

2019年第49回  
天文・天体物理若手夏の学校

集録

コン

## 謝辞

2019年度天文・天体物理若手夏の学校は、基礎物理学研究所を始め、国立天文台、理論天文学宇宙物理学懇談会、宇宙線研究者会議、光学赤外線天文連絡会、野辺山宇宙電波からのご支援、また、企業・個人(プログラム集参照)からご寄付により成り立っております。事務局一同厚く御礼申し上げます。

コンパクト天体・宇宙素粒子分科会

## index

a1	岩田 朔	超新星爆発時のフォールバックと中心天体からのエネルギー供給が決める若い中性子星の多様性
a2	早川朝康	X-ray emission from a failed supernova and fallback heating effect
a3	杉浦 健一	原始中性子星冷却でのニュートリノ-核子間反応における weak-magnetism の影響
a4	道簾 皓平	S 超新星コアにおけるジェットの MHD 不安定性
a5	赤穂 龍一郎	一般相対論的 Boltzmann 方程式の直接解法によるニュートリノ輻射輸送計算
a6	齋藤 晟	偏光分光観測で探る高輝度超新星の爆発形状
a7	反保 雄介	HSC transient survey による Rapidly Evolving Transients の統計的解析
a8	松田 将大	HSC transient survey で探る明るい超新星の光度分布
a9	田口 健太	輻射輸送計算に基づく爆発直後の新星スペクトルの考察
a10	小形 美沙	連星系における超新星爆発の連星進化への寄与
a11	吉成 直都	球状星団におけるコンパクト連星の力学進化
a12	鹿内 みのり	高速電波バーストと連星中性子星合体の同時検出可能性について
a13	富永 愛侑	MAXI データを用いた Circinus X-1 増光現象の統一的解釈
a14	堀江 光希	Swift 衛星による GRB090618 の減光過程の広帯域スペクトル解析
a15	倉西 嶺人	相対論的変動エディントン因子の輻射輸送計算
a16	西脇 公祐	Event Horizon Telescope が示唆する M87 中心付近の磁場
a17	菅谷 知博	フェルミガンマ線宇宙望遠鏡による超大質量ブラックホール Sagittarius A* の観測的研究
a18	井上 壮大	中性子星への超臨界降着柱モデルによる超高光度 X 線源の X 線パルス計算
a19	古野 雅之	超臨界降着流のフラクタル次元解析
a20	吉武 知紘	超高光度 X 線源 Holmberg IX X-1 の広帯域 X 線同時観測スペクトル解析
a21	高嶋 聡	X 線衛星「すざく」を用いた Eddington 限界を超えた光度を持つ中性子星連星 SMC X-1 の観測
b1	内海 碧人	相対論的輻射磁気流体シミュレーションによるブラックホール超臨界降着円盤のアウトフロー形成
b2	高橋 幹弥	一般相対論的輻射輸送シミュレーションの研究に向けたレビュー
b4	鈴木 遼	多体系の Hill 安定性に対する一般相対論的効果の影響
b5	御堂岡 拓哉	多体系の Hill 安定性に対する一般相対論的効果の影響
b6	恒任 優	活動銀河核ジェットの駆動メカニズム解明 輻射輸送計算による偏波イメージ予測
b7	田嶋 裕太	相対論 MHD ジェット伝搬シミュレーションと電波帯疑似観測
b8	衣川 智弥	重力波観測での中性子星-白色矮星連星の観測可能性

## index

c1	武井 勇樹	Constructing a Model for Interaction-Powered Supernovae Using Radiative Transfer Simulations
c2	松岡 知紀	Radio Emission from Supernovae in the Very Early Phase: Implications for the Dynamical Mass Loss of Massive Stars
c3	中村 拓未	重力波で迫る重力崩壊型超新星の爆発メカニズム
c4	財前 真理	超新星爆発においてニュートリノハローがニュートリノ集団振動へ与える影響
c5	高橋 満里	CTA で迫るガンマ線バースト
c6	長井 拓巳	陰解法を用いたモンテカルロ輻射流体について
c7	齋藤 祥太	すぎく衛星のデータを用いた高エネルギー突発天体の探査
c8	直江 知哉	量子論的 Synchro-Curvature radiation によるレーザーと FRB
c9	山口 純矢	Kerr BH からの電磁場を介したエネルギー抽出メカニズム
c10	高村 美恵子	Narrow-line Seyfert 1 型銀河 1H0323+342 の論文の紹介と今後の課題と展望
c11	山本 剛大	AGN フィードバックにおける分子形成とモレキュラーアウトフロー
c12	宇都宮 拓哉	フェルミガンマ線宇宙望遠鏡による CygnusX-1, X-3 の観測
c13	平松 卓也	SS 433 の放射スペクトルについて
c15	土肥 明	中性子星内部のニュートリノ放射が及ぼす X 線バーストの影響
c16	小林 浩平	MAXI/GSC のデータを用いた新天体 MAXI J1631-479 のエネルギースペクトル解析
c17	青木 真凜	MAXI のデータを用いた X 線新星 MAXI J1727-203 の解析
c18	高城 龍平	NICER のデータを用いた MAXI J1810-222 の解析

a1

超新星爆発時のフォールバックと中心  
天体からのエネルギー供給が決める若  
い中性子星の多様性

東京大学大学院理学系研究科附属ビッ  
グバン宇宙国際研究センター

岩田 朔

# 超新星爆発時のフォールバックと中心天体からのエネルギー供給が決める 若い中性子星の多様性

岩田 朔 (東京大学大学院理学系研究科附属ビッグバン宇宙国際研究センター)

## Abstract

重力崩壊型超新星爆発によって放出された物質のうち、一部は中心に形成された中性子星の重力によってフォールバック降着する。この降着流と中性子星の磁気圏の相互作用の結果、回転駆動パルサー、マグネター、central compact object といった若い中性子星の多様性の起源として重要であると考えられている。我々は今回、二次元流体シミュレーションを用いて、中性子星からのエネルギー注入がフォールバック降着流に与える影響について調べ、このような系を記述する一次元自己相似解との比較を行った。その結果、Rayleigh-Taylor 不安定性の効果などにより、フォールバック物質が中性子星表面に到達するための臨界降着率が一次元自己相似解の場合に比べて約 10 倍小さくなることがわかった。また、一次元自己相似解ではフォールバック物質が常に押し返されていた断熱指数が  $\gamma > 4/3$  の場合に関しても臨界降着率が存在することがわかった。フォールバック物質が中性子星表面に到達する場合に関して、表面における磁場と降着流の運動エネルギーの比較から磁場が中性子星内部に埋め込まれる条件を求め、若い中性子星の多様性との関係について考察した。

## 1 Introduction

### 1.1 Fallback Accretion

$\sim 10M_{\odot}$  より重い大質量星は進化の最後に重力崩壊型超新星爆発を起こす。その結果、星の外層は爆発エネルギーの一部を受け取って放出され、中心には中性子星やブラックホールといったコンパクト天体が形成される。しかし、放出された物質の一部は中心に形成されたコンパクト天体の重力から抜け出すのに必要なエネルギーを受け取ることができず、やがて中心天体の重力に引かれて戻ってくるのが超新星爆発のシミュレーションから示唆されている。この現象をフォールバック降着という (Colgate 1971)。

フォールバックによって降着する物質の質量は、親星の初期質量や構造などに依存することがわかっており、おおよそ  $M_{\text{fb}} \sim 10^{-4} - 10^{-2} M_{\odot}$  である (Ertl et al. 2016)。また、中心天体が中性子星の場合、フォールバック降着による降着率と中性子星の持つ磁場の強さ次第で中性子星の周りの磁力線が中性子星内部に押し込められることがある (Torres-Forné et al. 2016)。また、フォールバックによって中性子星の周りの物質が中性子星に降り積ろうとしているとき、中性子星はニュートリノ駆動風やパルサー風などによって

フォールバック物質を押し戻すことができる (Piro & Ott 2011)。

### 1.2 Self-Similar Solutions

中性子星から球対称で時間のべき乗に従った量だけエネルギーが供給される場合には、降着物質の運動は相似変数  $\xi \equiv r(GM_c t^2)^{-1/3}$  を用いた自己相似解で記述することができる (Shigeyama & Kashiyama 2018)。ただし、 $G$  は重力定数、 $M_c$  は中心天体の質量、 $r$  は中心天体からの距離、 $t$  はフォールバックが始まってからの時間である。それによると、断熱指数  $\gamma$  が  $4/3$  以下の時にはエネルギー供給によってフォールバック物質を押し返す臨界降着率が存在し、それ以上の降着率では解がない。 $\gamma = 4/3$  の場合の臨界降着率は、forward shock の位置での無次元の降着率を

$$\alpha \equiv \frac{GM_s M_c}{r_s \dot{Q}} = 4\pi D_{\text{fb}} \sqrt{\xi_s} \quad (1)$$

と定義すると  $\alpha \sim 5.3$  である。ここで、 $\dot{M}$  は質量降着率、 $\dot{Q}$  はエネルギー注入率、 $D_{\text{fb}}$  は shock front での無次元の密度である。添字  $s$  は forward shock の位置での値である。しかし、実際には磁気双極子放

射は球対称ではなく、さらに条件次第では自己相似解の形から Rayleigh-Taylor 不安定性が生じることが予想されている。したがって、より現実的なフォールバック降着の運動を知るには、多次元流体計算を行う必要がある。

本研究では、二次元特殊相対論的流体力学による数値計算によって、磁気双極子放射によるエネルギー供給を考慮したフォールバック降着流の運動について調べ、最終的にフォールバック物質が中性子星表面に到達する条件を求めた。また、フォールバック物質が中性子星表面に到達する場合、中性子星の持つ磁場が中性子星内部に押し込められるかどうかについても検証した。

## 2 Methods

フォールバック物質の二次元特殊相対論的流体シミュレーション (e.g. Mignone et al. 2005) を行う。中心天体の質量は典型的な中性子星を仮定して  $M_c = 1.4M_\odot$  とする。初期条件として、密度  $\rho$  と速度  $v$  を

$$\rho_{\text{init}} \propto r^{-\frac{1}{2}}, v_{r,\text{init}} = -\sqrt{\frac{2GM_c}{r}}, v_{\theta,\text{init}} = 0 \quad (2)$$

のように与える。ただし、 $r$  は中心天体からの距離である。これは、自己相似解において時間が非常に小さい極限での解に一致する。具体的な初期密度は計算領域の外側境界  $R_b = 3.0 \times 10^9$  cm における  $t = 0$  での質量降着率  $\dot{M}_b = 4\pi R_b^2 \rho_b \sqrt{GM_c/R}$  を用いて

$$\rho_{\text{init}} = \frac{\dot{M}_b}{4\pi R_b \sqrt{GM_c}} r^{-\frac{1}{2}} \quad (3)$$

とおく。

また、境界条件として、外側の境界において 2 種類の条件を考える。1 つ目の条件は境界での質量流入率を一定とする条件、2 つ目は境界での質量流入率が  $t^{-5/3}$  に比例する (Michel 1988, Chevalier 1989) という条件、すなわち  $\dot{M}_b \propto t^{-5/3}$  となる (Michel 1988, Chevalier 1989) ように  $\rho_b = \rho_{b,\text{init}}(t_0 + t/t_0)^{-5/3}$  とする条件である。ここで、 $t_0 \sim \sqrt{R_b^3/(2GM_c)} \sim 8.3$  s である。

これらの条件に加え、中心天体からエネルギーを与える。フォールバックのタイムスケールはパルサー

のスピンドアウンのタイムスケールに比べて十分短い  
ため、エネルギー注入は時間によらず一定とする。エネルギー注入率は中性子星の磁場  $B_*$  および自転周期  $P$  を用いて

$$\dot{Q} = 2.7 \times 10^{45} \text{ erg sec}^{-1} \left( \frac{B_*}{10^{13} \text{ G}} \right)^2 \left( \frac{10 \text{ ms}}{P} \right)^2 \quad (4)$$

と表される (Parfrey et al. 2016)。

また、初期密度に以下のように摂動を加えた場合についても計算を行う。

$$\rho_{\text{init,pert}}(r, \theta) = \rho_{\text{init}}(r, 0)(1 + \epsilon \cos 2\theta), \epsilon = \text{const.} \quad (5)$$

ここでは、 $\epsilon = 1.0 \times 10^{-10}$  とする。

## 3 Results

### 3.1 Confirmation of spherically symmetric calculations

摂動を加えない場合、中性子星からのエネルギー供給を受けて生じた forward shock や contact discontinuity は球対称を保ちながら運動する (図 1)。自己相似解における臨界降着率を下回っているとき、forward shock と衝撃波によって加熱された物質は外向きに運動し続ける。臨界降着率を上回る状況下では、最終的にフォールバック物質は中性子星からのエネルギーを受けて吹き飛ばされる。

### 3.2 Spherically symmetric calculations with perturbation

前述した摂動を加えることで、 $\theta$  方向にも物質が運動するようになる (図 2-3)。その結果、中性子星がフォールバック物質を吹き飛ばせる臨界降着率は大きく下がる (表 1)。降着率と中性子星の持つ磁場および自転周期を変えて実験したときのそれぞれのフォールバック物質の行き着く先を図 4(降着率一定の場合) および図 5(降着率が  $\dot{M} \propto t^{-5/3}$  で表せる場合) に示す。中性子星の磁場と自転周期を固定した場合の臨界降着率は摂動を加えない場合および自己相似解と比較するとおよそ一桁下がる。



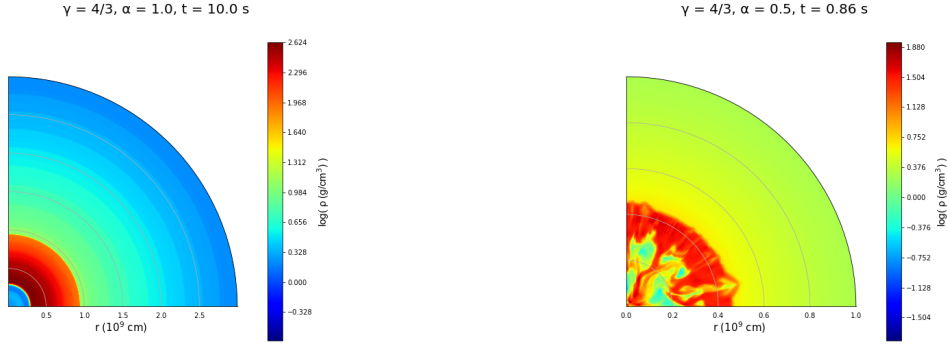


図 1: Density distribution of spherically symmetric calculation for  $\gamma = 4/3$ ,  $M_c = 1.4M_\odot$ ,  $\dot{Q} = 2.7 \times 10^{45}$  erg/s,  $\rho_{\text{init}} = 8.0 \times 10^4 r^{-1/2}$  g/cm<sup>3</sup>,  $\alpha = 1.0$ ,  $t = 10.0$  s.

図 3: Same as Fig.2 but for  $\gamma = 4/3$ ,  $M_c = 1.4M_\odot$ ,  $\dot{Q} = 2.7 \times 10^{45}$  erg/s,  $\rho_{\text{init}} = 4.2 \times 10^4 r^{-1/2}$  g/cm<sup>3</sup>,  $\alpha = 0.5$ ,  $t = 0.86$  s.

表 1: Non-dimensional critical accretion rates for various adiabatic index  $\gamma$ . The values of self-similar solutions are derived by Shigeyama & Kashiyama 2018.

$\alpha$	$\gamma = 4/3$	$\gamma = 7/5$	$\gamma = 5/3$
self-similar	5.3	None	None
2D (this work)	0.3	0.3	0.4

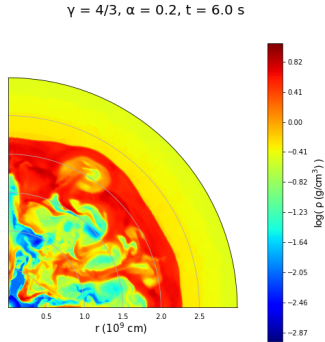


図 2: Density distribution of spherically symmetric calculation with perturbation for  $\gamma = 4/3$ ,  $M_c = 1.4M_\odot$ ,  $\dot{Q} = 2.7 \times 10^{45}$  erg/s,  $\rho_{\text{init}} = 1.7 \times 10^4 r^{-1/2}$  g/cm<sup>3</sup>,  $\alpha = 0.2$ ,  $t = 6.0$  s.

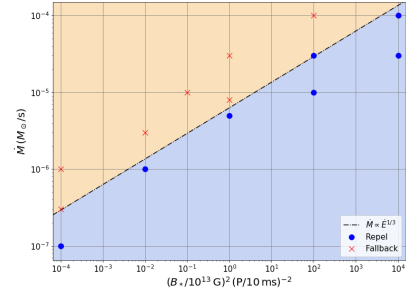


図 4: Final fate of fallback matter when constant accretion rate is assumed.

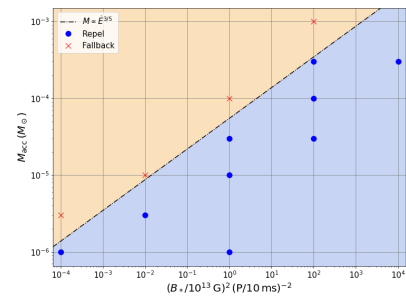


図 5: Same as Fig.4 but for the condition that  $\dot{M} \propto t^{-5/3}$

## 4 Discussion

### 4.1 Neutron star formation with fallback accretion and the diversity of young neutron stars

本研究によりフォールバック物質が押し戻されるために必要な中性子星の磁場・自転周期の大きさの条

件が得られた。ここでは、フォールバック降着が若い中性子星の多様性に与える影響について考える。現在、生まれてからの年齢が 1,000 – 10,000 年程度の

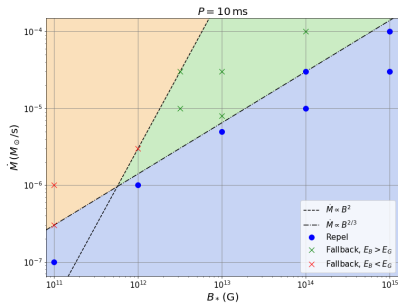


図 6: Same as Fig.4 but spin period of NS is fixed to  $P = 10\text{ms}$ .

若い中性子星として強磁場のマグネター、磁気双極子放射による非熱的放射が見えず、熱的に光っている central compact objects (CCOs)、スピンドウンのエネルギーを用いて光る回転駆動型パルサーの 3 種類の種族の中性子星が観測されている。フォールバック降着の際、中性子星の磁場が弱いか降着率が大きい状況下では磁場が中性子星の中に埋め込まれる可能性が指摘されている (Torres-Forné et al. 2016)。その結果、中性子星内部は磁力線が密になる一方で外からは磁場の弱い中性子星が観測される。これは、表面磁場が弱いバーストが観測されている central compact object の特徴と合致する。一方、パルサー風からのエネルギー供給によってフォールバック物質を押し戻す場合は、そのままスピンドウニングによる放射が観測されるため、パルサーとして観測される。我々もこのシナリオに則り中性子星の磁場エネルギーとフォールバック物質の運動エネルギーを比較し、中性子星の磁場が星の内部に押し込められるかどうかを検証した (図 6)。図 6 において、青、緑、橙の領域はそれぞれ中性子星がパルサー、マグネター、CCO として観測される領域である。本研究で得られたフォールバックに関する降着率、中性子星の磁場および自転周期の条件は中性子星の多様性の起源を解明する鍵となりうるものである。

## 5 Conclusion

我々は重力崩壊型超新星爆発の際に起こるフォールバック降着流の運動について中心天体が高速で自

転する中性子星の場合を仮定し、磁気双極子放射によるエネルギー供給を考慮して二次元の特殊相対論的流体計算を実行して一次元の場合に存在する自己相似解との比較を行なった。その結果、初期密度に摂動を加えることでフォールバック物質を押し返せるかどうかの閾値が自己相似解と比較して大きく下がることを示した。また、自己相似解では臨界値が存在しなかった  $\gamma > 4/3$  の場合でも二次元では中性子星に物質が降り積もることがあることも示した。

中性子星からのパルサー風によってフォールバック物質を完全に押し返せるかどうかはその中性子星がパルサーとして観測されるか、central compact object として観測されるか、それともマグネターとして観測されるかに大きく影響しているとされているが、本研究ではそれらの境界になりうるフォールバックの強さおよび中性子星の磁場・自転周期の大きさに関する条件を二次元の運動を考慮した範囲で初めて導き出した。

## Acknowledgement

The numerical calculations were in part carried out on XC40 at Yukawa Institute for Theoretical Physics in Kyoto University.

## Reference

- Chevalier, R. A. 1989, ApJ, 346, 847
- Colgate, S. A. 1971, ApJ, 163, 221
- Ertl, T., Janka, H.-T., Woosley, S. E., Sukhbold, T., & Ugliano, M. 2016, ApJ, 818, 124
- Michel, F. C. 1988, Nature, 333, 644
- Mignone, A., Plewa, T., & Bodo, G. 2005, ApJ, 160, 199
- Parfrey K., Spitkovsky A., & Beloborodov A. M., 2016, ApJ, 822, 33
- Piro, A. L., & Ott, C. D. 2011, ApJ, 736, 108
- Shigeyama, T. & Kashiyama, K. 2018, PASJ, 70, 6
- Torres-Forné, A., Cerdá-Durán, P., Pons, J. A., & Font, J. A. 2016, MNRAS, 456, 3813

a2

X-ray emission from a failed supernova  
and fallback heating effect

京都大学 宇宙物理学教室

早川朝康

# X-ray emission from a failed supernova and fallback heating effect

早川朝康 (京都大学 宇宙物理学教室 D3), 前田啓一 (京都大学 准教授)

## Abstract

近年の観測技術の発達により、恒星質量ブラックホールの存在が確実視されるようになってきたが、その形成の瞬間を捉えることはできていない。また重力崩壊型超新星の観測からは、爆発に失敗したと思われる天体や、理論からも爆発に失敗しやすい星があることがわかってきており、failed supernova として注目されている。failed supernova は大質量星が爆発せず崩壊し、ブラックホールを形成している可能性が高いが、理論や観測が少なく、この現象を捉えることができる新たな手法が必要である。本研究では、failed supernova が起きた時に X 線で観測できるか評価した。というのは、ブラックホールができているのであれば数週間以上の時間で Eddington 降着率以上の激しい X 線放射現象が期待されるからである。一次元輻射流体力学と、光学的厚みの見積もりから実際に見えそうな光度曲線を見積もり、結果、親星によってはこれまで観測されている超新星の X 線観測と同じくらいの明るさで輝く可能性が示唆された。今後の突発天体の観測で failed supernova 候補が見つかり、X 線での追観測でこのような現象が見える可能性がある。

## 1 Introduction

近年の様々な観測から、恒星質量ブラックホールの存在が確実視されいている。このような恒星質量ブラックホールが形成された瞬間を捉えることはいまだにできていない。

恒星質量ブラックホールの形成に関連する現象として、重力崩壊型超新星がある。重力崩壊型超新星は、 $8M_{\odot}$  以上の質量を持つ大質量星が進化の最終段階で重力崩壊を起こし、爆発する現象として知られている。しかしながら、近年の数値計算では、すべての大質量星が超新星爆発を起こすわけではなく、 $M_{ZAMS} \geq 20M_{\odot}$  では爆発に失敗し、ブラックホールを形成することが示唆されいている (O'Connor & Ott 2011)。さらに、重力崩壊型超新星の爆発前の親星の観測では、 $M_{ZAMS} \geq 18M_{\odot}$  となる親星は見つからない (Smartt et al. 2009; Smartt 2015) ことから、爆発に失敗した星がブラックホールを形成している可能性が高い。このような爆発に失敗した超新星は failed supernova と呼ばれている。

Kochanek et al. (2008) では、failed supernova を赤色超巨星のモニタリング観測を続けることにより発見する試みが行われ、実際に消えて無くなった赤

色超巨星が 2 例見つかった (Gerke et al. 2015; Adams et al. 2017)。failed supernova の質量放出や、可視光での時間変動等も数値計算が行われている。例えば、Lovegrove & Woosley (2013); Lovegrove et al. (2017); Fernández et al. (2018) では、爆発に失敗した超新星であっても、中心にできた原始中性子星からのニュートリノ放射により質量を失い、重力の束縛を振り切った外層が吹き飛ばされるモデルが提案されている。このモデルでは、その爆発エネルギーは一般的な超新星爆発よりも 3 桁ほど少ない ( $E_{\text{failedSN}} \simeq 10^{48} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1} = 10^{-3} E_{\text{SN}}$  が、放出された物質は速度が小さく、冷え切るまでに時間がかかるため、暗いが長く続く光度曲線 ( $L_{\text{failedSN}} \simeq 10^{38-39} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \simeq 10^{-2-4} L_{\text{SN}}$ ,  $t_{\text{d,failedSN}} \simeq 10^{2.5} \text{day} \simeq 10^{0.5-1} \times t_{\text{d,SN}}$ ) が予測された。このような現象は、可視光域で通常の超新星よりも暗いこともあり、観測することが難しい。

一方で、fallback heating model と呼ばれるモデルでは、爆発に失敗して重力による束縛を超えられない物質が、再度中心天体に降着することで重力エネルギーを解放し、放出している一部の物質にエネルギーを与えることが考えられている。Dexter & Kasen (2013) では 超高輝度超新星と呼ばれる普通の

超新星よりも十倍以上明るい超新星を説明するためにこのようなモデルを提案しているが、同じようなモデルはガンマ線バーストのようなさらに激しい現象の説明にも適応されている (Woosley 1993; MacFadyen & Woosley 1999; Hayakawa & Maeda 2018)。しかしながら、このように激しい現象が起きる場合でも、数多く見つかった超新星の中でも希少なタイプであるため、狙って観測することは難しい。

そこで、failed supernova を捉えるために本研究では、X 線に注目してモデル計算を行った。なぜならば、爆発に失敗した場合、中心では質量降着率はエディントン限界を超えているため、激しく X 線を放出している可能性が高いためである。さらに放出された X 線は周りに放出された物質に吸収を受ける可能性が高いが、降着中に放出された物質が、先に放出された物質を押し広げ、密度を小さくすることができれば、透けるのが早くなり、中心の激しい降着現象を見ることができるともかもしれない。本研究での目標は二つであり、failed supernova の中心からの X 線放射がどの程度になるか、また fallback heating により光度や見え方に影響があるかを調べた。

## 2 Methods

本研究の計算は大まかに二つのプロセスからなる。まず爆発に失敗した超新星がどのように進化するかを一次元輻射流体力学計算を行い、その後中心からの X 線放射がどのように見えるかを評価した。流体力学計算には、SNEC (Morozova et al. 2015) を使い、中心からのエネルギーインプットは thermal bomb で入れた。通常の超新星のような爆発を起こすもの、failed supernova となるもの、fallback heating により追加のエネルギーを  $\dot{E}_{\text{fb}} \times (t/t_{\text{fb}})^{-5/3}$  となるように入れたものの三種類を爆発モデルと用意している。fallback による質量降着率は Fernández et al. (2018) から示唆されるものを用いている。

それぞれのモデルは星の種類 (s15RSG, s25BSG, s40WR)、爆発のモデルにより通常の超新星 (b), failed supernova (f), fallback heating (h) として名前をつけてある。また親星は Woosley et al. (2002) から得られた赤色超巨星と、

Wolf-Rayet 星、恒星進化計算コード MESA (Paxton et al. 2011, 2013, 2015, 2018) から計算された青色巨星を用意した。モデルの一覧は表 1 に示してある。

X 線の評価に必要な観測者から天体の中心までの光学的厚み  $\tau_\nu$  は、ある振動数  $\nu$  を持つ光子に対して以下のように書ける。

$$\tau_\nu(t) = \int_0^\infty \kappa_\nu(t, r) \rho(t, r) dr \quad (1)$$

ここで  $\rho(t, r)$ ,  $\kappa_\nu$  は、流体計算から得られた各時刻での密度構造と opacity である。opacity は、アルファ粒子 19 種類からなる流体素片それぞれに対して以下の式で求めている。今回は、光電吸収のみを考慮に入れ、X-ray lib から得られたテーブルを用いている。

$$\kappa_\nu(t, r) \simeq \sum_i \frac{f_i(t, r) \sigma_{\text{pe}, \nu, i}}{A_i m_p} \quad (2)$$

$f_i$ ,  $\sigma_{\text{pe}, \nu, i}$ ,  $A_i$ ,  $m_p$  は、それぞれ、 $i$  番目の中性元素比、振動数  $\nu$  に対する反応断面積、質量数、陽子質量である。これから求められる透過度中心にはブラックホール降着円盤から期待されるスペクトル  $L_\nu(t)$  を仮定し、観測されうるスペクトルを以下のように評価した。

$$L_{\nu, \text{observed}} \simeq L_{\text{nu}} \times \exp(-\tau_\nu) \quad (3)$$

の標準円盤を  $\dot{M}_{\text{fb}}$  に基づいて計算したモデル、Ed-dington 限界で制限をかけたモデル、Watarai (2006) でのスリム円盤、そして放出物内での衝撃波形成による非熱的放射によるべき乗モデルを用いた。スペクトル  $L_\nu$  は、0.1 – 500 keV の範囲を考慮に入れている。

## 3 Results

図 1 では、予測される X 線の光度曲線が書かれている。まず、普通の超新星のような爆発 (黄色) では、数百日から放出物が X 線に対して晴れ上がりを起こし、親星にはほとんど寄らない。一方、failed supernova モデルでは、親星によって放出される質量が大きく変わるため青色超巨星や WR 星で晴れ上がりは早くなっている。ピークでの光度は、インプットしたスペクトルによるが、標準円盤や non-thermal モデルで

表 1: モデル一覧

model name	$M_{\text{ZAMS}} [M_{\odot}]^a$	$M_{\text{preCC}} [M_{\odot}]^b$	reference <sup>c</sup>	star type	$M_{\text{cut}} [M_{\odot}]^d$	$E_{\text{bomb}} [\text{erg}]^e$	$t_{\text{bomb}} [\text{s}]^f$	$\dot{E}_{\text{fb}} [\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}]^g$	$t_{\text{fb}} [\text{s}]^h$
s15RSGb	15	12.64	WHW	RSG	5.0	$10^{51}$	0.5	-	-
s15RSGf					8.0	$10^{48}$	3.0	-	-
s15RSGh					8.0	$10^{48}$	3.0	$10^{49}$	$10^2$
s25BSGb	25	11.80	MESA	BSG	5.0	$2.1 \times 10^{51}$	0.5	-	-
s25BSGf					11.69	$10^{48}$	3.0	-	-
s25BSGh					11.69	$10^{48}$	3.0	$10^{50}$	$10^1$
s40WRb	40	8.7448	WHW	WR	3.0	$1.9 \times 10^{51}$	0.5	-	-
s40WRf					8.744	$10^{48}$	2.6	-	-
s40WRh					8.314	$10^{48}$	2.6	$10^{50}$	$10^1$

a zero age main sequence での質量,

b 重力崩壊直前の質量,

c WHW: Woosley et al. (2002), MESA: Paxton et al. (2011, 2013, 2015); Prentice et al. (2018),

d 中心で切り取った質量,

e 最初の爆発エネルギー,

f 最初の爆発エネルギーを入れる時間,

g fallback heating として入れるエネルギー,

h fallback heating を最初に入れる時間と、fallback time scale

は  $L_{0.3-10\text{keV}} 10^{42} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$  に及ぶ (WR 星)。fallback heating model では、新たに加われたエネルギーにより、放出物が腫れ上がるのが failed supernova よりも 10-100 倍ほど早くなっている。この fallback heating により、赤色超巨星や青色超巨星のモデルでは、観測されている超新星の光度とタイミングが、同程度になっている。WR 星の場合は、晴れ上がりに時間がかかっているが、これはブラックホール降着円盤から放出される物質の質量が、先に放出された物質を超えるため、エネルギーが高くて青色巨星の fall back heating モデルとほとんど同じ結果になっている。

全てのモデルに対して共通して、hard X 線の方が腫れ上がり soft X 線よりも早い。これは、光電吸収の反応係断面積が、光子のエネルギーに大きく寄るためである。晴れ上がりは早いものの、光度のピークが soft X 線よりも小さくなっているが、そもそもインプットしているスペクトルが hard 側では暗いためである。

## 4 Discussion & Conclusion

今回の計算結果により、fallback heating はブラックホールからの X 線が観測されるタイミングを早くすることができ、観測されている超新星と同じ程度輝くモデルもあることがわかった。しかしながら、モデルの簡略化により正しく評価できていないことがある。

まず中心のスペクトルに関してである。ブラックホール降着円盤での質量降着率は、Eddington 限界を大きく超えており、激しいアウトフローを生み出すことが示唆されている。しかしながら、アウトフロー

がどの程度の効率で放出されるかは分からない。これらのアウトフローは先に放出された物質と衝撃波を形成して比熱的放射すると考えられるが、こちらの効率もよくわかっていない。さらに 100keV 以上のエネルギーを持つ光子は、コンプトン散乱を受けやすいが、散乱は今回扱っていない。

今回の我々の計算結果は、pulsar wind nebula で Kotera et al. (2013) に示唆されている結果と同じく、ハード側から晴れ上がってくるということになった。一方で Metzger et al. (2014) により、電離が低エネルギー側から進み、内側から表面まで到達することで、低エネルギー側も晴れ上がりを起こすことが示唆されている。しかしながら、今回は元素組成の電離状態を解いていないため、ソフト側は過小評価になっている。

それでも中心のブラックホール降着円盤のスペクトルに不定性があるものの、最も現実的なスリム円盤等であれば、数十日から数百日以降から  $L_{\text{soft}} \simeq 10^{38} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $L_{\text{hard}} \simeq 10^{34} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$  程度で継続して光る可能性があることを発見した。この光始めるタイミングは、親星に大きくより、failed supernova となっても放出する物質の少ない、青色超巨星や WR 星が崩壊した瞬間を可視光等で捉えることができれば、X 線での追観測で今回のようなブラックホール形成の現場を捉えることができるかもしれない。

## Acknowledgement

この発表は、日本学術振興会 研究課題 17J07512 の特別研究員 (DC1) 奨励費により行われている。議論に協力していただき、また Xraylib のデータを提供していただいた

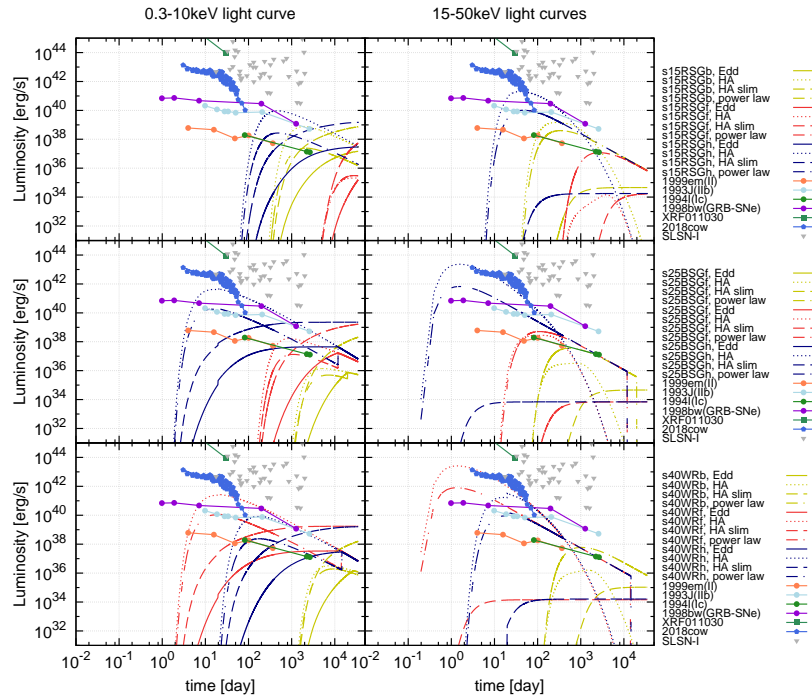


図 1: 予想される X 線での光度曲線と超新星等で観測されている X 線。観測点は Kouveliotou et al. (2004); Margutti et al. (2018, 2019) からである。hard X 線は観測されていないが、比較のために soft 線の光度を書いている。それぞれ上から赤色超巨星、青色超巨星、WR 星でのモデル。線の色は一般的な超新星 (黄), failed supernova (赤), そして fallback heating モデル (青色) である。線種はそれぞれ、仮定したスペクトルの違いであり、Eddington 降着率での標準円盤モデル (実線), 制限をかけない標準円盤モデル (点線), スリム円盤モデル (破線), 衝撃波による non-thermal (点破線) である。べき乗モデルでは  $\nu L_\nu = \text{const}(0.1\text{keV} \leq h\nu \leq 500\text{keV})$  となるように置いている。

た京都大学谷本淳氏, MESA による計算を行っていただいた大内竜馬氏には特に感謝申し上げます。

## Reference

Adams, S. M., Kochanek, C. S., Gerke, J. R., Stanek, K. Z., & Dai, X. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 468, 4968, 10.1093/mnras/stx816

Dexter, J., & Kasen, D. 2013, *ApJ*, 772, 30, 10.1088/0004-637X/772/1/30

Fernández, R., Quataert, E., Coughlin, E. R., & Kashiyama, K. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 476, 2366, 10.1093/mnras/sty306

Gerke, J. R., Kochanek, C. S., & Stanek, K. Z. 2015, *MNRAS*, 450, 3289, 10.1093/mnras/stv776

Hayakawa, T., & Maeda, K. 2018, *ApJ*, 854, 43, 10.3847/1538-4357/aaa76c

Kochanek, C. S., Beacom, J. F., Kistler, M. D., et al. 2008, *ApJ*, 684, 1336, 10.1086/590053

Kotera, K., Phinney, E. S., & Olinto, A. V. 2013, *MNRAS*, 432, 3228, 10.1093/mnras/stt680

Kouveliotou, C., Woosley, S. E., Patel, S. K., et al. 2004, *ApJ*, 608, 872, 10.1086/420878

Lovegrove, E., & Woosley, S. E. 2013, *ApJ*, 769, 109, 10.1088/0004-637X/769/2/109

Lovegrove, E., Woosley, S. E., & Zhang, W. 2017, *ApJ*, 845, 103, 10.3847/1538-4357/aa7b7d

MacFadyen, A. I., & Woosley, S. E. 1999, *ApJ*, 524, 262, 10.1086/307790

Margutti, R., Chornock, R., Metzger, B. D., et al. 2018, *ApJ*, 864, 45, 10.3847/1538-4357/aad2df

Margutti, R., Metzger, B. D., Chornock, R., et al. 2019, *ApJ*, 872, 18, 10.3847/1538-4357/aafa01

Metzger, B. D., Vurm, I., Hascoët, R., & Beloborodov, A. M. 2014, *MNRAS*, 437, 703, 10.1093/mnras/stt1922

Morozova, V., Piro, A. L., Renzo, M., et al. 2015, *ApJ*, 814, 63, 10.1088/0004-637X/814/1/63

O'Connor, E., & Ott, C. D. 2011, *ApJ*, 730, 70, 10.1088/0004-637X/730/2/70

Paxton, B., Bildsten, L., Dotter, A., et al. 2011, *ApJS*, 192, 3, 10.1088/0067-0049/192/1/3

Paxton, B., Cantiello, M., Arras, P., et al. 2013, *ApJS*, 208, 4, 10.1088/0067-0049/208/1/4

Paxton, B., Marchant, P., Schwab, J., et al. 2015, *ApJS*, 220, 15, 10.1088/0067-0049/220/1/15

Paxton, B., Schwab, J., Bauer, E. B., et al. 2018, *ApJS*, 234, 34, 10.3847/1538-4365/aaa5a8

Prentice, S. J., Maguire, K., Smartt, S. J., et al. 2018, *The Astrophysical Journal*, 865, L3, 10.3847/2041-8213/aad90

Smartt, S. J. 2015, *PASA*, 32, e016, 10.1017/pasa.2015.17

Smartt, S. J., Eldridge, J. J., Crockett, R. M., & Maund, J. R. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 395, 1409, 10.1111/j.1365-2966.2009.14506.x

Watarai, K.-y. 2006, *ApJ*, 648, 523, 10.1086/505854

Woosley, S. E. 1993, *ApJ*, 405, 273, 10.1086/172359

Woosley, S. E., Heger, A., & Weaver, T. A. 2002, *Rev. Mod. Phys.*, 74, 1015, 10.1103/RevModPhys.74.1015

a3

原始中性子星冷却でのニュートリノ-核  
子間反応における weak-magnetism の  
影響

早稲田大学大学院 先進理工学研究科  
杉浦 健一



## 原始中性子星冷却でのニュートリノ-核子間反応における weak-magnetism の影響

杉浦 健一 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

### Abstract

光、ニュートリノ、重力波を用いて天体現象を探るマルチ メッセンジャー天文学における次なるターゲットの一つとして 重力崩壊型超新星爆発 (CCSN) とその後形成される原始中性子星 (PNS) の進化が挙げられる。重力崩壊中に星の中心に形成される PNS は大量にニュートリノを溜め込んだ高温な星であり、ニュートリノを放出しながら冷えていき、中性子星へと至ると考えられている。CCSN からのニュートリノを観測することは CCSN メカニズムを解明する上でも PNS 自身の進化を知る上でも重要となる。銀河系内 CCSN が起きた場合、爆発後から 100s 程度のニュートリノシグナルを観測できると見積もられており、PNS の長時間進化をあらかじめ理論的に解明することが、観測から最大限の情報を引き出すために求められている。PNS 冷却計算においては、ニュートリノによる冷却を適切に扱う必要があるが、まだ理論的に不十分な点は多々残されている。本研究で着目するニュートリノ-核子間反応における weak magnetism は、核子が点電荷ではなく、実際にはクォーク 3 つからなる電荷分布を持つ粒子であることを考慮した補正であるが、weak magnetism はニュートリノ反応率に無視できない寄与を与えることが知られている。しかしながら、現状の PNS 冷却計算でこの weak magnetism を考慮した長時間進化計算は未だない。本研究では、ニュートリノ-核子間の反応率計算を共変的な枠組みの中で行い、散乱断面積がどの程度変化するのかを調べ、PNS 長時間計算に与える寄与についても評価を行う。

### 1 超新星爆発から中性子星へ

重力崩壊型超新星爆発 (CCSN) からのニュートリノは、CCSN メカニズムの解明や中心に生成されるコンパクト天体に関する情報を豊富に持っている。CCSN は大質量星が重力崩壊を起こすことによって始まる。一様収縮している内部コアが原子核密度程度になると、核力の斥力によって収縮が止まり、原始中性子星 (PNS) のコアが形成される。PNS コアへの物質降着は続くのでコアの周りには衝撃波が形成され、外側へ伝播していく。この衝撃波が超新星コアを突き抜けて星の表面まで到達することにより光学的な超新星へと至る。超新星コアを衝撃波が突き抜ける詳細な物理過程は今も大規模数値計算等を用いて活発に議論されているが、本講演では PNS コアがどのような過程を経て、中性子星 (NS) へと進化していくかに着目する。

そもそも、CCSN は重力崩壊によって解放される重力エネルギーが別の形で放出される過程と考えら

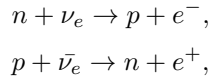
れる。初めは重力エネルギーの大半は PNS の内部エネルギーとして溜め込まれており、重力崩壊中に生成されたニュートリノが核子との反応によって自由に抜け出せないほど PNS が高密度になっていることと合わせると、PNS は高温でニュートリノを溜め込んだ星として誕生する。PNS はニュートリノを放出を通してエネルギーを捨てていくことで冷却していき、中性子星へと至ると考えられている。この冷却過程のニュートリノは、スーパーカミオカンデ等の高感度ニュートリノ観測装置を用いることで、銀河系内超新星に対しては 100 秒程度の長い間観測可能であり、観測できるニュートリノ数も 10000 個にのぼると見積もられている。

観測的な技術の進歩の一方で、100 秒ほどの長時間の PNS 冷却過程を追う理論計算は多くない。さらに、現状の PNS 冷却計算は計算コストの削減のために多くの近似を用いており、観測されるであろうニュートリノシグナルから詳細な PNS 冷却過程の情報を得るためには、十分とは言えない。本講演では、PNS

から放出されるニュートリノシグナルに直接影響を与えると考えられる、ニュートリノと核子の反応率について議論を行う。

## 2 核子の weak magnetism

コアバウンス後から数十秒間のニュートリノシグナルにおいて最も重要なニュートリノ反応の一つは荷電カレントを通じた電子型ニュートリノ反応である。すなわち、



の二つの反応である。図 1 に CCSN のコアバウンス 3 秒後における、平均自由行程の一覧を示した ((Fischer 2016) より抜粋)。これから分かるように、電子型反ニュートリノ、ミューオン型ニュートリノについては中性カレントを通じた散乱反応、電子型ニュートリノと物質の反応においては荷電カレント通じた反応が主要な項であることが分かる。

この反応はレプトンと核子の荷電カレントを通じた反応で、相互作用ラグランジアンは

$$\mathcal{L} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cos \theta_c l_\mu j^\mu, \quad (1)$$

とかける、ここで、 $G_F$ 、 $\theta_c$  はそれぞれフェルミ結合定数、カビボ角と呼ばれる定数で、 $l_\mu$ 、 $j_\mu$  はそれぞれレプトンカレントと実効的な核子カレントである。レプトンカレントは、素粒子標準模型からきまり、

$$l_\mu = \bar{l} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu, \quad (2)$$

という  $V - A$  型のカレントとなる。核子カレントは

$$j^\mu = \bar{\Psi}_p \left( \gamma^\mu (g_V - g_A \gamma_5) + F_2 \frac{i \sigma^{\mu\alpha} q_\alpha}{2M} \right) \Psi_n \quad (3)$$

とかかれ、 $V - A$  型カレントに加えて、形状因子  $F_2$  を含んだ項が加わる。この形状因子を含んだ項は、核子はクォーク三つから構成される粒子であるために、電荷分布、磁気モーメント分布を持っていることに起因しており、弱磁気 (weak magnetism) と呼ばれている。

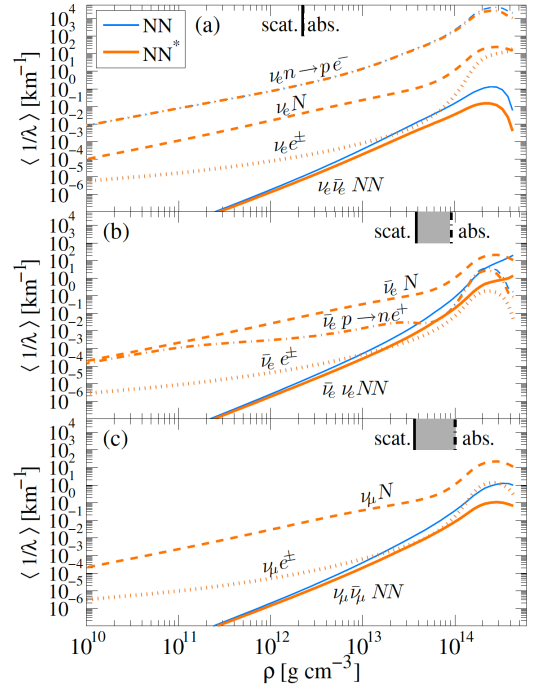


図 1: コアバウンス 3 秒後における各ニュートリノ反応の平均自由行程、横軸は密度、縦軸は平均自由行程の逆数を取っている。 $N = n, p$  を表している。((Fischer 2016)] より抜粋)

この相互作用 Lagrangian を用いて電子型ニュートリノ反応の吸収反応の平均自由行程は以下のようにかける:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda(\epsilon_\nu)} &= \int \frac{d^3 \mathbf{p}_p}{(2\pi)^3 \epsilon_p} \frac{d^3 \mathbf{p}_n}{(2\pi)^3 \epsilon_n} \frac{d^3 \mathbf{p}_e}{(2\pi)^3 \epsilon_e} \\ &\quad \times (1 - f_n) f_p f_e (2\pi)^4 \\ &\quad \times \delta^4(p_\nu + p_n - p_e - p_p) |\mathcal{M}|^2. \end{aligned} \quad (4)$$

ここで  $\mathcal{M}$  は不変散乱振幅で

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \frac{\cos^2 \theta_c G_F^2}{4} L_{\mu\nu} \Lambda^{\mu\nu}, \quad (5)$$

であり、不変散乱振幅に含まれている  $L^{\mu\nu}$  と  $\Lambda_{\mu\nu}$  は

それぞれレプトンテンソル，核子テンソルで

$$L^{\mu\nu} = \text{Tr} \left\{ \left( -\not{p}_1 + m_1 \right) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \right. \\ \left. \times \left( -\not{p}_3 + m_3 \right) \gamma^\nu (1 - \gamma^5) \right\} \quad (6)$$

$$\Lambda^{\mu\nu} \\ = \text{Tr} \left\{ \left( -\not{p}_2 + M_2 \right) \left( g_V \gamma^\mu - g_A \gamma^\mu \gamma^5 + F_2 \frac{i\sigma^{\mu\alpha} q_\alpha}{2M_p} \right) \right. \\ \left. \times \left( -\not{p}_4 + M_4 \right) \left( g_V \gamma^\nu - g_A \gamma^\nu \gamma^5 - F_2 \frac{i\sigma^{\nu\alpha} q_\alpha}{2M_p} \right) \right\} \quad (7)$$

次の節でこの表式を用いた荷電カレント反応の平均自由行程について議論する。

### 3 荷電カレント反応における weak magnetism の影響

図 2 に前節の weak magnetism を含んだ場合，weak magnetism を無視した場合 ( $F_2 = 0$ )，weak magnetism を無視しかつ核子の反跳を無視 ( $\mathbf{q} = \mathbf{p}_p - \mathbf{p}_n = 0$ ) した場合は三通りの荷電カレント反応の平均自由行程の密度依存性を示した。特に最後の場合は超新星数値計算などで頻繁に用いられる Bruenn (1985) の反応率と一致しており，解析的に値が計算できることもあり PNS 冷却計算の先行研究にも用いられている (Suwa et al 2019)。

図 2 の結果を見ると，核子の反跳を無視した場合と全てを考慮した場合では，後者の方が平均自由行程が短くなるのが分かる。またその効果は密度が高いほど大きくなるのが分かる。一方で weak magnetism は効果はあまり大きくないが，密度によらず平均自由行程を短くする効果があることが分かる。また，入射ニュートリノのエネルギーが大きくなるほど weak magnetism の影響が大きくなることも図からわかるが，これは核子カレントが核子の移行運動量に比例した形で入っていることと自然に対応する。

ここでは，環境の温度が  $T = 10$  MeV である場合を図示したが，他の温度について計算した場合でもこの傾向は変わらななかった。

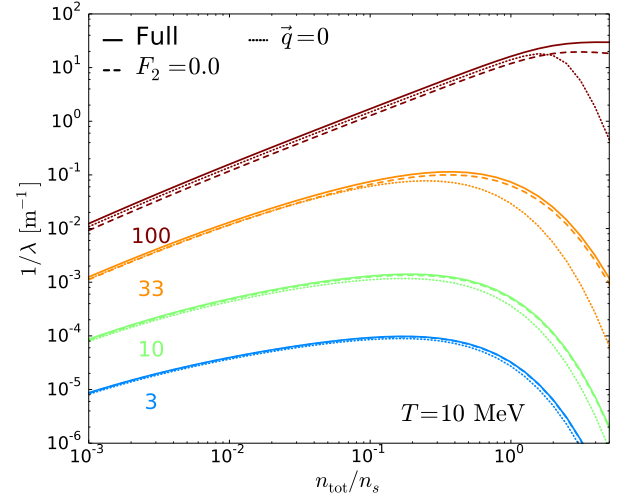


図 2: weak magnetism を考慮した荷電カレント反応の平均自由行程。横軸に核子数密度を原子核飽和密度で規格化したもの，縦軸を平均自由行程の逆数にとっている。反応が起きる環境の温度は  $T = 10$  MeV としており，線の色は入射ニュートリノの温度に対応する。点線が weak magnetism も核子の反跳も無視，鎖線が weak magnetism のみ無視，実線が核子反跳も weak magnetism も考慮した結果である。

Weak magnetism や核子の反跳を適切に考慮した場合，観測されるニュートリノの平均エネルギーに反映されると考えられる。まず，PNS から放出されるニュートリノの平均エネルギーは主にニュートリノが最後に散乱や放出された PNS 物質の温度の情報を反映する。平均自由行程は次の反応までに進むことのできる距離の対応するから，PNS からどれくらい深いところからニュートリノが放出されるか (すなわちニュートリノ球の位置) の情報を与える。さて，以上を合わせると weak magnetism や核子の反跳により平均自由行程が短くなると，ニュートリノ球は浅いところへ移動することになる。PNS 冷却段階の温度構造は多くの場合外側に行くほど温度が低くなるため，放射ニュートリノの平均エネルギーは低くなると結論づけられる。

## 4 まとめと展望

本講演では, CCSN において中心に形成される PNS からのニュートリノシグナルに関して, 電子型ニュートリノの荷電カレント反応における weak magnetism と核子の反跳の影響について議論した. そして weak magnetism や核子の反跳は総じて平均自由行程を短くする働きをもち, 結果として PNS から放出される電子型ニュートリノの平均エネルギーを低くする可能性を示唆した.

ニュートリノ反応率の改良においては, weak magnetism や核子反跳の補正以外にも考慮すべきものが多い. その一つは, PNS においては核子同士が強い力で相互作用を及ぼしあっているために生じる核子の平均ポテンシャルである. 中性子過剰な PMS 環境では中性子の平均ポテンシャルが陽子より高くなるために電子型ニュートリノの平均自由行程を短くし, 電子型反ニュートリノの平均自由行程は長くする傾向があることが知られている. この平均ポテンシャルは高温高密度核物質の状態方程式と整合性の取れた形で取り込まれなければならない. 未だ PNS 冷却計算において正確に考慮されたことはない.

今後, weak magnetism や核子反跳, 平均ポテンシャル等を盛り込んだ PNS 冷却の長時間計算を行うことが今後の課題である.

## Reference

- Fischer T., 2016, A&A, 593, A103
- Roberts L. F., Reddy S., 2017, PhRvC, 95, 045807
- Suwa Y., Sumiyoshi K., Nakazato K., Takahira Y., Koshio Y., Mori M., Wendell R. A., 2019, arXiv, arXiv:1904.09996

a4

超新星コアにおけるジェットの MHD 不  
安定性

早稲田大学大学院 先進理工研究科  
道簾 皓平

## 超新星コアにおけるジェットの MHD 不安定性

道簾 皓平 (早稲田大学大学院 先進理工研究科)

### Abstract

重力崩壊型超新星爆発の再現を試みる数値計算では、内部コアでの反跳によって生じた衝撃波が、伝播中に失速し爆発が見られないという結果が報告されている。重力崩壊型超新星爆発の爆発機構を解明する上では、この失速した衝撃波が復活する要因を突き止めることが重要である。現在ではこの要因として、ニュートリノ加熱機構が有力視されている。しかし、衝撃波復活の要因として当機構のみで十分であるかは依然研究対象であり、また、超新星爆発には、当機構のみでは説明できないほど巨大な爆発エネルギーを持った事例が知られている。このような背景から、復活の要因として、ニュートリノ加熱機構以外にも様々な機構が研究されている。本研究では、このうち、磁場の影響を考慮した機構について扱う。重力崩壊型超新星爆発を生じる恒星は、一般に、爆発以前から磁場を発生させていることが知られている。この磁場は、超新星爆発の際の圧縮と恒星の自転によって増幅され、恒星の構成物質の運動に影響を与え得ると考えられている。軸対称性を課した数値計算では、磁場が軸に巻き付けられ、軸の方向にジェット状の爆発が報告されている。しかし、Mösta ら (1) は軸対称性を課さず三次元での計算を行った場合、ジェット状の爆発は見られないと指摘した。この論文で、Mösta らは、この要因としてジェットがその不安定性により崩壊するからではないかと考察している。本研究では、ジェットの不安定性についての解析の一環として、ジェット状の定常流に摂動を加えた場合の振る舞いについて、数値計算と線形解析を用いて考察する。数値計算では、磁気流体力学数値計算コード CANS+ を用い、線形解析は、Appl(1992) にしたがって行う。その後、これらの結果について、特に摂動の成長率に注目し、考察を行う。

### 1 背景

恒星の一生の最後に発生するコア崩壊型超新星爆発は、宇宙を論じる上で重要な現象でありながら、その爆発機構について不明な点が多い。超新星爆発は収縮した鉄コアが星の中心で反跳し、発生した衝撃波が星表面に到達することで発生する。しかし、多くの数値計算によって、反跳によって生じた衝撃波のエネルギーが、収縮によって星中心に流れる降着物質を加熱するために使い果たされてしまい、衝撃波が表面まで至らない、という結果が示されている。このように星の途中で停滞してしまった衝撃波を停滞衝撃波と呼ぶ。超新星爆発の機構を解明するには、この停滞衝撃波がいかにして表面に至るかを解明する必要がある。

現在停滞衝撃波の復活機構として最有力視されているものとして、ニュートリノ加熱機構が挙げられる。しかし、このニュートリノ加熱機構で停滞衝撃波が十分に星表面まで到達し得るかは依然として研究対象となっている。また、超新星爆発の中の一部とし

て、その爆発規模が極めて大きいものが観測されており、ニュートリノ加熱機構のみではこの爆発規模について説明することは困難であると考えられている。このような背景から、停滞衝撃波の復活機構として様々な機構が研究されている。本研究ではこのうち、磁場の影響を考慮した機構について扱う。

星は超新星爆発を生じる以前から磁場を持っていることが知られている。通常、この磁場は星の収縮によって圧縮されたとしても、星を構成するガスの運動に影響を与えるほどの強さではない。ところが、星の自転の影響を考慮すると、自転によって磁場が増幅され、ガスの運動に影響を及ぼすほどの強さとなることが指摘され、磁場の影響を考慮した超新星爆発の機構について研究がなされることとなった。その結果、特に、軸対称を課した数値計算において、磁場が軸に巻きつけられ、軸の方向にビーム状の流れ、ジェットの形で爆発するという結果が得られた。

しかし、Mösta ら (1) は軸対称を課すことなく三次

元での計算を行なった場合, ジェットのよう爆発は見られないと指摘した. 彼女らはこの要因として, ジェットがその不安定性により壊れるからではないかと考察している.

本研究では, 数値計算と線形解析を用いて, このようなジェットに摂動が与えられた場合の振る舞いについて解析を行う.

## 2 方法

### 2.1 数値計算

数値計算には磁気流体力学数値計算コード CANS+(2) を用いる. CANS+は近似リーマン解法として HLLD,MP5 による 5 次精度補間,  $\nabla \cdot \mathbf{B}$  の数値的処理方法として移流拡散法のうち 9wave 法を用いている.

CANS+の特徴は近似リーマン解法に用いられている HLLD にある. HLLD は HLL と呼ばれる手法を基礎としている. セル境界から両側に向けてある速度の波が生じたとき, 次の時刻ステップまでにその波が通過しその影響を受ける時空間の領域をリーマンファンと呼ぶ. HLL では, このリーマンファン内が単一の状態であると近似し, 時空間の保存則から, リーマン問題の近似解を導出する. 一方, HLLD では, リーマンファン内で速度が一定であると近似する. そして, 波の速度として, 遅進磁気音波を除いた 3 種の速度を採用して, リーマンファンを 4 つの領域に分割する. 4 つの領域内は単一の状態と近似して, 各波の Rankine-Hugoniot 条件から, リーマン問題の近似解を導出する.

### 2.2 線形解析

磁気流体力学方程式に対して, 線形解析を行う. すなわち, 定常な状態に対して微小な摂動を加え, その摂動が時間の発展に伴って成長するか, 減衰するかについて考える. 以下では Appl 1992(3) にしたがって説明する. 今, 定常な状態での物理量  $q$  に対して, 摂動  $\Delta q$  を与える. この摂動について 2 次以上の項を無視した上で, さらに, 摂動の形が以下であると

と仮定する.

$$\Delta q(\mathbf{r}, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} q'(r) e^{i(m\phi + kz - \omega t)} dk d\omega \quad (1)$$

これらを用いて, 磁気流体力学方程式を線形化すると,  $r$  に依存する変数  $Y$  と  $P'$  の境界値問題として整理することができる.

$$\begin{aligned} \frac{dY}{dr} &= a(r, \omega, k, m)Y - b(r, \omega, k, m)P' \\ \frac{dP'}{dr} &= c(r, \omega, k, m)Y - a(r, \omega, k, m)P' \end{aligned}$$

摂動の物理量はこれらから,  $r$  に関する微分項を持たない代数式で与えられる. この境界値問題を  $r = 0$  及び  $r = \infty$  での境界条件から積分することで, ジェット境界での条件から, 分散関係を得ることができる. 本研究では, この分散関係から得られる  $\omega$  のうち, 特に最も成長率が大きくなるものに注目する.

### 2.3 設定

本研究では, 簡単のためジェットに並行な方向にのみ磁場が生じている場合について扱う. また, ジェットおよび外気はそれぞれ摂動を除いて一様とし, 回転の影響は考えない. すなわち,

$$\begin{aligned} v_{rjet} &= v_{\phi jet} = 0 \\ B_{rjet} &= B_{\phi jet} = 0 \\ \mathbf{v}_{am} &= \mathbf{0} \\ B_{ram} &= B_{\phi am} = 0 \end{aligned}$$

である. ここで, 添字  $_{jet, am}$  はそれぞれジェット内, 外気の量であることを表す. 摂動がない場合の初期条件は以下の通りである.

$$\begin{aligned} r_{jet} &= 1.00 \times 10^6 [cm] = 10 [km] \\ \rho_{jet} &= 1.00 \times 10^{10} [g \cdot cm^{-3}] \\ \rho_{am} &= 1.00 \times 10^9 [g \cdot cm^{-3}] \\ B_{zjet} &= 1.00 \times 10^{15} [G] \\ M &= 2.00 \\ \beta_{jet} &= 1.00 \times 10^{-1} \\ \beta_{am} &= 1.00 \times 10^3 \end{aligned}$$

ここで,

$$M = \frac{|v|_{jet}}{c_s}$$

$$\beta_x = \frac{p_x}{\frac{1}{2}B_x^2} \quad (x = jet, am)$$

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}}$$

である. さらに, 摂動のない初期条件を定常とするため, 上記の初期条件に加えて以下の条件を課す.

$$p_{jet} + \frac{1}{2}B_{jet}^2 = p_{am} + \frac{1}{2}B_{am}^2$$

この初期条件に摂動を加える. 摂動は以下のように加えた.

$$v_r = v_{rptb} \cos(\phi) \cos(kz) \quad (2)$$

$$v_{rptb} = v_{zjet} \times 10^{-3} \quad (3)$$

$$k = \frac{\pi}{4} \quad (4)$$

すなわち, 式 (1) において,  $m = 1, k = \frac{\pi}{4}$  とした.

ジェットは,  $0 \leq r \leq r_{jet}, 0 \leq \phi \leq 2\pi, z = 0$  の円板から摂動のない初期条件を加えることで再現した. すなわち, 摂動は時刻 0 においてのみ加え, それ以降の計算では加えなかった. 計算領域は円柱座標系で,  $0 \leq r \leq 4r_{jet}, 0 \leq \phi \leq 2\pi, 0 \leq z \leq 16r_{jet}$  の領域とした. すなわち, 式 (2)(4) からわかるように,  $z$  方向に 2 周期分の領域を計算した.

### 3 結果

線形解析の結果に, 2.3 による条件を課すと, 角振動数  $\omega$  を得ることができる. 式 (1) からわかるように, この  $\omega$  の虚部の逆数  $1 / \text{Im}(\omega)$  が摂動の成長率にあたる. 今, 初期条件から得られる  $\text{Im}(\omega_0)$  は

$$\text{Im}(\omega_0) = 4.10[\text{ms}^{-1}]$$

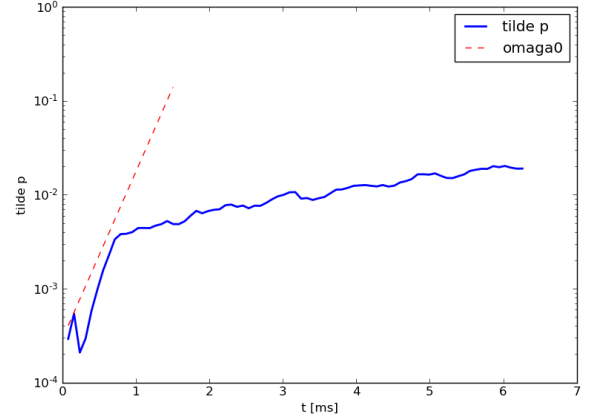
となる.

各物理量  $q$  について, 摂動  $\Delta q = q(\mathbf{r}, t) - q(\mathbf{r}, 0)$  の成長率を観察するため, 以下のような値  $\tilde{q}$  を定義する.

$$\tilde{q}(V) = \sqrt{\frac{1}{V} \int_V \left( \frac{q(\mathbf{r}) - q_0}{Q_0} \right)^2 dV} \quad (5)$$

ここで  $q_0$  は摂動のない初期条件の値である. また,  $Q_0$  はスカラー量  $\rho, p$  については  $q_0$  を, ベクトル量の成分である  $v_r, v_\phi, v_z, B_r, B_\phi, B_z$  についてはベクトルの大きさ  $v_0, B_0$  を適用する.

例として図に  $r = 0.5 r_{jet}, \phi = 0$  における圧力  $\tilde{p}$  および成長率  $\omega_0$  のグラフを示す.



$p, \rho, v_z, B_r, B_z$  の摂動はジェット内および外気において共に成長率が  $\omega_0$  での成長が見られる. 一般に, 摂動の成長はある値に近づくと成長が抑えられ, それ以上成長しなくなる. この状態を飽和していると呼び, 飽和状態となる値を飽和値と呼ぶ. およそ 1[ms] 以降, 成長が見られないのは飽和しているためと考えられる. すなわち, これらの物理量および領域については線形解析と数値計算の結果が合致したと言える. 一方,  $v_\phi, B_\phi$  では, 他の物理量に対して摂動の大きさが極めて小さかった. このことから, 今回設定した初期条件あるいは摂動の構造では,  $\phi$  方向の成分は影響を受けにくいことがわかる. そして,  $v_r$  では, 成長が見られなかった. これは摂動の初期条件として加えた量  $v_{rptb}$  が既に飽和値を超えていたためと考えられる. 実際, 他の物理量の飽和値はおおよそ  $10^{-3} \sim 10^{-2}$  であり, これは式 (3) からわかるように,  $v_{rptb}/v_{z0}$  と同程度のオーダーである. また, 初期条件として摂動を加えなかった領域である  $v_{ram}$  の摂動には成長が見られている.



## 4 結論と議論

本研究では, 超新星爆発における磁気流体ジェット  
の不安定性について, 数値計算と線形解析を用いて洞  
察を行なった. 数値計算では, 磁気流体力学数値計算  
コード CANS+を用い, 線形解析は Appl に倣って行  
なった. 本研究では, 磁場がジェットの進行方向と平  
行であり, 回転のない場合を取り扱った. その結果, 摂  
動の成長が見られた物理量に関しては, 飽和前の成長  
率が, 線形解析によって得られた成長率と一致した.

本研究は, 磁場や回転の取り扱いが不十分である.  
今後の研究では, ジェットの進行方向を垂直な磁場や  
回転を加えた条件を設定し, より現実に近い系での洞  
察を試みたい. 本研究では, 先述のような簡易な状況  
であったため, 線形解析から得られる分散関係が極め  
て簡潔なものとなった. しかし, 垂直方向の磁場や回  
転を加えた場合では, 分散関係が複雑なものとなり,  
成長率の導出が平易ではなくなることに注意したい.

## Reference

- [1] P. Mösta et al. 2014, ApJ, 785, L29
- [2] Y. Matsumoto et al. 2016, arXiv:1611.01775
- [3] S. Appl & M. Camenzind 1992, Astron. Astrophys.,  
256, 354

a5

一般相対論的 Boltzmann 方程式の直接  
解法によるニュートリノ輻射輸送計算  
早稲田大学大学院 先進理工学研究科  
赤穂 龍一郎

# 一般相対論的 Boltzmann 方程式の直接解法によるニュートリノ輻射輸送計算

赤穂 龍一郎 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

## Abstract

重力崩壊型超新星爆発のメカニズムを解明するためには、曲がった時空におけるニュートリノ輻射輸送を厳密に記述する一般相対論的 Boltzmann 方程式を解く必要がある。Boltzmann 方程式は位相空間における分布関数を記述するもので、計算コストの関係上他の近似法が代わりに用いられることが多いが、実際に近似法と Boltzmann 計算を比較した研究では定量的な誤差が出てしまうことが報告されている。一方、超新星研究では一般相対論的效果が重要であり、Newtonian への Effective Potential による近似を用いた研究では爆発のエネルギーが上がるのが分かっている。しかし厳密に一般相対論的效果を加えた研究は数少なく、そのような研究では一方ニュートリノ輸送を簡易的に解いている。現在、一般相対論的效果を近似無く加え、Boltzmann 方程式を直接解いてニュートリノ輸送を求めた先行研究は存在しない。私は一般相対論的 Boltzmann 方程式を厳密に解くコード開発を行っており、スキームの紹介とテスト計算結果の報告、将来的な目標について述べる。

## 1 Introduction

重力崩壊型超新星爆発は重質量星の最後に起きると考えられている現象であり、そのメカニズムはまだ正確にわかっていない。超新星内部ではニュートリノ反応がエネルギー輸送に重要な役割を果たしており、実際、ニュートリノ反応を正確に取り入れないとシミュレーションでは爆発さえしないことが知られている。ニュートリノは熱平衡状態ではないため、流体として取り扱うことは適切ではなく、位相空間分布関数に関する方程式の Boltzmann 方程式を解くことが最も厳密なアプローチである。ただし、Boltzmann 方程式を直接解くことは非常に計算コストが掛かることが知られている。理由としては2つ挙げられ、位相空間6次元に関する方程式であるため差分すると膨大な数のセルを扱わねばならないことと、弱い相互作用のタイムスケールが流体のダイナミカルのタイムスケールと比べて短いため、興味がある大域的なダイナミクスに興味があるとしても時間ステップを短くするか implicit に計算するしかないからである。例えば、Nagakura 2018 の軸対称ボルツマン計算では、メッシュサイズ  $N_r \times N_\theta \times N_\nu \times N_\bar{\theta} \times N_\bar{\phi} = 384 \times 128 \times 20 \times 10 \times 6$  でバウンス後 300ms 計算するのにスーパーコンピュー

タ京 1536 ノードで約半年ほどの時間かかっている。以上のように非常に計算コストがかかる Boltzmann 方程式の直接解法の代わりとして、様々な近似法や方程式が考案されてきた。超新星計算でよく用いられるものとして M1 Closure Transport、Isotropic Diffusion Source Approximation (IDSA)、Flux Limited Diffusion Approximation (FLD)、Ray-by-Ray-Plus Approximation (RbR+) などがある。それらは位相空間すべてについて考えるわけではなく運動量空間で角度積分してしまうモーメント法を用いており、ある次数以上のモーメントは無視できる (truncated moment)、あるいはある次数のモーメントは等方拡散で近似できる (Diffusion Approximation)、などの方法が存在する。近年、近似法同士や Boltzmann solver との比較が盛んに行われており、厳密なものとの結果の差が評価されている。M1 closure: (1)、IDSA: (2)、FLD: (3)、RbR+: (4) (5), (6), (7). 結果として、近似法を用いられた場合には爆発の有無など大きな影響を与えることがわかっている。近似法の妥当性を確認したり、超新星爆発の正確なシミュレーションを行って定量的な議論を行うためにはやはり Boltzmann 方程式の直接解法ができることが必要である。

超新星爆発における重要な要素の一つとして一般相対論的効果が挙げられる。過去に一般相対論を考慮した研究がいくつか行われており、原始中性子星がコンパクトになるのでその結果より高い爆発エネルギーが生まれ、その増加は重力赤方偏移による減少よりも大きいということが示唆されている。ただし、多くの先行研究では一般相対論的効果は近似的に加えられており、TOV effective potential などの補正項のみを加えていることが多い。ただし、そのような方法は物質に対する引力の近似的効果しか扱えず、時間遅延、光線湾曲、ブラックホール形成などを用いる場合には不適切である。中には数値相対論と組み合わせることで正確に取り扱った先行研究も存在し、(8), (9) などがある。しかし、これらの計算では M1 closure による輸送を用いているため、フルな一般相対論的効果が Boltzmann 計算にどのように影響するかはまだわかっていない。

私は、一般相対論的 Boltzmann 方程式の直接解法を行うコードの開発をしており、使用しているスキームの紹介と簡単なテスト計算を示す。

## 2 Methods

### 2.1 Boltzmann 方程式

一般相対論的 Boltzmann 方程式は (10), (11) によって定式化されているが、非相対論的な場合と形式は大して変わらず、

$$p^\mu \frac{\partial f}{\partial x^\mu} + \frac{\partial p^i}{\partial \tau} \frac{\partial f}{\partial p^i} = \left( \frac{df}{d\tau} \right)_{col} \quad (1)$$

となっている。ただし、数値計算ではこの式を使うよりも保存系に書き直した方が安定である。保存形式の定式化は、(12) によって与えられている。

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \left[ (e_{(0)}^\alpha + \sum_{i=1}^3 l_{(i)} e_{(i)}^\alpha) \sqrt{-g} f \right] - \frac{1}{\nu^2} \frac{\partial}{\partial \nu} (\nu^3 f \omega_{(0)}) + \frac{1}{\sin \bar{\theta}} \frac{\partial}{\partial \bar{\theta}} (\sin \bar{\theta} f \omega_{(\bar{\theta})}) + \frac{1}{\sin^2 \bar{\theta}} \frac{\partial}{\partial \bar{\phi}} (f \omega_{(\bar{\phi})}) = S_{rad} \quad (2)$$

ここで、 $e_{(\beta)}^\alpha$  は運動量空間におけるテトラッド基底で、 $\omega_{(\mu)} = \nu^{-2} p^\alpha p_\beta \nabla_\alpha e_{(\beta)}^\alpha$  である。保存形に書き直すことで保存量が式の形から保存することが保証でき、数

値計算上で安定となる。一般相対論的 Boltzmann 方程式の保存形式自体は他にも (13) や (14) などにも与えられているが、前者は 3+1 形式ではなく、後者は流体静止系限定であるため式が混み入っているため、上の式を用いるものとする。

### 2.2 流体

流体の構成要素は原子核、自由核子、電子などで、それぞれニュートリノと相互作用する。衝突項を加えた場合の一般相対論的流体の方程式は (15) などにも与えられているため、その式を用いる。Boltzmann 方程式は流体との反応によるニュートリノの変化を記述するので、流体静止系あるいは実験室系で評価する 2 通りがある。Boltzmann 方程式の右辺 (衝突項) は流体静止系で評価する方が適切である。ニュートリノと反応する粒子を local に止めておけるからである。一方、Boltzmann 方程式の左辺 (移流項) は、実験室系で評価する方が適切である。流体静止系で評価してしまうと、ニュートリノの分布が一様であったとしても流体の運動による赤方偏移、青方偏移によってニュートリノのエネルギーが変化してしまい、式が混み入ってしまうからである。

別々の座標系で評価して Lorentz 変換でつなげる際に問題になるのが、ドップラー効果によって運動量空間が片方の座標系で歪んでしまうことである。本コードでは、(16) で用いられている方法を用いることにする。図 1 のように、実験室系で等間隔にメッシュを切った場合には、流体静止系では流体進行方向から来るニュートリノのエネルギー、運動量が大きくなり、ニュートリノの来る角度は後ろにシフトした形となる。運動量空間メッシュ数は計算コストの関係から非常に限られており、エネルギー・運動量のシフトによる歪みが大きな影響を及ぼしてしまう。

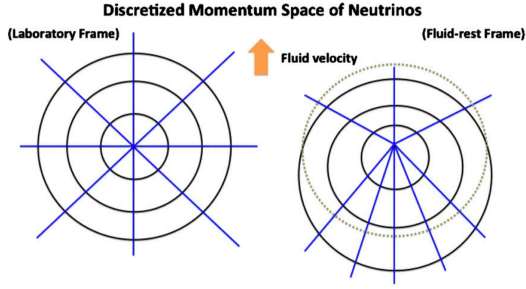


図 1: ドップラー効果によって歪んだ運動量空間, Nagakura et al. 2014 (16)

先行研究 (16) では、実験室系で角度メッシュが等方的、流体静止系でエネルギーメッシュが一定な切り方を導入し、Lagrangian Remapping Grid (LRG) と呼んでいる。

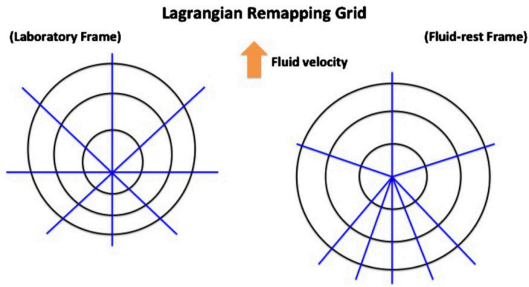


図 2: Lagrangian Remapping Grid, Nagakura et al. 2014 (16)

LRG を用いることで、それぞれの座標系におけるメッシュの歪みを譲歩しあった形となる。移流項ではエネルギーは関係ないのでメッシュが非一様でも問題なく、流体静止系ではニュートリノ反応を  $d\Omega^{fr} = \left(\frac{1}{\gamma(1-n^{lab}\cdot v)}\right)^2 d\Omega^{lab}$  という測度で積分してしまえば良い。(添字の lab は実験室系、fr は流体静止系を表すものとする。) 本コードでは、特殊相対論的效果を正しく反映するために LRG を用いている。

## 2.3 状態方程式

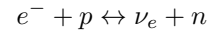
核物質の状態方程式としては、Furusawa EOS (18) や Lattimer-Sweasty EOS (19) などがよく用いられてきたが、重力波の中性子星半径の制限に引っかかっ

てしまっている。本コードでは、最新の状態方程式である Furusawa-Togashi EOS (20) を用いる。

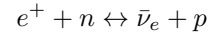
## 2.4 ニュートリノ反応

今回のニュートリノ反応としては (17) と同様に用いる。

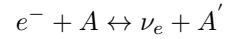
核子への電子捕獲反応 (ecp)



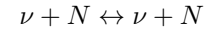
核子への陽電子捕獲反応 (aecp)



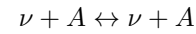
原子核への電子捕獲反応 (eca)



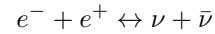
核子との散乱 (nsc)



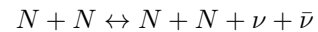
原子核との散乱 (csc)



ニュートリノペア生成 (pap, papb, papm)



制動放射によるニュートリノペア生成 (nbr, nbrb)



ただし、Boltzmann 方程式の衝突項におけるペア反応の項は、blocking factor が 2 つ掛かるため分布関数の 2 乗が出てきてしまう。方程式を線形化したいため、反ニュートリノの分布関数は 1 ステップ前の値を用いるものとする。

## 3 コード計算の現状とこれからの目標

まず、テスト計算として時空を flat にした場合の計算結果を示す。はバウンス後の計算のあるスナッ

ブショットにおける電子数密度 ( $Y_e$ )、レプトン数密度 ( $Y_l$ ) を示した図である。

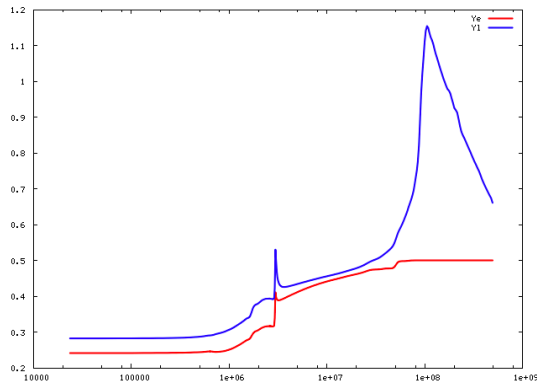


図 3: バウンス後の計算結果 (エントロピー密度が負になるスナップショット)

一般相対論的 Boltzmann 方程式を解くコードを用いて超新星計算するためには、数値相対論と組み合わせていくことを目標にしている。その前段階として、nontrivial な時空で Boltzmann ソルバーが動くことを確認しなければならない。近い目標としては、Schwarzschild 時空や Kerr 時空などで計算を行い、解析解が存在する場合には誤差の評価をしたい。

## Acknowledgement

今回用いた一般相対論的 Boltzmann コードは (21) のプロジェクトとして長倉洋樹様 (プリンストン大学) を中心に書かれたものを譲り受けて改良したものである。計算は国立天文台の Center for Computational Astrophysics, Cray XC50 システムに於て行われた。

## Reference

[1] A. Harada, et al. ApJ 872, 181 (2019)  
 [2] R. M. Cabezón, et al. A&A 619, A118 (2018)  
 [3] C. D. Ott, et al. ApJ 685, 1069 (2008)  
 [4] K. Sumiyoshi, et al. ApJS 216, 5 (2015)  
 [5] J. C. Dolence, et al. ApJ 800, 10 (2015)  
 [6] M. A. Skinner, et al. ApJ 831, 81 (2016)

[7] O. Just, et al. MNRAS 481, 4786 (2018)  
 [8] T. Kuroda, et al. ApJ 755, 11 (2012)  
 [9] T. Kuroda, et al. ApJS 222, 20 (2016)  
 [10] J. Ehlers, *General Relativity and Kinetic Theory*, Academic Press, NY (1971)  
 [11] R. W. Lindquist, Ann. Phys. 37, 3 (1966)  
 [12] M. Shibata, et al. Phys. Rev. D 89, 084073 (2014)  
 [13] C. Y. Cardall and A. Mezzacappa, Phys. Rev. D 68, 023006 (2003)  
 [14] C. Y. Cardall, E. Endeve, and A. Mezzacappa, Phys. Rev. D 88, 023011 (2013)  
 [15] H. Nagakura, et al. ApJS 229, 42 (2017)  
 [16] H. Nagakura, et al. ApJ 214, 16 (2014)  
 [17] K. Sumiyoshi, Shoichi Yamada ApJS, 199, 17 (2012)  
 [18] S. Furusawa, et al. Nucl. Phys. A 957, 188 (2017)  
 [19] <http://www.astro.sunysb.edu/dswesty/lseos.html>  
 [20] S. Furusawa, H. Togashi, et al. J. Phys. G 44, 094001 (2017)  
 [21] <https://kaken.nii.ac.jp/grant/KAKENHI-PROJECT-16H03986/>

a6

偏光分光観測で探る高輝度超新星の爆  
発形状

東北大学大学院 理学研究科

齋藤 晟

## 偏光分光観測で探る超高輝度超新星の爆発形状

齋藤 晟 (東北大学大学院 理学研究科)

### Abstract

我々は、2017 年 12 月 29 日 (MJD = 58116 ; B バンドにおける光度曲線が最大値をとる時 ( $t = 0$  day) から 190 日後) にすばる望遠鏡の Faint Object Camera and Spectrograph (FOCAS) を用いて、赤方偏移  $z=0.0307$  の距離に位置する I 型超高輝度超新星 SN 2017egm の偏光分光観測を行った。そのデータを解析した結果、超新星のスペクトルには強い Ca 輝線が存在していることがわかり、その波長の偏光度から正確な星間偏光の値を見積もることができた。その偏光度の値を用いることで早期 ( $t = -1, +5, +9$  days; (Bose 2018))・後期 ( $t = +190$  days; 本研究) における超新星起因の値を見積もったところ、それぞれ  $P \sim 0.3\%$ ,  $P \sim 1\%$  となり、これらの値は楕円率  $e$  に換算するとそれぞれ  $e \sim 0.9$ ,  $e \sim 0.75$  となる。超新星の噴出物は時間が経つほどより内側の構造が見えてくるので、SN 2017egm は外側より内側の噴出物の方が非球対称の度合いが強い。以上より我々は、SN 2017egm は噴出物の内側に強い非球対称性を生むような中心エンジンをエネルギー源とする超高輝度超新星だと結論づけた。

## 1 Introduction

近年、通常の超新星の 10 倍から 100 倍の明るさで輝く超高輝度超新星と呼ばれる天体が多数報告されている。しかしその高い輝度のエネルギー源については解明されていない。通常の超新星の主たる放射エネルギー源である  $^{56}\text{Ni}$  の放射性崩壊では多くの超高輝度超新星の明るさを説明できず、マグネターと呼ばれる高速回転し強い磁場をもつ中性子星をエネルギー源とするモデルなどが提唱されている。メカニズムによっては爆発の形状が球対称から大きく外れることが予想されるため、超高輝度超新星の形を知ることは重要である。系外の超新星のほとんどは空間的に分解することができないため、形を知るためには偏光観測を行わなければならない。

本研究の観測では I 型超高輝度超新星と呼ばれる水素の輝線を持たない天体を観測したが、今までに偏光観測された I 型超高輝度超新星は SN 2015bn (Inserra 2016) (Leloudas 2017), LSQ14mo (Leloudas 2015), SN 2017egm (Bose 2018) の 3 天体のみである。また、最大光度から 50 日後以降の遅い時期の観測は行われていなかった。

本研究の目的は、遅い時期の SN 2017egm の偏光分光観測のデータを解析し、SN 2017egm の偏光度、つまり楕円率を計算することで、爆発のメカニズム

を解明することである。

本集録においては、ストークスパラメーターを以下のように定義した。 $Q \equiv \hat{Q}/I$ ,  $U \equiv \hat{U}/I$ 。ただし、 $\hat{Q} = I_0 - I_{90}$ ,  $\hat{U} = I_{45} - I_{135}$  であり、 $I_\theta$  は偏光フィルターを通る角度が  $\theta$  の時の輻射強度である。この角度は天球上で北を基準として東に向かう方向を正としている。 $\theta$  はストークスパラメーターを用いて  $\theta \equiv 0.5 \arctan(Q/U)$  のように書ける。全偏光度は  $P \equiv \sqrt{Q^2 + U^2}$  であるが、これは定義より正のバイアスがかかりやすいので、全偏光度を表す際にはデバイアスした  $P' \equiv \sqrt{Q^2 + U^2 - \sigma^2}$  を用いる。ここで、 $\sigma$  は全偏光度  $P$  のエラーを表している。

本紙では SN 2017egm の偏光分光観測の結果を報告し、その爆発形状について考察する。Section 2 に観測方法とデータ解析の手法を記述する。Section 3 では観測によって得られた結果を示す。Section 4 で得られた結果について議論する。最後に Section 5 で本研究の結論を簡単にまとめる。

## 2 Observations and Data Reduction

SN 2017egm の偏光分光観測は、2017 年 12 月 29 日 (MJD = 58116 ; B バンドにおける光度曲線の



ピークから 190 日後) にすばる望遠鏡の Faint Object Camera and Spectrograph (FOCAS) を用いて行われた。観測の際には幅 0.8" のスリット、300R グリズム、Y47 フィルター (波長域 4400 – 9000Å) を使用した。FOCAS には直線偏光を計測するために、ウォラストンプリズムと回転する 1/2 波長板が備え付けられている。ウォラストンプリズムは入射光を ordinary light と extraordinary light の二つに分割し、それらの光の強さの差から直線偏光を求めることができる。1 セットの観測は、1/2 波長板の角度が 0°, 22.5°, 45°, 67.5° の 4 回から成る。それぞれの角度での積分時間は 600 秒、つまり 1 セットあたりの積分時間は 2400 秒となる (600 秒 × 4 回)。我々はこれを 6 セット行った。

データ解析は IRAF を用いて標準的な手順で行った。偏光方位角のオフセットと機械偏光を補正するために、それぞれ P フラットと無偏光標準星 HD94851 を用いた。また、波長校正をする際にはフラックス標準星 Feige34 を使用した。

### 3 Results

図 1 で示すように、我々の観測で偏光が検出された。その偏光度は (Bose 2018) のデータから変化している。得られた偏光度は超新星起因の偏光と星間偏光の合計値であるので、超新星起因の偏光度を知るためには星間偏光を見積もらなければならない。星間偏光は 8600Å 付近に存在する Ca 輝線から見積もった。原子からの再放射の光は偏光を持っていないので、輝線の波長域で検出される偏光度は星間偏光である。我々はカウント値が 1500 以上 ( $\text{flux} \geq 1.7 \times 10^{-16} \text{erg/cm}^2/\text{s}/\text{\AA}$ ) を輝線とみなし、それら偏光度の平均値を星間偏光とした。

星間偏光の値は  $P \sim 0.6\%$  となった。この値に Serkowski 則 (式 1; (Serkowski 1975)) を適用することで、図 1 内のマゼンタの線を描いた。

$$P(\lambda) = P_{max} \exp[-K \ln^2(\lambda_{max}/\lambda)] \quad (1)$$

$\lambda_{max}$  は星間偏光の値が最大になる時の波長であり、 $P_{max}$  はその時の全偏光度である。 $K = 0.01 + 1.66\lambda_{max}(\mu\text{m})$  (Whittet 1992),  $\lambda_{max} = 5500\text{\AA}$  と仮定した。

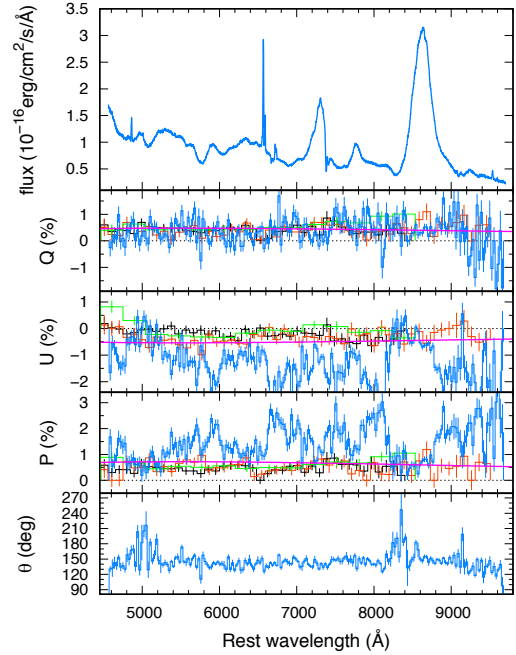


図 1: SN 2017egm のフラックスと偏光スペクトル。青、黒、橙、黄緑の線はそれぞれ  $t = 190, -1, +5, +9$  days の値であり、マゼンタの線は星間偏光を表している。

### 4 Discussion

Section 3 で星間偏光を正確に見積もることができた。図 2、図 3 はそれぞれ早期 ((Bose 2018);  $t = -1, +5, +9$  days) と後期 (本観測;  $t = +190$  days) から星間偏光を引いた結果、つまり超新星起因の偏光を表している。以下では超新星起因の偏光を用いて、超新星の楕円率について議論する (Hoflich 1990)。

#### 4.1 early epoch of SN 2017egm

早期での偏光度は本研究で見積もった星間偏光の値とほぼ一致していた。図 2 に示すように、早期の超新星起因の偏光度は  $P \sim 0.3$  であり、これらの値を楕円率に換算すると  $e \sim 0.9$  となる。また、この時期の偏光度はほとんど時間変化していない。

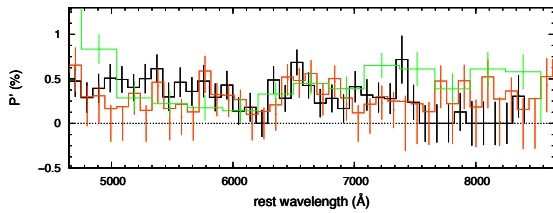


図 2: 早期の超新星起因の偏光スペクトル。黒、橙、黄緑の線はそれぞれ  $t = -1, +5, +9$  days の値である。

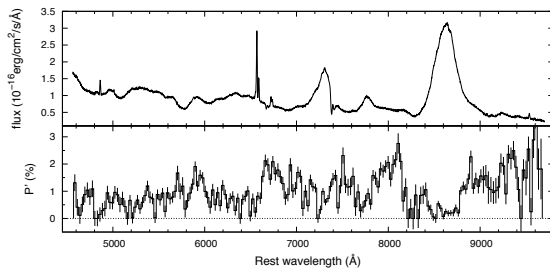


図 3: 後期の超新星起因の偏光スペクトル

## 4.2 late epoch of SN 2017egm

図 3 に示すように、後期の観測で得られた偏光度から星間偏光を引いたことで、超新星起因の偏光度が早期から増加していることがわかった。超新星起因の偏光度は  $P \sim 1\%$  であり、これを楕円率に換算すると  $e \sim 0.75$  となる。

## 4.3 Implications

超新星起因の偏光度は、時間が経過するとともに増加している。早期、遅期における超新星起因の偏光度はそれぞれ  $P \sim 0.3, P \sim 1\%$  であり、これらを楕円率で表すとそれぞれ  $e \sim 0.9, e \sim 0.75$  であった。超新星は時間が経つにつれて噴出物の不透明度が下がる、つまり時間が経つとより内側の構造が見えるようになるので、SN 2017egm は外側の層より内側の層の方がより球対称から外れた構造を持っていることがわかる。

また、偏光観測が行われた他の I 型超高輝度超新星 SN 2015bn も後期 ( $t \sim 30$  days) に偏光が生じたと報告されている (Leloudas 2015)(Inserra 2016)。これらのことは、I 型超高輝度超新星の外側の噴出物

はほぼ球対称であり、内側の噴出物は球対称から外れた構造を持っていることを示唆している。

超新星がマグネターなどの中心エンジンを持っている場合、爆発形状が非球対称になると考えられている (Mosta 2014)。以上より、SN 2017egm は噴出物の内側に強い非球対称性を生むような中心エンジンをエネルギー源とする爆発だと示唆される。

## 5 Conclusion

我々は遅い時期 ( $t = +190$  days) の偏光分光観測を行った。その時期には強い Ca 輝線が存在していたので、星間偏光を正しく見積もることができた。その星間偏光の値を早い時期と遅い時期で検出された偏光度から引くことによって、それぞれの時期の超新星起因の全偏光度を計算した。そしてその値から楕円率を計算した。早期では  $P \sim 0.3$ 、楕円率は  $e \sim 0.9$  となり、後期では  $P \sim 1\%$ 、楕円率は  $e \sim 0.75$  となった。また、他の I 型超高輝度超新星 SN 2015bn も後期に偏光が生じたことも考慮すると、I 型の超高輝度超新星は内側の噴出物ほど球対称から外れた構造になると考えられる。以上より我々は、SN 2017egm は噴出物の内側に強い非球対称性を生むような中心エンジンをエネルギー源とする爆発であると結論づけた。

## Reference

- Bose et al. 2018
- Leoudas et al. 2015
- Leoudas et al. 2017
- Inserra et al. 2016
- Hoflich 1990
- Mosta et al. 2014
- Serkowski et al. 1975
- Whittet et al. 1992

a7

HSC Transient Surveyによる Rapidly  
Evolving Transientsの統計的解析  
京都大学大学院 理学研究科  
反保 雄介

# HSC Transient Survey による Rapidly Evolving Transients の統計的解析

反保 雄介 (京都大学大学院 理学研究科)

## Abstract

PAN-STARRS1 Medium Deep Survey, Dark Energy Survey といったサーベイ観測から、通常の超新星爆発と比較して、同程度の明るさでありながら、より短いタイムスケールで進化する rapidly evolving transient と呼ばれる天体が複数報告されているが、その性質、親星や発生率については不明な点が多い。

我々は、すばる望遠鏡の戦略枠観測による、Hyper Suprime-Cam (HSC) を使った突発天体探査のデータから、rapidly evolving transient の探査を行い、9 天体を発見した。それらは幅広い赤方偏移 ( $0.2 < z < 1.5$ ) 及びピーク等級 ( $-15 < M_i < -19$ ) に分布している。また、通常の超新星爆発のシナリオである  $^{56}\text{Ni}$  の崩壊では、爆発を説明できない天体も複数含まれる。本研究で発見された全ての rapidly evolving transient の母銀河は星形成銀河であることから、大質量星に関わる爆発と考えられる。発生率は  $\sim 10,000 \text{ event yr}^{-1} \text{ Gpc}^{-3}$  と見積もられ、これは重力崩壊型超新星の発生率の約 2.5% に相当する。

## 1 introduction

超新星爆発は、その親星によって、大きく二つのタイプに分類されており、それぞれ、白色矮星が熱核暴走反応を起こしたものを熱核暴走型超新星 (Ia 型超新星)、大質量星 ( $> 8M_{\odot}$ ) が一生の終わりに重力崩壊をして爆発したものを重力崩壊型超新星 (II / Ibc 型超新星) と呼ぶ。特に Ia 型超新星は宇宙論パラメータの推定に繋がることから、近年の大規模サーベイによって、大量の超新星爆発が発見され、その統計的性質が研究されている。その中で、良く知られた超新星爆発とは異なるパラメータを持つ天体が見つかっており、rapidly evolving transient はその一つである。

現在までに、約 100 の rapidly evolving transient が発見されており、代表例として、PAN-STARRS1 Medium Deep Survey (PS1) で発見された 14 天体 (Drout et al. 2014), Dark Energy Survey (DES) で発見された 72 天体 (Pursiainen et al. 2018), KSN2015K (Rest et al. 2018) や AT2018cow (Prentice et al. 2018) が挙げられる。Rapidly evolving transient の特徴は、通常の超新星と比較して、同程度の明るさであるにも関わらず、タイムスケールがより短いことである。このことから、通常の超新星爆

発の放射エネルギー源である  $^{56}\text{Ni}$  の崩壊を用いてその爆発を説明することが難しい。理論的に、星周物質からの shock breakout (Drout et al. 2014, Rest et al. 2018) や、failed core-collapse 超新星 (Moriya et al. 2010), tidal disruption event (Drout et al. 2014) などが爆発シナリオの候補として挙げられているが、決着はついていない。

Subaru Telescope Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program Transient Survey (HSC transient survey) は、広視野かつ深いサーベイであり、遠方天体の UV 領域までカバーして観測できることから、rapidly evolving transient の詳細に迫ることができると期待される。

## 2 observation and selection

### 2.1 HSC Transient Survey Overview

HSC transient survey はすばる望遠鏡の Hyper Suprime-Cam を用いた突発天体サーベイである。2016 年 11 月から 2017 年 4 月までの約半年間、約 1 週間ごとに  $g, r, i, z, y$  の 5 バンドで撮像され、その限界等級は約 26 等である。Yasuda et al. 2019

によって 1824 の超新星爆発が発見され、光度曲線の形状によって、433 天体が Ia 型超新星と判定された (Ia-labeled candidate)。本研究では、それ以外の 1391 天体 (other-labeled candidate) についてさらに解析を行い、rapidly evolving transient を発見することを目標とした。

## 2.2 criteria for rapid transient

各天体のタイムスケールを測定するため、本研究では、rest frame の各バンドの光度曲線に対して、ガウス関数フィッティング (図 1) を行った (Pursiainen et al. 2018)。そして、そのベストフィット関数の半値全幅 (FWHM) を天体のタイムスケールとして、天体の分類を行った。通常の超新星の FWHM の下限値は、sncosmo を用いて、HSC transient survey の観測スケジュールおよび感度に基づいてシミュレーションを行い、それを元に rapidly evolving transient の選択基準を決定した。以下がその選択基準である。

1,  $0 < z < 0.5$ : FWHM in *i* band  $< 22$  days and FWHM in *z* band  $< 22$  days

$0.5 < z < 1.0$ : FWHM in *i* band  $< 17$  days and FWHM in *z* band  $< 19$  days

$1.0 < z$ : FWHM in *i* band  $< 14$  days and FWHM in *z* band  $< 16$  days

2: 光度曲線のピーク前後に欠損がない

3:  $5\sigma$  以上での検出が 7 回以上

4: 母銀河の赤方偏移のエラーが 10 % 以下

これらの選択基準を通過した 9 天体を本研究では rapidly evolving transient と認定した。図 2 はシミュレーションによって得られたタイプ毎超新星爆発の FWHM の下限値及び、rapidly evolving transient の *i* band での FWHM を表しており、どの rapidly evolving transient もシミュレートされた超新星爆発の 95% よりも小さい FWHM を持つことがわかる。

## 3 sample overview

図 3 に、*i* バンドでのピーク等級と赤方偏移の関係を表す。ピーク等級 ( $-15 \sim -19$ ), 赤方偏移 ( $0.3 \sim 1.5$ ) 共に、幅広く分布していることがわかる。ま

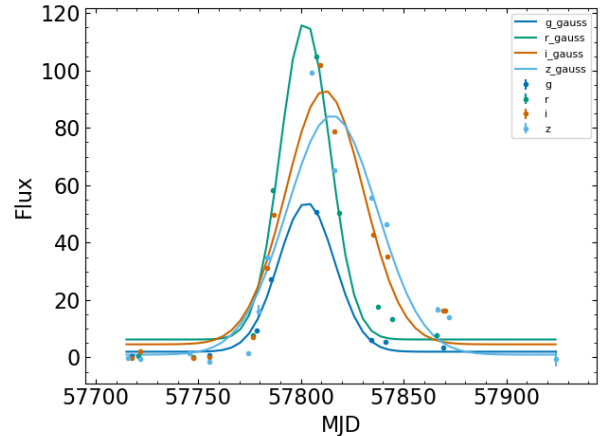


図 1: 17bmkh の光度曲線と、ベストフィットガウス関数。

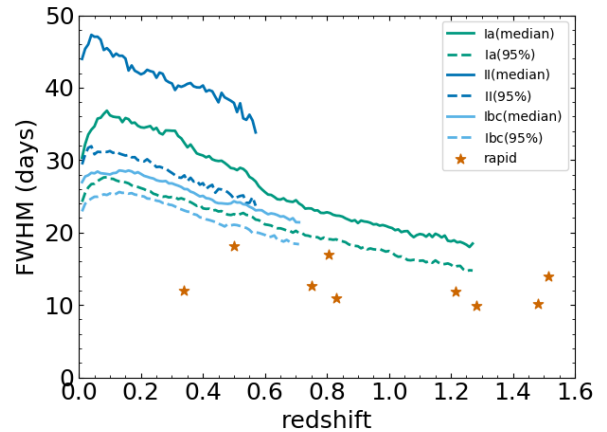


図 2: Ia, II, Ibc 型超新星および rapidly evolving transient の FWHM の赤方偏移依存性。実線は各赤方偏移での中央値をつなげたものであり、95% は点線よりも長い FWHM を持つ。

た、PS1 ( $z \sim 0.3$ , Drout et al. 2014) や DES ( $z \sim 0.5$ , Pursiainen et al. 2018) と比較すると、遠方の rapidly evolving transient が多数見つかった。

次に、rapidly evolving transient の母銀河の性質について議論する。全ての天体の母銀河で、星形成率が  $0.1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  よりも大きく、全てが星形成銀河である (図 4)。この結果は、PS1 で発見された rapidly evolving transients の母銀河の星形成率 (Drout et al. 2014) とコンパラブルであると言え、また、重力崩壊

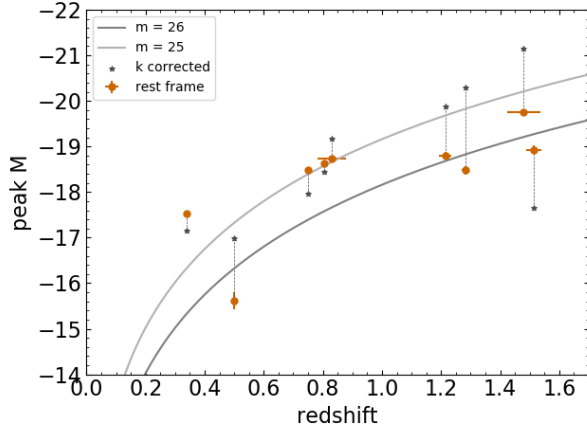


図 3:  $i$  バンドでのピーク等級と赤方偏移の関係。丸印は観測されたピーク等級を表し、星印は k-correction された等級を表す。

型超新星の母銀河の星形成率 (Svensson et al. 2010) と似たような分布を持っていることがわかる。このことから、本研究で発見された rapidly evolving transient は、大質量星に関係した爆発現象であることが予測される。

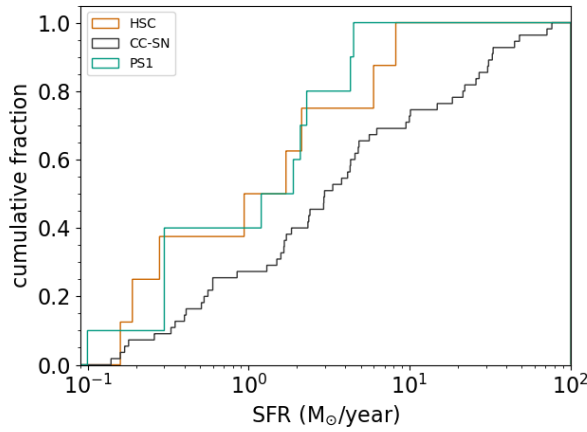


図 4: 本研究及び PS1 (Drout et al. 2014) で発見された rapidly evolving transient と、重力崩壊型超新星 (Svensson et al. 2010) の母銀河の星形成率の分布。

## 4 Discussion

### 4.1 event rate

発生率とは、単位体積、単位時間あたりに期待されるイベント数であり、これを推定することで、親星の性質や進化シナリオに制限をかけることができる。発生率は、天体の赤方偏移  $z$ 、観測効率  $\epsilon$ 、観測時間  $T_i$  ( $T_i \sim 6$  ヶ月)、観測体積  $V_{i,\max}$  を用いて、式 1 で求めることができる。ただし、観測効率  $\epsilon$  は 1 と仮定した。

$$r = \sum_i^N \frac{(1+z_i)}{\epsilon T_i V_{i,\max}} \quad (1)$$

これを用いて求められた発生率は  $\sim 10,000$  event  $\text{yr}^{-1} \text{Gpc}^{-3}$  である。これは、Drout et al. 2014 や Pursiainen et al. 2018 で求められた rapidly evolving transient の発生率とコンパラブルな値である。また、これは、重力崩壊型超新星爆発の発生率 (Strolger et al. 2015) の約 2.5% であり、超高輝度超新星の発生率 (Prajs et al. 2017) の約 100 倍である。このことから、rapidly evolving transient は恒星進化の観点から無視できない存在であると考えられる。考える親星については、次章で述べる。

### 4.2 power source

本研究で発見された rapidly evolving transients の放射エネルギー源について評価するため、各天体の光度曲線のパラメーターから 2 つの質量を評価する。1 つ目は、爆発の明るさに関係する  $^{56}\text{Ni}$  の質量である。通常の超新星爆発は、主に  $^{56}\text{Ni}$  の崩壊による放射によって光っており、全光度が  $^{56}\text{Ni}$  の崩壊によるものと仮定すると、爆発によって生成される  $^{56}\text{Ni}$  の質量を評価することができる。2 つ目は、爆発のタイムスケールに関係する ejecta と呼ばれる放出物質の質量である。爆発が起こってから、ピーク光度に達するまでの時間差は、爆発後に系が光学的に薄くなるまでに要する時間であり、このタイムスケールを用いて、ejecta の質量を評価することができる。

図 5 は、この 2 つの質量の関係性を、本研究で発見された rapidly evolving transient 及び、Yasuda et al.

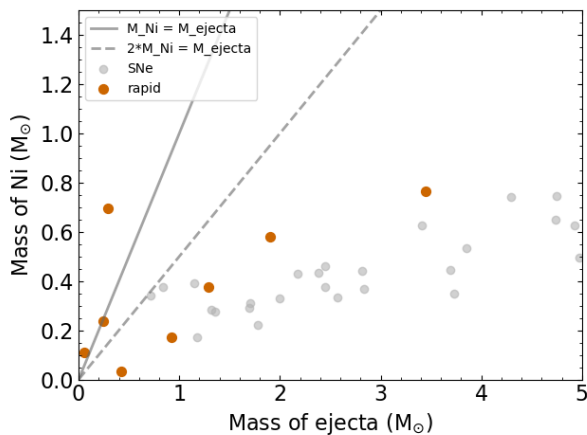


図 5: 本研究で発見された rapidly evolving transient 及び、Yasuda et al. 2019 で発見された超新星爆発の  $M_{56\text{Ni}}$  と  $M_{\text{ejecta}}$  の分布

2019 で発見された超新星についてプロットしたものである。Rapidly evolving transient は通常の超新星爆発と比較して、 $^{56}\text{Ni}$  の割合が多いことから、 $^{56}\text{Ni}$  の崩壊による放射によって、その光度曲線を説明することが難しいことがわかる。Rapidly evolving transient の爆発を説明するシナリオとしては、星周物質からの shock breakout (Drout et al. 2014, Rest et al. 2018) や、failed core-collapse 超新星 (Moriya et al. 2010), tidal disruption event (Drout et al. 2014) といったことが理論的に提唱されているが、本研究で発見された rapidly evolving transient の母銀河は星形成銀河であることから、星周物質からの shock breakout や failed core-collapse 超新星といった大質量星に関わる現象である可能性が高い。一方で、明るさやタイムスケールにばらつきがあることから、単一のシナリオではなく、様々な現象が、観測的特徴によって rapidly evolving transient と分類されていると考えられる。

## 5 Conclusion

本研究では、すばる望遠鏡の Hyper Suprime-Cam によるサーベイのデータを用いて、rapidly evolving transient の統計的探索、解析を行った。発見された 9 つの rapidly evolving transient は、ピーク等級、

赤方偏移ともに広範囲に分布している。また、それらの天体の母銀河はすべて星形成銀河であることから、大質量星の関連する爆発現象が rapidly evolving transient として観測されていると考えられる。本研究で発見された rapidly evolving transient の一部は、そのタイムスケールの短さから、通常の超新星爆発の主な放射源である  $^{56}\text{Ni}$  の崩壊によって光っている可能性は低く、それとは異なる放射源によって光っていると考えられるが、それが何であるかを決定するには、更なる理論的な研究の発展を必要とする。

## Reference

- Drout, M. R., Chornock, R., Soderberg, A. M., et al. 2014, *ApJ*, 794, 23
- Moriya, T., Tominaga, N., Tanaka, M., et al. 2010, *ApJ*, 719, 1445
- Prajs, S., Sullivan, M., Smith, M., et al. 2017, *MNRAS*, 464, 3568
- Prentice, S. J., Maguire, K., Smartt, S. J., et al. 2018, *ApJL*, 865, L3
- Pursiainen, M., Childress, M., Smith, M., et al. 2018, *MNRAS*, 481, 894
- Rest, A., Garnavich, P. M., Khatami, D., et al. 2018, *Nature Astronomy*, 2, 307
- Strolger, L.-G., Dahlen, T., Rodney, S. A., et al. 2015, *ApJ*, 813, 93
- Svensson, K. M., Levan, A. J., Tanvir, N. R., Fruchter, A. S., & Strolger, L.-G. 2010, *MNRAS*, 405, 57
- Yasuda, N., Tanaka, M., Tominaga, N., et al. 2019, *arXiv e-prints*, arXiv:1904.09697

a8

HSC transient survey で探る明るい超新  
星の光度分布  
東北大学 理学研究科  
松田 将大



## HSC transient survey で探る明るい超新星の光度分布

松田 将大 (東北大学 理学研究科)

### Abstract

重力崩壊型超新星のピーク時の等級は  $-16 \sim -18$  等程度になるのに対し、近年発見された超高輝度超新星 (SLSN) はピーク時に  $-21 \sim -23$  等もの明るさに達し、2つの種族の間にはギャップが存在している。しかし、超新星の幅広い明るさ分布をカバーする系統的な探査は行われておらず、超新星の真の明るさの分布はまだ明らかにはなっていない。今回、2016 年 11 月から 2017 年 4 月にすばる望遠鏡の戦略枠観測 (SSP) によって主焦点広視野撮像カメラ Hyper Suprime-Cam (HSC) を用いた突発天体の探査を行った。我々は、そのデータを用いて超新星と超高輝度超新星の間のギャップに相当する明るさを系統的に解析し、その中から赤方偏移の値の持つ誤差が特に小さいもの (分光観測もしくは COSMOS2015 カタログの測光観測から参照したもの) を選び出し、典型的な Ia 型との光度曲線の比較、光度分布の調査などを行った。本研究では超高輝度超新星および光度分布のギャップ部分に属する天体の分類や性質、event rate を示し、明るい超新星の真の光度分布について議論する。

### 1 Introduction

超新星は星の進化の最後の爆発現象であり、約 100 日ほどの短い期間に明るさが大きく変化する。また、ピーク時には絶対等級で  $-16 \sim -19$  等に達する極めて明るい天体現象として知られている。超新星には大きく分けて 3 つの種類がある。1 つめはピーク時の等級がおおよそ  $-18 \sim -19$  等で一定になることで知られている熱核爆発型と呼ばれる超新星で、Ia 型超新星とも呼ばれる。2 つめは重力崩壊型と呼ばれ、 $-16 \sim -19$  等まで幅広い分布を持つ。そして 3 つめは近年発見された超高輝度超新星と呼ばれる超新星で、 $-23$  等近い明るさを持つことが知られている。

重力崩壊型超新星と超高輝度超新星の間には明るさのギャップがあることが指摘されている (Arcavi et al. 2016)。しかし一部では、ギャップ部分に属する明るさを持つ超新星も報告されており、超高輝度超新星ばかり注目されてしまうバイアスもあるため、明るい超新星の真の光度分布を調べるためには、広い明るさ分布をカバーした系統的な探査が必要であった。もし本当はギャップが存在しないということになれば、超高輝度超新星は他の超新星とも似たようなメカニズムを持ち、明るさを決めるパラメータの変化によって超高輝度超新星が発生する可能性を示

唆することになる。また逆にギャップが存在するということが分かれば、超高輝度超新星は他の超新星と根本的に異なるメカニズムで光っている可能性を示唆することとなる。そのため本研究では、超新星爆発の真の明るさ分布を明らかにするため、無バイアスな系統的な調査を実施した。

### 2 Data and Candidate Selections

今回利用した HSC-SSP Transient Survey は COSMOS 領域と呼ばれる広い範囲 (Ultra-Deep layer 1.77 deg<sup>2</sup>, Deep layer 5.78 deg<sup>2</sup>) を約半年間に渡って短い時間間隔で何度も繰り返し行うものであり、約 26 等級まで検出可能な観測である。そのため短いタイムスケールで変化する超新星のような突発天体をバイアスなく系統的に探査するのに適している。図 1 は今回の今回の Transient Survey の観測深さと観測領域を他の観測と比較したものである。過去の PTF や SNLS といった観測と比較すると、より遠くの暗い天体まで検出可能な観測となっている。

我々はまずそのデータから Ia 型超新星を区別するために  $-19.5$  等級よりも暗いものを除き、また検出回数

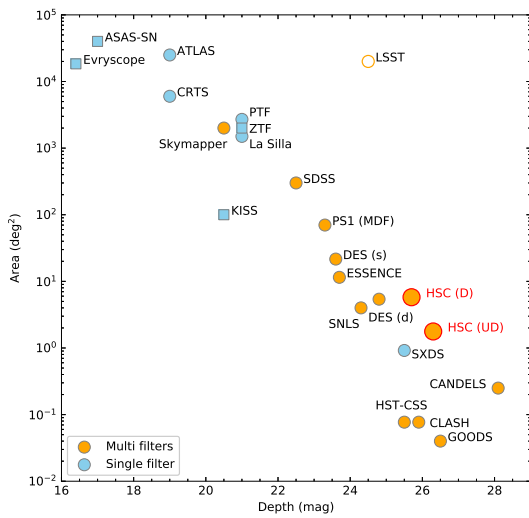


図 1: これまでの突発天体サーベイの深さと広さまとめ (Yasusa et al. 2019)

が5回未満のものも候補から外した。超新星までの距離を決めるための redshift の情報源について、母銀河のカタログが分光 redshift もしくは COSMOS2015 カタログの測光 redshift から得られているもののみを採用し、また母銀河が正しく選択されているかを測光画像の目視でのチェックも行った。その結果、初めは数千あった超新星の候補が数十天体に絞られた。

### 3 Results

実際に得られた明るい超新星の光度曲線の例を図 2 と図 3 に示した。それぞれ比較として、典型的な Ia 型超新星の光度曲線も同時にプロットしている。griz のフィルターで描かれているものが今回得られたもので、UBVR のフィルターで描かれているのが比較用の Ia 型超新星である。

図 2 の例では  $-21$  等級を超え、超高輝度超新星の典型的な明るさに達している。図 3 に示した例ではピーク時の等級が  $-20$  等付近になっており、光度分布のギャップ部分に相当する明るさを持っている。また、光度曲線の形状に注目すると図 2 の例では特に

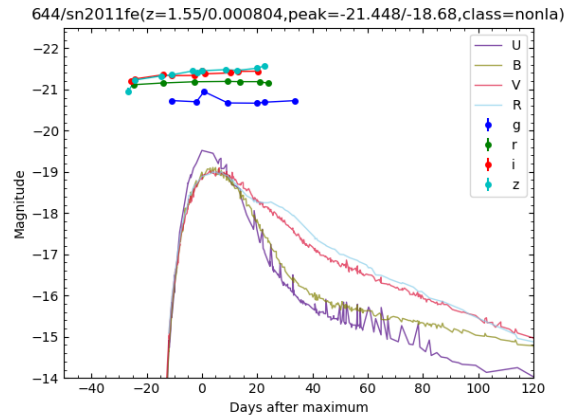


図 2: 明るい超新星の光度曲線の例: 超高輝度超新星

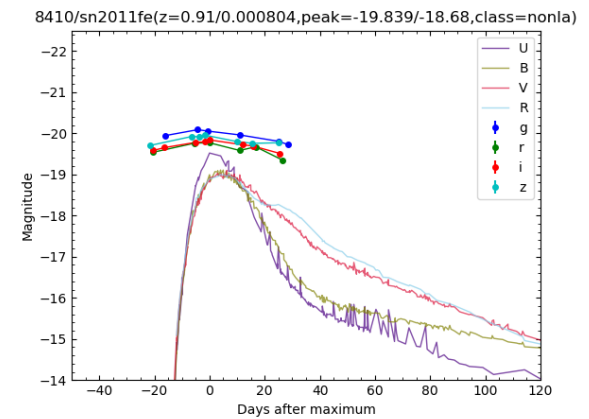


図 3: 明るい超新星の光度曲線の例: ギャップ天体

平坦な曲線になっている。

また、今回得られた候補天体の redshift と絶対等級をプロットすると図 4 のように広い範囲に分布している。点の色分けは、Ia 型超新星と比較した際の光度曲線の形状によって大まかに分類している。緑色の点はピークの前後が大きく欠けているもの、赤は Ia 型と同じような幅のもの、青は Ia 型よりも幅が広く平坦な曲線として、目視で分類している。また、検出回数が 10 回以上の天体はバツ印、5 回以上 10 回未満の天体は丸印で表している。

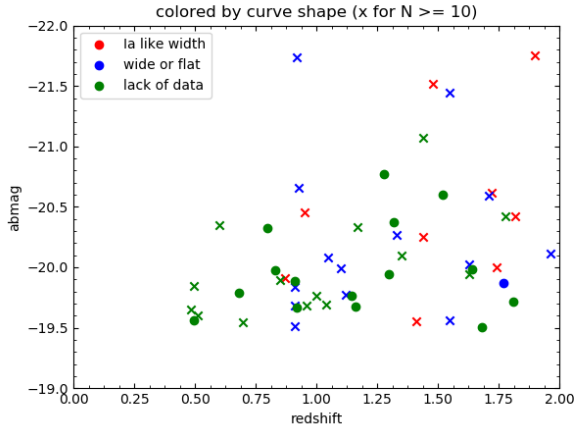


図 4: redshift と絶対等級の分布

Prajas et al. 2017, MNRAS, 464, 3568

Quimby et al. 2012, ApJ, 144, 177

Yasuda et al. 2019, PASJ, in press

## 4 Discussion

今回得られた天体から、 $-19.5$  等より明るい超新星についての event rate を考える。 $-19.5 \sim -20.5$  等、 $-20.5 \sim -21.5$  等、 $-21.5 \sim -22.5$  等のそれぞれについて comoving volume での監視体積  $V_{co}$  を求めそこから下の式を用いて event rate を計算する。 $N$  は event 数、 $\epsilon$  は検出効率でありここでは  $\epsilon = 1$  としている。 $t_{obs}$  は監視期間であり、ここでは 6 ヶ月としている。

$$rate = \frac{N}{\epsilon V_{co} t_{obs}}$$

結果はそれぞれ  $\sim 16000 [Gpc^{-3} yr^{-1}]$ 、 $\sim 1200 [Gpc^{-3} yr^{-1}]$ 、 $\sim 400 [Gpc^{-3} yr^{-1}]$  と計算された。この値は超新星の event rate がギャップを持たず連続的に変化することを示唆する。

また、ギャップ部分について event rate の値を過去のサーベイの結果と比較すると、

$199 [Gpc^{-3} yr^{-1}] (z \sim 0.2)$  (Quimby et al. 2013)、

$400 [Gpc^{-3} yr^{-1}] (z \sim 2, z \sim 4)$  (Cooke et al. 2013)、

$91 [Gpc^{-3} yr^{-1}] (z \sim 1.13)$  (Prajas et al. 2013)

より、やや大きい程度でおおよそ同じであることがわかる。

## 5 参考文献

Arcavi et al. 2016, ApJ, 819, 35

Cooke et al. 2012, nature, 491, 228

a9

輻射輸送計算に基づく爆発直後の新星  
スペクトルの考察

京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学  
教室 田口 健太

## 輻射輸送計算に基づく爆発直後の新星スペクトルの考察

田口 健太 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

### Abstract

我々は公開コード CMFGEN (Hillier & Miller 1998) を用いて光球面での光度や温度、周囲の物質の密度や組成や速度を変えながら球対称大気での non-LTE 輻射輸送計算を行い、古典新星 (以下、単に「新星」) にて期待されるスペクトルを計算した。過去の新星の分光観測は、極大等級付近に行われており、その結果 P Cygni 型のスペクトル線が数多く見られ、新星が激しい質量放出を伴う爆発現象であることは良く知られている。しかし 2011 年の新星 T Pyx の観測 (Arai *et al.* 2015) によると、通常の新星スペクトルに普遍的な P Cygni 型の線ではなく、吸収成分を持たない高階電離の輝線が卓越したスペクトルが報告された。本計算結果はこの傾向と合致するものであり、増光中を思わせる低密度・小光球面半径のモデルでは  $N_{IV}$  などの高階電離の輝線が見られるスペクトルが、極大付近を思わせる高密度・大光球面半径のモデルでは  $H\alpha$  などの P Cygni 型プロファイルが見られた。また、 $H\alpha$  など Balmer 線の強度が密度に強く依存するのに対し、 $He_{II}$  の他  $C_{II,III,IV}$  などといった金属元素の線の強度は光球面半径に強く依存することが分かった。

### 1 Introduction

新星とは、白色矮星 (主星) と晩期型星 (伴星) かなる連星系において、水素を主成分とするガスが伴星から主星表面へ降着してある程度溜まった後、CN サイクル等の熱核暴走反応で一気に燃えることで生ずる増光現象である。(Starrfield *et al.* 1972)。

新星の初期の振る舞いは図 1 のようになる (Hillman *et al.* (2014) を参照した)。これは以下のように説明される。まず熱核暴走反応により、主星は短時間の間に加熱され、同時にそれによって bolometric な光度  $L$  も増加する。 $L$  が Eddington 光度付近まで増加すると、輻射による膨張が効いてきて、 $R_{phot}$  が大きくなり、可視による増光につながる。

V バンドでは、概して 1 日以内の短いタイムスケールで 10 等ほど増光し、1 年ほどかけて徐々に減光する (Payne-Gaposchkin (1957), Hachisu & Kato (2019))。過去の分光観測から P Cygni 型のスペクトル線が数多く見られているので、新星爆発に伴い主星から外へと激しい質量放出が起こることは良く知られている。

近年、突発天体サーベイや過去に複数回の新星爆発を起こした天体のモニター観測の強化により、新星爆発開始直後・増光中に分光観測することが可能になりつつある。実際、新星の増光中に分光に成功

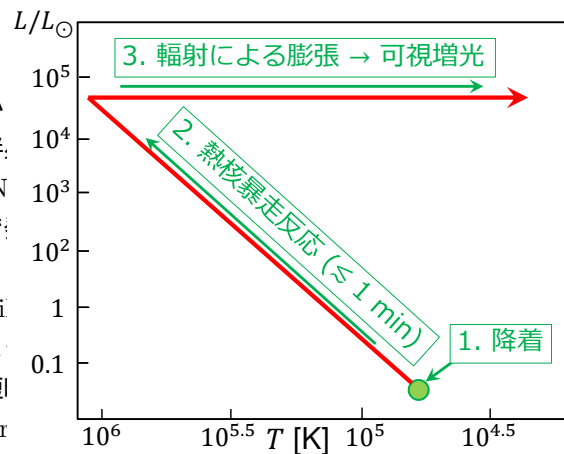


図 1: 新星の初期の振る舞い。Hillman *et al.* (2014) や Kato, Saio, & Hachisu (2017) を参考にした。

したスペクトルとしては、2011 年の T Pyx を増光発見後わずか 4.4 時間後に分光観測をした Arai *et al.* (2015) の例が存在する。その結果、従来の新星スペクトルに普遍的な P Cygni 型の線ではなく、吸収成分を持たない高階電離の輝線が卓越した、Wolf-Rayet 星のようなスペクトルが報告されている。なお、その後の極大付近 (急な増光が終わった後) の分光観測では、過去の分光観測と同様に、P Cygni 型のスペクトル線がみられることが確認されている。

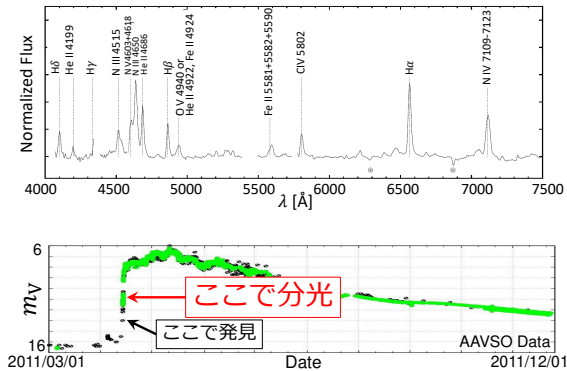


図 2: 上: Arai *et al.* (2015) で報告された、2011 年の新星 T Pyx の増光時におけるスペクトル、下: 上のスペクトルが得られた時間の光度曲線上の位置。

## 2 数値計算手法

Arai *et al.* (2015) にて報告されたスペクトルは、通常の P Cygni 型のスペクトル線が多くみられるスペクトルとは全く異なるものである。このスペクトルは新星爆発後期の質量放出による情報に飲み込まれる前の、新星爆発開始直後の超初期段階に放出された物質や、新星発生以前の質量降着段階から系の周囲に存在した物質の情報を含む可能性もある。この情報を引き出せれば、新星爆発直前・直後の系の変動を調べる上での手がかりとなり、新星爆発全体の初期条件を規定する可能性がある。

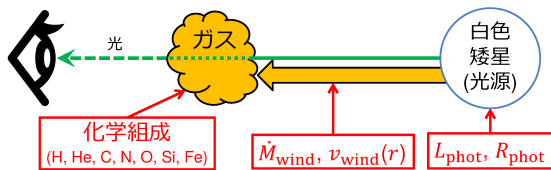


図 3: 輻射輸送計算のイメージ。指定した半径・光度の光球面からの輻射が我々に届くまでに、周囲のガスから受ける吸収・再放射などの効果を考慮し、スペクトルを得る。

そこで我々は新星の超初期スペクトルからこの情報を引き出すため、公開コード CMFGEN(Hillier & Miller 1998) を用いて、球対称大気での non-LTE 輻

射輸送方程式を解き、初期段階の新星において期待されるスペクトルを計算した。本計算では主星(光源)からの光が周囲に存在する物質を通り抜ける過程で受ける放射・吸収を電離構造と同時に解く。

この計算を主星の光球面の半径  $R_{\text{phot}}$ 、光度  $L_{\text{phot}}$ 、主星周りの物質の化学組成、速度プロファイル  $v_{\text{wind}}$ 、質量放出率  $\dot{M}_{\text{wind}}$  を様々に変えて行った。この計算を行う際、速度勾配の存在によって Doppler 効果が発生するが、この効果についても考慮している。これらの効果を考慮した基礎方程式

$$\mu \frac{\partial I_\nu}{\partial r} + \frac{1 - \mu^2}{r} \frac{\partial I_\nu}{\partial \mu} - \frac{\nu_0 v(r)}{cr} \left[ 1 - \mu^2 + \mu^2 \frac{d \ln v(r)}{dr} \right] \frac{\partial I_\nu}{\partial \nu} \quad (1)$$

$$= \eta_\nu(r) - \chi_\nu(r) I_\nu \quad (2)$$

を解く (Mihalas, Kunasz, & Hummer (1975)、詳細な導出は Castor (1972) を参照)。ただし、 $\mu = \cos \theta$  である。

本コードではこの方程式と同時に、温度構造・電離構造についても格子ベースで反復的に解く。輻射輸送を考える領域の物質として、今回は水素、ヘリウム、炭素、窒素、酸素、鉄が太陽組成で存在し、考慮する準位数は表 1、光度  $L_{\text{phot}} = 3.16 \times 10^4 L_\odot$ 、速度は図 4 とした。

表 1: 本計算で考慮した各イオンの準位の数

	H	He	C	N	O	Si	Fe
I	30	45	242	104	199	493	
II		30	14	100	24	157	2698
III			110	70	45	34	1500
IV			18	53	48	33	1000
V				21	78	203	300
VI						279	439
VII						388	153
VIII							324
IX							490
X							808
XI							1155
XII							915

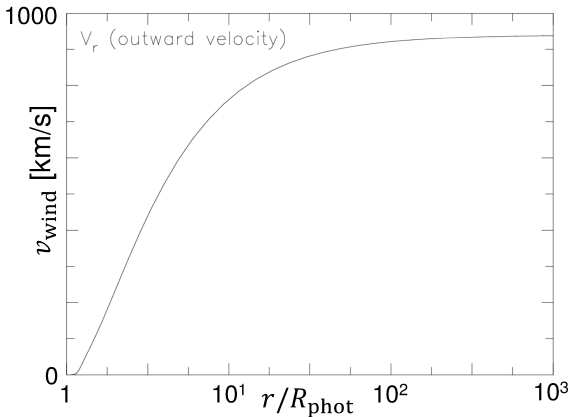


図 4: 本計算をする際に与えた動径方向速度則  $v_r(r)$ 。

### 3 計算結果と考察

以下では紙面の都合から、結果の一部 ( $v(r/R_{\text{phot}})$ ,  $L_{\text{phot}} = 3.16 \times 10^4 L_{\odot}$ , 物質は太陽組成であるとしたモデル) についてのみ示すこととする。

#### 3.1 可視スペクトルの概形について

本計算によって得られるスペクトルの 1 例を (図 5) に示す。このように、より初期段階だと思われる設定 (図 1 参照) である上図のスペクトルの方が  $\text{He II}$ ,  $\text{C IV}$ ,  $\text{N IV}$ ,  $\text{O III, IV}$  といった高階電離のスペクトル線も含む輝線スペクトルが得られた。一方で、より膨張が進んだ状況だと思われる設定である下図のスペクトルでは、高階のスペクトル線の種類が減っている他、P Cygni 型のスペクトル線も  $\text{H}\alpha$  や  $\text{He I}$  など、数多くみられる。

#### 3.2 代表的なスペクトル線の強度について

上記スペクトルから、特定のスペクトル線に対して、その吸収線/輝線の強さを算出した (図 6、図 7)。

まず、 $\text{H}\alpha$  についてだが、スペクトル線の強度は  $\dot{M}_{\text{wind}}$  に非常に依存する一方で、 $R_{\text{phot}}$  にはあまり依存しないという結果が得られた。

一方の  $\text{He II}$  4686 Å については、 $\dot{M}_{\text{wind}}$  が大きいほど輝線が強いという、 $\text{H}\alpha$  と同様の傾向が得られたが、 $R_{\text{phot}}$  に依存性については、輝線が強いモ

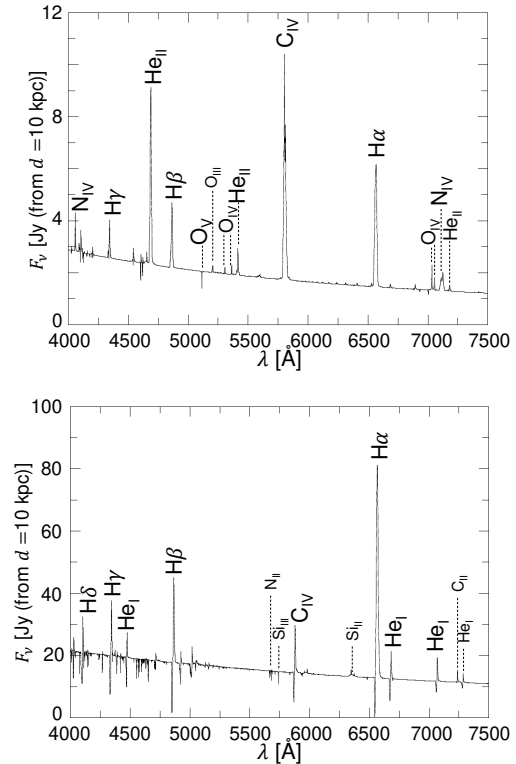


図 5: 本手法で計算された可視スペクトルの例。  $d = 10 \text{ kpc}$  の距離で観測した場合のフラックスで表示している。上:  $R_{\text{phot}} = 1.4R_{\odot}$ ,  $\dot{M}_{\text{wind}} = 3.2 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{yr}$ 。下:  $R_{\text{phot}} = 10R_{\odot}$ ,  $\dot{M}_{\text{wind}} = 1.2 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$ 。どちらも同じ光度  $L_{\text{phot}}$  や速度分布  $v_{\text{wind}}(r/R_{\text{phot}})$  を仮定し、物質の化学組成は太陽組成としている。

デルは  $R_{\text{phot}} \sim 10 \times 10^{11} \text{ cm}$  付近に集中するという結果となった。これは  $R_{\text{phot}} \sim 10 \times 10^{11} \text{ cm}$  で  $T_{\text{phot}} \sim 2.5 \times 10^5 \text{ K}$  となり、 $\text{He II}$  の第 1 イオン化エネルギー ( $\sim 2.9 \times 10^5 \text{ K}$ ) に近づき、それ以上の  $R_{\text{phot}}$  に対しては  $\text{He I}$  が優勢となることに対応していると考えられる。紙面の都合で省略するが、同様の傾向は  $L_{\text{phot}}$  を他の値に変えた時にも得られる。

炭素のような金属元素については同様の傾向が強まり、より特定の  $R_{\text{phot}}$  や  $\dot{M}_{\text{wind}}$  に対してスペクトル線が強くなるという結果が得られた。また、紙面の都合で省略するが、同様の傾向は  $L_{\text{phot}}$  を他の値に変えた時にも得られる。

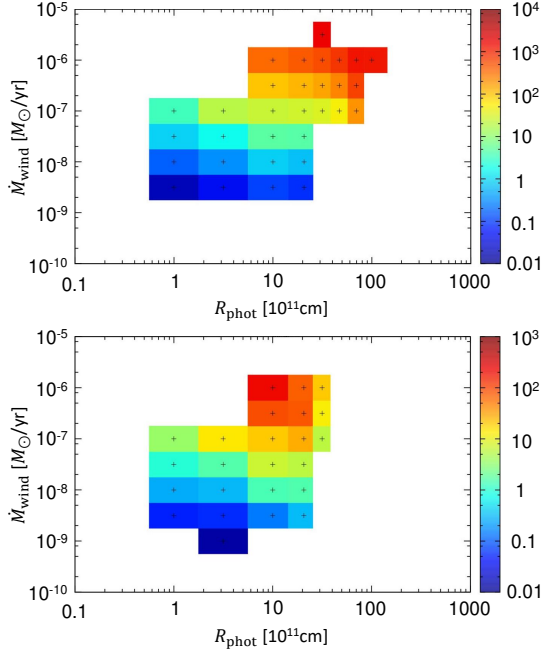


図 6:  $R_{\text{phot}}$ ,  $\dot{M}_{\text{wind}}$  を変えながら本手法によって計算された各モデルの可視スペクトルに対し、特定のスペクトル線 (上:  $\text{H}\alpha$ , 下:  $\text{He II } 4686 \text{ \AA}$ ) について着目し、その輝線/吸収線の強さを図示したものの。図 5 の縦軸と同じ次元の連続光成分の  $F_{\nu}$  に等価幅をかけた値で表示している。光度  $L_{\text{phot}}$ 、速度分布  $v_{\text{wind}}(r/R_{\text{phot}})$ 、物質の化学組成も図 5 と同一のものを取っている。右のカラーバーが各モデルでのスペクトル線の強さを表しており、各+印は  $(R_{\text{phot}}, \dot{M}_{\text{wind}})$  平面上のデータ点の正確な位置に対応している。点がない部分は等価幅が  $0.01 \text{ \AA}$  以下と非常に小さかったか、何らかの理由で数値計算が出来なかった、あるいは等価幅や連続光の強さを測定できなかった部分である。

## 4 Future Works

本結果から観測された新星のスペクトルと本モデルスペクトルを比較すれば、 $(R_{\text{phot}}, \dot{M}_{\text{phot}}, L_{\text{phot}})$  に一定の制限をつけられることが期待される。今後はこの評価をより定量的にする。さらに流体力学計算を参考に、Mixing による白色矮星由来の金属元素の供給を考慮しつつ元素組成比も変えながら計算する。また、現在準備中である新星の即時分光観測についても計画を進行する。

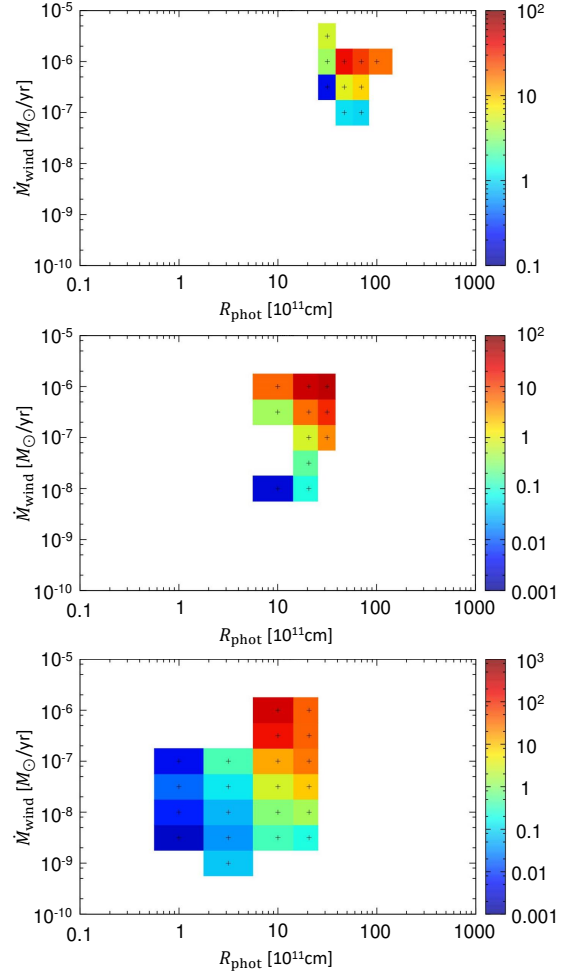


図 7:  $\text{C II } 7235 \text{ \AA}$ ,  $\text{C III } 4650 \text{ \AA}$ ,  $\text{C IV } 5802 \text{ \AA}$  のスペクトル線の強さ。図 6 と同じ方法で図示している。

## Reference

- Arai, A., Isogai, M., Yamanaka, M., Akitaya, H., & Uemura, M., 2015, Acta Polytechnica CTU proceedings, 2, 257
- Castor, J. I., 1972, ApJ, 178, 779
- Kato, M., & Hachisu, I., 2019, ApJS, 242, 18
- Hillier, D. J., and Miller, D. L., 1998, ApJ, 496, 407
- Hillman, Y., Prialnik, D., Kovetz, A., Shara, M. M., & Neill, J. D., 2014, MNRAS, 437, 1962
- Kato, M., Saio, H., & Hachisu, I., 2017, ApJ, 838, 153
- Mihalas, D., Kunasz, P. B., Hummer, D. G., 1975, ApJ, 202, 465
- Payne-Gaposchkin, C., 1957, North Holland Publishing Company, "The Galactic Novae"
- Starrfield, S., Turan, J. W., Sparks, W. M., & Kutter, G. S., 1972, ApJ, 176, 169



a10

連星系における超新星爆発の連星進化  
への寄与

早稲田大学大学院 先進理工学研究科  
小形 美沙

## 連星系における超新星爆発の連星進化への寄与

小形 美沙 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

### Abstract

重力崩壊型超新星爆発を起こす天体は  $8M_{\odot}$  以上の恒星であるが、そういった大質量の星のほとんどは連星系にあり、伴星を持っていることがわかってる。重力波観測によりブラックホールや中性子星連星といった超新星爆発を経た後の連星に注目が集まっているが、それらがどのように形成されてきたのかは未だ明らかではない。本研究では連星系内での主星の超新星爆発が伴星に与える影響について、伴星の質量 ( $10 \sim 20M_{\odot}$ )、伴星の半径 ( $6 \sim 10R_{\odot}$ )、距離 ( $20 \sim 60R_{\odot}$ ) を変化させて調べた。伴星の多くは、kick velocity や impact velocity を考慮した爆発後の 2 天体間距離よりも大きく膨らみ、中性子星となった主星を飲み込むことがわかった。さらに、連星として生き残る天体に関しては、主星の存在が原因となって伴星の外層の膨張が制限される可能性があり、結果として観測から超新星爆発前の天体のモデルに制限が与えられると考えられる。

## 1 Introduction

観測技術の進歩と共にそれまで単独星だと思われていた星が連星系を成していたことがわかってきている。現在では半数以上の星が連星系を成しているとされ、特に若い星や大質量星でその割合は大きくなっている。さらに 2017 年には LIGO-Virgo チームによって中性子星連星合体からの重力波も観測された。こういった連星は超新星爆発を経て形成されたものであり、他にも X 線を放出するパルサー連星のようなものも存在している (Henault-Brunet et al. 2012)。このように非常に興味深い系が存在している一方で、連星系は理解が進んでいない部分も多くある。例えば、ブラックホール連星や中性子星連星の観測の成功によって、理論的な見積もりよりも多くの連星系が存在するいと示唆がなされていることなどがある。多種多様な連星系が存在するが、その中でも重力崩壊型の超新星を含む連星について考えてみる。重力崩壊型超新星爆発は質量が  $8M_{\odot}$  以上の星が進化の最後に起こす爆発現象であるが、こういった大質量星の多くには伴星が存在している。さらにその中には進化の過程で互いの星が影響を及ぼし合うほど近くに存在しているような連星も存在する。このような連星系の中で超新星爆発を起こすと、当然その後の進化に影響を与える。大きく 2 つに分類することが可能で 1, 爆発による質量損失や中性子星キックが原因で連星として保てられなく

なり、2 つの単独星となってしまう場合 2, 連星として保ち続ける場合が考えられる。特に後者では、その後の進化で伴星も超新星爆発を起こした場合コンパクト星の連星を形成し得るため、重力波源の形成シナリオとして欠かすことができない。そこで本研究では重力崩壊型超新星を含む連星の進化を追うことで、コンパクト星連星の形成メカニズムについての議論を行う。特に超新星爆発が系に及ぼす影響、伴星の外層膨張が進化に与える影響に注目していく。

## 2 Methods

主系列星同士の近接連星のうち、片方の星が重力崩壊型超新星爆発をする場合、連星系のその後の進化としては、そのまま連星系を保ち続けるか、もしくは連星系を保つことができなくなり崩壊してしまうかが考えられる。いずれにしても主星の超新星爆発の影響を伴星は避けることができない。そこで、伴星に与える影響を以下のように考えていく (図 1)。

Hirai et al.(2018) で行われた多次元流体シミュレーションでは、本研究で主星と考える超新星爆発の爆風のエネルギーと、そのうちどれだけのエネルギーが伴星に注入されるかの値が得られている。この値を基にして、エネルギーが注入された際の伴星進化への影響を星の進化コードである MESA(version 10398,Paxton et al.,2018) を用いて解析を行う。

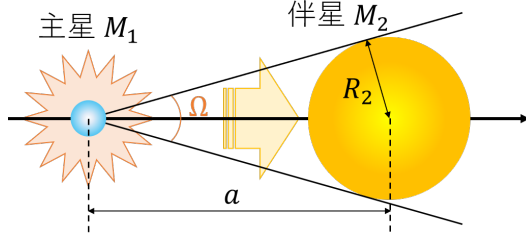


図 1: 連星系の概略図

主星の超新星爆発に伴って伴星に与えられるエネルギー  $E_{\text{heat}}$  については、主星の爆発エネルギー  $E_{\text{expl}}$ 、連星間距離  $a$ 、伴星半径  $R_2$  から

$$E_{\text{heat}} = E_{\text{expl}} \times \frac{p}{2} \left[ 1 - \sqrt{1 - \left( \frac{R_2}{a} \right)^2} \right], \quad (1)$$

と考える。ここでは、主星からの全立体角に対する伴星へ見込む立体角の割合で  $E_{\text{heat}}$  を見積もっている。 $p$  はエネルギー注入効率であり、8~10% である。本研究ではこの効率を 8% として考える。また、それぞれの値は  $E_{\text{expl}} = 1 \times 10^{51} \text{erg}$ 、 $a$  は 5, 6, 7, 8,  $9R_{\odot}$ 、 $R_2$  は 20, 30, 40,  $60R_{\odot}$  とする。今考えているモデルについての概略図は図 1 に示されている。 $E_{\text{expl}}$  の値は一般的な超新星爆発の爆発エネルギーであり、ここでは質量  $M_1 = 8.7M_{\odot}$  の主星が爆発により  $M_{\text{ej}} = 7.1M_{\odot}$  を失い、 $M_c = 1.4M_{\odot}$  の原始中性子星を形成するようなモデルの放出するエネルギーに対応したものとして考える。更に伴星モデルごとの影響を考えるために、伴星質量  $M_2$  を 10, 15,  $20M_{\odot}$ 、金属量は  $Z = 0.02$  の場合を考える。

このようにして得られた  $E_{\text{heat}}$  を用いて、エネルギーを時間  $\tau_h$  にわたって注入する。その加熱率  $\dot{\epsilon}$  は、

$$\dot{\epsilon}(m) = \frac{E_{\text{heat}}}{\tau_h m_h} \frac{\min(1, m_h/m)}{1 + \ln(M_{2,f}/m_h)} \quad (2)$$

とする。ここで、 $m$  は表面からの質量座標、 $m_h$  は注入されたエネルギーによって増加したエントロピーが減少し始める質量座標であり、これより表面側で加熱がより効いている。その値は、

$$m_h = \frac{M_{\text{ej}}}{4} \left( 1 - \sqrt{1 - \left( \frac{R_2}{a} \right)^2} \right) \quad (3)$$

のような式から得られる。 $\tau_h$  はここでは 1 年とし、その後 10000 年にわたって伴星の進化の様子を調べた。

### 3 Results

伴星の半径 (超新星爆発時までに伴星がどこまで進化しているのか) を変化させた場合に、伴星が爆発によってエネルギーを注入されてどの程度膨らむのかを表したのが図 2 になる。

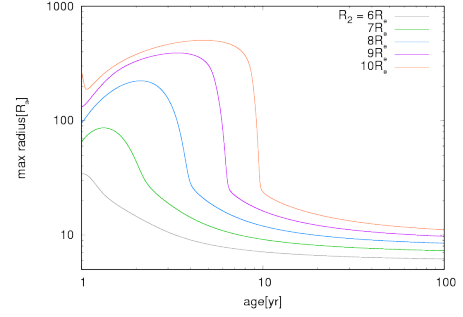

 図 2: 時間と半径の関係 ( $M_2 = 15M_{\odot}$ ,  $a = 40R_{\odot}$ )

図 2 から、伴星の半径がより大きいモデルの方が外層の膨張半径及び継続時間が大きくなるのがわかる。また、2 天体の距離と伴星質量を変化させた結果から、2 天体の距離が近く、伴星の質量が小さい方が外層が大きく膨張することがわかった。これらの中には、最大で  $800R_{\odot}$  近くまで、80 年近く膨張を維持するモデルも存在している。これは初期の 2 天体の距離よりも遥かに大きく、膨らんだ伴星の外層が主星を飲み込んでしまう可能性が考えられる。さらには、膨張を維持する時間が軌道周期よりも長い場合、その影響が系の進化に大きく影響を与える可能性も考えられる。

### 4 Discussion

外層に中性子星が飲み込まれることによる効果がその後の連星の進化にどのように影響を与えるか、具体的には連星が束縛を失い壊れてしまうか、連星として生き残る場合は膨張した伴星の外層に対してどのような状況になるのかを、kick velocity や爆発による impact velocity を考慮して考えていく。

本研究では 1:kick velocity や impact velocity による影響で連星が衝突する ( $a_f(1-e) < R_2$ )、2:主星は遠点でも膨張した伴星外層に包まれる ( $a_f(1+e) < R_{\text{max}}$ )、3:主星は近点では膨張した伴星外層に包まれる

$(a_f(1-e) < R_{\max})$ 、4:主星は外層に包まれることはないが、Roche lobe overflow(RLOF) をする ( $R_{RL,f} < R_{\max}$ )、5:RLOF も起きない ( $R_{\max} < R_{RL,f}$ )、6:連星としての束縛を失う ( $1 < e$ )、7:超新星爆発が起きる以前に RLOF を起こす ( $R_{RL,i} < R_2$ )、の 7 つのモードについて考える。それぞれのモードを判定する値は以下のように求める。

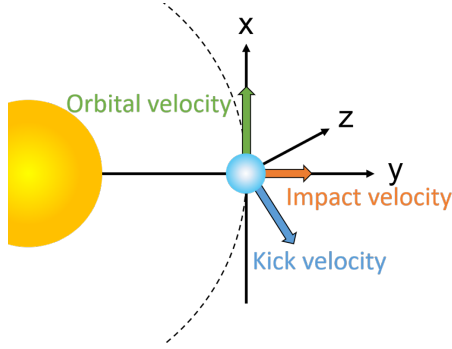


図 3: kick velocity の設定

円軌道を仮定した初期の軌道速度  $V_{\text{orb}}$  は、

$$V_{\text{orb}} = \left( G \frac{(M_1 + M_2)}{a_i} \right)^{1/2} \quad (4)$$

であり、 $G$  は万有引力定数である。

kick velocity  $W_{\text{tot}}$  を  $0 \sim 1000 \text{ km/s}$  で変化させる。この際、kick velocity の方向を様々に変化させるために、以下のように各成分の速度の大きさを決定する。 $x$  軸は初期の軌道速度の方向、 $y$  軸は主星と伴星を繋ぐ方向とする。

$$w_x = W_{\text{tot}} \cos \theta \quad (5)$$

$$w_y = W_{\text{tot}} \sin \theta \cos \phi \quad (6)$$

$$w_z = W_{\text{tot}} \sin \theta \sin \phi \quad (7)$$

であり、 $\theta$  は  $x$  軸と kick velocity のなす角を表し、 $\phi$  は  $y$  軸方向を 0 として  $y$ - $z$  平面上の kick velocity の向きを表している。

さらに主星の爆発による impact velocity  $V_{\text{im}}$  を考える。impact velocity は、Wheeler et al.(1975) で爆風が平板を仮定して解析的に求められたものに対して 0.35 倍程度であることが Hirai et al.(2018) から得られているので、

$$V_{\text{im}} = \sqrt{0.35 \times \left( \frac{R_2}{a_i} \right)^{2.4}} \times V_{\text{orb}} \quad (8)$$

となる。

連星として生き残る場合、2 つの星の距離は

$$a_f = a_i \left[ 2 - X \frac{(w_x + V_{\text{orb}})^2 + w_y^2 + w_z^2}{V_{\text{orb}}^2} \right]^{-1} \quad (9)$$

であり、 $X$  は爆発前後の系全体の質量比を表し、

$$X = \frac{M_1 + M_2}{M_c + M_2}. \quad (10)$$

となる。

Roche-lobe 半径は Eggleton(1983) より、

$$R_{RL} = \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})} a \quad (11)$$

となる。ただし、爆発の前後で  $a_i, a_f$ , および  $q_i, q_f$  は変化するため、それぞれの段階において Roche-lobe 半径を定義することが可能である。 $q_i$  と  $q_f$  は 2 つの星の質量比を表し、

$$q_i = \frac{M_2}{M_1} \quad q_f = \frac{M_2}{M_c} \quad (12)$$

となる。

また、爆発後の軌道の離心率は

$$e = \left( 1 - X \frac{a_i}{a_f} \frac{(w_x + V_{\text{orb}})^2 + w_z^2}{V_{\text{orb}}^2} \right)^{1/2} \quad (13)$$

であり、 $e > 1$  となると双曲線軌道となり、連星としては保っていらなくなる。

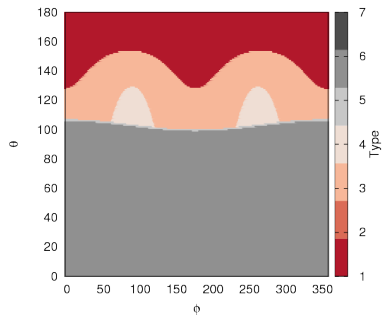
爆発後の軌道周期は

$$P_{\text{orb}} = 2\pi \left( \frac{a_f^3}{G(M_1 + M_2)} \right)^{1/2}. \quad (14)$$

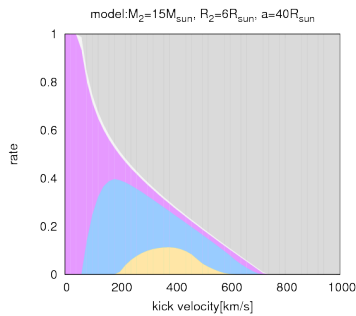
と表され、超新星爆発前で数日程度のオーダーである。

これらを踏まえて、各モデルについて連星が爆発後にどのようなになるのかを調べた。kick velocity の方向によるモードの分布、及び各 kick velocity でのモードの現れる割合を図 4 に示す。図 4 から、爆発後の連星の状態が kick velocity に大きく依存することが明らかである。

こういったモードのうち、外層が近点よりも大きく膨らむモデルに関しては、主星の外層内通過に伴って物質が主星側に降着し、それ以上膨らむことができないことが考えられる。その場合、膨張すること



(a) kick velocity の角度分布と連星の状態 ( $v_{\text{kick}} = 300\text{km/s}$ )



(b) kick velocity ごとの各モードの発生確率

図 4: kick velocity の大きさや角度を変化させた際に連星の状態のまとめ ( $M_2 = 15M_{\odot}$ ,  $R_2 = 6R_{\odot}$ ,  $a = 40R_{\odot}$  のモデルについて)

が可能な半径よりも小さな状態に留まることで、観測的に違いが現れてくることが考えられる。

具体的には、膨張が抑えられることによって外層の温度が高い状態に保たれるため、HR 図上で完全に膨張しきるよりも同じ luminosity で高温側に現れることになる。その様子を図 5 に示す。

複数のモデルの結果から、主星の超新星爆発の爆風による伴星の影響が観測的にも影響を与え、その結果はいずれも kick velocity や爆発前の系のパラメータに大きく依存してくることが明らかになった。これらの結果を踏まえることで、超新星爆発直後の伴星の観測を行うことで、爆発前の系のパラメータ及び kick velocity についての情報を得ることが可能となる。

## 5 Conclusion

本研究では連星系内での主星の超新星爆発が伴星に与える影響について、伴星の質量 ( $10 \sim 20M_{\odot}$ )、

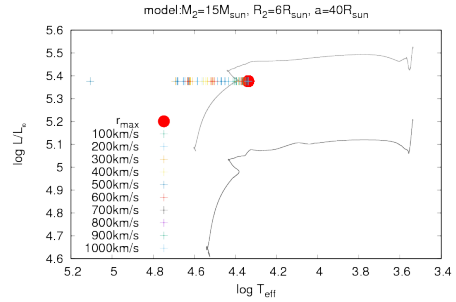


図 5: 爆発後の伴星の観測に関する HR 図 ( $M_2 = 15M_{\odot}$ ,  $R_2 = 6R_{\odot}$ ,  $a = 40R_{\odot}$ ) 赤い点が最大まで膨張をした際の HR 図上での位置を表し、十字の点は近点で膨張が抑えられた場合に現れる位置を表す。灰色で描かれているのは、 $20M_{\odot}$ ,  $30M_{\odot}$  の進化経路である。

伴星の半径 ( $6 \sim 10R_{\odot}$ )、距離 ( $20 \sim 60R_{\odot}$ ) を変化させて調べた。伴星の多くは、kick velocity や impact velocity を考慮した爆発後の 2 天体間距離よりも大きく膨らみ、中性子星となった主星を飲み込むことがわかった。さらに、連星として生き残る天体に関しては、主星の存在が原因となって伴星の外層の膨張が制限される可能性があり、結果として観測から超新星爆発前の天体のモデルに制限が与えられると考えられる。

## Acknowledgement

本研究を行うにあたって、コードの提供および議論を行っていただきました平井遼介氏にこの場を借りて感謝申し上げます。

## Reference

- Eggleton, 1983, ApJ, 268, 368
- Henault-Brunet et al., 2012, MNRAS, 420, L13
- Hirai et al., 2019, ApJ, 864, 119
- Paxton et al., 2018, ApJS, 234, 34
- Wheeler et al., 1975, ApJS, 200, 145

a11

球状星団におけるコンパクト連星の力  
学進化

東京大学大学院 理学系研究科

吉成 直都

## 球状星団におけるコンパクト連星の力学進化

吉成 直都 (東京大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

2015 年以降、重力波の検出が相次ぎ、合体できるほど距離が近いブラックホール連星が普遍的に存在することが確認された。恒星質量ブラックホール連星の形成メカニズムの一つとして、球状星団内での近接遭遇による形成が考えられる。球状星団とは、銀河のハロー内に存在する 10 万から 100 万ほどの恒星が密集した天体である。星団のコア内でブラックホール連星が形成し、周囲の星との近接遭遇を繰り返すことで連星間距離が縮まり、最終的にブラックホール連星は星団外に弾き飛ばされる。この時に連星間距離が十分短ければ、ブラックホール連星は宇宙年齢以内に重力波を放出して合体する。密度の高い球状星団はブラックホール連星形成の有力な場であるが、連星進化は星団内の星の近接遭遇によって起こり、星団全体の進化と強く関連しているため、星団全体をシミュレーションする必要がある。一方、連星の軌道周期は日の単位であり、星団の年齢に対して非常に短い。そのため、球状星団のブラックホール連星の軌道進化を計算するには、連星のみ別のアプローチをして数値計算しなければならない。今後の観測との比較において、理論的な見積もりが必要となるため、シミュレーションによる重力波放出天体の起源の解明が重要視されている。

本研究では、重力計算コストの削減のために P<sup>3</sup>T 法を取り入れたコード PENTACLE と、孤立した連星の軌道を 2 体問題として扱うコード GORILLA を組み合わせ、新しい N 体シミュレーションコードを開発した。本講演では、新規開発のコードと従来のコードを用いて行った星団進化シミュレーション結果について報告する。

## 1 Introduction

恒星の多くは、連星や三重連星などの多重星系として存在するため、連星の研究は天体物理学のすべての分野において重要なものである。連星の中でも中性子星やブラックホールなどの高密度天体による連星はコンパクト連星と呼ばれている。このコンパクト連星の形成メカニズムは、まだはっきりと解明されていないが、大きく分けて 2 つのシナリオが考えられている。

一つ目は、「大質量連星の進化」によるものである。この大質量連星とは、具体的に言うところ金属量がゼロの Population III のような初代星のことを指す。連星系の第 1 の星が中心核で水素を排出すると、膨張を始める。その星の Roche lobe が膨張したエンベロープで満たされると、星を構成するガスなどが、ラグランジュ点を通して第 2 の星に移される。このプロセスは、いわゆる Roche lobe overflow (RLOF) と呼ばれている。そして、ガスを失った星はブラックホールなどの高密度天体になる。次に第 2 の星が膨張し、同様なプロセスを経ることで、コンパクト連星が形成されると考えられる。

2 つ目のシナリオとして考えられているのが、「近接遭遇による捕獲」である。近接遭遇とは、2 体散乱のように星の近くを通ることであり、球状星団のような密度が高い場所でよく起こる。主に 2 体の連星系に 1 体の星が近づく「3 体遭遇」によりコンパクト連星になると考えられている (図 1)。例を挙げて説

明すると、コンパクト連星でない連星系 (主系列星 MS とブラックホール BH) に BH が近づくと MS が外へ追い出され、BH-BH のコンパクト連星ができることがある。また、コンパクト連星形成後も他の星と遭遇することにより、連星間距離が縮まることがある。そして、軌道が徐々に小さくなり合体すると重力波を放出する。

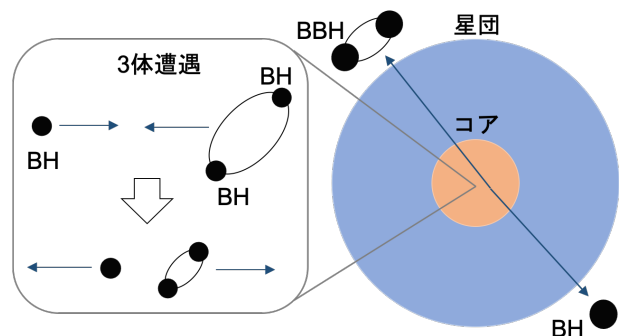


図 1: 星団内の連星の力学進化

そこで、我々は後者の連星形成メカニズムを N 体シミュレーションを用いて調べている。衝突系における重力多体系の時間進化を計算するのに P<sup>3</sup>T (Particle-Particle-Tree) 法という N 体シミュレーションがしばしば用いられる。これは、遠方の星からの重力をまとめて計算し、近傍の星は直接計算するこ

とで低い計算コストで時間積分を行う手法である。

しかし、球状星団内におけるブラックホールのようなコンパクト連星の軌道進化を計算するには、その連星のみ別のアプローチをして数値計算しなければならない。なぜならば、連星の軌道周期が、系全体における進化のタイムスケールと比べて非常に短いからである。系全体の進化を P<sup>3</sup>T 法のみで数値計算すると、周期が短いため連星の軌道が正確に計算できない。現時点では既存のコードで連星と P<sup>3</sup>T 法の両方を取り扱っているものがないため、それらを扱えるようにしたコードの開発に取り組んでいる。

## 2 Methods

### 2.1 Hermite method

本研究で用いる P<sup>3</sup>T 法には、4 次の Hermite 法 (Makino & Aarseth 1992) 用するため簡単に紹介する。

時刻  $t$  での位置と速度  $(x_0, v_0)$ 、加速度とその時間微分  $(a_0, \dot{a}_0)$  から、時刻  $t + \Delta t$  における位置と速度  $(x_p, v_p)$  を次のように予測する。

$$x_p = x_0 + v_0 \Delta t + \frac{a_0}{2} \Delta t^2 + \frac{\dot{a}_0}{6} \Delta t^3 \quad (1)$$

$$v_p = v_0 + a_0 \Delta t + \frac{\dot{a}_0}{2} \Delta t^2 \quad (2)$$

これらを予測子と呼ぶ。この段階では 2 次精度である。次に、この予測子を使って時刻  $t + \Delta t$  での加速度とその時間微分を以下のように求める。

$$a_i = - \sum_{i \neq j}^N G m_j \frac{x_{ij}}{r_{ij}^3} \quad (3)$$

$$\dot{a}_i = - \sum_{i \neq j}^N G m_j \left[ \frac{v_{ij}}{r_{ij}^3} - \frac{3(x_{ij} \cdot v_{ij}) r_{ij}}{r_{ij}^5} \right] \quad (4)$$

ここで、 $x_{ij} = x_i - x_j$ 、 $v_{ij} = v_i - v_j$  は、相対的な位置と速度である。また、この加速度と加速度の微分は、Hermite 補間多項式

$$a = a_0 + \dot{a}_0 \Delta t + \frac{a_0^{(2)}}{2} \Delta t^2 + \frac{a_0^{(3)}}{6} \Delta t^3 \quad (5)$$

$$\dot{a} = \dot{a}_0 + a_0^{(2)} \Delta t + \frac{a_0^{(3)}}{2} \Delta t^2 \quad (6)$$

である。ここで、 $a_0^{(2)}$ 、 $a_0^{(3)}$  は、時刻  $t$  における加速度の 2 階、3 階の時間導関数である。Hermite 補間より、

$$a_0^{(2)} = \frac{-6(a_0 - a_1) - \Delta t(4\dot{a}_0 + 2\dot{a}_1)}{\Delta t^2} \quad (7)$$

$$a_0^{(3)} = \frac{12(a_0 - a_1) + 6\Delta t(\dot{a}_0 + \dot{a}_1)}{\Delta t^3} \quad (8)$$

となる。この加速度を  $\Delta t$  だけ積分して位置と速度の修正子を作る。位置の修正子  $x_c$ 、速度の修正子  $v_c$  はそれぞれ

$$x_c = x_p + \frac{a_0^{(2)}}{24} \Delta t^4 + \frac{a_0^{(3)}}{120} \Delta t^5 \quad (9)$$

$$v_c = v_p + \frac{a_0^{(2)}}{6} \Delta t^3 + \frac{a_0^{(3)}}{24} \Delta t^4 \quad (10)$$

のようになる。予測子と修正子を見てわかるように、Hermite 法は、一段解法である。また、計算精度は 4 次となっており、衝突系などの N 体計算によく用いられる。

### 2.2 P<sup>3</sup>T scheme

P<sup>3</sup>T (Particle-Particle Particle-Tree) 法とは、前節で紹介した Hermite 法と遠方の星からの重力をまとめて計算する Tree 法 (Barnes & Hut 1989) を組み合わせた数値積分法である (図 2)。ある 1 つの粒子に cut-off 半径のようなものを与えることで、計算手法を分けている。この半径よりも内側では粒子間相互作用を direct に計算するので、計算コストは、 $O(N^2)$  となる。一方、cut-off 半径の外側の計算に用いている Tree 法は、 $O(N \log N)$  になることが知られており、計算量を減らすことができる。

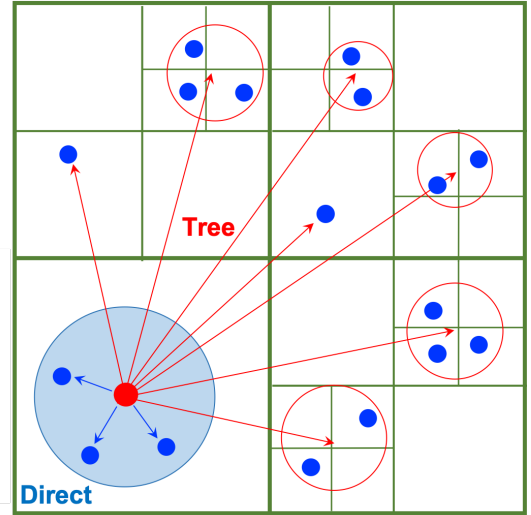


図 2: P<sup>3</sup>T 法のイメージ図

以下 P<sup>3</sup>T 法のアルゴリズムについて説明する。先に述べたとおり P<sup>3</sup>T 法は、近くにある粒子と遠方にある粒子で計算手法が異なる。よって、ハミルトニ



アンを下ののように 2 つに分割することができる。

$$H = H_{\text{hard}} + H_{\text{soft}} \quad (11)$$

$$H_{\text{hard}} = \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m_i} - \sum_i \sum_{i<j}^N \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}} W(r_{ij}) \quad (12)$$

$$H_{\text{soft}} = \sum_i \sum_{i<j}^N \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}} [1 - W(r_{ij})] \quad (13)$$

ここで、 $r_{ij} = \sqrt{|\mathbf{x}_{ij}|^2 + \epsilon^2}$ 、 $\mathbf{x}_{ij} = \mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j$  であり、 $\epsilon$  は計算上の発散を防ぐためのソフトニングパラメータである。また、この  $\epsilon$  は粒子の大きさに対応している。式中の  $W(r_{ij})$  は、change over function と呼ばれるもので、cut-off 半径を定めるような関数である。 $H_{\text{hard}}$  が Hermite 法を使用する近くの粒子を対象としたハミルトニアンである。そして、 $H_{\text{soft}}$  が遠くの粒子を対象としたハミルトニアンとなっている。

重力多体系の計算をするには、 $N$  個の運動方程式を解かなければならない。つまり、力の計算をする必要がある。これは、式 (12),(13) を微分すればよく、次のようになる。

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{\text{hard},i} &= -\frac{\partial H_{\text{hard}}}{\partial \mathbf{x}_i} \\ &= -\sum_{i \neq j}^N \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}^3} K(r_{ij}) \mathbf{x}_{ij} \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{\text{soft},i} &= -\frac{\partial H_{\text{soft}}}{\partial \mathbf{x}_i} \\ &= -\sum_{i \neq j}^N \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}^3} [1 - K(r_{ij})] \mathbf{x}_{ij} \end{aligned} \quad (15)$$

式中の  $K(r_{ij})$  は、cut-off function と呼ばれるものであり、 $W(r_{ij})$  とは以下の関係にある。

$$K(r_{ij}) = W(r_{ij}) - r_{ij} \frac{dW(r_{ij})}{dr_{ij}} \quad (16)$$

この cut-off function には様々なタイプがあるが、今回は、以下の多項式を用いる。

$$K(x) = \begin{cases} 0 \\ -20x^7 + 70x^6 - 84x^5 + 35x^4 \\ 1 \end{cases} \quad (17)$$

$$x = \frac{y - \gamma}{1 - \gamma}, \quad x = \frac{r_{ij}}{r_{\text{cut}}}, \quad x = \frac{r_{\text{in}}}{r_{\text{cut}}} \quad (18)$$

ここで、 $r_{\text{in}}$ 、 $r_{\text{cut}}$  はそれぞれ内側と外側のカットオフ半径である。

## 3 Results & Discussion

### 3.1 Initial condition

粒子の初期分布として、球状星団のプロファイルのモデルとしてよく用いられる King モデルを採用する。単位系は  $N$  体単位系  $G = 1, M = 1, E = -1/4$  を使い、8192 個の粒子で  $N$  体シミュレーションを行う。また、粒子のソフトニングパラメータとカットオフ半径は全ての粒子で同じ値に設定する。このような条件で星団のコアが collapse する時刻まで系全体の時間進化を計算し、形成される連星の役割について考察する。

### 3.2 Numerical simulation

星団のコアが収縮する時刻  $t_{\text{cc}}$  は様々なシミュレーションの結果から、緩和時間  $t_{\text{rh}}$  を用いると、およそ  $t_{\text{cc}} \sim 20t_{\text{rh}} \langle m \rangle / m_{\text{max}}$  であることがわかっている。そこで、全粒子を等質量  $m = M/N$  で与えると約 1 万個では、 $t_{\text{cc}} \sim 2500$  程度でコアが collapse すると推定できる。実際にシミュレーションした結果が図 3,4 である。

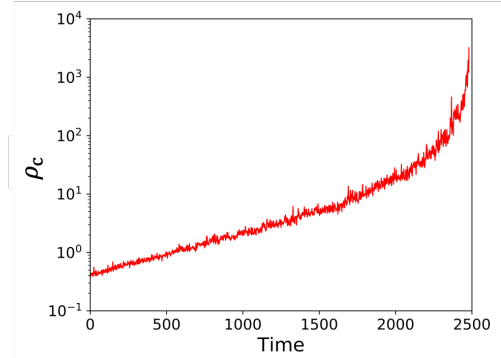


図 3: 中心密度の時間進化

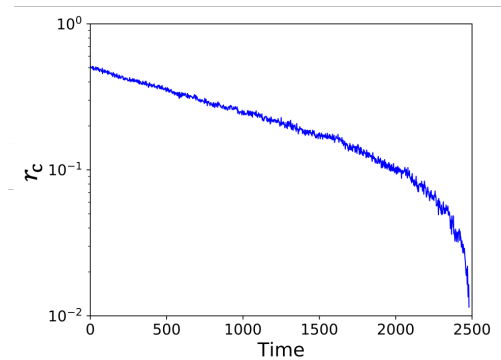


図 4: コア半径の時間進化

それぞれの図はコア半径と中心密度の時間変化を表している。星団は時間と共に収縮していき、 $t = t_{cc}$  付近で最もコアで小さくなった。また、中心密度は初期の 1 万倍程度まで高くなり、非常に高い密度を持つようになった。このような高密度領域において束縛エネルギーが非常に大きい hard binary が形成されることも確認できている。また、この計算では初期に質量関数を与えていないが、質量分布を持つと collapse する時間が短くなる。さらに、primordial binary を考慮すると、連星がエネルギーの供給源となるため、コアの時間進化は大きく異なり収縮しにくくなることもわかっている。

## 4 Conclusion

衝突 N 体系のシミュレーションのための新しいハイブリッド N 体シミュレーションアルゴリズムを開発した。この新しい手法は、Tree 法と direct な積分法を組み合わせて構成されている。シミュレーションの結果は、新しいスキーム P<sup>3</sup>T が現実的なシミュレーションに十分な精度を維持しながら、星団の力学進化を計算できたことを示している。原理的には、P<sup>3</sup>T 法は、球状星団や銀河中心の大質量ブラックホール周辺の星などの惑星系以外の衝突系にも使用できる。

## 5 Future Work

新しい計算手法の P<sup>3</sup>T 法を球状星団の進化に適用することで、コンパクト連星の軌道進化を計算しようと考えている。しかし、連星の軌道周期が、系全体における進化のタイムスケールと比べて非常に短いため、その連星のみ別のアプローチをして数値計算する必要がある。現時点では既存のコードで連星と P<sup>3</sup>T 法の両方を取り扱っているものがない。そこで、FDPS(Framework for Developing Particle Simulator) を用いて連星と P<sup>3</sup>T 法の両方を取り扱えるようにしたコードを開発し 100 万體における力学進化シミュレーションを目指す。

## Acknowledgement

指導教官の藤井通子准教授には、丁寧かつ熱心なご指導を賜りました。また、本研究の協力をしていただいた皆様に心から感謝の気持ちと御礼を申し上げます。

## Reference

- Portegies Zwart,S. & McMilan,S. 2000, ApJ, 528, 1, L17-L20
- Tanikawa,A. & Fukushige,F. 2009, PASJ, 61, 721-736
- Oshino,S., et al. 2011, PASJ, 63, 881-892
- Iwasawa,M., et al. 2015, ComAC, 2, 6, 15
- Kinugawa,T., et al. 2014, MNRAS, 442, 4, 2963-2992
- Wang,L., et al. 2016, MNRAS, 458, 1450-1465

a12

高速電波バーストと連星中性子星合体  
の同時検出可能性について  
東京大学大学院 理学系研究科物理学  
専攻

鹿内 みのり

## 高速電波バーストと連星中性子星合体の同時検出可能性について

鹿内 みのり (東京大学大学院 理学系研究科物理学専攻)

### Abstract

高速電波バースト (fast radio burst, FRB) とは、ミリ秒ほどの短い時間に電波帯で観測される突発天体である。2001 年の初検出 (Lorimer et al. 2007) 以降、急激に検出数が増えているが、未だにその起源は特定できていない。

これまで様々なモデルが提唱されており、そのうちのひとつに連星中性子星合体 (binary neutron star merger, BNS merger) によるモデル (Totani 2013, Wang et al. 2016, Yamasaki et al. 2018) に注目した。連星中性子星が合体する瞬間の大きな時空のゆがみは重力波として観測されうるので、FRB と重力波は同時に観測される可能性がある。また、重力波が観測されれば、重力波の波形から重力波源の質量が分かるので、電波観測だけでは分からない FRB の母天体の情報を得ることができる。そこで、FRB の起源を制限するために、FRB と重力波を同時検出することを目指す。本発表では、その現状報告を行った。

今回は、重力波検出器 Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (LIGO) の一回目と二回目の本観測 (O1, O2) のデータを用いた。O1, O2 の期間に観測された三個の FRB について、それらの観測時刻の周辺 100 ミリ秒以内に重力波信号があるか調べたところ、trigger (信号の可能性のあるもの) を検出できなかった。DM の値から予想される luminosity distance で BNS merger が起こったと仮定すると、そのときの重力波の SN 比は 1 未満であると予想されるため、FRB と同時に発生した重力波は統計的に有意に検出できなかったと言える。ゆえに、今回の結果だけでは、FRB の起源から BNS merger を棄却することはできない。

今後は、FRB の観測時刻、到来方向をもとに、より SN 比の低い trigger を選び出し統計的有意性を挙げられるか調べる。

## 1 Introduction

ここでは、高速電波バースト (fast radio burst, FRB) の観測事実と重力波およびその検出原理について説明する。さらに、FRB の起源を特定する際の問題点について述べる。

### 1.1 FRB について

FRB は、ミリ秒ほどの短い時間に電波帯で明るく輝く突発天体である。2001 年の初観測 (1) 以降、急速に観測数は増加しており、その特徴も多岐に渡っている。

ここでは、FRB の特徴の一つとして、周波数ごとに到達 (観測) 時刻が異なるという点を挙げる。図 1 は、初観測された FRB の周波数と観測時刻の関係

である。図中の左上から右下にかけて走る黒い線は、それぞれの周波数でのピーク強度を表している。

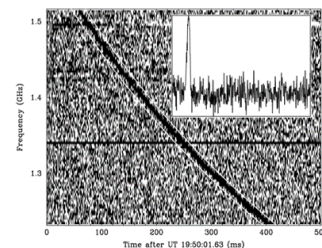


図 1: FRB010712 の周波数と観測時刻の関係 ((1) より)

この図から、低周波数ほど観測時刻が遅れていることが分かる。これは、光が伝播する途中で冷たいプラズマによって散乱された証拠である。どれほど散乱されたかは、どれほどの電子が散乱に寄与した

かによって表され、視線方向の電子の柱密度  $\int n_e ds$  ( $n_e$ : 電子の数密度、 $\int ds$ : 視線方向について積分) は Dispersion measure (DM) と呼ばれる。DM の値から FRB までの大まかな距離を見積もることができる。これまで観測された FRB は、銀河系外かつ宇宙論的距離に存在していると考えられている。

## 1.2 重力波について

重力波とは、質量を持つ物体が運動することによって、さざ波のように伝播する時空のゆがみである。この時空のゆがみは、重力波検出器で検出できる。

重力波検出器では、次のように重力波を観測している。現在稼働している重力波検出器は、マイケルソン干渉計を基本とするレーザー干渉計によって重力波を検出している。マイケルソン干渉計の概略図を、図 2 に示す。

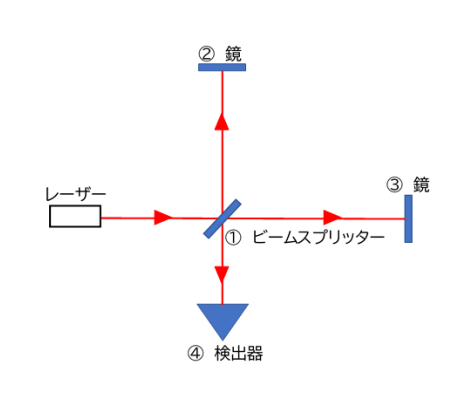


図 2: マイケルソン干渉計の概略図

重力波が到来していないときは、干渉縞が暗の状態になるように調整されている。重力波が到達すると、この二本の直交する腕の長さが変化し、干渉縞の明暗が変化する。これにより、どれだけ光路長が変化したか分かるので、光路長の時間変化を一次元のデータとして取得する。

ただし、干渉縞の明暗が変化する要因は重力波だけではない。地面振動や熱雑音、レーザー光のショットノイズなどによっても生じうる。解析パイプラインでは、この光路長の時間変化が重力波によるものであると仮定した際に、ノイズによるものであると仮定した場合に比べてどれだけ有意になるかを調べ

ている。有意性を判断する指標として、SN 比、False alarm rate (ノイズであると仮定した際に、そのようなノイズが起きうる頻度)、False alarm probability (その確率) があり、それらをもとに十分有意であると判断されると重力波を検出できたことになる。

また、今回の解析に用いた重力波のデータは Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (LIGO) のものである。現在、LIGO では三回目の本観測 (O3) が行われており、最大で三台 (LIGO Hanford/Livingston と VIRGO) の検出器で同時に観測している。

## 1.3 FRB の起源

近年検出数が急増している FRB であるが、その起源は未だに特定できていない。電波観測だけでは FRB の母天体に関する情報が得られず、起源に強い制限がかけられないためである。

そこで、重力波観測に注目した。FRB の起源のモデルの中に、重力波を放出するとされているものがあるためである。特に本研究では、連星中性子星合体 (3; 4; 5) に注目した。このモデルでは、合体の前後数ミリ秒の間に FRB が起こるとされている。また、連星中性子星が合体する瞬間の大きな時空のゆがみは、重力波として観測される (6)。重力波が観測できれば、重力波源の質量の情報が得られる。これは、FRB の起源を制限する重要なパラメータである。しかし、これまでに FRB と重力波の同時観測はできていない。

ここで問題となるのは、重力波検出器と電波望遠鏡の性質の違いである。重力波検出器では、視野がほぼ全天である一方、観測可能距離は宇宙論的距離よりもずっと短い。電波望遠鏡では、視野は全天よりもずっと狭いものの、これまで観測された FRB 存在するような宇宙論的距離まで観測可能である。

さらに、連星中性子星合体のモデルによれば、重力波と FRB はほぼ同時に放出される。そのため、重力波が観測されてから電波望遠鏡を向けても、観測に間に合わないという問題点もある。

## 2 Methods

本研究では、FRB の起源が連星中性子星合体であると仮定し、FRB と同時に放出された重力波を探す。

この解析手法の特徴は、実際の FRB の観測データを用いて、FRB の観測時刻の周辺で FRB と同じ方向から来た重力波を探す点である。BNS merger のモデルによれば、重力波と FRB はほとんど同時に放出されるので、FRB の観測時刻、到来方向を与えることによって、重力波の観測時刻と各検出器での観測時刻の差が分かる。この観測時刻の差の上限は、電波望遠鏡と重力波検出器の位置の違いから、せいぜい (地球の半径) / (光速)  $\sim 100$  ミリ秒程度であると見積もれるので、FRB の観測時刻の周辺に 100 ミリ秒の時間幅を設定し重力波信号を探す。これにより、通常の解析では検出できないような微弱な重力波の統計的有意性を上げることを試みる。

今回は、LIGO の一回目と二回目の本観測 (O1、O2) のデータを、FRB の観測時刻を中心におよそ一日分<sup>\*1</sup> (100,000 秒) ずつ解析した。この全解析時間で検出された single trigger (各検出器で信号の可能性があるとみなされた事象) のうち、FRB の観測時刻の周辺 100 ミリ秒に検出された trigger のみを選び出す。

O1、O2 の間に観測された FRB は八つあり、そのうち FRB151230、FRB170416、FRB170428 の三つについて LIGO の解析パイプライン GstLAL(7; 8) で解析した。それ以外の五つは重力波検出器のダウンタイムにより、データがなかった。

三つの FRB の情報を、表 1 にまとめた。luminosity distance は、DM と赤方偏移の関係  $z \sim \text{DM}/1000(10)$  から、赤方偏移を求めて計算した。

## 3 Results

それぞれの解析について、表 2 にまとめた。今回解析した期間に稼働していた検出器は、LIGO Hanford と Livingston の二台であり、各検出器で信号の可能性があるとみなされた数が single trigger 数である。

<sup>\*1</sup>最終的に trigger を選び出すのは FRB の周辺だけであるが、ノイズ推定のために最低でも一日分のデータを解析にかけなくてはならない。

表 2 より、それぞれの全解析時刻、その時間の間に検出した single trigger の個数、および single trigger の平均検出回数 (/秒) を表している。平均検出回数は、全 single trigger 数を全解析時刻で割ったものである。どの解析でも、二秒に一回程度は trigger が検出されていることが分かる。

この trigger のうち、FRB の観測時刻の  $\pm 50\text{ms}$  以内に検出されたものを探したが、見つからなかった。

また、horizon distance とは、質量  $1.4M_{\odot}$  と  $1.4M_{\odot}$  の連星中性子星合体によって放出される重力波を SN 比 8 で検出しようする最大距離を表している。いずれの解析でも  $\sim 200\text{Mpc}$  ほどである。

## 4 Discussion

今回の解析では、FRB の観測時刻の前後 50ms では trigger を見つけられなかった。この結果から、FRB の起源として BNS merger を棄却できるか考える。

horizon distance にある BNS merger からの重力波は SN 比 8 で検出できる。SN 比は重力波源までの距離に反比例するので、今回解析した FRB の luminosity distance で BNS merger が起きたと仮定すると、SN 比は最大で

$$\begin{aligned} \text{SN} &< 8 \cdot \frac{200\text{Mpc}}{3\text{Gpc}} \\ &\sim 0.53 \end{aligned}$$

となる。このことから、今回解析した FRB が存在するような luminosity distance からの BNS merger による重力波は有意に検出できていなかったということが言える。

ゆえに、FRB の起源から BNS merger を棄却することはできない。

## 5 Conclusion

今回は FRB の観測時刻の周辺で trigger があるか探したが、解析した FRB が存在するような距離からの重力波は有意に検出できていないということが分かった。今後は、FRB の方向を指定することによ

表 1: O1、O2 の間の FRB の情報

FRB	DM( $\text{cm}^{-3}\cdot\text{pc}$ )	luminosity distance(Gpc)
FRB151230	$991.7 \pm 0.9$	6.53
FRB170416	$523.2 \pm 0.2$	2.97
FRB170428	$960.4 \pm 0.5$	6.29

表 2: 解析結果

FRB	全解析時間 (秒)	全 single trigger 数	single trigger の平均検出回数 (/秒)	horizon distance(Mpc)
FRB151230	62706	31952	0.510	~ 180
FRB170416	87053.4375	44548	0.512	~ 200
FRB170428	37461.6875	19180	0.512	~ 200

て、微弱な重力波の統計的有意性をどれだけ上げられるか調べる。

また、今回解析した FRB の DM は  $\sim 900\text{cm}^{-3}\cdot\text{pc}$  と比較的大きい値であった。これまで見つかった FRB の中には、DM  $\sim 200\text{--}300\text{cm}^{-3}\cdot\text{pc}$  ほどのものも存在しており、このくらいの DM の値であれば luminosity distance  $\sim 1\text{Gpc}$  なので、重力波を検出する可能性が上がるはずである。近年、FRB の検出数は急増しているため、より近い距離で観測された FRB の解析にも期待したい。

## Reference

- [1] Lorimer D. R. et al. 2007, arXIV: 0709.4301
- [2] FRB catalog. <http://www.frbcatalog.org>
- [3] Totani T. 2013, Pub. Astron. Soc. Jpn. 65, L12.
- [4] Wang J. S. et al. 2016, arXIV: 1603.02014
- [5] Yamasaki S., Totani T., Kiuchi K. 2018, Publ. Astron. Soc. Japan 70(3), 39(1-13)
- [6] Abbott B. P. et al. 2017, Phys. Rev. Lett. 119, 161101
- [7] Messick C. et al. 2016, arXIV: 1604.04324
- [8] Sachdev S. et al. 2019, arXIV: 1901.08580
- [9] Macquart J.-P. et al. 2015, arXIV: 1501.07535
- [10] Katz J. I. 2018, arXIV: 1804.0909

a13

MAXI データを用いた Circinus X-1 増光  
現象の解析  
東京大学大学院 理学系研究科  
富永 愛侑



# MAXI データを用いた Circinus X-1 増光現象の解析

富永 愛侑 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

CircinusX-1(以下、Cir X-1 と表記)は通常の星と中性子星からなる連星である。一般に X 線連星は伴星の質量により分類されるが、Cir X-1 は従来の分類法では分類できない特異な天体である。I 型 X 線バースト (Tennant et al. 1986; Linares et al. 2010) や、軌道離心率の大きい楕円軌道で伴星が B5-A0 型 巨星であるという観測 (Jonker et al. 2007; Kaluziński et al.1976) も報告されている。Cir X-1 ではこれまで、X 線強度が一日のうちに約 10 倍に跳ね上がるようなフレアが度々観測されているが、フレアは周期的なものではなく、全期間を通してスペクトルも複雑に変化している。X 線は中性子星表面とその周りの降着円盤から放射されると考えられているが、Cir X-1 の複雑なスペクトル変動は単純なモデルでは説明できない。講演者は 2009 年 8 月に観測を開始した「MAXI」の約 10 年分の観測データを用い、Cir X-1 の光度変化を解析した。本講演では連星系の周期に着目した先行研究と、講演者が実際に解析した MAXI のライトカーブを比較し、現時点での研究結果を報告する。

## 1 イントロダクション

Circinus X-1(以下、Cir X-1 と表記)は通常の星と中性子星からなる連星である。一般に X 線連星は、伴星の質量により「小質量 X 線連星 (Low Mass X-ray Binaries; LMXBs)」と「大質量 X 線連星 (High Mass X-ray Binaries; HMXBs)」に分類される。Cir X-1 は、LMXBs の特徴である I 型 X 線バーストが観測された (Tennant et al. 1986; Linares et al. 2010) 一方、伴星が B5-A0 型 巨星であるという観測 (Jonker et al. 2007; Kaluziński et al.1976) も報告されており、これまでの分類に当てはまらない特異な天体である。

Cir X-1 ではこれまで、X 線による観測に加え、電波によるジェットの観測 (e.g. Stewart et al. 1997; Nicolson et al. 2007) や、伴星の分光、測光観測 (e.g. Jonker et al. 2006) も行われた。これらの先行研究により、伴星の離心率が  $e = 0.45 \pm 0.07$  であり、連星系の軌道周期がおよそ 16.6 日であることが明らかになった。軌道上の近星点付近で光度が急上昇することは Cir X-1 の大きな特徴の一つである。これは、連星系の軌道が楕円形であるため、中性子星と伴星間の距離が最も近くなる点で、伴星からの質量輸送が急激に増加することが原因だと考えられる。しかし、近星点付近での増光は毎周期起こるわけではな

く、増光ごとにその光度も変化している。

以上のような複雑な変動を示す原因を解明するため、長期間にわたり増光現象を確認する必要がある。我々は、2009 年 8 月より約 10 年間観測を続けている全天 X 線監視装置 (Monitor of All-sky X-ray Image; 以下、MAXI と表記) の観測データを用いて、CirX-1 の周辺環境と放射機構に統一的解釈を与えることを最終目標としている。以下では連星系の周期に着目した先行研究についてレビューを行う。その後、講演者が実際に解析した MAXI のライトカーブを比較し、現時点での研究結果を報告する。

## 2 過去の観測

赤外、電波、X 線領域における Cir X-1 の周期解析に関連する先行研究を述べる。それぞれの研究で用いられた観測装置と観測期間を表 1 にまとめた。

### 2.1 分光測光観測

Jonker et al. (2006) は、Very Large Telescope (VLT) を用いた I バンドによる分光測光観測を行った。動径方向の速度を求め、周期を変数として軌道周期をベストフィットするパラメータを決定した。そ

の結果を表 2 にまとめた。ここで求められた周期は Clarkson et al. (2004) で求められた天体暦と一致している (図 1)。

また、軌道周期のフェーズ  $\phi$  ごとの分光観測の結果を図 2 に示した。ここで、近星点を  $\phi = 0$  と定めた。 $\lambda \sim 8664, 8777, 8862\text{\AA}$  において、 $\phi \sim 0$  で広がった輝線がある一方、 $\phi \sim 0.2 - 0.6$  では明らかなパッシェン系列の吸収線が確認できる。これらは伴星起源である可能性が高い。パッシェン系列の吸収線は B,A 型星で見られることが多く、軌道の後半では小さい吸収線が見られることから、Cir X-1 の伴星は巨星である可能性が高いことがわかった。一方、パッシェン系列の輝線が見え始める時期と I バンドにおける光子数が増え始める時期は一周期の中で一致している。近星点付近で伴星からの質量輸送が増えるためにこのような現象が起きると考えられる。

## 2.2 電波フレア

Nicolson (2007) は Hartebeesthoek Radio Astronomy Observatory (HartRAO) の 26m 望遠鏡を用いて、波長 3.5cm のフレアを 7 回観測した。電波フレアの立ち上がりは、同時期に観測された X 線フレアの時期とおよそ一致しており、約 1 週間で減衰した。これらを含めた過去 28 年間で観測された計 21 回のフレアの立ち上がりから天体暦は

$$t(MJD) = 43076.32 + (16.57794 - 0.0000401N)N$$

と計算された。ここで  $N$  は、 $MJD=43076.32$  から数えた、16.6 日周期の回数である。

表 1: 先行研究の観測期間と装置。Jonker et al. (2006), Nicolson (2007), Kaluzienski et al. (1976) より。最下段は講演者の用いる観測データ。

観測装置 (波長域)	観測期間
VLT (赤外)	2005.3.15-2005.5.15
HartRAO (電波)	2006.8.3-2006.11.26
ASM (X 線)	1975.10-1976.4
MAXI (X 線)	2009.8.15-2019.4.15

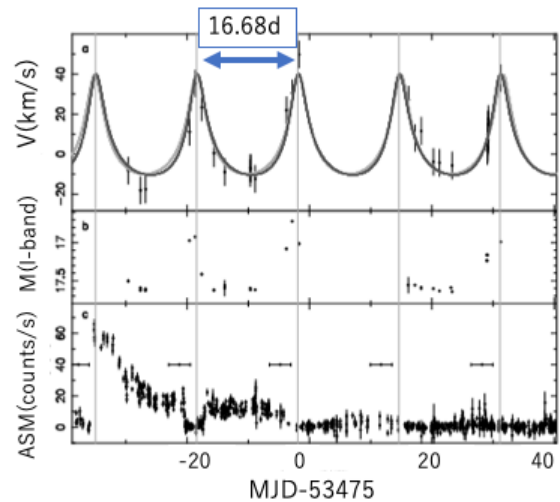


図 1: (a) 8700-8900 $\text{\AA}$  における Cir X-1 の動径方向の速度。実線は観測データをフィッティングしたものの。(b) I バンドでの測光結果。(c) RXTE/ASM による、同時期の X 線強度。図中の水平線は Clarkson et al. (2004) で求められた、X 線観測の dip 期間に対応する。

表 2: 連星の軌道パラメータのベストフィット。Jonker et al. (2006) より。

変数	ベストフィットの値
P(days)	$16.68 \pm 0.15$
e	$0.45 \pm 0.07$
$\omega$ (deg)	$2 \pm 12$
a sin i	$16.9 \pm 1.2$

## 2.3 X 線強度

Kaluzienski et al. (1976) は、Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) に搭載された All Sky Monitor (ASM) を用いて 3-6keV のエネルギー帯域で Cir X-1 の観測を行った。約 200 日の観測データをもとに、光子数が  $0.2\text{counts/s/cm}^2$  以上ある high state から、 $0.2\text{counts/s/cm}^2$  を下回る low state への繊維が周期的に起こることに着目し、遷移時期を  $\phi = 0$  と定義して周期の解析を行なった。ライトカーブを折りたたんだ結果、最も分散が少なくなる周期は  $P = 16.585 \pm 0.01$  であることがわかった (図 3)。

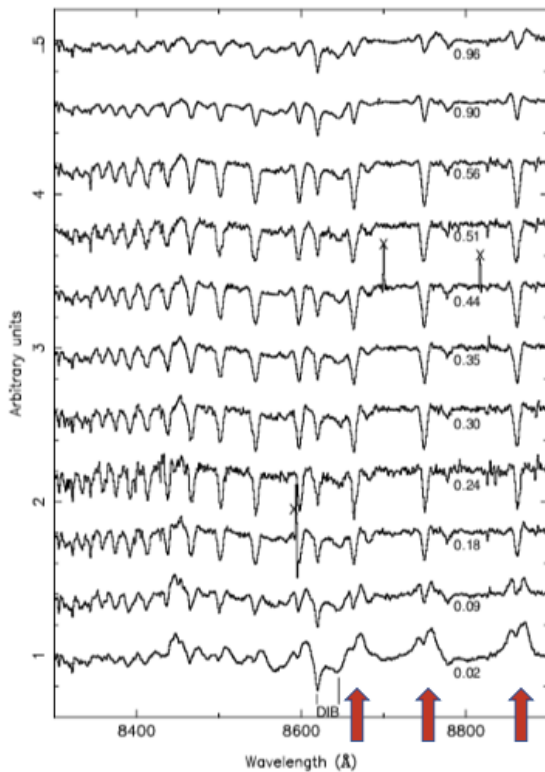


図 2: 軌道のフェーズごとの分光観測の結果。λ ~ 8664, 8777, 8862Å でパッセン系列が、φ が進むごとに輝線から吸収線へ変化する様子が見られる。Jonker et al. (2004) より。

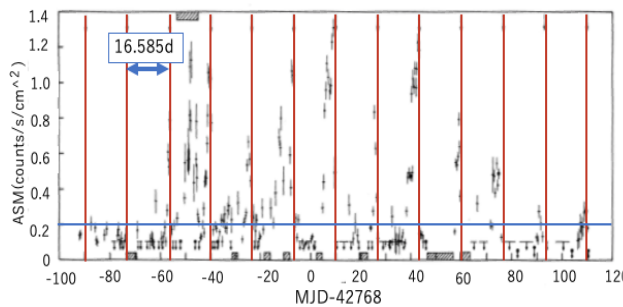


図 3: RXTE/ASM によるライトカーブと周期。各データ点は半日ごとに平均したもの。赤色の垂直線は 16.585 日周期を示している。青色の水平線は、high state と low state の遷移として定義された 0.2counts/s/cm<sup>2</sup> を示している。Kaluzienski et al. (1976) より

以上の研究における周期は、誤差の範囲でいずれも一致している。しかし、短期間で複雑な変動を示す Cir X-1 に対し、より長期間で周期性を確認することが重要である。

### 3 観測

MAXI は国際宇宙ステーションに取り付けられている、現在稼働中の日本の最新の X 線観測装置であり、2009 年 8 月より全天観測を続けている。約 90 分で全天をサーベイするため、あらゆる天体の長期間変動の観測が可能である。MAXI は二つの検出器として比例計数管 (Gas Slit Camera; GSC) と CCD カメラ (Solid-state Slit Camera: SSC) が搭載されている。それぞれのエネルギー帯域は、GSC は 2-30keV、SSC は 0.5-10keV であり、観測対象に応じて二つの検出器を使い分けることができる。講演者は 2009 年 8 月 15 日 (MJD=55058) から 2019 年 4 月 15 日 (MJD=58588) までの GSC の観測データを使用した。これだけ長期間、高感度で X 線モニターを実施したのは MAXI が初めてである。解析は HEASOFT の MAXI FTOOLS を用いて行なった。

### 4 結果

図 4 に MAXI/GSC のデータを用いた Cir X-1 のライトカーブを示す。ただし、12keV 以上ではノイズが多くなるため、2-12keV のデータのみを使用した。光子数が 0.2counts/s/cm<sup>2</sup> ( $2.6 \times 10^{-9}$  erg/s/cm<sup>2</sup> (2-20keV) に対応) を越える期間を増光期間とみなす。また、MJD=58000-58220 は近傍天体である MAXI J 1535-571 が活動的であるため、以降の解析はこの期間を差し引いて行なった。この期間以前では、前後の増光に一定期間空いているが、以降では頻繁に増光していることがわかる。そのため、現在は前半の期間 (2009 年 8 月 15 日~2017 年 9 月 5 日) について解析を進めている。

このような約 8 年分の MAXI の観測データに、上で述べた先行研究で求められた周期を重ねて描画したところ、X 線が増光し始める時期と φ = 0 の時期は必ずしも一致していないことがわかった。つまり、

講演者の用いるデータで周期解析を行えば、先行研究と異なる周期が求められる可能性がある。しかし、このように観測時期や観測波長により周期が異なる原因は未だ明らかではない。

また、増光期間のスペクトルの硬さを比較するため、カラーカラーダイアグラムを作成したが、Z-source や分岐等は見られなかった。

Kaluziński, L. J., Holt, S. S., Boldt E. A., & Serlemitsos P.J. 1976, ApJ, 208, 71

Stewart, R. T., Nelson, G.J., & Penninx, W. et al. 1991, MNRAS 253, 212

Nicolson, G. D. 2007, ATel, 985

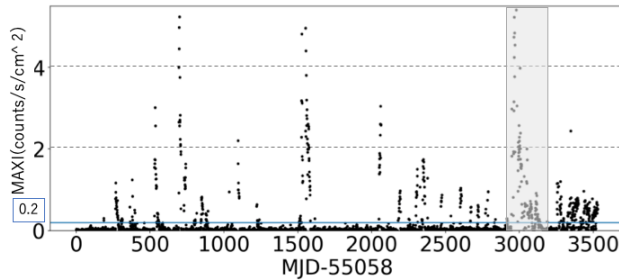


図 4: MAXI/GSC による Cir X-1 のライトカーブ。編みかけ部分は近傍天体が活発であった MJD=58000-58220 に対応している。

## 5 今後の研究

MAXI の長期間観測による X 線放射の増光周期を求める。その後改めて先行研究と比較することで、Cir X-1 の長期間変動を明らかにすることができる。

MAXI は対象を特定の天体に絞らず全天をサーベイするため、一回の観測における積分時間が限られている。我々はより詳細な時間変動を見るために、Swift に搭載された X-Ray Telescope (XRT) のデータ解析を始めたところである。Swift/XRT は 0.3-10keV のエネルギー帯域に感度があるため、MAXI で得られたライトカーブと比較することができる。スペクトルの硬さについても改めて確認したい。

## Reference

Tennant, A. F., Fabian, A. C., & Shafer, R. A. 1986, MNRAS, 221, 27

Linares, M.A., Homan, J., & Chakrabarty, D., et al. 2010, ApJ, 719, 84

Jonker, P. G., Nelemans, G., & Bassa, C. G. 2007, MNRAS, 374, 999

a14

Swift 衛星による GRB090618 の減光過程の広帯域スペクトル解析  
埼玉大学大学院 理工学研究科  
堀江 光希

## Swift 衛星による GRB090618 の減光過程の広帯域スペクトル解析

堀江 光希 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst; GRB) は遠方宇宙で発生し、数秒間で  $10^{54}$  erg のエネルギーが放射されるビッグバン以降の宇宙で最も明るい現象である。一日に一回ほどの頻度で観測され、その到来方向は全天に等方的に分布する。発見から 50 年以上が経ち観測例も多いが、いまだに放射機構など謎の多い天体現象である。その放射機構について相対論的火の玉モデルが典型的であり、そのモデルに基づくと、GRB 本体の放射は内部衝撃波から生じる非熱的放射と、コンパクトな領域からくる熱的な放射がある。従来は前者に着目した観測が主であったが、近年、熱的成分を含む挙動を見せる放射も観測されている (Ryde & Pe'er (2009) 他)。本研究では、GRB090618 を The Neil Gehrels Swift Observatory (Swift 衛星) 搭載の検出器 Burst Alert Telescope (BAT) と X-Ray Telescope (XRT) を用いて、幅広いエネルギー帯域で減光過程のライトカーブとスペクトルデータを解析し熱的な成分が含まれているかを調べた。まず、BAT の全エネルギー帯域を用いたライトカーブにおいて、減光が放射冷却を示す指数関数型減光であることを確認した。次に、BAT, XRT をそれぞれについて、細かくエネルギー帯域を区切ったライトカーブを描き、減光の時定数のエネルギー依存性を調べた。その結果、時定数  $\tau$  は  $0.3 - 3.2$  keV で  $\tau \propto E^{-0.5}$  となり、シンクロトロン放射に期待される減光と矛盾しないが、 $3.2$  keV 以上ではその依存性から外れ、熱的成分の存在が考えられる結果が得られた。次に、エネルギースペクトル解析では、非熱的成分に熱的成分を加えることで  $25$  keV 付近の残差構造が解消され、F スコアが  $111$  と十分大きく、熱的成分の追加が有意でない確率が  $2.6 \times 10^{-31}\%$  と十分小さくなりフィット結果が有意に改善した。本講演では、時定数のエネルギー依存性に基づく熱的放射成分の可能性について、特に重点的に考察する。

## 1 Introduction

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst; GRB) は遠方宇宙で発生し、数秒から数百秒の時間で  $10^{54}$  erg のエネルギーが放射される即時放射と数日続く残光からなるビッグバン以降の宇宙で最も明るい現象である。一日一回ほどの頻度で観測され、その到来方向は全天に分布する。発見から 50 年以上が経ち観測例も多いが、いまだに放射機構など謎の多い天体現象である。観測されるガンマ線バーストのスペクトルは、Band function (Band et al. (1993)) と呼ばれる 2 つのべき関数を指数関数で滑らかに接続した関数で精度よくフィッティングされる。GRB の放射機構は典型的に相対論的火の玉モデルでよく説明できる。このモデルによると、コンパクトな領域 ( $\sim 10$  km) に巨大なエネルギー ( $\sim 10^{54}$  erg) が注入されることで火の玉が形成される。火の玉からの熱的放射の他に、火の玉が自身の熱圧力によって加熱膨張し光学的厚さ  $\tau$

が  $\tau < 1$  となることで、速度の違うシェルの衝突による乱流磁場が発生する。そして、その磁場により起こる非熱的放射であるシンクロトロン放射が観測される。従来は主に非熱的な成分のみが観測されていたが、近年、熱的成分を含む挙動を見せる放射も観測されている。また減光過程は、放射面の曲面による効果である幾何学的な要素の曲率効果と、放射冷却による減光の 2 つが考えられており、前者はべき関数、後者は指数関数で減光する。放射冷却の場合、減光の時定数  $\tau$  はエネルギーに依存し、非熱的放射であるシンクロトロン放射の場合は  $\tau(E) \propto E^{-0.5}$  (Rybichi & Lightman (1979)) となり、熱的放射である黒体放射の場合はレイリー・ジーンズ領域で  $\tau(E) \propto E^0$ 、ウィーン領域で  $\tau(E) \propto E^{-3}$  となる。

本研究では、GRB090618 について解析を行う。このイベントは衛星搭載の検出器 Burst Alert Telescope (BAT) とすざく衛星に搭載された硬 X 線検

出器のアクティブシールドである広帯域全天モニタ (Wide-Band All-sky Monitor; WAM) を用いた解析は行われている。しかし、130 秒以降の WAM では減光して暗くなっているため詳細な解析はできていない。本研究ではこの時間帯に対して、BAT と The Neil Gehrels Swift Observatory (Gehrels et al. (2009))(Swift 衛星) 搭載の検出器 X-Ray Telescope (XRT) を用いて幅広いエネルギー帯域で減光過程を解析し、熱的な成分が含まれているかを調べる。まずライトカーブ解析で、減光時の BAT のライトカーブデータの形を解析し、減光が放射冷却と幾何学的な要素のどちらによるものかを調べる。さらに BAT, XRT のライトカーブデータをエネルギーで細かく分けてエネルギーごとに時定数を求め、減光の時定数のエネルギー依存性を調べる。次にエネルギースペクトル解析では、非熱的なモデルとそのモデルに熱的な成分を加えたモデルでのフィッティングを行い、熱的な成分を加えることでフィッティングが改善するかを調べる。

## 2 Instruments

Swift 衛星は 2004 年 11 月 20 日に打ち上げられ、広視野での GRB の検出、衛星の姿勢変更、狭視野望遠鏡による追観測をすべて自動で行う完全自立型の衛星である。検出器は BAT, XRT, UVOT (UV/Optical Telescope) の 3 つが搭載されている。本研究では BAT と XRT を用いた。

BAT は、32768 個の CdZnTe の半導体検出器が敷き詰められた検出器面と、そこから 1 m 上にある 2 次元符号化マスクを持つ硬 X 線イメージャーである。14-150 keV に感度を持ち、1.4 sr (全天の約 6 分の 1) という広い有効面積を有している。BAT が GRB を検出してから 20-70 秒以内に衛星全体を到来方向に向け、XRT, UVOT での追観測を自動で行う。

XRT は 0.3-10 keV に感度がある X 線望遠鏡である。有効面積は 1.5 keV で 110 cm<sup>2</sup>、視野は 23.6 × 23.6 分角、位置決定精度は 2-5 秒角である。観測の難しかった即時放射の終盤から初期残光の、X 線帯域における振る舞いをみることができる。

## 3 Data reduction/Analysis

本研究では、2009 年 6 月 18 日に観測された GRB090618 について解析を行う。GRB090618 は、Swift 衛星の BAT と XRT やすざく衛星のアクティブシールドである WAM でも観測された。

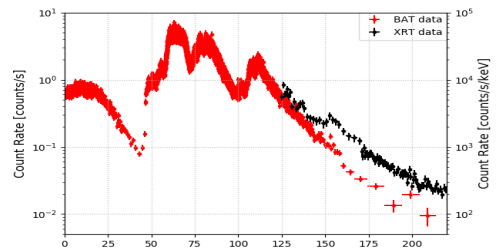


図 1: GRB090618 のライトカーブ

BAT のみライトカーブ解析では、15-350 keV で trigger 後 105 秒以降のライトカーブデータを用いる。図 1 からわかるように、この区間のライトカーブは、2 つの山の形状をしていてその後は単調減光する。減光が放射冷却を仮定した場合は指数関数型減光、幾何学的な要素を仮定した場合はべき関数型減光のモデルをそれぞれ 2 つのパルスを重ね合わせてフィッティングを行う。

BAT, XRT ライトカーブ解析では、ライトカーブデータを BAT は 13 個、XRT は 10 個のエネルギー帯域に分ける。BAT のデータの区間は、原則として trigger 後 120 秒以降から BAT の  $T_{100}$  (BAT 3rd catalog (2002)) とする。また、時間がたつほど暗くなるため、バックグラウンドから  $3\sigma$  以上の有意度を持つデータ点まで使用する。XRT のデータの区間は、BAT の区間と同様とする。各エネルギー帯域で指数関数でのフィッティングを行い減光の時定数を求める。さらに、求めた時定数についてエネルギー依存性をべき関数で評価する。

スペクトル解析では、trigger 後 125-155 秒の 30 秒間のスペクトルデータを用いる。BAT のデータは 14-35 keV で 1 ビン、35-60 keV で 2 ビンまとめ、60-90 keV で 3 ビンまとめ、90-150 keV で 4 ビン以上まとめをする。XRT のデータは 1 ビン当たり 20 カウント以上にする。まず Power Law(PL), 指数関数でカットオフする PL の Cut-off Power

Law(CPL), Band function(Band) の 3 つのモデルでフィッティングを行い統計的に一番有意なモデルを決める。決め方は、PL, CPL, Band の  $\chi^2$  検定をそれぞれ  $\chi_{PL}^2, \chi_{CPL}^2, \chi_{Band}^2$  として次の通りである。

$$\chi_{CPL}^2 - \chi_{PL}^2 \geq 6 \quad \dots \text{PL}$$

$$\chi_{CPL}^2 - \chi_{PL}^2 < 6 \quad \text{かつ}$$

$$\begin{cases} \chi_{Band}^2 - \chi_{CPL}^2 \geq 6 & \dots \text{CPL} \\ \chi_{Band}^2 - \chi_{CPL}^2 < 6 & \dots \text{Band} \end{cases}$$

有意なモデルが決まったら、そのモデルに黒体放射 (Black Body; BB) を加えたモデルで再度フィッティングを行い、熱的成分である黒体放射を加えることでフィッティングが改善するかを評価する。

## 4 Results/Discussion

### 4.1 Lightcurve Analysis

図 2 のように、BAT のライトカーブデータを指数関数型減光、べき関数型減光の 2 つのモデルでフィッティングしたときの  $\chi^2/\text{d.o.f}$  ( $\chi^2$ :  $\chi^2$  検定, d.o.f: 自由度) はそれぞれ、1109/1043、76918/1043 となり、指数関数型減光でよく再現できていることがわかる。この結果から、減光が放射冷却によるものだと示された。

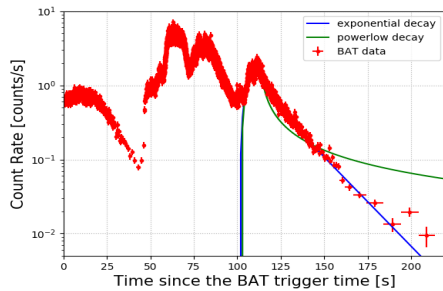


図 2: BAT ライトカーブ

各エネルギー帯域に分けた BAT, XRT のライトカーブデータを指数関数でフィッティングした例として、0.3-0.6 keV と 5.0-10 keV のものを図 3 に示す。結果、図 4 に示す通り、各エネルギー帯域減光の時定数とエネルギーの相関は、エネルギーが高くなる

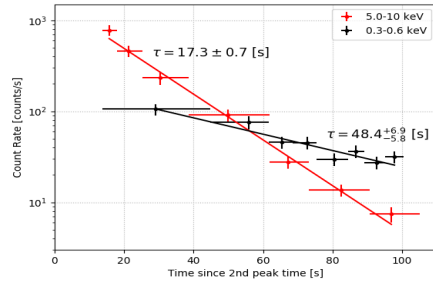


図 3: 各エネルギー帯域でのフィッティング例

と時定数が短くなる傾向が見られ、顕著にべき指数の値が変化する箇所が 2 点あるので、次の 2 つの折れをもつべき関数でフィッティングを行った。

$$\tau(E) = \begin{cases} NE^{\gamma_1} & (E < E_1) \\ NE_1^{\gamma_1 - \gamma_2} E^{\gamma_2} & (E_1 \leq E < E_2) \\ NE_1^{\gamma_1 - \gamma_2} E_2^{\gamma_2 - \gamma_3} E^{\gamma_3} & (E_2 \leq E) \end{cases}$$

ここで  $E_1, E_2$  は低エネルギー側と高エネルギー側の折れのエネルギー、 $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$  はそれぞれ低エネルギー側から 1 つ目、2 つ目、3 つ目のべき指数で、 $N$  は規格化因子である。フィッティング結果から、折れのエネルギーは  $E_1 = 3.20_{-0.52}^{+0.41}$  keV、 $E_2 = 25.3_{-18.0}^{+10.7}$  keV であった。0.3-3.2 keV では時定数がエネルギーの  $\gamma_1 = -0.50 \pm 0.1$  乗に比例していてシンクロトロン放射を仮定した場合と一致し、3.2-25 keV で  $\gamma_2 = -0.04_{-0.03}^{+0.04}$ 、25-150 keV で  $\gamma_3 = -0.20 \pm 0.1$  となり 3.2-150 keV ではシンクロトロン放射を仮定した場合の値から外れていることがわかり、熱的な成分の存在が考えられる。特に 3.2-25 keV では黒体放射のレイリー・ジーンズ成分が示唆される。

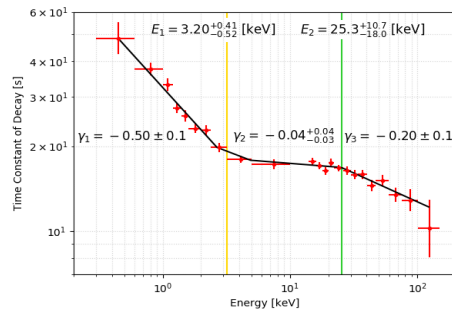


図 4: 減光の時定数を 2 つ折れべき関数でフィッティング



## 4.2 Energy Spectrum Analysis

図 5 のようにエネルギースペクトルを PL, CPL, Band の 3 つのモデルで再現させた場合の best fit model の  $\chi^2/\text{d.o.f}$  はそれぞれ、651/211, 483/210, 483/209 となり、統計的に一番有意なモデルは上記の方法により Band に決まった。

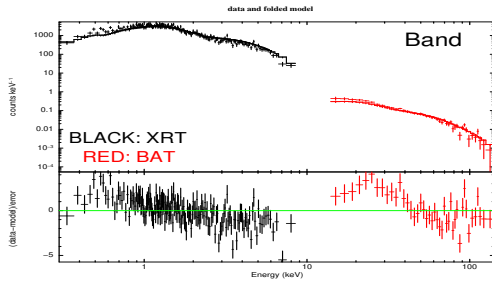


図 5: Band でフィッティング

さらに、図 6 に示すように、黒体放射を加えた Band+BB でフィッティングすることで、 $\chi^2/\text{d.o.f}$  は 245/207 で F 検定の結果 F スコアが 101 と十分大きく、Band+BB が有意でない確率が  $2.6 \times 10^{-31}\%$  と十分小さくなり、フィッティングが有意に改善した。視覚的にも 25 keV 付近の残差構造が無くなったことがわかる。また、表 1 のフィッティング結果から 7.5 keV の黒体放射成分の存在が示唆される。

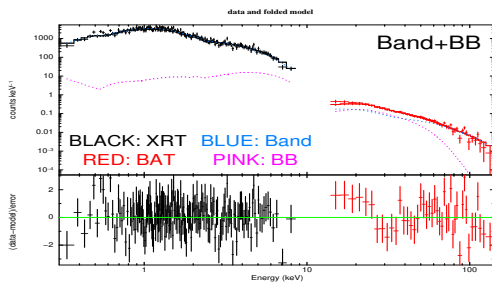


図 6: Band+BB でフィッティング

## 5 Conclusion

すでに BAT, WAM による解析が行われていた GRB090618 について、暗くて解析のできていなかった

表 1: Band+BB でのフィッティング結果

パラメータ		値
Band	1 つ目のべき ( $\alpha$ )	$-1.82^{+0.10}_{-0.09}$
	2 つ目のべき ( $\beta$ )	$-1.88^{+0.03}_{-0.19}$
	$E_{\text{peak}}$ [keV]	$2.63^{+3.50}_{-1.84}$
	Norm [ $10^{-3}$ counts/keV]	$1.09^{+36.03}_{-0.41}$
BB	$kT$ (keV)	$7.46^{+0.49}_{-0.47}$
	Norm [keV/s/m <sup>2</sup> ]	$0.21^{+0.02}_{-0.01}$
$\chi^2/\text{d.o.f}$		245/207

た 130 秒以降の減光過程を BAT, XRT を用いて解析を行い、ライトカーブデータやエネルギースペクトルデータに熱的成分が含まれているかを調べた。

まず BAT の減光のライトカーブ解析では減光が放射冷却によるものであることがわかった。さらに、BAT, XRT の減光のライトカーブ解析からエネルギーが大きくなるにつれて減光の時定数が小さくなる傾向が見られた。0.3-3.2 keV では、非熱的放射であるシンクロトン放射による放射冷却を仮定した場合と一致する結果が得られた。3.2-150 keV ではシンクロトン放射を仮定した場合から外れ、熱的な成分の存在を示唆する結果となった。特に 3.2-25 keV では、黒体放射のレイリー・ジーンズ成分の存在を仮定した場合の振る舞いを示した。

次に、エネルギースペクトル解析では PL, CPL, Band の 3 つ非熱的なモデルのうち先行研究の方法に従い統計的に一番有意なモデルが Band に決まり、さらに Band に熱的成分である黒体放射を加えることで 25 keV 付近の残差構造が解消された。また F スコアが 101 と十分大きく、Band+BB が有意でない確率が  $2.6 \times 10^{-31}\%$  と十分小さくなり、フィッティングが有意に改善した。フィッティングパラメータの値から、7.5 keV の黒体放射成分が考えられる。

## Reference

- Ryde F., & Pe'er A., 2009, ApJ, 702, 1211
- Band et al., 1993, ApJ
- Rybichi, & Lightman, 1979, Radiative Processes in Astrophysics
- Gehrels et al., 2009, ApJ
- Paciesas et al., 2000, VizieR Online Data Catalog, 9020, 0

a15

相対論的変動エディントン因子の輻射  
輸送計算

筑波大学大学院 数理物質科学研究科  
倉西 嶺人

## 相対論的変動エディントン因子の輻射輸送計算

倉西 嶺人 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

### Abstract

宇宙物理学において重要な現象の一つである宇宙ジェットについて研究を行った。宇宙ジェットではしばしば  $\gamma > 10$  となるような超高速な速度が観測されているがその加速機構については未だ解明されていない。今回は輻射によるジェットの加速機構について検討を行った。輻射によるジェットの加速については Icke(1980) などで光速付近で輻射抵抗により終端速度が現れ加速が困難になると指摘されているがこれは光学的に薄い極限での議論であり、相対論的輻射輸送方程式を解いて求められたものではない。今回は定常な速度分布を持つ無限平行平板径において相対論的輻射輸送方程式を数値的に解き、輻射流体力学を解く上で必要となる変動エディントン因子を求め、その振る舞いについて考察を行った。

## 1 Introduction

高エネルギー天体現象では輻射が物質のダイナミクスに大きく寄与していると考えられている。例えば相対論的ジェットなどの加速機構として輻射優勢な降着円盤からの輻射による加速が考えられている (Fukue2014, Fukue2015)。このような輻射と物質が強く相互作用している現象の解析には輻射流体力学が欠かせない (Mihalas, Mihalas 1984, Caster 2004)。しかし輻射流体力学の基礎方程式は方程式の数より変数の数が多いという閉関係問題を持っている。これは例えばエディントンの関係式

$$P = fE \quad (1)$$

$$f = 1/3 \quad (2)$$

などのクロージャー関係によって方程式を閉じることが出来る。しかし、これまでに用いられてきたクロージャー関係には何らかの近似が含まれている。例えば、上のエディントンの関係式であれば光学的に厚い極限においては正しい関係式を与えるが光学的に薄い場合やアブレーション効果が重要となる相対論的極限での正当性は保証されていない。したがって相対論的輻射輸送方程式を直接解くことによってクロージャー関係の振る舞いを調べることは相対論的輻射流体力学を扱う上で非常に重要である。本研究ではクロージャー関係として、相対論的変動エディントン因子を考え、無限平行平板系において完全相

対論的な輻射輸送方程式を解くことで、その性質について調べた。

## 2 Basic equation

まず本研究で用いる平行平板系での相対論的輻射輸送方程式について導出する。定常な平行平板系において物質は  $z = 0 \sim z_{surface}$  まで分布しており、さらに  $z$  正方向に速度を持っているものとする。速度分布として  $\beta = z/z_s$  ( $\beta = v/c$ ,  $z_s = z_{surface}$ ) を仮定し平板底面から一様等方な輻射が出ているような系を考える。

相対論的不変な輻射輸送方程式は次のように書くことが出来る (Heish and Spiegel 1976)。

$$k^\mu \frac{\partial f}{\partial x^\mu} = \rho(\alpha - \beta f) - \rho_{\nu_0} \int \phi_\nu(\mathbf{l}, \mathbf{l}') f(\mathbf{l}) \nu' d\nu' d\Omega' + \rho \sigma_{\nu_0} \int \phi_\nu(\mathbf{l}, \mathbf{l}') f(\mathbf{l}') \nu' d\nu' d\Omega' \quad (3)$$

( $f (= I_\nu/\nu^3 = I_{\nu_0}/\nu_0^3)$  は相対論的不変量、 $\rho$  は固有質量密度、 $\alpha$  は不変放射係数、 $\beta$  は不変吸収係数、 $\sigma_{\nu_0}$  は共動系での散乱係数、 $\phi_\nu$  は散乱による再分配関数) これを定常・1次元で、物質による放射・吸収はなく等方散乱のみを仮定して変形すると次のように変形

できる

$$\mu \frac{\partial I}{\partial z} = \rho \gamma^{-3} (1 - \beta \mu)^{-3} \left[ -\gamma^4 \sigma_0 (1 - \beta \mu)^4 I + \frac{\sigma_0}{4\pi} \gamma^2 (cE - 2\beta F + \beta^2 cP) \right] \quad (4)$$

( $\mu$  は方向余弦  $E$  は輻射のエネルギー密度、 $F$  は輻射流束、 $P$  は輻射圧)。本研究では与えられた境界条件と流体の速度分布をもとにこの方程式を解く。

次に変動エディントン因子の計算方法について説明する。まず相対論的変動エディントン因子を以下のように定義する。

$$f_0 = P_0/E_0 \quad (5)$$

ここで、 $E_0$ 、 $P_0$  は輻射エネルギーと輻射圧で、共動系での輻射強度  $I_0$  と方向余弦  $\mu_0$  を用いて以下のように定義される。また実験室系での物理量を用いて以下のように計算することができる。

$$E_0 = \int I_0 d\Omega_0 \quad (6)$$

$$P_0 = \int I_0 \mu_0^2 d\Omega_0 \quad (7)$$

$$E_0 = \gamma^2 (E - 2\beta F/c + \beta^2 P) \quad (8)$$

$$P_0 = \gamma^2 (P - 2\beta F/c + \beta^2 E) \quad (9)$$

ここで現れた  $\mu_0$  は実験室系の方向余弦  $\mu$  とは以下のような関係になっており  $\beta \rightarrow 1$  の極限で  $-1$  になることがわかる。

$$\mu_0 = \frac{\mu - \beta}{1 - \beta \mu} \quad (10)$$

本研究では輻射輸送を解いて得られた結果を用いて、相対論的変動エディントン因子を求める。

$k=0$  の場合は解析解が存在する。この場合は媒質による吸収・散乱・再放射がないので上で与えた境界条件の下、実験室系での輻射のエネルギー密度、輻

射流束、輻射圧を計算することができる。

$$E = \frac{1}{c} \int I d\Omega = \frac{2\pi}{c} \int_0^1 d\mu \quad (11)$$

$$F = \int I \mu d\Omega = 2\pi \int_0^1 I \mu d\mu = \pi \quad (12)$$

$$P = \frac{1}{c} \int I \mu^2 d\Omega = \frac{2\pi}{c} \int_0^1 I \mu^2 d\mu = \frac{2\pi}{3c} \quad (13)$$

これらを (6)、(7) に代入すると

$$E_0 = \gamma^2 (E - 2\beta F/c + \beta^2 P) = \frac{2\pi\gamma^2}{3c} (3 - 3\beta + \beta^2) \quad (14)$$

$$P_0 = \gamma^2 (P - 2\beta F/c + \beta^2 E) = \frac{2\pi\gamma^2}{3c} (1 - 3\beta + 3\beta^2) \quad (15)$$

従って  $k=0$  のときの相対論的変動エディントン因子は以下ようになる。

$$f = P_0/E_0 = \frac{1 - 3\beta + 3\beta^2}{3 - 3\beta + \beta^2} \quad (16)$$

### 3 Results

系の全光学的厚み  $\tau_t = 0.1, 1, 10$  として計算を行った。輻射エネルギー密度、輻射流束、輻射圧はそれぞれ以下ようになった。(輻射強度は平板底面からの放射が 1 となるように規格化してある)

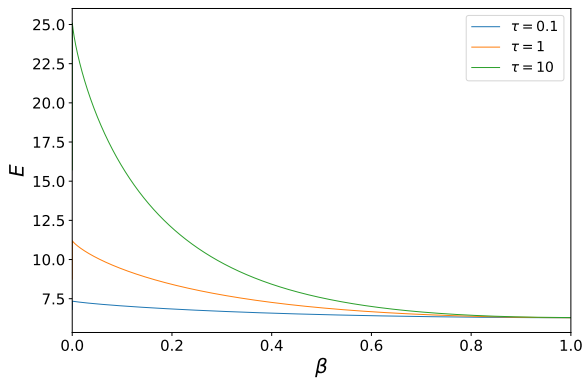


図 1: 輻射エネルギー密度

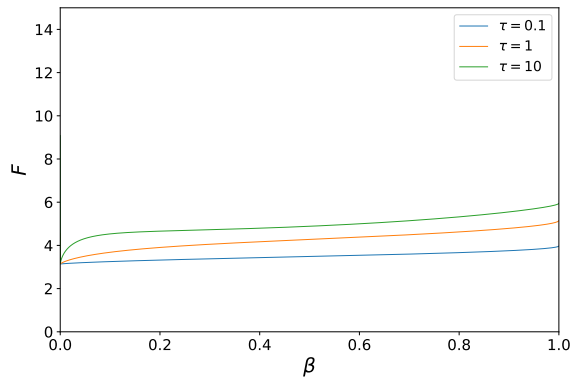


図 2: 輻射流束

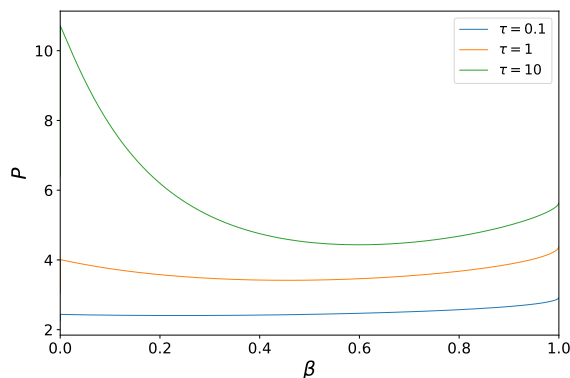


図 3: 輻射圧

これを見ると、光学的に厚くなると平板底面付近で輻射エネルギーが溜まる効果が確認できる。また輻射流束は平板表面に近づくにつれて少しずつ上昇しているように見えるがこれは散乱の際に光子が流体から運動量を受け取っているからだと考えられる。

また、上で求められた  $E$ 、 $F$ 、 $P$  を用いて相対論的変動エディントン因子を求めたところ以下のようなになった。

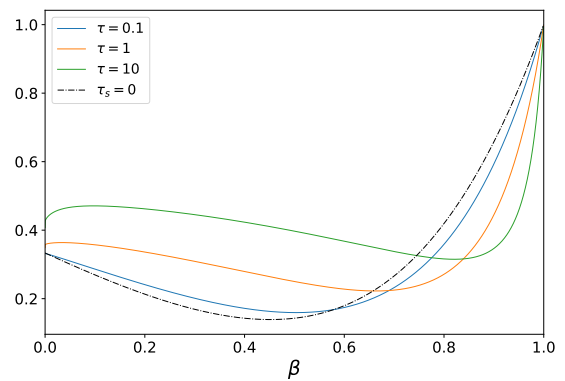


図 4: 相対論的変動エディントン因子

## 4 Discussion

図 4 を見ると、相対論的変動エディントン因子は一度減少してから、光速で 1 になるように上昇していることがわかる。光学的に薄い場合は平板底面から放射された輻射はほぼ散乱されることなく円盤表面に到達する。このとき実験室系での輻射の角度分布は  $z$  に対してほとんど変化しない。しかしこれを流体の共動系から見ると輻射が自分の進行方向に回り込んでくるように見える。従って  $\beta$  が小さい領域では式 (7) における  $\mu_0^2$  の値が小さくなり、輻射圧が小さくなるが、 $\beta$  が大きい領域では  $\mu_0^2$  の値が 1 に近づくことで輻射圧が輻射のエネルギー密度に近づくことで相対論的変動エディントン因子が 1 に近づく。

これに対して光学的に厚い場合は光学的に薄い場合に比べて散乱が支配的になるので、変動エディントン因子は  $1/3$  程度になるが (共動系で等方散乱を仮定している)、表面付近では光学的に薄い領域が現

れるためアブレーション効果が支配的になり上と同様の理由により変動エディントン因子は 1 に近づく。

## 5 Conclusion

無限平行平板系において完全相対論的な輻射輸送方程式を数値的に解くことで相対論的な変動エディントン因子の振る舞いについて調べた。結果、相対論効果は変動エディントン因子に影響を及ぼすことがわかった。今回は与えられた流体場の下で相対論的な輻射輸送方程式を解いたが、今後は流体も同時に解くことで輻射による宇宙ジェットの実現可能性についても検討していきたい。

## Reference

- J. Fukue. Velocity-Dependent Eddington Factor in Relativistic Radiative Flow. PASJ, 58, 461-427, 2006 April 25
- J. Fukue. Variable Eddington Factor in a Relativistic Plane-Parallel Flow. PASJ, 60, 1209-1216, 2008 October 25
- V. Icke Photon surfing near compact accreting objects, Astron. Astrophys. 216, 294-304(1989)
- S.-H Hsien and E. A. Spiegel. THE EQUATIONS OF PHOTOHYDRODYNAMICS. The Astrophysical Journal, 207:244-252, 1976 July 1
- 梅村雅之, 福江純, 野村英子 『輻射輸送と輻射流体力学』 日本評論社 (2016)
- 小山勝二, 嶺重慎 『ブラックホールと高エネルギー現象』 日本評論社 (2007)

a16

Event Horizon Telescopeが示唆する M87

中心付近の磁場

東京大学大学院 理学系研究科

西脇 公祐

# Event Horizon Telescope が示唆する M87 中心付近の磁場

西脇 公祐 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

Event Horizon Telescope(EHT) は 230GHz の電波によって M87 銀河中心大質量ブラックホールの photon ring スケールでの観測を可能にした。本発表では、(EHT 2019) の最新の観測結果と (Kino et al. 2015) の手法に基づいてジェットコアの磁場の大きさを再計算した。磁場の上限はジェットのエネルギーから決まり、下限は Synchrotron Self Absorption(SSA) の turnover 振動数の下限から決めた。その結果、 $\theta_{obs} = 40\mu\text{as}$  で許される磁場は  $0.62 \leq B \leq 48$ 、磁場のエネルギー密度と電子の運動エネルギー密度の比  $U_e/U_B$  は  $10^{-5} \leq U_e/U_B \leq 10^6$  となり、ジェットの根元で磁場優勢か物質優勢かは定まらなかった。

## 1 Introduction

銀河中心からの相対論的ジェットの形成機構は宇宙物理における長年の未解決問題である。磁場のエネルギー  $U_B$  と電子のエネルギー  $U_e$  のどちらが卓越しているかで加速モデルは変わるため、ジェット加速領域での磁場強度を推定する必要がある。そのためシンクロトロン放射による電波を観測することで磁場を推定する試みがなされてきた。

M87 銀河は比較的近くにある巨大な電波銀河で、ジェットの根元まで観測するのに特に適した天体であり、実際この銀河に対して様々な波長での電波観測が行われてきた。より高い振動数で観測するほど、ジェットのより上流での像が得られるが、EHT は 230GHz の観測によって遂に中心ブラックホールのスケールでの像を得た。

先行研究 (Kino et al. 2014),(Kino et al. 2015) は次のような仮定を用いて、この銀河のジェットコアの磁場強度を推定した。放射領域は球状で等方的な磁場を持つと仮定し、電子分布は指数が  $p > 2.5$  の単一の冪乗則であるとした。そして磁場の power がジェットの power を超えないという条件から磁場の上限を与え、観測領域で SSA の光学的厚みが  $\tau_\nu = 1$  となっているという条件から下限を与えた。その結果、43GHz のコア ( $\theta = 0.11\text{mas}$ ) では  $U_B$  と  $U_e$  のどちらが主要かは決まらなかったが、ブラックホール近傍の  $\theta \approx 21\mu\text{as}$  では磁場が主要であるという結論に至った。

しかし EHT の観測により、(Kino et al. 2015) で

用いられた仮定が不適であることが示唆された。実際、(Kino et al. 2015) でジェットからの放射と考えていたものは、降着円盤からのものであることがわかった。また、この観測はジェットが 230GHz に対して光学的に薄いということを示唆しており、 $\tau_{230} = 1$  から磁場を見積もることができないこともわかった。(Kino et al. 2015) の方法を修正し、EHT の結果と矛盾しない磁場推定を行う必要がある。

本発表では (EHT 2019) に基づき、先行研究の仮定および観測量を修正したうえで磁場を再計算した。これによってジェットの根元で磁場優勢という結論が保持されるか否かを検証した。また 43GHz コアの観測との整合性も調べた。

## 2 Methods

(Kino et al. 2014) の方法に倣い、230GHz での観測領域を半径  $R$ 、角直径  $\theta_{obs}$  の球とみなして磁場の推定を行う。磁場強度の上限と下限を与える条件には以下のものを用いる。上限を与える条件は、磁場による単位時間当たりのエネルギー輸送 ( $L_B[\text{erg/sec}]$ ) が観測されているジェットのエネルギー輸送  $L_{jet}$  を超えないということ

$$L_B = \frac{4\pi}{3}\Gamma^2\beta R^2 c U_B \leq L_{jet} \quad (1)$$

一方、下限を与える条件は二つあり、一つ目は相対論的電子の運動エネルギーによるエネルギー輸送  $L_e$



が  $L_{jet}$  を超えないこと

$$L_e = \frac{4\pi}{3}\Gamma^2\beta R^2 c U_e \leq L_{jet} \quad (2)$$

二つ目は  $\theta_{obs} = 40\mu\text{as}$  における SSA の turnover 振動数  $\nu_{SSA}$  の下限に対応する磁場の値である。この値は 230GHz のフラックスと 43GHz のフラックスの上限値から計算できる。一般に一つ目の条件より二つ目の上限の方が厳しい。 $L_{jet}$  の値は (Kino et al. 2014) と同じ  $1 \times 10^{44} \text{ergs}^{-1} \leq L_{jet} \leq 5 \times 10^{44} \text{ergs}^{-1}$  を用いる。バルクの速度には超相対論的流体の音速  $\beta = 1/\sqrt{3}$  を用いる ( $\Gamma = \sqrt{3/2}$ )。

### 3 Theory

#### 3.1 Synchrotron Emissions and Absorptions

球状領域での磁場と電子の速度分布が等方的であると仮定する。ピッチアングルを  $\alpha$  とし、電子の速度に垂直な成分を  $B_{\perp} = B_{tot} \sin \alpha$  とする。 $\alpha$  について平均することで、 $B_{tot}^2 = \frac{3}{2} B_{\perp}^2$  の関係がある。非熱的な相対論的電子の数密度分布として次のようなべき乗分布を仮定する。

$$N(E)dE = K E^{-p} dE \quad (E_{min} \leq E \leq E_{max}) \quad (3)$$

$$N(\gamma)d\gamma = C \gamma^{-p} d\gamma \quad (\gamma_{min} \leq \gamma \leq \gamma_{max}) \quad (4)$$

このようにエネルギー  $E$  あたりの分布の係数には  $K$ 、ローレンツ因子  $\gamma$  あたりの分布の係数に  $C$  を用いることとする。 $C$  と  $K$  の間には  $K = C(m_e c^2)^{p-1}$  の関係がある。

分布指数  $p$  とシンクロトロン放射のスペクトル指数  $F_{\nu} \propto \nu^{-\alpha}$  には  $\alpha = (p-1)/2$  の関係がある。今回は (EHT 2019) の結果から broken power law を仮定して  $\alpha$  を求め、 $p$  を決定する。電子分布と磁場からシンクロトロン放射の放射係数 ( $\epsilon_{\nu}$ ) と吸収係数 ( $\alpha_{\nu}$ ) を計算することができる。放射係数は (Kino et al. (2014) 式 (8))

$$\epsilon_{\nu} = 4\pi X_2 c_2(p) B_{tot}^{(p+1)/2} K \nu^{-(p-1)/2} \quad (5)$$

$$\text{ただし } X_2 = \frac{\sqrt{3}e^3}{8\sqrt{\pi}m_e c^2} \left( \frac{3e}{2\pi m_e^3 c^5} \right)^{(p-1)/2}, \quad c_2(p) = \frac{\Gamma[(3p+19)/12]\Gamma[(3p-1)/12]\Gamma[(p+5)/4]\Gamma[(p+7)/4]}{\Gamma[(p+1)/2]}$$

7)/4]( $p+1$ )<sup>-1</sup> である。一方吸収係数は低エネルギー電子が吸収に寄与することを考慮し、次の積分 (Rybicki & Lightman (1979) 式 (6.52)) を数値的に計算する。

$$\alpha_{\nu} = \frac{(p+2)}{8m_e\pi\nu^2} \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} d\gamma P(\nu, \gamma) \frac{N(\gamma)}{\gamma} \quad (6)$$

ここに  $P(\nu, \gamma) = \frac{\sqrt{3}q^3 B \sin \alpha}{2\pi m c^2} F(\nu/\nu_c)$  は一粒子あたりの放射率である。そのスペクトルが極大となる振動数は (Kino et al. (2014) 式 (6))

$$\nu_{syn} = 1.2 \times 10^6 B \gamma^2 \quad (7)$$

から得られる。光学的厚みは  $\alpha_{\nu}$  から計算できる。

$$\tau_{\nu} = 2\alpha_{\nu} R \quad (8)$$

光学的に薄い振動数について、観測されるフラックス  $F_{\nu}$  と  $\epsilon_{\nu}$  の間には、逆二乗則

$$\frac{4\pi}{3} R^3 \epsilon_{\nu} = 4\pi D_A^2 F_{\nu} \left( \frac{\delta}{1+z} \right)^{-3} \quad (9)$$

が成り立つ。ただし、 $z$  は赤方偏移、 $\delta$  は Doppler 因子 ( $\delta \equiv 1/(\Gamma(1-\beta\theta_{LOS}))$ )、 $\theta_{LOS}$  はジェットと視線方向のなす角である。 $D_A$  は角経距離であり、M87 で  $D_A = 16.7 \text{Mpc}$  とした。

#### 3.2 Adiabatic Expansion

ジェットガスが先端に向かって膨張してゆくとし、半径  $R$  がの増加に伴って磁場、ローレンツ因子、電子の数密度が次のように変化するとする。

$$B \propto R^{-1} \quad (10)$$

$$\gamma \propto R^{-2/3} \quad (11)$$

$$N \propto R^{-2} \quad (12)$$

ただしトロイダル磁場を仮定し、相対論的ガスの断熱膨張で比熱比が  $\gamma_c = 4/3$  であることを用いた。またジェットガスは 2 次元的に膨張するものとした。 $\theta_{obs} = 40\mu\text{as}$  で得た磁場と電子分布をこれらの式に従って変換し、43GHz コア ( $\theta_{obs} = 0.11\text{mas}$ ) におけるフラックスや光学的厚みを計算することで観測との整合性を確認する。

## 4 Results

$\theta_{obs} = 0.11\text{mas}$  の 43GHz のフラックスは 0.7Jy であるので、 $\theta_{obs} = 40\mu\text{as}$  での上限値を 0.09Jy とする。このとき  $\theta_{obs} = 40\mu\text{as}$  でのスペクトルは図 1 のようになり、 $\nu_{SSA}$  の下限は  $\nu_{SSAmin} = 86\text{GHz}$  と求まる。この振動数に対応する磁場が下限値となる。  
 $p = 3.0$  のとき、条件式 (1) と  $\nu_{SSAmin} = 83\text{GHz}$

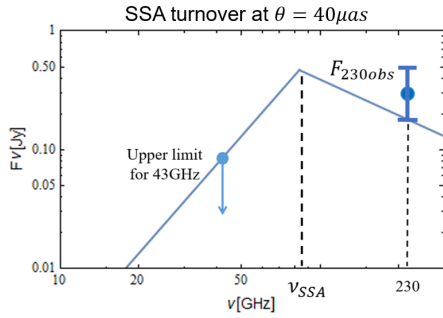


図 1:  $\theta_{obs} = 40\mu\text{as}$  における  $\nu_{SSA}$  の下限

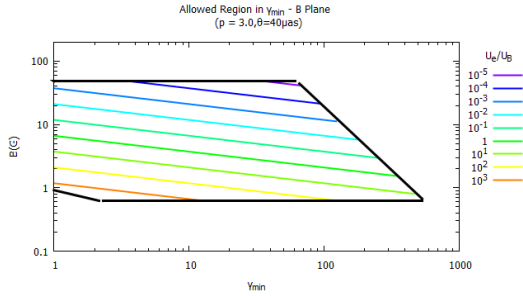


図 2:  $B$  と  $\gamma_{min}$  のとりうる値 ( $p=3.0$ )

から許される磁場と  $\gamma_{min}$  の関係は図 2 のようになった。黒色太線の内側の領域が許容領域である。上図では  $L_{jet} = 5 \times 10^{44}\text{erg s}^{-1}$  で計算した。エネルギーの比  $U_e/U_B$  は図中色付きの線で表されており、 $10^{-4} \leq U_e/U_B \leq 10^3$  の値を取りうる。したがって磁場優勢、物質優勢の両方が許される結果となった。許される  $B, \gamma_{min}$  を式 (10)、(11)、(12) に従って 43GHz コア ( $\theta = 0.11\text{mas}$ ) での値に変換し、式 (5)、(6) を用いて 43GHz のフラックス  $F_{43}$  と光学的厚み  $\tau_{43}$  を計算した。フラックスは  $F_{43} = 0.65\text{Jy}$  となり、これは観測値  $F_{43(obs)} = 0.7\text{Jy}$  よりも小さく、観測

結果と矛盾しない。また、この領域から 43GHz の光が届くためには  $\tau_{43} \leq 1$  でなければならず、この条件から  $\gamma_{min}$  が小さくて  $B$  が大きいような領域は除外される。このことを考慮すると、許される  $B$  と  $\gamma$  の領域は図 (3) のようになる。

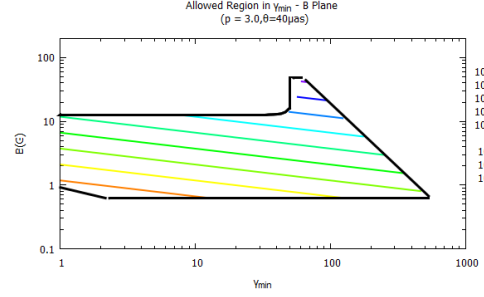


図 3: 43GHz コアでの整合性を考慮した場合

## 5 Discussion

### 5.1 先行研究との差異

モデル A と (Kino et al. 2015) の違いは大きく分けて二つある。一つ目は磁場を評価している領域である。(Kino et al. 2015) では、230GHz に対して  $\tau_\nu = 1$  となる領域が  $\theta_{obs} = 25\mu\text{as}$  付近にあるとし、そこでの磁場を評価していた。二つ目は 230GHz での観測フラックスの値である。(Kino et al. 2015) では観測値がすべてジェットから放射された成分であるとして約 1Jy という値を用いていた。本研究では、(EHT 2019) の結果の下でこれらが不適であると判断したが、その理由を以下に示す。

230GHz のフラックスは、ジェットからの寄与と、より内側のコンパクトな構造 (降着円盤) からの寄与の和  $F_{tot} = F_{jet} + F_{cpt}$  であり、多波長の VLBI 観測の結果から  $F_{jet} = 0.25\text{Jy}$  程度と考えられる。つまり (Kino et al. 2015) では円盤成分を分離していなかったため、フラックスを大きく見積もっていたと考えられる。また、(EHT 2019) では  $\theta \approx 40\mu\text{as}$  のリング状の像が得られており、GRMHD シミュレーションから、これは降着円盤の像であると考えられる。つまり ISCO スケール  $\theta_{obs} \approx 20\mu\text{as}$  ではジェットガスが存在しておらず、非熱的な電子分布を仮定

するのは不適であると考えられる。このことを踏まえ、230GHz に対して光学的に厚い領域を求める代わりに  $\theta_{obs} = 40\mu\text{as}$  での turnover 振動数を求めた。

## 5.2 $\nu_{SSA}$ の評価ができない場合

$\gamma_{min}$  が十分大きく、43GHz の放射を行うような電子がない場合は図 (1) のようなスペクトルにはならない。このような場合も考慮すると、許される  $B$  と  $\gamma_{min}$  の領域は図 4 のようになる。 $\gamma_{min}$  が大きく  $B$  が小さい領域が広がり、 $U_e/U_B$  がより大きな値をとりうるようになる。

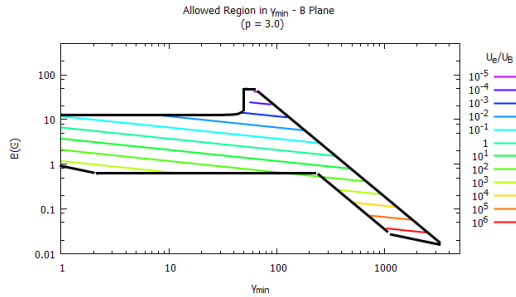


図 4: 43GHz の放射がない場合も考慮したもの

## 6 Conclusion

表 1:  $\theta_{obs} = 40\mu\text{as}$  での物理量

p	$L_{jet}(\text{erg sec}^{-1})$	B(G)	$U_e/U_B$
2.4	$1.0 \times 10^{44}$	$1.1 \leq B \leq 22$	$10^{-3} \leq U_e/U_B \leq 10^2$
2.4	$5.0 \times 10^{44}$	$1.1 \leq B \leq 48$	$10^{-4} \leq U_e/U_B \leq 10^2$
3.0	$1.0 \times 10^{44}$	$0.62 \leq B \leq 22$	$10^{-4} \leq U_e/U_B \leq 10^3$
3.0	$5.0 \times 10^{44}$	$0.62 \leq B \leq 48$	$10^{-5} \leq U_e/U_B \leq 10^3$

電子分布の冪指数  $p$  ごとに許される磁場と  $U_e/U_B$  の値をまとめたものが表 1 である。この表では図 2 の場合の値を記載している。

いずれの場合も  $U_e/U_B$  は 1 より大きい値、1 より小さい値の両方を取りうる。したがって、ジェットの根元で  $U_e$  と  $U_B$  のどちらが優勢かは、まだ決まっていないと言えるだろう。

## Reference

- M.Kino, F.Takahara, K.Hada, K.Akiyama, H. Nagai & B.W.Sohn 2015, ApJ, **803**:30
- M.Kino, F.Takahara, K.Hada & A.DoI 2015, ApJ,**786**:5
- The Event Horizon Telescope Collaboration 2019, ApJL,**875**
- George B. Rybicki, & Alan P. Lightman 1979, Radiative Processes in Astrophysics, WILEY-VCH

a17

フェルミガンマ線宇宙望遠鏡による超  
大質量ブラックホール Sagittarius A\* の  
観測的研究

立教大学大学院 理学研究科

菅谷 知博

# フェルミガンマ線宇宙望遠鏡による 超大質量ブラックホール Sagittarius A\* の観測的研究

菅谷 知博 (立教大学大学院 理学研究科)

## Abstract

天の川銀河の中心にある、明るくコンパクトな電波源 Sagittarius A\* (Sgr A\*) は超大質量ブラックホール (BH) であることが知られている。また Sgr A\* からの放射は電波だけではなく、赤外線・X 線・ガンマ線など多波長にわたって観測がされ、ガンマ線観測においてもこの領域は明るく見える。本研究はフェルミガンマ線宇宙望遠鏡 (フェルミ衛星) を用いて Sgr A\* 領域のガンマ線解析を行なった。まずエネルギースペクトル (SED) を作成し、その結果 30 GeV 付近でブレイクが新たに見つかった。さらに 30 GeV 以上のライトカーブ (LC) を作成し、ブレイクが突発的なフレア由来の成分かを検証した。また 30 GeV 以上の放射の中心座標を誤差付きで求め、電波での位置の Sgr A\* 及び、HESS 望遠鏡で得られた中心座標との位置関係を調べた。その結果中心座標の誤差の領域内にいずれも含まれることがわかった。

## 1 導入

大多数の銀河の中心には巨大な BH が存在すると考えられている。(Event Horizon Telescope が巨大楕円銀河 M87 の中心の BH シャドウの撮影に初めて成功したことを報告。) 天の川銀河も例外ではなく、明るくコンパクトな電波源 Sgr A\* の位置に  $4 \times 10^6 M_{\odot}$  の超大質量 BH があることが知られており、Sgr A\* と太陽間の距離は  $\sim 8$  kpc と評価されている (e.g., Ghez et al. 2008)。

また Sgr A\* の現在の X 線光度は  $\sim 10^{33}$  erg /s と暗く、BH の活動性は低いと考えられている (e.g., Serabyn et al. 1997)。一方で Sgr A\* から約 300 光年の距離にある分子雲 Sgr B2 からの中性鉄輝線の観測より、300 年以上前は X 線光度が  $\sim 10^{39}$  erg /s で BH は活動的だったと示された (e.g., Ryu et al. 2013)。さらに過去の活発な活動性に関連して、2010 年にフェルミ衛星によって発見された巨大な泡構造”フェルミバブル”及び、銀河中心領域で見られる構造”X 線 chimney”が BH 起源で生じた可能性が示唆されている (G.Ponti et al.2019)。

以上のように銀河中心は多波長にわたって様々な観測・議論が行われている中、本研究ではフェルミ衛星を用いて Sgr A\* に該当するフェルミの点源ソースの解析を行なった。主な解析内容は、まず 10 年以上

の観測データをもとに GeV 以上の詳細な SED と、BH 特有の突発的なフレアが観測中に起きたかを調べるため LC を作成した。

## 2 先行研究

始めに Sgr A\* 周辺構造について述べる。Sgr A 領域は 2 つの領域に大きく分けられ、それぞれ Sgr A East と Sgr A West と名前がついている (図 1)。Sgr A East は楕円状に広がった非熱的電波源であり、II 型の超新星残骸 (大きさ:  $3'.5 \times 2'.5$ ) であると考えられている (Maeda et al.2002)。一方で Sgr A West は熱電波源で、Sgr A\* とミニスパイラルと呼ばれる鉤爪状の構造が含まれている。

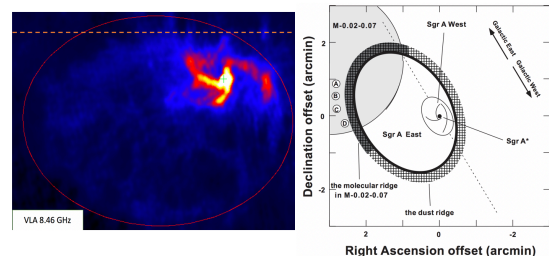


図 1: VLA Archive Survey (NVAS) の公開データ (左) 銀河中心の模式図 (Maeda et al.2002)

次に Sgr A\* の時間 (フラックス) 変動に関する先行

研究について紹介する。時間変動に関する重要な解析結果の1つとして、近赤外線や X 線では数十分と極めて短い時間スケールで、明るさが数十倍にもなる激しい時間変動(フレア)が観測(e.g., J.Neilsen et al. 2013)されている一方、ガンマ線観測フェルミや MAGIC などでは現在までで目立ったフレアが観測されていないことがわかっている(e.g., D.Malyshev et al. 2015)。以上の結果から銀河中心領域からのガンマ線放射は Sgr A\* からではなく、Pulsar Wind Nebula(PWN) G359.95-0.04 あるいは中央の星団中の Millisecond Pulsar(MSP) からの放射が支配的である可能性も考えられている。

最後に Sgr A\* のガンマ線領域での SED の結果を図 2 に示す。

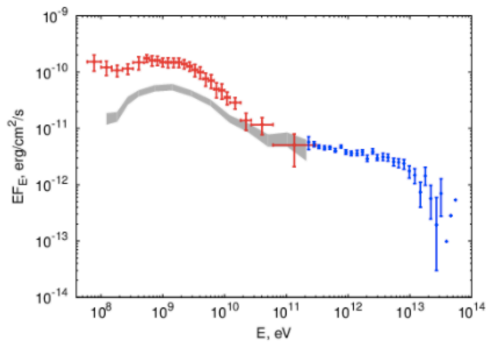


図 2: Sgr A\* の SED(D.Malyshev et.al 2015)

赤点がフェルミのデータで青点が HESS のデータを用いている。また HESS のデータを exponential cut-off を持つ Power Law(PL) 型  $\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \cdot \left(\frac{E}{1\text{TeV}}\right)^{-\Gamma} e^{-\frac{E}{E_c}}$  でフィッティングした結果、 $\Phi_0 = (2.40 \pm 0.10) \times 10^{-12} \text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ,  $\Gamma = 2.10 \pm 0.04$ ,  $E_c = (14.70 \pm 3.41) \text{TeV}$  と求まっている(Aharonian, et al. 2009)。この結果より、光子指数が  $\Gamma = 2.10$  と非常にハードなスペクトルの形となっている。

### 3 解析手法・解析結果

本研究において Sgr A\* 領域の解析をする上で用いた観測衛星は、フェルミ衛星である。フェルミ衛星は 2008 年に NASA によって打ち上げられたガンマ線観測衛星である。軌道周期は約 90 分、全天の

20% を常に監視しており、2 周期つまり約 3 時間で全天を見渡すことができる。また衛星には Large Area Telescope(LAT) と Gamma-ray Burst Monitor(GBM) の 2 種類の観測装置が搭載され、LAT は 20 MeV-300 GeV のエネルギー領域において高い感度で観測がされている。また LAT の空間分解能(PSF) はエネルギー帯で変化し、1 GeV で  $0.9^\circ \cdot 30 \text{GeV}$  で  $0.1^\circ$  程度となる。今回は LAT のデータを用いて解析を行った。またスペクトルフィットをする上で、ガンマ線は X 線と比べて光子の到来数が少ないため解析法として最尤法を用いる。最尤法では有意度として Test Statistic(TS) を用いる。そして TS は  $\sqrt{\text{TS}} \approx \sigma$  と近似することができる。

LAT のデータを解析するにあたって、以下の表 1 の条件を踏まえて解析を行なった。

表 1: 観測データ (LAT)

中心座標 (Gal l, Gal b)	(0,0)
観測期間	2008/08/04 - 2019/04/15
観測領域	$21^\circ \times 21^\circ$
エネルギー帯	100 MeV - 800 GeV

また解析ツールは フェルミチームが開発した FermiTools を使い、この領域のモデルマップを作成する上で必要な点源・拡がった天体のソース(4FGL)、等方放射(iso\_P8R3)、銀河面放射(gll\_v07)のカタログはそれぞれ最新のバージョンを使用した。そしてエネルギー帯で分けたカウントマップは図 3 のようになる。

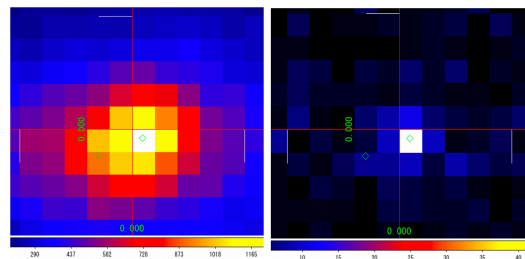


図 3: 1 - 30 GeV(左)・30 - 800 GeV(右) のカウントマップ

1 ピクセル  $0.1^\circ$  となっている。また図 3(右)の中心は 50 カウントあり、Sgr A\* 領域は高エネルギーガンマ線も生成されていることが改めて確認できた。

次に図3の結果を踏まえ、GeV以上の詳細なスペクトル解析結果を以下に示す(図4)。この結果30 GeV付近で先行研究(D.Malyshev et al.2015)では見られなかったスペクトルのブレイクが見つかった。また図4ではLogParabola型  $\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_b}\right)^{-(\alpha+\beta\log(E/E_b))}$  でフィッティングを行い、パラメータがそれぞれ  $N_0 = (2.28 \pm 0.02) \times 10^{-12} \text{MeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ,  $\alpha = 2.52 \pm 0.01$ ,  $\beta = 0.132 \pm 0.002$ ,  $E_b = 4076.46 \text{ MeV}$  と求めた。また30 GeVのブレイク構造より、高エネルギー側はLogParabola型では上手く説明ができず、そのため新たにPL型のスペクトルを追加して再度フィッティングを行なった。図5がその結果を示し、図4を作成する上で得られたlog likelihoodと比べてTSを算出した。TSは $\sim 19.6$ と求まり、よって $4\sigma$ 以上の優位性が確認できた。またPL型の光子指数は $\Gamma = 2.11 \pm 0.18$ と求まり、HESSでの値と一致する結果が得られた。

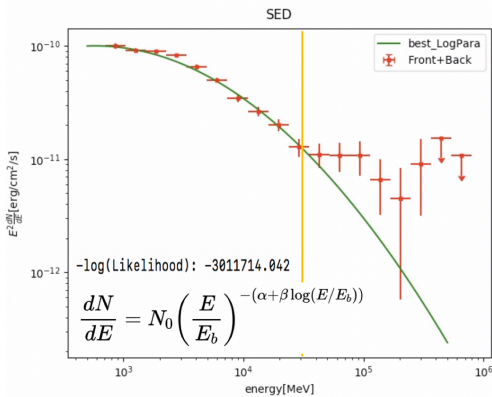


図 4: Sgr A\* の SED(TS=2 以下は upper limit)

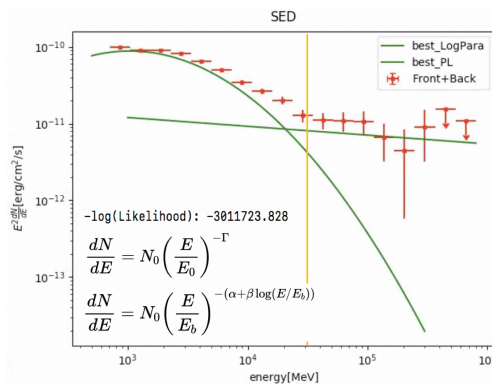


図 5: Sgr A\* の SED : PL 型追加

次に 30 GeV で見られたブレイクが、フレア由来かを調べるため 30 GeV - 800 GeV での LC を作成した。1bin が 1 年で設定し、フラックスの値(図6)と N-prediction (Npred: 観測されたカウントの予測数)の値を求めた(表2)。図6よりフラックス値の多少の変動は見られるが、Npred の値を参照すると数カウントしか変動はなく、目立ったフレアは今回の解析では確認できなかった。また1 GeV - 30 GeV でも同様に LC の作成を行なったが、このエネルギー帯でもフレアを観測することはできなかった。

表 2: Npred の値・カウント数

Npred			
8.16	3.78	3.84	11.46
7.88	6.99	11.02	11.62
6.78	9.25	6.50	

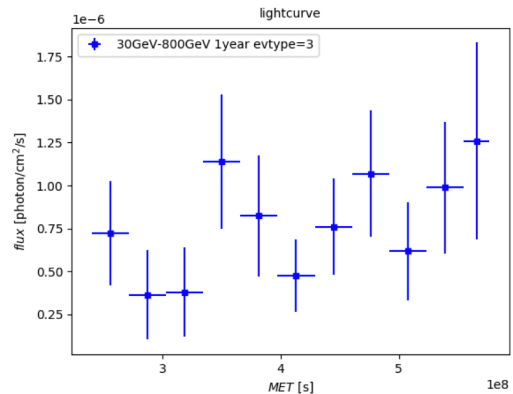


図 6: Sgr A\* の LC・30 GeV-800 GeV 1bin/1year

SED 及び LC の結果を踏まえ、次に 30 GeV 以上の放射に関する点光源の位置の最適化を行なった。そこで光源の中心を算出するために TS マップを作成した。指定したピクセルの大きさごとに TS の値が計算され、TS 値が最も高くなる位置が光源の位置として最適であると考えることができる。TS マップより得られた座標は (RA,Dec)=(266.415°, -29.0134°: 以下 RA,Dec で座標は記入) でその error 半径が 0.0075° と求まった。また error の値は 68% の confident level (CL) の誤差半径を表している。さらに Sgr A\*(radio) の位置 (266.417°, -29.008°) 及び、HESS のカタログ内に含まれる銀河中心の点源 HESS J1745-290 の位

置 (266.415°, -29.006°) を考慮すると、いずれも青点の error を含めた領域内であることが確認できた。また緑の点・枠はフェルミのソースカタログにある 4FGL J1745.6-2859 の位置 (266.415°, -28.997°) 及び、95% CL の誤差半径を示している。わずかに TS のピークと位置が異なるが、誤差を考慮すると位置の違いが有意には言えないことが求まった。

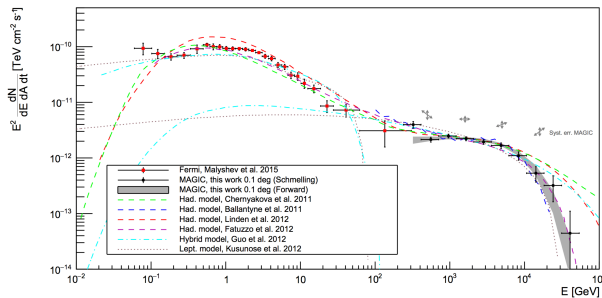


図 7: ガンマ線放射機構のモデル (Ahnen et al. 2016)

## 4 議論・今後の展望

SED に関して先行研究では Sgr A\* からのガンマ線 (図 2) の放射機構は、ハドロンモデル・レプトンモデルのいずれも考えられている (図 7)。まずシンプルなハドロンモデルの場合は、銀河中心点源から放出された高エネルギー陽子とその周囲に位置する分子雲との相互作用から  $\pi^0$  崩壊によるガンマ線が生じる。このモデルの問題点としては、 $\pi^0$  崩壊特有の数 100 MeV での折れ曲がりが生じてしまう点で、硬 X 線の観測データなど他波長領域の結果を踏まえると、このハドロンモデルは適していないと考えられている (e.g., Chernyakova et al. 2011, Ahnen et al. 2016)。

一方でレプトンモデルは加速された電子によって、制動放射・逆コンプトン散乱 (IC) 由来のガンマ線が生じる。そしてこのモデルは、ハドロンモデルで問題となった X 線のスペクトルの形状も説明することが可能となる。また約 300 年前に起きたと考えられるフレアの影響による電子の注入もここでは考慮されている。ただ唯一の欠点としては、central cavity (半径: 1.2 pc 程) 内のイオン化率が観測値に対し 4 桁上回ってしまう部分だが、このイオン化率の観測値

は不確実性が大きいと言われている (e.g., Nobukawa et al. 2011)。

さらに単一のモデルのみならず、GeV ガンマ線はレプトンで、TeV ガンマ線はハドロンで説明するハイブリッドのモデルなども考えられており (e.g., Guo et al. 2012)、以上のモデルと今回の解析で得られた SED (図 4・5) のブレイク構造を踏まえて、今後はガンマ線放射機構のモデルの議論をより進めていきたいと考えている。また TS マップの結果より、今後は 30 GeV 以下でも放射の中心位置などを調べ、より詳細に GeV ガンマ線天体の位置を求めたいと考えている。

## Reference

- Malyshov, D., Chernyakova, M., Neronov, A., & Walter, R. 2015, *A&A*, 582, A11
- A. Archer et al. *ApJ*, 790, 149 (2014)
- F. Aharonian, et al., *Astron. Astrop. Phys.* 503 (2009) 817–825. arXiv:0906.1247.
- Christopher van Eldik., *astropartphys.* 2015.05.002. arXiv:1505.06055v1
- Parsons R D, et al., arXiv:1509.03425



a18

中性子星への超臨界降着柱モデルによる  
超高光度 X 線源の X 線パルス計算  
筑波大学大学院 数理物質科学研究科  
井上壮大

## 中性子星への超臨界降着柱モデルによる超高光度 X 線源の X 線パルス計算

井上壮大 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

### Abstract

近年、超高光度 X 線源 (ULX) の中でパルス発光するものが見つかったことから ULX のモデルとして中性子星への超臨界降着柱モデルが提案されている (Kawashima et al. (2014))。今まで中性子星の磁軸と回転軸が不一致という条件下でパルスが観測されると予想されてきたが、この超臨界降着柱モデルを用いた光度変化の計算は未だ誰も行っていない。そこで我々は Kawashima et al. (2014) の数値シミュレーション結果を用いてこの降着柱から放射される見かけの光度変化を相対論効果を考慮して計算した。一般相対論における光の湾曲の効果とドップラー効果によって観測者とは反対側の降着柱からの放射が強まり、重力赤方偏移によって全体の光度が低下する。中性子星の自転を考慮して光度曲線と Pulsed Fraction を計算した結果、超臨界降着柱モデルが ULXP で観測されている光度変化をある程度再現できることがわかった。さらに Pulsed Fraction の磁軸の傾きと観測者の見込み角依存性を詳細に調べたところ、磁軸の傾きと観測者の角度が近いほど得られる Pulsed Fraction が大きくなることがわかった。現在までに観測されている 7 つの ULXP の Pulsed Fraction は数 % から 90% と非常に幅広いが、我々の結果は、その違いが磁軸の傾きと観測者の見込み角に起因することを示唆する。

### 1 Introduction

超高光度 X 線源 (ULX) とは、銀河中心から外れた位置にあり、光度が恒星質量ブラックホールのエディントン光度  $\sim 10^{39}$  (erg/sec) を超えている非常に明るい天体である。長い間、ULX のモデルとして恒星質量ブラックホールにガスが超臨界降着しているもの (King et al. (2001)) と、中間質量ブラックホールにガスが亜臨海降着しているもの (Colbert & Mushotzky (1999)) が考えられてきた。近年の広帯域 X 線観測によって ULX の中にパルス発光をする ULX Pulsar (ULXP) が見つかったため、幾つかの ULX の中心天体は中性子星であることが判明した。中性子星の質量は太陽と同程度か数倍程度と考えられているので、ULXP では超臨界降着現象が実現されていると思われる。これまでに発見された 7 つの ULXP (e.g. Bachetti et al. (2014)) の Pulsed Fraction はおよそ数 %、高いもので 90% である。ここで Pulsed Fraction は  $(L_{\text{Max}} - L_{\text{min}})/(L_{\text{Max}} + L_{\text{min}})$  で定義される量である ( $L_{\text{Max}}, L_{\text{min}}$  はそれぞれ最大光度と最小光度)。

この ULXP を説明する理論モデルの一つが超臨界

降着柱モデルである (Basko & Sunyaev (1976))。磁化した中性子星周囲の降着円盤は、中性子星表面まで到達せずに中性子星の磁場によって途中で切り取られる可能性がある。すると、降着円盤の内縁部のガスは中性子星の双極子磁場に沿って運動し、中性子星の磁極に落下する。この際、磁極付近に形成される柱状の降着流が降着柱であり、降着率が臨界値を超える降着柱が超臨界降着柱である。この降着柱内部では衝撃波が発生し、ガスが加熱されることによって強い放射を放つことになる。実際、Kawashima et al. (2014) (以降 K16) は超臨界降着柱の輻射流体力学 (RHD) シミュレーションを実施し、中性子星表面から約 3km 以内の降着柱側面が極めて明るく輝き、その光度が Eddington 光度を超えることを示した。あとは中性子星が自転すれば、見かけの光度が周期的に変動することになるので、ULXP を説明できる可能性がある。

しかし、この超臨界降着柱モデルが観測されている ULXP の Pulsed Fraction を説明できるかどうかについてはまだわかっていない。そこで我々は、K16 のシミュレーション結果に基づき、中性子星の自転によって運動する超臨界降着柱の Imaging、Light

Curve (Light Curve)、Pulsed Fraction を、一般相対論的輻射輸送計算によって求めた。

## 2 Model and Method

本研究では、一般相対論的輻射輸送方程式を解くことで、超臨界降着柱の Light Curve を計算する。その結果から Pulsed Fraction を求める。ここでは超臨界降着柱のモデルと計算手法を以下で述べる。

### 2.1 Model of Accretion Column

本研究で採用する中性子星への超臨界降着柱の概形を図 1 に示す。K16 に基づき、降着柱の開口角を 30 度と設定する。降着柱は光学的に十分厚く、定常、

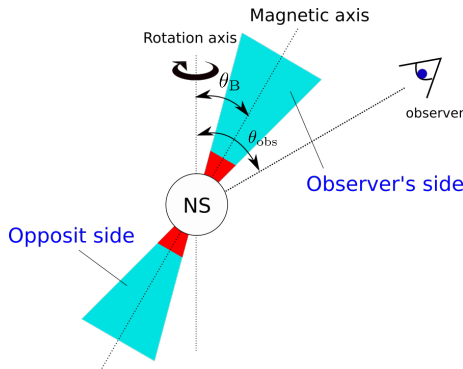


図 1 超臨界降着柱の schematic view.

降着柱の軸に対して回転軸対称であるとする。降着柱側面からの放射は K16 のシミュレーション結果から求める。K16 のシミュレーションでは、降着柱の側面の輻射フラックスは輻射エネルギー密度に比例する ( $\propto T^4$ ,  $T$  は輻射温度) と想定している。そこで本研究でもその仮定を採用する。

本研究では、降着柱の軸 (磁軸と一致) が、中性子星の自転軸から  $\theta_B$  だけ傾いており、降着柱が中性子星の自転によって運動する状況を考える。中性子星の質量は  $1.4M_{\odot}$  であり、その半径は 10km とする。本研究では中性子星表面からの放射は考慮しない。また、中性子星の自転速度は降着ガスの落下速度よりも十分に遅く、自転による相対論効果は無視できるとする。実際、観測されている ULXP の周期は約 1 秒前後であり、そこから見積もられる自転速度はガスの落下速度よりも十分小さい。

中性子星および降着柱の外部領域は十分光学的に薄く、吸収や散乱は無視できるものとして、見込み角  $\theta_{\text{obs}}$  の観測者が観測する見かけの光度およびその時間変化を計算する。見かけの光度は  $\theta_B$  と  $\theta_{\text{obs}}$ ,  $\varphi_B$  に依存する。 $\varphi_B$  は磁軸の azimuthal angle で、周期的に変化する。また、観測者の azimuthal angle と一致する角度を  $\varphi_B = 0^\circ$  と定義する。なお、2 つの降着柱のうち、観測者に近い側 (図の上側) を observer's side、遠い側 (図の下側) を opposite side と呼ぶことにする。

### 2.2 Numerical Method

見かけの光度を求めるため、"Ray-Tracing 法 (Luminet et al. (1979))" を利用し、十分遠方に設置された Observer's screen に入射する輻射強度を計算する。この screen は、縦方向に  $-21\text{km} < y < 21\text{km}$ 、横方向に  $-21\text{km} < x < 21\text{km}$  のサイズで、中性子星の中心が原点  $x = y = 0$  に投影される。この Sreen を縦横それぞれ 500 に等分割し、合計 250,000 のピクセルから中性子星の方向に光線軌道を計算する。

光の軌道を解く際には Schwarzschild 時空における光の測地線方程式を用いる。

$$\left[ \frac{d}{d\xi} \left( \frac{1}{r} \right) \right]^2 + \frac{1}{r^2} \left( 1 - \frac{r_s}{r} \right) = \frac{1}{b^2}. \quad (1)$$

ここで  $(r, \xi)$  は光線軌道を描く平面上の 2 次元極座標であり、原点が中性子星の中心に位置する。 $b$  はインパクトパラメータである。

光線が降着柱側面に到達した時、その地点の輻射温度 ( $T$ ) と速度 ( $\mathbf{v}$ ) を K16 のシミュレーションデータから線形補完して求める。そして、このピクセルに入射する放射強度を、

$$I_{\text{obs}} = \frac{B_0}{(1+z)^4} \quad (2)$$

から求める。ここで黒体強度  $B_0$  は共動座標系での黒体強度 ( $B_0 = \sigma T^4 / \pi$  ここで  $\sigma$  は Stefan - Boltzmann 定数) である。また、 $z$  は赤方偏移で、

$$1+z = \gamma \left( 1 - \frac{r_s}{r} \right)^{-1/2} \left( 1 - \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}}{c} \right), \quad (3)$$

を満たす (Kato et al. (2008))。ここで  $c$  は光速、 $\gamma$  は Lorentz 因子、そして  $\mathbf{n}$  は降着柱側面の光線の

方向ベクトルである。一方、測地線が降着柱よりも先に中性子星表面に到達した場合や、降着柱にも中性子星にも到達しなかった場合、そのピクセルでは  $I_{\text{obs}} = 0$  とする。全ピクセルの  $I_{\text{obs}}$  を計算することで輻射フラックスが求まる。さらに輻射フラックスが全方向で一様 ( $\theta_{\text{obs}}$  に依存しない) として見かけの光度を計算する。

### 3 Results

以下、Ray-Tracing 法によって求めた Imaging、Light Curve、Pulsed Fraction を順に示す。

#### 3.1 Intensity Map

観測者から見た超臨界降着柱をもつ中性子星は図 2 のようになっている。ここから  $\varphi_B = 0^\circ$  の

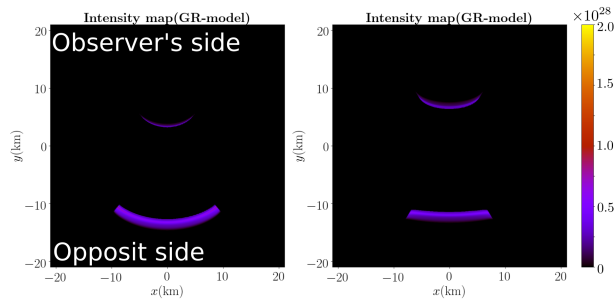


図 2 Observer's screen の Intensity map

$\varphi_B = 0^\circ$  (左),  $180^\circ$  (右)。ここでは  $\theta_B = 10^\circ, \theta_{\text{obs}} = 60^\circ$  を採用して、中性子星の中心が Screen の原点であり、上部に observer's side の accretion column が、下部に opposite side の accretion column がある。

時、Observer's oneside の降着柱が暗く輝いて見え、Opposite side の降着柱の降着柱が明るく輝いて見えることがわかる。これは相対論的ドップラー効果の影響である。また  $\varphi_B = 0^\circ$  の時、Opposite side の降着柱が広がって見える。これは重力レンズ効果の影響である。 $\varphi_B = 0^\circ$  と  $\varphi_B = 180^\circ$  を比べると、特に  $\varphi_B = 0^\circ$  の時が特に重力レンズ効果の影響が大きいことがわかる。この 2 つの効果の影響から、 $\varphi_B = 0^\circ$  の時に観測者が観測する光度は最大となる。

#### 3.2 Light Curve

中性子星の自転による光度変化を求めたものが図 3 である。この結果を見ると  $\varphi_B = 0^\circ$  の時が最大光度となり、 $\varphi_B = 180^\circ$  の時が最小光度となっていることがわかる。また、 $\theta_B = 10^\circ$  の時よりも  $\theta_B = 30^\circ$  の時の方が Light Curve の振幅が大きくなることがわかる。Pulsed Fraction は Light Curve の振幅に対応するものなので  $\theta_B = 30^\circ$  の時の方が  $\theta_B = 10^\circ$  の時よりも Pulsed Fraction が大きくなることがわかる。

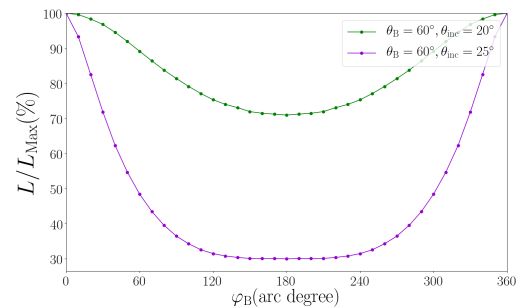


図 3 最大光度で規格化した Light Curve

$(\theta_B, \theta_{\text{obs}}) = (10^\circ, 60^\circ), (30^\circ, 60^\circ)$  としている。縦軸は観測者が実際に観測した Luminosity を最大光度で規格化したものを表す。

#### 3.3 Pulsed Fraction

観測する Light Curve の最大光度と最小光度から得られる Pulsed Fraction を計算し、contour にしたものが図 4 である。図中には Pulsed Fraction がプロットされていない点がある。この領域では、 $\varphi_B$  が  $0^\circ$  に近い状況で観測者の視線方向が observer's side の降着柱の内部に位置することになり、降着柱の側面が見えなくなる。よって、本モデルでは PF が計算できないために除外した。この結果を見ると、観測者が降着柱の側面に近づくほど Pulsed Fraction が大きくなることがわかる。また、大まかな Pulsed Fraction の分布から、Pulsed Fraction が高い領域が Pulsed Fraction が低い領域に比べて少ないことがわかる。

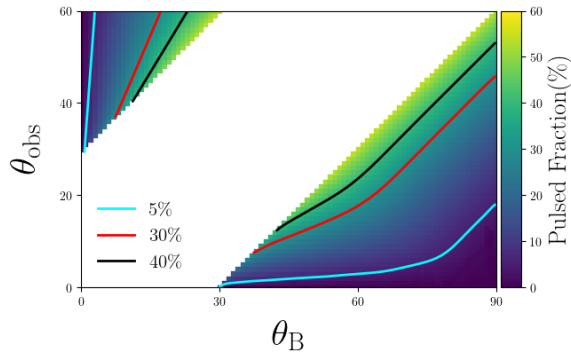


図 4 Pulsed Fraction map

縦軸は観測者の角度  $\theta_{\text{obs}}$ 、横軸は磁軸の傾き  $\theta_B$  を表し、カラーバーは  $(L_{\text{max}} - L_{\text{min}})/(L_{\text{max}} + L_{\text{min}})$  で定義される Pulsed Fraction を表す。

#### 4 Discussion

現在までに発見された 7 つの ULXP (M82 X-2, Bachetti et al. (2014); NGC7793 P13, Furst et al. (2016), Israel et al. (2017b); NGC5907 ULX1, Israel et al. (2017a); NGC300 ULX1, Carpano et al. (2018); Swift J0243.6+6124, Wilson-Hodge et al. (2018), Lian et al. (2019); NGC1313 X-2 Sathyaprakash et al. (2019); Rodríguez et al. (2019)) の Pulsed Fraction をまとめたものが表 4 である。この表を見ると、Pulsed Fraction が高い天

天体名	Pulsed Fraction
M82 X-2	5% ~ 25%
NGC7793 P13	8% ~ 40%
NGC5907 ULX	12% ~ 20%
NGC300 ULX1	35% ~ 80%
Swift J0243.6+6124	10% ~ 95%
NGC1313 X-2	3.3% ~ 8.4%
M51 ULX7	5% ~ 40%

体よりも低い天体の方が多いことがわかる。よってこの観測結果は、「Pulsed Fraction が高い天体が少

ない傾向がある。」という本研究の結果と無矛盾であることがわかる。

#### 5 Conclusion

本研究で我々は Ray-Tracing 法を用いて超臨界降着柱を持つ中性子星の Imaging、Light Curve、Pulsed Fraction を計算した。その結果 Pulsed Fraction の  $\theta_B$  と  $\theta_{\text{obs}}$  の依存性があることがわかった。また詳細にパラメータサーベイを行い、Pulsed Fraction map を作成した結果、観測と無矛盾な結果が得られることが判明した。

#### Reference

Bachetti M., Harrison F. A., Walton D. J., et al., 2014, Nature, 514, L202  
 Basko M. M. & Sunyaev R. A., 1976, MNRAS, 175, L395  
 Carpano S., Haberl F., Mitra C. & Vasilopoulos G., 2018, MNRAS, 476, L45  
 Colbert E. J. M. & Mushotzky R. F., 1999, ApJ, 519, L89  
 Wilson-Hodge C. A., Christian Malacaria, P.A. Jenke, et al., 2018, ApJ 863, L9  
 Fürst, F., Walton, D. J., Harrison, F. A., et al., 2016, ApJ, 831, L14  
 Israel G. L., Belfiore A., Stella L., et al. 2017a, Science 355, L817  
 Israel G. L., Papitto A., Esposito P., Stella L., et al., 2017b, MNRAS 466, L48  
 Kato S., Fukue J. & Mineshige S., 2008, *Black-hole Accretion Disks*, Kyoto University Press  
 Kawashima T., Mineshige S., Ohsuga K., Ogawa T., 2016, PASJ, 68, L83  
 King A. R., Davies M. B., Ward M. J., Fabbiano, G., & Elvis M., 2001, ApJ, 552, L109  
 Lian Tao, Fua Feng, Shuangnan Zhang, et al., 2019, ApJ 873 L19  
 Luminet J. -P, 1979, A&A, 95, L18  
 Rodríguez Castillo G. A., Israel G. L., Belfiore A., et al., 2019, ApJ  
 Sathyaprakash R., Roberts T. P., Walton D. J., et al., 2019, MNRAS  
 Walton D. J., Fürst F., Harrison F. A., et al., 2018, ApJ, 856, L128

a19

超臨界降着流のフラクタル次元解析  
京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学  
教室  
古野 雅之

## 超臨界降着流のフラクタル次元解析

古野 雅之 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

### Abstract

超臨界降着とはエディントン限界を超えたガス降着であり、これは宇宙初期の超巨大ブラックホール形成問題や ULXs の解明に繋がる重要な現象である。しかし輻射磁気流体の扱いの困難さにより近年まで実際に起こり得るのかどうかは分からなかった。ところが 2 次元輻射流体計算 (Ohsuga et al. 2005) によって世界で初めて超臨界降着が可能であることが示されたばかりでなく、強力な円盤風 (アウトフロー) が存在することも分かった。その後アウトフローの 2 次元輻射磁気流体計算 (Takeuchi et al. 2013)、3 次元輻射流体計算 (Kobayashi et al. 2018) によって円盤風の構造が解析され、細かくちぎれたガス (クランピーアウトフロー) であることが解明された。さらに、クランプのサイズと回転速度から視線を遮るタイムスケールが算出され、ULXs の光度変化を説明できることが示された (Kobayashi et al. 2018)。一方でクランプが発生する機構については Takeuchi et al.(2013) によって検証されたもの、シート状構造になる物理過程の解明には至っていない。またクランプサイズは円柱座標における  $r$  方向と  $\theta$  方向で各々平均的な値を求めたものであり、シート状構造の確実視と光度への影響の正確な見積もりには不十分である。

そこで本研究ではフラクタル次元解析という手法を使ってクランピーアウトフローの次元を直接求め、2 次元構造の有無を検証した。同時にアウトフロー各部の次元を調べ、非整数フラクタル次元の解釈と次元変化から構造の解析を行った。その結果、Kobayashi et al.(2018) の解析でシート状クランプの存在が示唆されたアウトフロー領域の次元が、実際に 2 次元に近い値を示すことが分かった。また次元を調べる領域を中心近くからアウトフロー外縁に移動させる解析では、ガスが密な中心近くから疎になる外縁部にかけて次元が 3 次元から 1.6 次元程度に下がることが判明した。また約  $200r_s$  にかけて次元変化の傾きが変わっていることも示唆された。

## 1 Introduction

中心重力源にガスが降着するとき、球対称降着では重力と輻射圧の釣り合いで降着できない限界、エディントン限界が訪れるが、円盤の場合はこの古典的限界を超えた降着、すなわち超臨界降着が可能なが理論的に示唆されていた。近年、超臨界降着が可能なが 2 次元輻射磁気流体計算によって初めて明らかになり (Ohsuga et al. 2005)、その後のシミュレーションで降着円盤からアウトフローが出ていることもわかった。さらに、2 次元輻射磁気流体計算 (Takeuchi et al. 2013) でアウトフローがちりぢりにちぎれて飛んでいく様子が確認された。このガスがクランプ状に形成される理由としてレイリーテイラー不安定性によるものであることが明らかになったが、2 次元軸対称を仮定したシミュレーションであったため、トロイダル方向の構造がどのようになって

いるのかはわからなかった。しかしその後の研究で 3 次元輻射流体計算が実行され、クランプはトロイダル方向にも細かく分裂しているだけでなく、図 1 のように動径方向に薄いシート状になっていることが明らかになった (Kobayashi et al. 2018)。一方、超臨界降着の候補天体である超高光度 X 線源 (ULXs) の観測から、X 線の光度に 10 から 50 秒ほどの時間変動が見られることが知られている。3 次元輻射流体計算から飛び出した光学的に厚いクランプの平均サイズと平均角速度を求めることができ、これによってクランプが観測者の視線を遮るタイムスケールが 40 太陽質量のブラックホールにおける超臨界降着のアウトフローで約 10 秒であると概算された。しかしこの推定はあくまで  $740r_s$  ( $r_s$ =シュバルツシルト半径) 程度離れた場所におけるクランプサイズの平均値を使った概算であり、またクランプ形成の物理過程の

手がかりになると思われるシート状構造を定量的に評価できているとは言い難い。また超臨界降着という現象についても、シミュレーションの困難さから十分な解析が行われているとは言えない。そこで本研究では超臨界降着の物理現象のさらなる発見や解析を目指すため、Kobayashi et al.(2018) の行った 3 次元輻射流体計算の結果を詳しく解析することを目的とし、その一環としてフラクタル次元解析を行った。

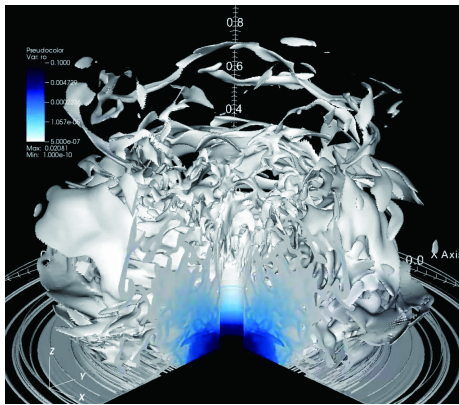


図 1: 超臨界降着におけるアウトフローの 3 次元輻射流体計算 (Kobayashi et al. 2018)。密度  $0.1 - 5.0 \times 10^{-7} \text{g/cm}^3$  のガスを描画している。

## 2 Methods

フラクタル次元解析とは、解析対象のフラクタル次元という量を推定し、そこから物体の形状や空間に対する充填率、複雑さなどを評価する解析である。ここでフラクタル次元とは、通常線分に対して 1 次元、平面に対して 2 次元などというように定義される次元を拡張した概念である。フラクタル次元は非整数次元を持つ物体というものが定義できる。物体が自己相似性という性質を持つとき、その物体は正確な通常の次元を拡張した方法で次元を定めることができ、このとき物体の構造によっては非整数次元となる。代表的な図形として、シェルピンスキーのギヤスケット (図 2) がある。

ところで、一辺が単位長さの正方形の辺を  $1/2$  ずつ区切って小さい正方形を敷き詰めたものと見ると

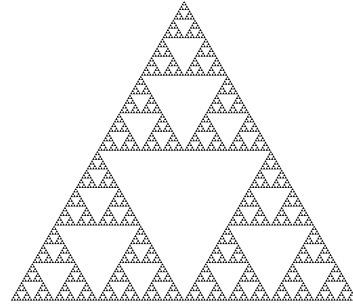


図 2: シェルピンスキーのギヤスケット (Wikipedia)

き、小正方形の数  $N$  と小正方形の一辺の長さ  $\varepsilon$  には次の関係がある:

$$N = \varepsilon^{-2} \quad (1)$$

同様に立方体でも、小立方体の数  $N$  と小立方体の一辺の長さ  $\varepsilon$  には次のような関係があることがわかる:

$$N = \varepsilon^{-3} \quad (2)$$

この二つの例では、 $\varepsilon$  の肩に図形の次元が現れている。一方で例にあげたシェルピンスキーのギヤスケットでは、全体と同じ形で一辺が  $1/2$  の大きさの図形 3 つで構成されている。正方形や立方体のときと同じような関係がギヤスケットでも成り立つと仮定すると

$$3 = (1/2)^{-D} \Rightarrow D = \log 3 / \log 2 \quad (3)$$

このように次元を定義することができ、ギヤスケットは非整数次元である。

自然界には綺麗な自己相似性を持つものはほとんどないが、大まかに似たような構造を内部に持つもの、すなわちランダムな自己相似性を持つとみなせるものは多数存在する。代表的なものとして、河川がある (図 3)。

ランダムな自己相似性を持つものについても、ボックスカウント法を適用することでフラクタル次元を推定することができる。2 次元では正方形で、3 次元では立方体で解析対象を覆う。平面では、覆う正方形の一辺の長さを小さくしていった覆うのに必要な正方形数をカウントする。

物体が自己相似性を持っている場合、小さい正方形が物体の自己相似な部分を覆う数は大きい正方形



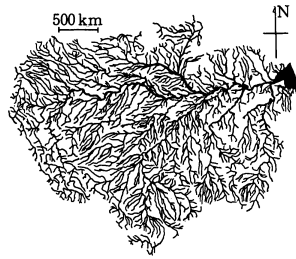


図 3: アマゾン川の形 (鈴木道隆: フラクタル次元と粉体工学への応用)

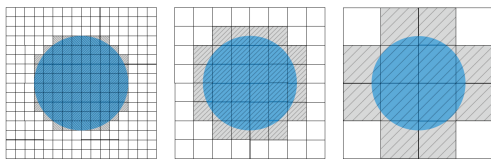


図 4: 平面でのボックスカウント法のイメージ

で全体を覆う数と同じになるので、正方形の数と正方形の一辺の大きさの対数をとった時のグラフは比例関係になる。ランダムな自己相似性を持つ物体に対しても同じように正方形で覆って同様のグラフを作り、直線でフィッティングするとフィッティング関数の傾きとして対象の次元を定義することができる。対象が綺麗な自己相似性を持つとき、グラフの点は綺麗な直線を描く。立方体を用いて 3 次元物体のフラクタル次元を求めるときも同様の手順である。

今回のアウトフローのフラクタル次元解析では、シミュレーション領域の一部を立方体状に切り取り、その中にあるガス密度  $\rho \geq 5.0 \times 10^{-7} \text{g/cm}^3$  の構造のフラクタル次元を求めている。

### 3 Results

図 5 は Kobayashi et al.(2018) の解析でクランプの速度と大きさを見積もられた領域  $z \geq 400r_s$ ,  $600r_s \leq r \leq 800r_s$  を含む立方体領域 (一辺  $300r_s$ ) 中のフラクタル次元解析の結果である。Method で記述した通り、傾きが立方体領域内のガスの構造の次元を表している。

図 6 はブラックホール近傍から離れるに従って変

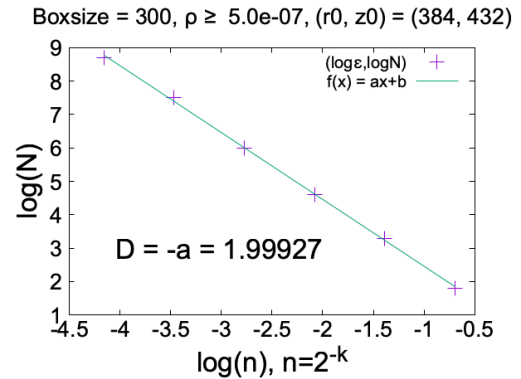


図 5: ガスが 2 次元構造を持つと推定された領域のフラクタル次元解析

化するガスの次元をプロットしたものである。横軸は立方体領域のブラックホールに一番近い頂角の  $z$  座標。立方体は同時に動径方向にも  $z$  軸の移動距離と同じだけ移動させているので、この頂角のブラックホールからの距離は  $\sqrt{r^2 + z^2} = \sqrt{2}z$  となる。シミュレーション領域のグリッドは円柱座標で設定されているので、 $z$  軸から離れるに従って計算点の密度が下がる。従って切り取った立方体領域を細かく区切れず、フィッティングするための点の数が足りなくなる。そこで外縁部の解析のときのみ一辺  $400r_s$  の立方体領域で次元解析をしている。

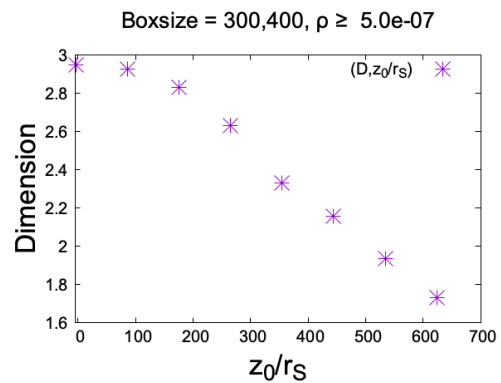


図 6: ブラックホール近傍から外縁部にかけてのアウトフローのフラクタル次元の変化

## 4 Discussion

Kobayashi et al.(2018) でクランプの速度とサイズが測られた場所を含む領域をフラクタル次元解析した結果、実際に次元が 2 に近い構造を持つガスが存在することが示された。また図 5 より各点が綺麗に直線上に乗っていることから、この解析領域内のガスはほぼ自己相似な 2 次元構造を持つことが推測されるが、ガスが細かくちぎれるといった複雑な構造を持っていた場合、スポンジのような 3 から 2 の間の次元か紐の集合のような 2 次元以下の次元といったフラクタル的な次元を示すと考えられるため、これは実際に 2 次元シート状構造であると言える。

ブラックホールからアウトフロー外縁部にかけての次元変化の解析の結果 (図 6) より、アウトフローの次元はブラックホールから離れるに従って下がっていくことがわかる。これはアウトフローが吹き出した後、徐々に疎な構造に変化していていることを示す。図 6 より、80 から  $200r_s$  までの次元の変化とそれ以降の変化の仕方に違いがある。上述の場所で次元の勾配が変わるのは他の部分に対して急激に構造が変化している場所を示していることが推測できる。これは、光学的に厚いガスの塊からガスがクランプ状に飛び出している境界面の場所を示唆しているのかもしれない。

外縁部では次元が 2 次元以下 1 次元以上になる。次元が下がるという結果から、クランプはブラックホールから離れるに従ってさらにちぎれていくことが想像されるが、これはガスが紐、シート状などと言った単純な構造ではなく、より複雑に絡んだような形として飛んでいることを示している。

## 5 Conclusion

Kobayashi et al.2018 で解析された領域を含む場所で 2 次元シート状構造が実際に見つかった。また、次元変化のグラフより、クランプが発生している場所が  $200r_s$  であることが推察された。フラクタル次元解析によって、このような構造が急激に変化する場所の推定に利用できる可能性がある。ただし、シミュレーションの解像度の関係でフラクタル次元解析をするために切り取った立方体領域が広いため、局

所的なフラクタル次元を求めて正確な次元変化を知ることとはできていない。

クランプの発生する境界の場所や時間変化をフラクタル次元解析によってより正確に推定できれば、超臨界降着を特徴付ける物理量 (質量や質量降着率など) との結びつき、ひいては観測的な現象との結びつきがわかるかもしれない。

## Reference

- Ohsuga, K., Mori, M., Nakamoto, T., & Mineshige, S., 2005, ApJ, 628, 368
- Takeuchi, S., Ohsuga, K., & Mineshige, S., 2013, PASJ, 65, 88
- Kobayashi H., Ohsuga, K., Takahashi, H. R., et al. 2018, PASJ, 70, 22

a20

超高光度 X 線源 Holmberg IX X-1 の広  
帯域 X 線同時観測スペクトル解析  
京都大学大学院 宇宙物理学教室  
吉武 知紘

# 超高光度 X 線源 Holmberg IX X-1 の 広帯域 X 線同時観測スペクトル解析

吉武 知紘 (京都大学大学院 宇宙物理学教室)

## Abstract

我々の近くの銀河を観測すると、銀河中心から離れた位置に超高光度 X 線源 (Ultraluminous X-ray Sources; ULXs) が見つかることがある。ULX とは X 線で非常に明るい天体 (X 線光度が  $10^{39}$  erg/s 以上) であり、このような高光度を説明できる有力な説としては、30 太陽質量以下の恒星質量ブラックホールへの超臨界降着 (エディントン限界降着率を超える降着) がある。超臨界降着の場合、降着円盤の外側では標準円盤で近似できるが、内側では光学的に厚いアウトフローによるコンプトン散乱が効くことが予言されている (Kawashima et al. 2012)。そこで我々は、X 線天文衛星 *NuSTAR* と *XMM-Newton* の X 線同時観測データがある ULX Holmberg IX X-1 に着目した。この天体は先行研究 (Walton et al. 2014) により超臨界降着が示唆されているため、二成分モデルを用いて広帯域 X 線スペクトル (0.3–30 keV) を解析した。本研究では ULX のより現実的な降着流の構造を反映させるため、標準円盤の内縁温度とコンプトン散乱の種光子の温度を独立パラメータとして扱った (Shidatsu et al. 2017)。その結果、これまでにない精度で時間変化を含めてその広帯域 X 線スペクトル再現に成功した。

## 1 Introduction

超高光度 X 線源 (Ultraluminous X-ray Sources; ULX) は銀河中心から離れた場所で観測される、X 線で非常に明るい天体である。その X 線光度は  $10^{39}$  erg/s 以上であり、これは 10 太陽質量の天体に対するエディントン光度<sup>1</sup>を超えている。このような高光度を説明できる有力な説としては主に次の 2 つがある。1 つは中間質量ブラックホール (100 – 1000 太陽質量) への亜臨界降着で、もう 1 つは恒星質量ブラックホール (30 太陽質量以下) への超臨界降着である。超臨界降着とは降着円盤の光度がエディントン光度を超えるような質量降着を指す。それゆえ、ULX の研究はブラックホール形成やエディントン降着機構を解明する上で極めて重要である。

図 1 に示すように、超臨界降着円盤では中心のブラックホール近傍で幾何的に厚い構造を持つ。この領域ではガス圧と比べて輻射圧が優勢となり、非常に大量のアウトフローが噴き出す。これにより、光学的に厚い高温ガス領域が形成されるため、コンプ

トン散乱が輻射の主成分となる。それに対し、円盤外側では標準円盤と同様の構造であると考えられており、この領域では円盤由来の多温度黒体輻射<sup>2</sup>が輻射の主成分となる。したがって超臨界降着円盤からの輻射はコンプトン散乱と黒体輻射からなるという二成分モデルが提唱されている。実際に広帯域 X 線スペクトル ( $\sim 0.5$ –30 keV) を用いることで、それぞれの寄与を分離し、降着円盤の構造に制限を与えることができる (e.g. Shidatsu et al. 2017)。

コンプトン散乱を引き起こす種光子は降着円盤由来のものであるが、高温のコロナにより加熱されており、その温度は降着円盤の温度より高くなっている。しかし、先行研究においてはそれらを等しいとする仮定が用いられており、解析から得られる一部のパラメータが物理的に不自然なものとなっていた。そこで我々は標準円盤の内縁温度とコンプトン散乱の温度を独立パラメータとする、改良されたモデルを広帯域 X 線スペクトルに適用する。これにより、輻射の主成分が切り替わる遷移半径や円盤構造に制限を与え、超臨界降着円盤の性質に迫ることができ

<sup>1</sup>エディントン光度とは中心天体に周囲から物質が落ち込む球対称降着において、輻射圧と重力のつりあいによって決まる光度のことであり、限界光度の目安となる。

<sup>2</sup>標準円盤の表面温度は連続的に変化していると考えられており、標準円盤全体からの輻射はさまざまな温度の黒体輻射の足し合わせとなる。このような輻射を多温度黒体輻射と呼ぶ。

る。さらに理論シミュレーションから遷移半径はブラックホール質量と何らかの相関があることが示唆されており、中心ブラックホールについての議論を行うことができる。

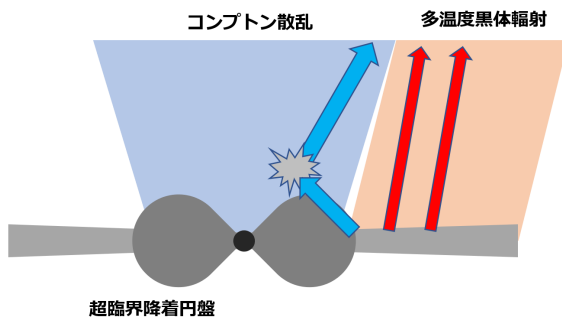


図 1: 超臨界降着円盤の概念図。多温度黒体輻射の出ている薄い灰色の部分は標準円盤で近似できる。

## 2 Observations and Analysis

### 2.1 Observations

本研究では現在確認されている ULX の中でも特に明るく、X 線での観測データが豊富な天体である Holmberg IX X-1 に着目した。この天体は M81 の近傍にある矮小銀河 Holmberg IX に存在しており、地球からの距離は 3.7 Mpc と比較的近い。さらに ULX は時間変動が激しいため、X 線の同時観測データが重要である。そこで我々は、X 線衛星 *NuSTAR* と *XMM-Newton* によって 2012 年の 10 月から 11 月にかけて行われた同時観測の公開データを使用した。*NuSTAR* は硬 X 線 ( $> 10\text{keV}$ ) 以上で高い感度を持っており、3–79 keV の X 線データを与える。この装置には 2 つの CCD カメラ (FPMA, FPMB) が設置されており、それぞれのデータを使用した。一方 *XMM-Newton* には The European Photon Imaging Camera (EPIC) と呼ばれる 0.2–12 keV の軟 X 線を観測できる CCD カメラが 3 つ搭載されている。今回はその中でも最も感度の高い裏面照射型 CCD (PN) の観測データを用いた。

次に、ULX の時間変化をとらえるため、表 1 のように観測時期ごとにデータを区切り、同時に撮られ

たデータのみを用いて X 線スペクトル解析を行った。以後それぞれの観測データを Epoch 1、Epoch 2 と呼ぶ。Epoch 2 には各衛星ごとに 3 つの観測期間が含まれている。これらのデータについては個別に解析し、スペクトルが概ね同じであることを確認した。そのため Epoch 2 内において Holmberg IX X-1 はあまり変化していないと判断し、統計をよくするためにまとめて解析を行った。

### 2.2 Analysis

観測データから天体由来のスペクトルを抽出する際には、先行研究の方法に従った (Walton et al. 2014)。*NuSTAR* の観測データからはソース領域 (天体) とバックグラウンド領域 (背景) をともに 70 秒角の円で指定した。*XMM-Newton* の観測データからはともに 40 秒角で指定した。

X 線スペクトル解析には XSPEC version 12.10.1 を用いた。モデルとしては衛星ごとの検出期間の較正を行うための定数を表す `constant`、銀河系での吸収を表す `TBabs`、観測対象の存在する銀河における吸収を表す `zTBabs`、降着円盤での多温度黒体輻射を表す `diskbb`、コンプトン散乱を表す `mscompTT` の 5 つを組み合わせた `constant*TBabs*zTBabs*(diskbb+mscompTT)` を採用した。この `mscompTT` は従来のコンプトン散乱のモデル `compTT` に対して、標準円盤の内縁温度とコンプトン散乱の種光子の温度を独立に扱うために 1 つパラメータを増やしたものである。`diskbb` と `mscompTT` の和は超臨界降着円盤で想定されている二成分モデルに対応している。

## 3 Results

X 線衛星 *NuSTAR* と *XMM-Newton* の同時観測による広帯域 X 線スペクトル解析の結果を図 2 に示す。Epoch 1 から Epoch 2 にかけてスペクトルが時間変化しているが、どちらも今回のモデルによりスペクトル再現に成功している。得られたパラメータを表 2 に記した。多温度黒体輻射に関するパラメータは標準円盤の内縁温度 ( $T_{\text{in}}$ ) および内縁半径 ( $R_{\text{in}}$ )

表 1: 解析に使用した観測データ

観測衛星	観測日時	観測 ID
Epoch 1		
<i>NuSTAR</i>	2012-10-26	30002033003
<i>XMM-Newton</i>	2012-10-27	693851001
Epoch 2		
<i>NuSTAR</i>	2012-11-12	30002033006
<i>XMM-Newton</i>	2012-11-12	693851701
<i>NuSTAR</i>	2012-11-14	30002033008
<i>XMM-Newton</i>	2012-11-14	693851801
<i>NuSTAR</i>	2012-11-15	30002033010
<i>XMM-Newton</i>	2012-11-16	693851101

表 2: フィッティングで得られたパラメータ

パラメータ	Epoch 1	Epoch 2	単位
diskbb			
$T_{\text{in}}$	$0.40 \pm 0.05$	$0.39 \pm 0.04$	keV
$R_{\text{in}}$	$1.3 \pm 0.4$	$1.5 \pm 0.3$	$10^3$ km
mscompTT			
$T_{\text{seed}}/T_{\text{in}}$	$1.9 \pm 0.2$	$1.9 \pm 0.1$	
$T_e$	$3.9^{+0.3}_{-0.2}$	$3.3^{+0.4}_{-0.3}$	keV
$\tau$	$4.8 \pm 0.35$	$4.0 \pm 0.4$	

であり、コンプトン散乱に関するパラメータはコンプトン散乱の種光子の温度 ( $T_{\text{seed}}$ )、アウトフロー中の電子の温度 ( $T_e$ )、アウトフローの光学的厚さ ( $\tau$ ) である。二温度を分離した本研究の結果は、先行研究 (Walton et al. 2014) で Epoch 1 から Epoch 2 にかけて  $T_{\text{in}}$  が 0.15 から 1.2 に急激に変化するなど不自然な結果が得られていた点が改善されている。

## 4 Discussion

コンプトン散乱の種光子と標準円盤の内縁温度の比は Epoch 1 および Epoch 2 の期間それぞれで  $T_{\text{seed}}/T_{\text{in}} \sim 2$  が得られた。この結果は、今回のモデルで  $T_{\text{seed}}$  と  $T_{\text{in}}$  を独立に扱ったことが物理的に自然であることを支持している。Holmberg IX X-1 の X 線スペクトルをコンプトン散乱と多温度黒体輻射の和の二成分モデルによって再現できたことは、この

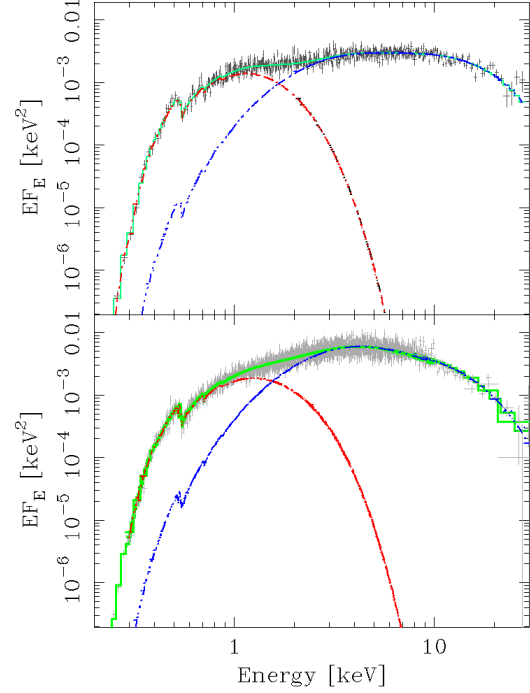


図 2: Holmberg IX X-1 の X 線スペクトルとベストフィッティングモデル。灰色の点は観測データ、黄緑色の実線は全モデル成分を足し合わせた結果を表し、赤色と青色の破線はそれぞれ多温度黒体輻射成分、コンプトン散乱成分を表している。グラフは上が Epoch 1、下が Epoch 2 に対応している。

天体ではアウトフローを伴った超臨界降着が生じていることを示唆している。

図 2 や表 2 の結果が示す通り、Epoch 1 から Epoch 2 にかけてのスペクトルの時間変化は主にコンプトン散乱成分で起きている。これより降着円盤において何らかの要因によってアウトフローが変化したと考えられるが、詳細は分かっておらず今後の課題である。また、内側のアウトフロー領域からのコンプトン散乱と外側の標準円盤からの黒体輻射から構成される二成分モデルでは、与えられる標準円盤の内縁半径が輻射の主な成分が黒体輻射からコンプトン散乱に変わる遷移半径  $R_{\text{tr}}$  に相当すると考えられる。今後は Takahashi et al. (2016) をはじめとする理論シミュレーションから予測される遷移半径と中心ブラックホールとの相関関係などを用いることで、超臨界降着の詳細な構造や中心ブラックホールについ

での議論を行い、その性質に迫る予定である。

## 5 Conclusion

X 線衛星 *NuSTAR* と *XMM-Newton* による Holmberg IX X-1 の同時観測データを用いて広帯域 X 線スペクトル解析を行った。多温度黒体輻射とコンプトン散乱の二成分モデルを適用することにより、時間変動を含めて X 線スペクトルを再現することに成功した。これは Holmberg IX X-1 で超臨界降着が起きていることを示唆する結果である。また、標準円盤の内縁温度とコンプトン散乱の種光子の温度を独立に扱う改良されたモデルを使用することにより、先行研究以上の精度でフィッティングを行うことができた。今後は、理論シミュレーションの結果と比較を行うことで、超臨界降着円盤の構造やブラックホールの性質についても議論を行う予定である。

## 6 Acknowledgement

本研究を行うにあたり、京都大学の上田佳宏先生、研究室の先輩方、北木孝明様、愛媛大学の志達めぐみ様には多くの助言をいただきました。皆様に心より感謝を申し上げます。

## Reference

- Shidatsu, M., Ueda, Y., & Fabrika, S. 2017, *Apj*, 839, 46
- Kawashima, T., Ohsuga, K., Mineshige, S., et al. 2012, *Apj*, 752, 18
- Walton, D. J., Harrison, F. A., Grefenstette, B. W., et al. 2014, *Apj*, 793, 21
- Takahashi, H. R., Ohsuga, K., Kawashima, T., & Sekiguchi, Y. 2016, *Apj*, 826, 23

a21

X 線衛星「すざく」を用いた Eddington  
限界を超えた光度を持つ中性子星連星  
SMC X-1 の観測

東京大学大学院 理学系研究科  
高嶋 聡



# X 線衛星「すざく」を用いた Eddington 限界を超えた光度を持つ 中性子星連星 SMC X-1 の観測

高嶋 聡 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

降着天体の光度がある値を超えると放射圧が降着物質の重力を上回って外へ吹き飛ばすため、天体の明るさは Eddington 限界という上限を持つ。中性子星と考えられる天体が Eddington 限界をはるかに超えた光度を放射することがあるなど、天体の放射機構は完全には解明されていない。そこで明るい天体の放射を調べるため、大質量 X 線連星 SMC X-1 に着目した。SMC X-1 は明るい天体のため詳しい観測が行われており、大きい光度を持つ天体の放射機構を調べるのに最適である。過去には (Kubota et al. 2018) X 線天文衛星「すざく」の 2012 年の観測で SMC X-1 の降着円盤の周囲のコロナからイオン化した鉄の吸収線が赤方偏移していることが報告され、電離鉄イオンの運動が明らかになってきた。「すざく」は 2011 年 4 月から 2012 年 3 月にわたり、SMC X-1 を 10 回モニター観測している。そこで我々は同様の輝線・吸収線探索を全期間に適用する。さらに論文では観測データの一部しか使われていないが、今回 XIS と硬 X 線検出器 HXD を使った広範囲の解析により、Eddington 限界を超えた天体の降着物質に関するスペクトル解析の結果を報告する。

## 1 Introduction

超新星爆発を起こす様な重い星のうち、およそ 15 太陽質量以下のものは爆発の最後に中性子星を残す。中性子星は主系列星や巨星と近接連星系を成すことが多い。相手の恒星から出てきた物質が中性子星に落ちてくる際、降着物質は角運動量を持つため一直線に落ちていくのではなく中性子星の周囲をケプラー回転し降着円盤をつくる。典型的に降着円盤は 1000 万 K 以上になるので大量の X 線を放出する。天体に落ちていく降着物質はその星からの重力と、電磁波の放射圧がかかるため、光度を上げようとして降着物質が増えると放射強度も上がり、その放射圧によって吹き飛ばされるため光度には限界を持つ。これを Eddington 光度と呼ぶ。一方で、銀河 M82 にあるパルサーを始め、Eddington 限界を超えて光る天体が次々と存在することがわかった (Bachetti et al. 2014)。この様な強い光度を持つ天体の放射機構はよくわかっていないため、研究の進歩が求められる。そのため、我々は Eddington 限界をわずかに超える SMC X-1 の放射機構に注目することで、その様な天体の構造を解明を目指す。

SMC X-1 は小マゼラン雲中に位置し、 $5 \times$

$10^{38} \text{ erg s}^{-1}$  と、この天体の Eddington 光度を幾分か超える光を放つ降着駆動型パルサーである。主星である中性子星と B0Ib 型の超巨星からなる連星をなしており、中性子星から強い X 線が放射される。降着円盤は、重力の等ポテンシャル面であるロッシュローブより巨星が大きいいため質量移動が起こるロッシュローブオーバフローによる (Icdem et al. 2011)。X 線のパルス周期は 0.71 s で、伴星による食で 3.89 日周期の軌道変動や降着円盤の歳差運動によると考えられる 40 日-60 日周期の超軌道変動が伴う (Kubota et al. 2018)。

X 線天文衛星「すざく」は SMC X-1 を様々な連星軌道および超軌道の位相で 10 回にわたって観測を行なった。我々は 10 回目のデータのスペクトルを解析することで、降着円盤上のヘリウム様鉄イオンに由来する 6.61 keV の輝線と 6.4 keV の中性鉄輝線を確認した。10 回目の観測は超軌道周期に関して明るくなってきている状態だったため、降着円盤上のコロナが視線線に入ってその中のヘリウム様鉄イオンが吸収線を作ったと考えた。しかし本当にヘリウム様鉄イオンがコロナ由来であると確認するためには異なる天体の状態を複数解析し、比較する。我々は今回、SMC X-1 の「すざく」の 10 回のデータを全

て解析し、鉄ラインについて吸収線の大きさ等を評価して降着物質の状態を調べる。

## 2 Methods an Instruments

我々は SMC X-1 を、X 線天文衛星「すざく」で 2011 年 4 月から 2012 年 3 月にわたって観測した全 10 回のデータを解析した。「すざく」は X 線撮像分光器 XIS と硬 X 線検出器 HXD を搭載している。XIS は 4 台の X 線 CCD カメラから構成され、天体の撮像と X 線スペクトルの取得を目的としている。HXD は PIN 型半導体検出器と GSO シンチレータを重ねることで硬 X 線を観測する。XIS と HXD によって 0.3 keV – 700 keV という非常に広いエネルギー範囲を観測することができる。また、全天 X 線監視装置 MAXI が観測した SMC X-1 のデータでライトカーブを作り、10 回のデータがそれぞれどのような軌道位相、超軌道位相にいるのかを調べた。図 1 は MAXI による観測で、全 10 回の観測された時の様子を赤い矢印で示している。40-60 日周期で光度が 100 倍以上

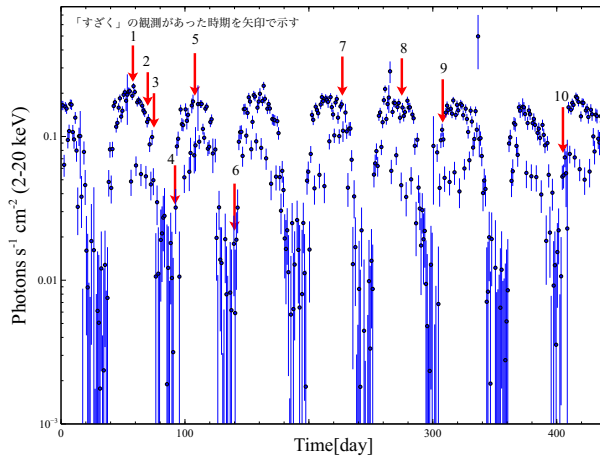


図 1: MAXI によるライトカーブ

上下しているのが超軌道変動で、確かに 10 回目の観測が超軌道周期中に明るくなっている phase であることがわかる。また、長い周期のグラフの下に見える 1/10 程度強度が下がっているものは 3.89 日周期の軌道変動による光度の現象が原因である。図 2 は SMC X-1 の source region と background region の

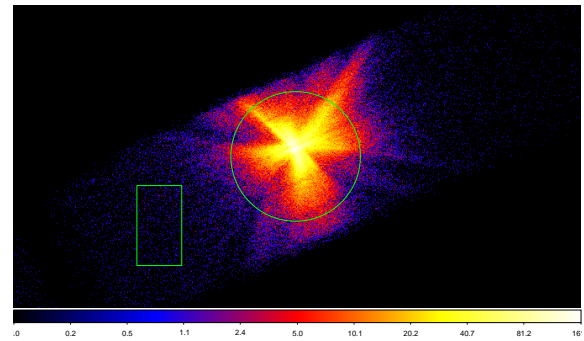


図 2: XIS0 による SMC X-1 のイメージング  
緑の枠は selection に使った領域 (0.2-12 keV)

取り方の一例である。SMC X-1 は非常に明るい天体で、等しい面積の領域における background の光子数は点源の 1/80 以下であった。

## 3 Results

### 3.1 広域スペクトルのフィッティング

全 10 回のデータをそれぞれ XIS:2.5–10 keV HXD PIN:15–60 keV HXD GSO:40–100 keV の範囲を使ってフィッティングした。一般に天体からの X 線は

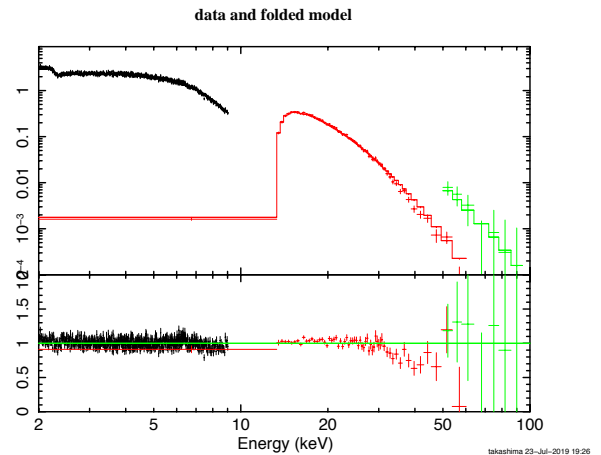


図 3: 広域フィッティング。データは XIS、HXD PIN, GSO がそれぞれ黒、赤、緑に対応

低エネルギー側で光電吸収による星間吸収がはたらくが、SMC X-1 の広域スペクトルでは光電吸収をモデルに入れても Null hypothesis probability は改善さ

れなかった。そのため、今回広域スペクトルの放射モデルとして単純なカットオフ付きべき乗モデルを使った。このモデルの表式は  $\text{const} \times KE^{-\alpha} \exp(-E/\beta)$  であり、結果は図 3 の様になった。30 keV 以下ではフィットがよく合い、今回鉄のラインに着目するため、以降はこの時のパラメータを連続成分として仮定する。

### 3.2 中性鉄輝線と鉄吸収線のパラメータ決定

広域スペクトルの解析によって得られた光子指数とカットオフを固定して、XIS のデータに中性鉄輝線とヘリウム様鉄イオンの吸収線の大きさを調べるため、XIS のデータに連続線と輝線、吸収線の存在を仮定して各パラメータを計算した。モデルは

$$\text{cutoffpowerlaw} \times \text{gabs} + \text{gauss}$$

を使った。gabs は吸収線を表し、gauss は連続成分と独立な輝線を表している。吸収線の幅を  $\text{width}_{\text{line}}$  と定義する。gabs の strength を吸収線中心における光学的厚さを  $\text{strength}/\text{width}_{\text{line}}/\sqrt{2\pi}$  とするため、strength の次元はエネルギーとなる。代表的なデータとして 8 番目のデータについてパラメータは次の様になった。光子指数とカットオフは広域スペクトルから得たものを固定し、吸収線と輝線のパラメータのうち、中心エネルギーとライン幅は先行研究で得られたもので固定して赤で表示している。なお、誤差は  $\chi^2$  検定の 90%信頼区間でとった。また、吸収

表 1: 8 番目の観測のパラメータ

吸収線中心	6.61 keV
strength	$2.5 \pm 1.5 \times 10^{-2}$ keV
光子指数	0.42
cutoff	10 keV
Norm(連続線)	0.037
輝線中心	6.4 keV
Norm(輝線)	$(5.5 \pm 1.6) \times 10^{-4}$
輝線等価幅	$0.064_{-0.015}^{+0.021}$ keV
count rate	18 counts $\text{s}^{-1}$

線が連続成分に対してどれほどの重要性を持つかを表す量として等価幅を導入した。等価幅とは、連続スペクトル上(下)にあるスペクトル線輪郭の面積を連続光強度で割った値で、値が大きいほどスペクトル線が強い影響を及ぼす。Fe<sub>XXV</sub> の吸収線の強さとして gabs の strength を考える。結果は表 2 のよう

表 2: 各観測における吸収線の強さ

観測 (No.)	strength [keV]
1	$4.5 \cdot 10^{-3} (< 1.2 \cdot 10^{-2})$
2	$6.9 \cdot 10^{-7} (< 3.2 \cdot 10^{-3})$
3	$8.0 \cdot 10^{-7} (< 8.0 \cdot 10^{-3})$
5	$3.2 \cdot 10^{-6} (< 5.8 \cdot 10^{-3})$
7	$1.8 \cdot 10^{-8} (< 3.1 \cdot 10^{-4})$
8	$2.5(\pm 1.0) \cdot 10^{-4}$
9	$1.3 \cdot 10^{-3} (< 0.015)$
10	$6.5_{-1.7}^{+1.8} \cdot 10^{-2}$

になる。かっこの中の不等号は上限値を表している。吸収線の強さは 10 番目のデータと比べると他の観測では 1/10 以下の小さい値をとることがわかった。

## 4 Discussion

### 4.1 広域スペクトル

超軌道周期の暗い phase に当たる 4,6 番目のスペクトルは単純な連続成分ではうまくフィッティングできず、連続成分により複雑な構造があることを示唆している。

### 4.2 ヘリウム様鉄吸収線

表 2 より、吸収線が明らかに見つかった 10 番目の観測に対して残りの観測では 1 桁以上小さい値になった。これから言えるのは、10 番目のデータに関する論文で得られた Fe<sub>XXV</sub> のスペクトル線が 1-9 番目で見つかったと言える兆候はない。しかしヘリウム用鉄イオンが降着円盤上部のコロナ由来であるとする主張に基づけば、同じ超軌道周期の明るくなる phase である 4 番目の観測でも検出できると考えられる。

### 4.3 中性鉄輝線

鉄輝線の連続線に対する等価幅を 10 観測それぞれの Count rate でプロットしたのが図 4 となる。

また、超周期軌道によって暗くなっている 4,6 番目

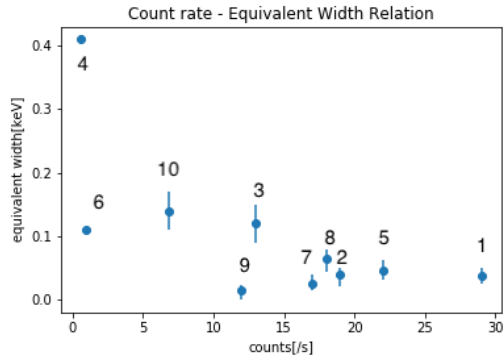


図 4: count rate と等価幅  
データ点の数字は観測の順番を示す

では他の観測と比べて鉄輝線が広がっている。連続

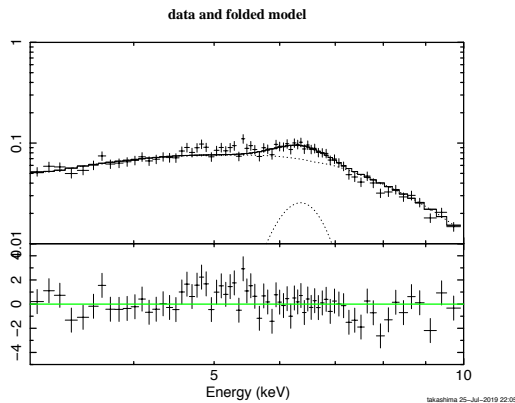


図 5: 4 番目の観測における広がった鉄輝線  
上図はスペクトル、下図はデータとモデルの比

成分とのずれからエラーは決められなかったが、4 番目のデータについて (図 5) ガウシアン幅の広がりをドップラー由来と考えると鉄輝線を放出する物質は  $24000 \text{ km s}^{-1}$  で運動していると考えられる。

## 5 Conclusion

今回我々は中性子星連星 SMC X-1 の異なる phase における「すぎく」の 10 個の観測データを使ってそ

れぞれのスペクトル解析を行った。その結果連続線の光子指数とカットオフがかかるエネルギーを求めた。また、そのパラメータで連続線のスペクトルを固定して以前に報告された 10 番目のデータの吸収線と鉄輝線を評価し、その他のデータには吸収線が見られる傾向がないことがわかった。今後の研究としては 1. 降着系によく見られるその他の放射モデルも入れる。中性子星連星のスペクトルは一般的に 0.5-1.5 keV 付近に表面や降着円盤からの黒体放射が影響している。今回は単一の黒体放射を入れても鉄輝線付近のスペクトルに影響しなかったためパラメータを求めるモデルには追加しなかったが、複数の黒体放射を入れるとスペクトルがよく説明できるという報告もある (Sean N. Pike et al. 2019)。2. カットオフがかかる理由や 4,6 番目の観測に現れる輝線の説明もまだ完成していない。3. NuSTAR 衛星の硬 X 線領域のデータも利用し、連続成分のより正確なパラメータも求めていきたい。

## Reference

- M. Kubota et al. 2018, ApJL, 868, L26, 5
- B. Icdem et al. 2011, Astronomy & Astrophysics, 529, A7, 8
- M. Bachetti et al. 2014, Nature, 514, 202-204
- Sean N. Pike et al. 2019, The Astrophysical Journal, 875, 2

b1

相対論的輻射磁気流体シミュレーションによるブラックホール超臨界降着円盤のアウトフロー形成

筑波大学大学院 数理物質科学研究科  
内海 碧人

# 相対論的輻射磁気流体シミュレーションによる ブラックホール超臨界降着円盤のアウトフロー形成

内海 碧人 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

## Abstract

本発表では Takeuchi et al.(2010)、Takahashi & Ohsuga (2015) で行われたブラックホール超臨界降着円盤における輻射磁気流体力学 (RMHD) シミュレーションの研究成果についてレビューする。Takeuchi et al.(2010) では、従来考えられていた輻射流体力学 (RHD) ジェットに磁気力による効果を加味することにより、ローレンツ力によってアウトフローが回転軸付近に絞られる RMHD ジェットを再現した。また、この RMHD ジェットは輻射圧により光速の 60~70%まで加速されるという結論を得た。

しかし Takeuchi et al.(2010) では、相対論的効果を考慮していないため、輻射抵抗が考慮されておらずアウトフローの速度を過大評価している可能性が示唆された。そこで Takahashi & Ohsuga (2015) では特殊相対論的輻射磁気流体力学 (SR-RMHD) 計算を用いてブラックホール超臨界降着円盤のアウトフローの速度について輻射抵抗を考慮してシミュレーションを行った。この数値計算の結果、輻射抵抗は輻射フラックスによるアウトフローの加速を妨げる向きに働き、回転軸付近のアウトフロー速度は光速の 30~40%に抑制されるということが示された。

## 1 Introduction

強く絞られた高速プラズマアウトフローである宇宙ジェットは、様々な天体において発見されている。例えばマイクロクエーサーや、活動銀河核 (AGN)、ガンマ線バースト (GRB) などがあげられる。これらの天体の中心にはブラックホールや、中性子星などのコンパクト天体と、そこに降着するガスによって形成された降着円盤の存在が考えられている。その中でも相対論的な速度でジェットを出している天体はブラックホール降着円盤と関係があるとされており、現在まで様々なシミュレーションによる研究が行われてきた。降着円盤では輻射冷却や輻射圧が重要な役割を担うため、輻射流体力学方程式を解く必要がある。ただし、磁場も無視することはできない。なぜなら、磁気回転不安定性 (MRI) によって磁気乱流が成長し、円盤内部で角運動量が輸送されるからである。よって、磁気流体力学 (MHD) に輻射を組み込んだ RMHD シミュレーションが必要となる。さらにコンパクト天体近傍の空間の曲がりや、ブラックホールの回転、その他相対論的効果を考慮するため相対論的輻射磁気流体力学計算が必要とされ、現

在盛んに研究が行われている。Ohsuga et al.(2009) では、これら三種類の降着円盤モデル (標準円盤モデル、高温降着流 (RIAF) モデル、スリム円盤モデル) をひとつの 2.5 次元 (2.5D)SR-RMHD コードで初めて再現した。また、Takahashi et al.(2018) では一般相対論的輻射磁気流体力学 (GR-RMHD) 計算を用い、ブラックホールと中性子星の超臨界降着円盤における性質の違いが調査された。このようにシミュレーションコードは刻一刻と進化を遂げている。

今回レビューする論文で着目するのは、恒星質量程度 ( $10M_{\odot}$ ) のブラックホールとエディントン光度以上の光度で降着する超臨界降着円盤のモデルである。このタイプのモデルの出すジェットは絞られ、光速の 26%の速度を持つマイクロクエーサー SS433 に近い性質を持っている。RMHD シミュレーションでは相対論的効果が入っておらず、アウトフローの速度を正しく解けていないが、それを SR-RMHD シミュレーションを用いることによって、どのような結果が得られたのか考察していく。

## 2 Previous study

Takeuchi et al.(2010) では、2.5D RMHD シミュレーションを用いてブラックホール降着円盤からの放射磁気流体ジェットを再現した。このモデルでは放射磁気流体力学方程式を解いており、放射輸送方程式を解く代わりに、放射のモーメント式の 0 次を解いている。また、クロージャー関係は束制限拡散近似 (FLD 近似) を用いて方程式を閉じている。シミュレーション計算領域では回転軸対称を仮定し、初期条件として中心天体であるブラックホールから  $40r_s$  ( $r_s$ : シュワルツシルド半径) 離れたところに円環上のトーラスを設置している。モデルを初期状態から時間発展させるとトーラスはブラックホールに吸い込まれ、超臨界降着流となる。(図 1) この時の降着率  $\dot{M}$  とエディントン光度  $L_{Edd}$  の関係は  $\dot{M} \sim 100L_{Edd}/c^2$  程度である。

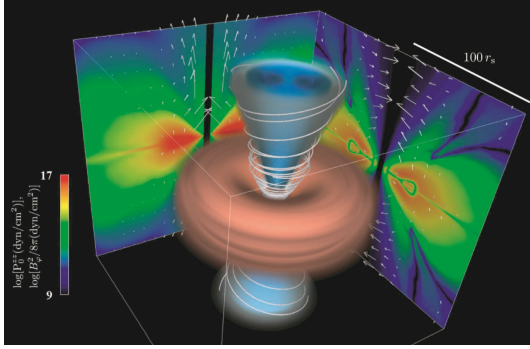


図 1: RMHD ジェットのシミュレーション結果。モデル背面左のパネルは  $zz$  成分の放射圧力テンソル (color) と放射圧ベクトル (arrow)、右のパネルは方位角方向の磁気圧力 (color) とローレンツ力ベクトル (arrow) を表している。

このモデルのジェットは光速の 60 ~ 70% まで加速され、ローレンツ力によって回転軸付近に絞られるという結果を得た。

## 3 SR-RMHD simulation

Takahashi & Ohsuga (2015) では特殊相対論的効果を考えた、SR-RMHD シミュレーションが行われた。Takeuchi et al.(2010) のように RMHD 計算では

放射磁気流体ジェットが再現されたが、相対論的な効果を考慮していないため放射抵抗による効果が考えられていない。この論文では、放射抵抗が超臨界降着円盤のアウトフローにどのような影響を及ぼすのかを調査した。

### 3.1 Basic equations

SR-RMHD 方程式を解くにあたって、光速が 1 の単位系において以下のような関係式を使う。連続の式は

$$\partial_\nu(\rho u^\nu) = 0, \quad (1)$$

エネルギー運動量保存は

$$\partial_\mu \left[ \left( \omega_g + \frac{b^2}{4\pi} \right) u^\mu u^\nu - \frac{b^\nu b^\mu}{4\pi} + \left( p_g + \frac{b^2}{8\pi} \right) \eta^{\mu\nu} \right] = G^\mu_{rad} + F^\mu_{rad}, \quad (2)$$

そして誘導方程式は

$$\partial_\mu (u^\mu b^\nu - u^\nu b^\mu) = 0, \quad (3)$$

ここで、 $\rho$  は質量密度、 $p_g$  はガス圧、 $u^\mu$  は四元速度、 $\gamma$  はローレンツ因子、 $\eta^{\mu\nu}$  はミンコフスキー計量  $(-, +, +, +)$  である。ポリトロピック状態方程式を考え、ガスのエンタルピー  $\omega_g$  は

$$\omega_g = \rho + \frac{\Gamma}{\Gamma - 1} p_g, \quad (4)$$

で表される。ここで  $\Gamma = 5/3$  である。反変磁場  $b^\mu$  は実験室系の磁場  $B^j$  と

$$b^\mu = \left[ u_i B^i, \frac{B^j + (u_j B^i) u^j}{\gamma} \right], \quad (5)$$

のような関係がある。外力は  $f_{grav}^\mu = -\gamma^2 \omega_g (u^i \partial_i \psi, \partial_i \psi)$  で表され、 $\psi = -GM_{BH}/(r - r_s)$  は疑似ニュートンポテンシャルである。ここで  $M_{BH}(= 10M_\odot)$  はブラックホール質量、 $r$  はブラックホールからの距離、 $r_s(= 2GM_{BH})$  はシュワルツシルド半径である。

放射 4 元力  $G^\mu_{rad}$  は

$$G^0_{rad} = -\rho \kappa_a (4\pi \gamma B - \gamma E_{rad} + u_i F^i_{rad}) - \rho \kappa_s \left[ \gamma(\gamma^2 - 1) E_{rad} + \gamma u_j u_k P^{jk}_{rad} - (2\gamma^2 - 1) u_i F^i_{rad} \right] \quad (6)$$

$$G^j_{rad} = -4\pi \rho \kappa_a B u^j + \rho (\kappa_a + \kappa_s) \left( \gamma F^j_{rad} - u_k P^{jk}_{rad} \right) - \rho \kappa_s u^j \left( \gamma^2 E_{rad} - 2\gamma u_k F^k_{rad} + u_k u_l P^{kl}_{rad} \right) \quad (7)$$

のように与えられる。

$\kappa_a = 6.4 \times 10^{22} \rho T_g^{-3.5} [\text{cm}^2 \text{g}^{-1}]$  と  $\kappa_s = 0.4 [\text{cm}^2 \text{g}^{-1}]$  は共働座標系でのロスランド平均自由-自由吸収係数と電子散乱係数、 $T_g$  はガス温度、 $B$  は黒体放射強度であり、 $E_{rad}, F_{rad}^i, P_{rad}^{ij}$  はそれぞれ、放射エネルギー密度、放射フラックス、放射ストレステンソルである。

放射エネルギー密度と放射フラックスは 0 次と 1 次のモーメント式

$$\partial_t E_{rad} + \partial_j F_{rad}^j = -G_{rad}^0, \quad (8)$$

$$\partial_t f_{rad}^j + \partial_j P_{rad}^{ij} = -G_{rad}^j, \quad (9)$$

を解くことによって得られる。このままでは式が閉じないので、今回はエディントンテンソルに M1 クロージャーを用いて式を閉じる。

### 3.2 Numerical setups

軸対称 ( $\partial_\phi = 0$ ) を仮定し、反射境界を  $\theta = 0, \pi$  に設ける。動径方向の計算領域は  $r = [2r_s \sim 534r_s]$  であり、物質が境界の外に出ていくことは可能だが入ってくることはできないようになっている。トーラスの初期設定はブラックホールからの初期距離が 2 倍になっていること以外 Takeuchi et al.(2010) と同じである。また、軸対称を仮定しているため反ダイナモ効果により、トロイダル磁場以外は消えてしまう。なので、この問題を回避するためにポロイダル磁場を持ったガスを注入し続けるような手法を用いている。

## 4 Results

### 4.1 Outflow velocity

シミュレーション結果を図 2 に示す。超臨界降着流が形成され、アウトフローの速度が回転軸付近で大きくなっていることが分かる。さらに放射抵抗の影響を考察するため降着円盤に対して垂直方向のアウトフロー速度と放射力に注目していく。

放射力は、

$$f_{rad}^j = f_{rad-flux}^j + f_{rad-drag}^j + f_{rad-corr}^j, \quad (10)$$

で表され、右辺は左から放射フラックス力、放射抵抗、相対論的補正項である。これらは各々

$$f_{rad-flux}^j = \gamma \rho (\kappa_a + \kappa_s) F_{rad}^j, \quad (11)$$

$$f_{rad-drag}^j = -\gamma \rho (\kappa_a + \kappa_s) (E_{rad} v^j + v^k P_{rad}^{jk}) \quad (12)$$

$$f_{rad-corr}^j = \gamma \rho (\kappa_a + \kappa_s) (v_i F_{rad}^i v^j), \quad (13)$$

のように表される。図 3 の上のパネルの  $R=10r_s$  の線を見ると、垂直方向の速度成分が  $Z \leq 70r_s$  では加速され、 $Z > 70r_s$  では速度が一定となっていることが分かる。同じ横軸の値で下の図に注目すると、 $Z > 70r_s$  で放射フラックス力と放射抵抗の値が等しくなっている。今回、相対論的補正項は無視し、ガス圧勾配力や重力は放射力に比べ小さいのでグラフにプロットできない。これらのことから、回転軸付近のアウトフローが放射フラックス力によって加速、放射抵抗により減速され、双方の大きさが同程度になると、アウトフローの加速は止まり、終端速度を迎えるという結果が得られた。図 3 は時間平均を取った垂直方向の速度を表しているが、瞬間的な最大速度は光速の 30% ~ 40% となった。

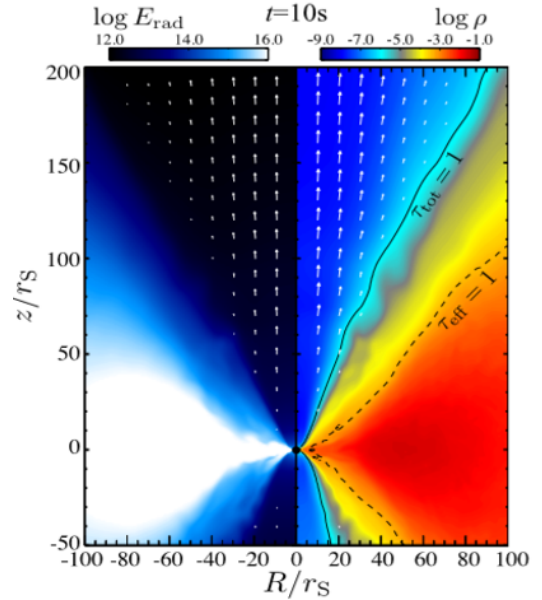


図 2: 降着円盤の構造における、放射エネルギー密度 (left panel) とガス密度 (right panel)。矢印は、アウトフローの速度ベクトル



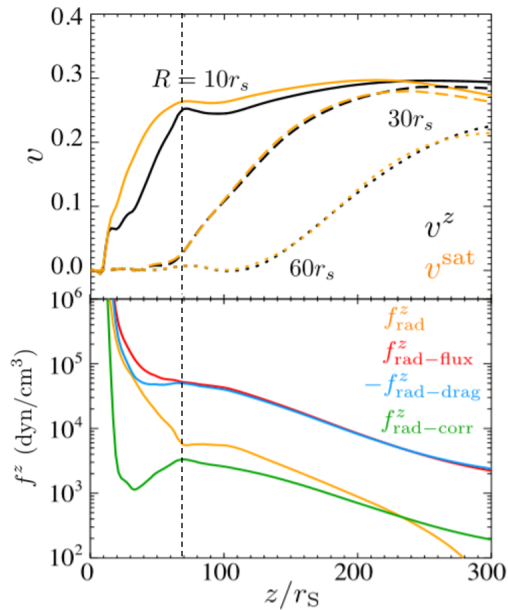


図 3: 垂直方向のアウトフロー速度 (top panel) と  $R=10r_s$  での力 (bottom panel). それぞれ垂直方向速度 (黒)、飽和速度 (橙)(top panel) と、輻射力 (橙)、輻射フラックス力 (赤)、輻射抵抗 (水色)、相対論的補正項 (緑)(bottom panel) である。横軸は、BH 赤道面からの距離である。

アウトフローの構造としては、ローレンツ力によってジェットが絞られ、輻射抵抗の効果は回転軸から  $90r_s$  でしか働かないので Takeuchi et al.(2010) と同様な結果となった。

## 5 Conclusion

Takeuchi et al.(2010) と Takahashi & Ohsuga (2015) を比較することによって、輻射抵抗によるアウトフロー速度への効果を確かめることができた。輻射抵抗はアウトフローの加速を妨げる向きに働き、回転軸付近のアウトフロー速度は RMHD シミュレーションで光速の 60 ~ 70% だったものが SR-RMHD シミュレーションでは 30 ~ 40% にまで抑制された。これにより恒星質量ブラックホールで超臨界降着円盤を持つとされている、マイクロクエーサー SS433 のジェットの速度 (光速の 0.26%) を説明できる。しかし、逆に AGN などの光速に近いアウトフローを

もつ天体のアウトフロー速度は証明できなくなってしまったので、ほかのモデルを考えることが必要となった。

2.5D SR-RMHD シミュレーションでは一般相対論的效果を考えることができていないが、現在一般相対論的輻射磁気流体力学 (GR-RMHD) シミュレーションが数多く行われている (Takahashi et al.2016,2018 etc.)。Takahashi & Ohsuga (2015) の輻射抵抗の効果のように、まだ考えられていない項が多く残されており、自身の研究でも様々な状況設定によってどのような結果を得られるのか調査していきたい。

## Reference

- Takeuchi,S.,Ohsuga,K.,& Mineshige,S.,2010, PASJ,62,L43L47
- Takahashi,H.,& Ohsuga,K.,2015,PASJ,67,60
- Takahashi,H.,Ohsuga,K.,Kawashima,T., & Sekiguchi,Y.,2018,APJ,826,23
- Takahashi,H.,Mineshige,S.,& Ohsuga,K.,2018, APJ,853,45

b2

一般相対論的輻射輸送のシミュレーション  
研究に向けたレビュー  
筑波大学大学院 数理物質科学研究科  
高橋 幹弥

## 一般相対論的輻射輸送のシミュレーション研究に向けたレビュー

高橋 幹弥 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

### Abstract

本講演では、Takahashi et al.(2017) のレビューを行う。論文内で、著者らは一般相対論的な輻射輸送方程式を解くことができる ARTIST というコードを開発した。この ARTIST では、従来のコードでは困難であった曲がった時空での光子の伝播や、因果律の保持を解決しつつ、吸収・散乱等のプロセスを厳密に解くことができる。また、従来のコードと比べ、ARTIST は比較的短時間かつ高精度である。本研究で開発した ARTIST のテストシミュレーションとして、まず初めに Kerr ブラックホールの周囲での光の伝播を計算し、解析解と比較した。その結果、ARTIST によるシミュレーションは、解析的に得られた Kerr 時空における測地線と、光が衝突する点が一致した。また、輻射エネルギーが正しく保存していることも示した。さらに、より現実的な状況として、Kerr ブラックホールの周囲を回る hotspot が作る輻射場を計算した。これらのシミュレーションから、ARTIST は Kerr 時空において、輻射輸送を正しく解けるコードであることを確認した。ARTIST により、一般相対論的輻射流体を厳密に扱うための第一歩が拓かれた。

## 1 Introduction

宇宙物理学における重要な 2 つのプロセスは流体と輻射である。本講演では、特に輻射の重要性に注目する。輻射は、加熱・冷却・輻射力（輻射が及ぼす力）を通じて流体のダイナミクスに影響を及ぼすほか、観測に直結する。これらが流体と相互作用して宇宙における天体の構造は決まっている。輻射の効果が特に重要になる天体現象の例として、ブラックホール降着円盤が挙げられる。ブラックホール降着円盤には大きくわけて、スリム円盤、標準円盤、RIAF の 3 つのモデルが存在する。そのうち標準円盤とスリム円盤は、光学的に厚いため輻射による加熱・冷却が流体の構造に大きな影響を与える。また、スリム円盤では光子が円盤の外に逃げるより早く流体とともにブラックホールに落ち込む photon trapping という現象が起こる。このように、ブラックホール降着円盤中では輻射の効果が無視できない。さらに、ブラックホールに落ち込むような状況を考えると、一般相対論的效果も重要になる。

輻射輸送を数値計算するコードも発展途上である。Newtonian な計算や特殊相対論を考慮した計算、もしくは輻射輸送方程式を解く際に、FLD 近似や M1 closure 法といった近似を用いた一般相対論的な効果を考慮したコードなどが開発されている。しかし、一

般相対論的な効果を厳密に解けるようなコードは未だにほとんどなく、開発が待たれているのが現状である。

Nakamoto et al.(2006) では、輻射輸送の計算を比較的短時間かつ高精度に行える ART と呼ばれるコードが開発された。Takahashi et al.(2017) ではこの ART を一般相対論に発展させる形で ARTIST を開発した。本研究では、様々なテストシミュレーションを行い、ARTIST の計算の妥当性を確認する。

## 2 General relativistic radiative transfer code : ARTIST

ここでは、ARTIST の数値計算の方法について言及する。ARTIST による数値計算は、大きく 3 つのステップに分けることができる。

1 つ目のステップでは、まず解析的な光の測地線を生成し、輻射輸送方程式を解くための座標軸を定める。2 つ目のステップでは、生成した測地線に沿って輻射輸送方程式を計算し、光の強度  $I$  を求める。3 つ目のステップでは、求めた  $I$  を用いて、輻射テンソル（輻射のフラックスや輻射力）を計算し、輻射場を求める。これを図で表したものが図 1, 図 2 である。

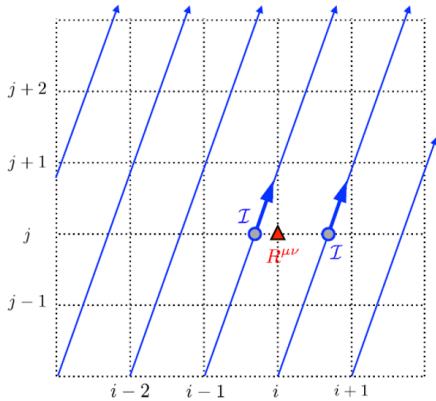


図 1: ART(Nakamoto et al.(2006))

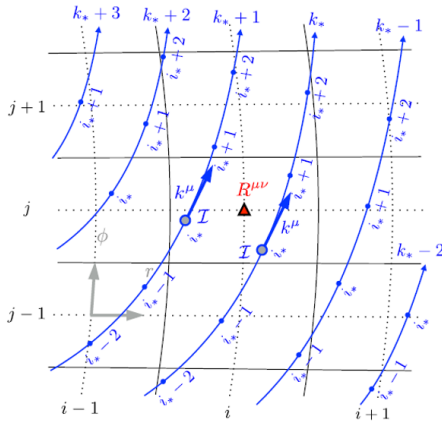


図 2: ARTIST(Takahashi et al.(2017))

それぞれ青い線が光の測地線を表しており、この測地線に沿って輻射輸送方程式を計算する。ARTISTでは一般相対論的效果のため、光の測地線は湾曲している。いま求めたいのは赤い三角形の場所での輻射テンソルである。ART,ARTISTでは、近傍の2点(グレーの2点)の光の強度 $I$ から線形補間し、求めたい赤い三角形の地点での強度 $I$ を求め、輻射場を計算する。

### 3 Test with ARTIST

#### 3.1 Set up

ここでは、実際に ARTIST の妥当性を確認するために行ったテストシミュレーションの結果を述べる。今回行ったシミュレーションは、Kerr 時空中で行い、Kerr-Schild 座標を用いた。計算は  $25r_g$  四方の領域で行い、方位角方向のメッシュは 256 分割した。方位角の初期値  $\phi_i$  と終値  $\phi_e$  の範囲は、 $0 \leq \phi_i \leq 2\pi, -6\pi \leq \phi_e \leq 6\pi$  としている。これは、ブラックホールの周りの安定な周回軌道近傍を回る光子の計算を打ち切るためである。また、散乱は等方的であるとし、簡単のため赤道面に限って計算をした。

#### 3.2 Propagation of wave front

$r = 6.0, \phi = 0$  に置いた光源から等方的に放射された光の wave front の輻射エネルギーを図示したものが図 3 である。

ただし、ここでは散乱・吸収はないものとしている。左図と右図を比較すると、確かに wave front の衝突する点が一一致することがわかる。このプロセスでは、正方形の領域内の全輻射エネルギーは、領域外に出て行く wave front のため時間とともに減衰することが予想される。これを確かめるために、領域内の全輻射エネルギーの変化を示すグラフが図 4 である。

赤線が ARTIST による計算結果を示している。図 4 から、ARTIST は輻射エネルギーの保存を正しく解けていることが確かめられる。

図 5 に、散乱・吸収を入れたときの結果を示す。

左図は散乱のみ、右図は吸収のみを考慮した場合の輻射エネルギーである。左図において、散乱光子が wave front 内部に満ちていることが見て取れる。このことから、散乱光子が光速を越える (wave front を追い越す) ことはなく、因果律を破っていないこともわかる。吸収のみを考慮した場合は、余り違いは見られないが、輻射エネルギーの時間変化を見ると、吸収も正しく解けていることがわかる。

以上の結果から、本論文で開発された ARTIST は一般相対論的效果を正しく解けていることがわかる。

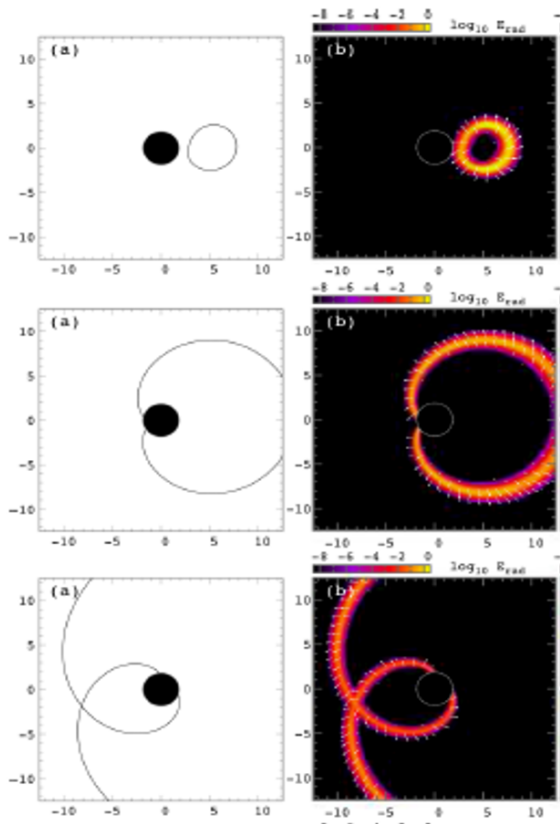


図 3: 左列が光の測地線の解析解。右列が ARTIST による数値計算。

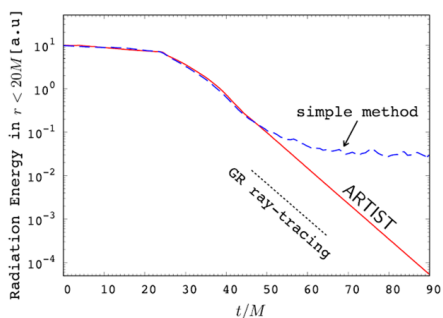


図 4: 計算領域内の全輻射エネルギーの時間変化

### 3.3 Radiation field by a hotspot orbiting on ISCO

より現実的な状況として、ブラックホールの最内安定軌道 (ISCO) を周回する hotspot による輻射場

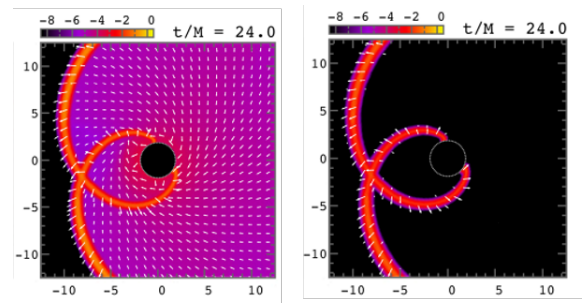


図 5: 散乱・吸収を考慮した際の輻射エネルギー。左図は散乱のみ、右図は吸収のみを考慮した場合。

を考える。このようなブラックホールの周りを周回する hotspot は、ブラックホール降着円盤への降着率の時間変動を説明できる可能性がある。シミュレーションの結果を図 6 に示す。

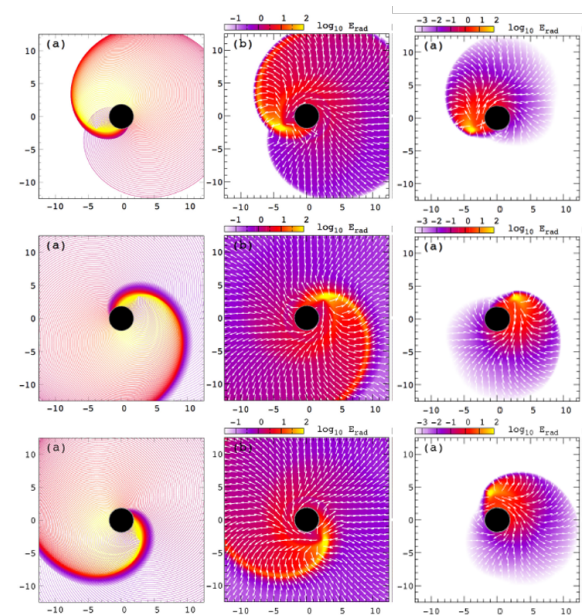


図 6: ブラックホールの周りを周回する hotspot による輻射エネルギー

左の列は光の測地線の解析解、真ん中の列は散乱・吸収がないときの ARTIST による計算、右の列は散乱・吸収があるときの ARTIST による計算の結果である。下に行くにつれて時間経過している様子を示している。左の列と右の列を比較すると、このシミュ

レーションでも輻射輸送が正しく解けていることがわかる。右の列で紫色の領域の縁がにじんでいるように見えるのは、輻射エネルギーが吸収されていることを示しており、散乱や吸収の効果も正しく解けていることがわかる。

## 4 Conclusion and future work

本論文では、時間依存（ここで言う時間依存とは、光速を無限として扱わないということで、因果律を守ることである）する一般相対論的輻射輸送方程式を厳密に解くことができるコード ARTIST を開発した。様々なテストシミュレーションの結果、ARTIST は一般相対論的な効果を考慮して、散乱・吸収を含めた輻射輸送を正しく解くことができていることを確認した。また、ブラックホールの周りを周回する hotspot による輻射エネルギーの計算から、動く光源に対しても正しく輻射場を計算できた。

本論文では簡単のため赤道面に限って計算をした。今後の展望としては、ARTIST を 3 次元に拡張し、赤道面に限定しない輻射輸送の計算を行えるようにすることが挙げられる。私は修士の 2 年間を通して、このことに取り組んでいくつもりである。最終的には、ARTIST による輻射の計算を流体計算のコードをカップリングさせて、ブラックホール降着円盤の構造や宇宙ジェットの発生機構を明らかにすることが目標である。

## Reference

Takahashi, R., Umemura, M., 2017, MNRAS 464,4567

b4

多体系の Hill 安定性に対する一般相対  
論的効果の影響

早稲田大学大学院 先進理工学研究科  
鈴木 遼

## 多体系の Hill 安定性に対する一般相対論的効果の影響

鈴木 遼 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

### Abstract

宇宙重力波望遠鏡 LISA の打ち上げを間近に控え、観測対象の 1 つとして Extreme mass ratio Inspiral (EMRI) と呼ばれる軌道からの重力波が注目を集めている。EMRI は超大質量ブラックホール (Super Massive Black Hole: SMBH) の周りを太陽質量程度のコンパクト天体が公転しているような、質量比の大きな軌道である。もし SMBH の周りを複数のコンパクト天体が公転していた場合、その軌道は重力相互作用により複雑に進化することが予想される。このような系での軌道の振る舞いを理解するためには、多体系における軌道安定性に関する議論が必要である。SMBH 周辺のような重力が非常に強い領域では一般相対論で重力を記述することが必要だが、多体系の軌道安定性の議論はこれまでニュートン力学の範囲でのみ行われており、一般相対論の重力のもとで軌道安定性を体系的に調べた研究は未だなされていない。そこで本研究では、ニュートン力学的な安定性解析の一つである Hill 安定性問題に着目し、解析手法を一般相対論的に拡張して多体系の相対論的 Hill 安定性を調べた。本講演では特に 3 体系の Hill 安定性について議論する。

### 1 Introduction

宇宙重力波望遠鏡 LISA の打ち上げを 2030 年代に控え、LISA で観測される重力波源のモデルが次々に提案されている。中でも特に LISA での観測が期待されているのは、Extreme mass ratio Inspiral (EMRI) と呼ばれる軌道から放出される重力波である (Gair et al. 2004)。EMRI とは超大質量ブラックホール (Super Massive Black Hole: SMBH) の周りを太陽質量程度のコンパクト天体が公転しているような、質量比の大きな軌道である。近年では、EMRI 単体の軌道だけでなく、外側を公転するもう一つのコンパクト天体との相互作用や (Bonga et al. 2019)、コンパクト天体の連星が SMBH の周りを公転しているような、binary EMRI と呼ばれる軌道も提案されており (Chen 2018)、3 体以上の天体が相互作用する系も注目され始めている。このような多体系では、天体の軌道は連星系の場合に比べ複雑な進化をすることが知られており、初期条件によっては天体の運動がカオス的な振る舞いを見せることもあるため、多体系からの重力波放出を考える上では軌道安定性の議論が必要である。

多体系の安定性については、古くから天体力学の実験分野で議論がなされてきている。本研究では、古くから扱われてきた代表的な軌道安定性解析として、Hill

安定性問題に着目した。この研究は、多体系を構成する 2 つの天体の軌道が極めて接近すると天体同士の衝突やカオス的な動きによる系からの離脱を誘発することに着目し、「軌道が近付きすぎないこと」を条件として軌道の安定性を調べたものである。これまで多くの研究者たちによって 3 体系や 4 体系で様々な初期条件を設定して Hill 1 安定性の解析が行われてきたが、これらの研究は全て惑星系や惑星形成期を想定したニュートン力学の解析であった。SMBH 周辺のような重力が非常に強い領域では一般相対論で重力を記述することが必要であるため、ニュートン力学でなされた軌道安定性の解析結果がそのまま適用できるとは限らない。そのため、本研究では、これまでニュートン力学の範囲でのみ行われてきた多体系の Hill 1 安定性の議論を、一般相対論の重力での解析に拡張し、強い重力のもとでの軌道安定性について体系的に調べることを目標とした。

本講演では特に 3 体系の Hill 安定性について、数値計算と理論的解析の両面から議論する。



## 2 Numerical Test

### 2.1 Method

SMBH 周りを 2 つのコンパクト天体が公転している 3 体系を設定し、ニュートン力学で計算した場合と一般相対論を用いて計算した場合において、軌道安定性において違いが現れるかを数値計算で調べた。

まず、本研究で扱ったモデルについて述べる。質量  $m_0 = 10^6 M_\odot$  の SMBH の周りを、等質量  $m_1 = m_2 = 1 M_\odot$  の stellar mass BH が 2 つ公転しているような系を設定した。2 つの軌道は同じ平面状を公転しているものとし、初期の軌道の形状は円軌道 (初期の軌道離心率  $e_1 = e_2 = 0$ ) として設定した。内側の軌道 ( $m_1$  の公転軌道) の軌道長半径  $a_1$  は 1 au で固定し、2 つの軌道間の距離をパラメータ  $\Delta$  で評価し、 $\Delta$  を変えることで初期の軌道間距離が異なる複数のモデルを作成した。初期軌道間距離は次のように評価される。

$$a_2 - a_1 = \Delta R'_{\text{Hill}}. \quad (1)$$

ここで、 $R'_{\text{Hill}}$  は

$$R'_{\text{Hill}} = \left( \frac{\mu_1 + \mu_2}{3} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{a_1 + a_2}{2} \quad (2)$$

で定義される。 $\mu$  は公転する BH の質量の主星質量に対する比を表す。

これらのモデルに対し、それぞれニュートン力学・一般相対論の双方で、系を構成する天体の運動を解いた。天体の一般相対論的な運動を解くため、相対論的な運動方程式として 1 次のポストニュートン近似を用いた式 (Einstein-Infeld-Hoffmann 方程式, 式 3) を用いた。

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}_k}{dt} = & -G \sum_{n \neq k} m_n \frac{\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_n}{|\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_n|^3} \left[ 1 - 4G \sum_{n' \neq k} \frac{m_{n'}}{|\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_{n'}|} \right. \\ & - G \sum_{n' \neq n} \frac{m_{n'}}{|\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_{n'}|} \left\{ 1 - \frac{(\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_n) \cdot (\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_{n'})}{2|\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_{n'}|^2} \right\} \\ & \left. + v_k^2 + 2v_n^2 - 4\mathbf{v}_k \cdot \mathbf{v}_n - \frac{3}{2} \left\{ \frac{(\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_n) \cdot \mathbf{v}_n}{|\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_n|} \right\}^2 \right] \\ & - G \sum_{n \neq k} \frac{m_n (\mathbf{v}_k - \mathbf{v}_n)}{|\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_n|^3} (\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_n) \cdot (3\mathbf{v}_n - 4\mathbf{v}_k) \\ & - \frac{7}{2} G^2 \sum_{n \neq k} \frac{m_n}{|\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_n|} \sum_{n' \neq n} \frac{m_{n'} (\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_{n'})}{|\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_{n'}|}. \quad (3) \end{aligned}$$

ニュートンの運動方程式及び式 3 を 3 段 6 次の Implicit Runge-Kutta (Butcher 1964) を用いて数値積分することにより、ニュートン力学・一般相対論双方での 3 体系の軌道の時間変化を調べた。

軌道進化を解く過程で、1 ステップごとに軌道間距離を評価した。軌道間距離は、外側軌道の近点距離内側軌道の遠点距離の差で定義した。先行研究 (Chambers et al. 1996) に従い、軌道間距離が次の条件を満たしたとき、「2 つの軌道が近付きすぎた」と判断し、そのタイミングで系が Hill 安定性の意味で不安定になったものと判断した。

$$a_2(e_2 - 1) - a_1(e_1 + 1) < R_{\text{Hill},i} \quad (4)$$

$R_{\text{Hill},i}$  は  $i$  番目の星の Hill 半径であり、

$$R_{\text{Hill},i} = \left( \frac{\mu_i}{3} \right)^{\frac{1}{3}} a_i. \quad (5)$$

で定義される。軌道計算を始めてから軌道が式 4 の条件を満たすまでにかかった時間を  $T_{\text{stab}}$  とし、初期の軌道間距離を表すパラメータ  $\Delta$  と  $T_{\text{stab}}$  との関係調べた。

### 2.2 Result

得られた  $\Delta$  と  $T_{\text{stab}}$  との関係を図 1 に示す。丸い

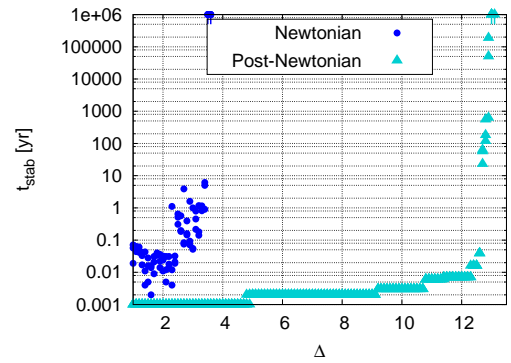


図 1:  $\Delta$  と  $T_{\text{stab}}$  の関係

点はニュートン力学での計算結果を、三角はポストニュートン近似による一般相対論的な運動方程式による計算結果を表している。矢印は系が  $10^6$  年以上安定であったことを示す。図 1 においてニュートンとポストニュートンの結果を比較すると、ポストニュー

トンの結果の方が系が安定である時間が短いことがわかる。すなわち、一般相対論的な強い重力のもとでは、3 体系は Hill 安定性の意味でより不安定になることがわかった。

### 3 Theoretical Analysis

数値計算による結果を理論的に裏付けるため、先行研究を参考に、3 体系が Hill 安定であるための十分条件を 1 次のポストニュートン近似を用いて相対論的に拡張した。参考にしたのは、Marchal & Bozis (1982) による、ニュートン力学における 3 体系の Hill 安定性の十分条件の導出である。ここでは、導出過程の詳細は省略し、結果のみ簡単に示す。

Hill 安定性の十分条件は、天体の運動可能領域と運動禁止領域の図示をもって与えることができる。導出過程は省くが、本研究では、1 次のポストニュートン近似を用いた 3 体系の運動可能領域の表式を初めて導出した。

$$\left( \sum_{i=1}^2 m_i r_{0i}^2 \right) \left( \mathcal{H}_{1\text{PN}} - U(r) + \frac{3G^2 m_0^2}{c^2} \sum_{i=1}^2 \frac{m_i^2}{r_{0i}^2} \right) \geq J^2 \quad (6)$$

式中の  $r_{0i}$  は中心天体から  $i$  番目の天体までの相対位置ベクトル、 $\mathcal{H}_{1\text{PN}}$  は 1 次のポストニュートン近似を用いて記述したときの 3 体系のハミルトニアン、 $U(r)$  はニュートン力学での重力ポテンシャル、 $J$  は系の全角運動量を表す。式 6 において中心天体と内側を公転する天体 1 の位置を固定し、保存量である系の全エネルギー及び全角運動量の値を与えると、この式は天体 2 の運動可能領域を与える。もし運動可能領域が全領域に広がっていた場合、天体 2 はどこにでも移動可能ということになり、天体 1 と非常に近い領域を公転することが許されるほか、カオス的な運動により中心天体から離れたところまで移動することも可能となる。一方、天体 1 と天体 2 の間に運動禁止領域があり、天体 2 の運動が制限されている場合、天体 2 は天体 1 に近づくことができず、系は Hill 安定性の意味で安定となる。すなわち、「式 6 を図示した際に、天体 1 と天体 2 の間に運動禁止領

域がある」という状態が、系が Hill 安定であるための十分条件である。

図 2 と図 3 は、それぞれ  $\Delta = 13.1$ ,  $\Delta = 50$  のモデルにおける天体 2 の存在可能領域を式 6 を用いて描画したものである。それぞれの図は、系が不安定な場合と安定な場合に対応している。図中の水色の部分が存在可能領域、赤い部分が存在禁止領域である。図中の印は中心天体と天体 1 の位置を、緑の線は存在禁止領域と存在可能領域のちょうど境目を表している。図 2 では、一面が天体 2 の運動可能領域

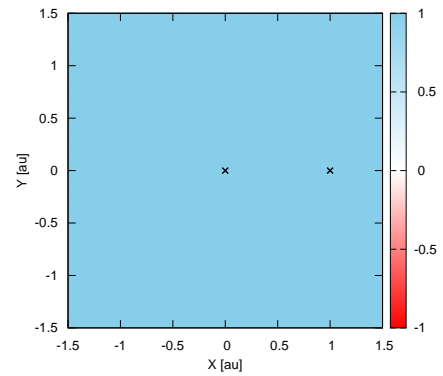


図 2:  $\Delta = 13.1$  のモデルにおける、存在可能領域と禁止領域の図示

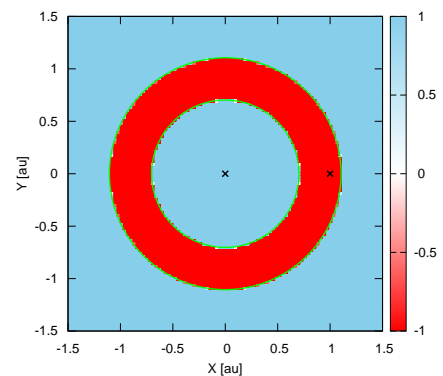


図 3:  $\Delta = 50$  のモデルにおける、存在可能領域と禁止領域の図示

となっているため、 $\Delta = 13.1$  の場合であっても系は Hill 安定性であるための十分条件を満たしていないことがわかる。系が Hill 安定であるための十分条件を満たすには、 $\Delta = 50$  のような、図 1 に示したよりもはるかに大きな  $\Delta$  の値が必要になる。一方、ここには図を示さないが、ニュートン力学を用いた場合には Hill 安定性の十分条件は  $\Delta > 5$  のときに十分満たされていることが確かめられる。このことから、一般相対論的効果によって天体 2 の存在可能領域が広くなり、その結果系が Hill 安定の意味で不安定になりやすくなったと考えられる。本研究で扱ったのは 1 次のポストニュートン近似であり、この項はケプラー運動に対して近点の歳差運動を引き起こすことが知られている。そのため、今回得られた「天体 2 の存在可能領域が広がった」という結果は、近点の歳差運動により天体 2 が動くことができる範囲が広がったことに起因すると解釈することができる。

## 4 Conclusion

SMBH の周りを 2 つの stellar mass BH が公転している 3 体系を対象に、系の Hill 安定性を一般相対論を用いて議論した。1 次のポストニュートン近似を用いた運動方程式を直接数値積分して 3 体系の進化を調べ、ニュートン力学で計算した結果と比較したところ、一般相対論を用いて計算した場合の方が系が不安定になることが分かった。この結果を理論的に解釈するため、3 体系が Hill 安定であるための十分条件を 1 次のポストニュートン近似を用いて一般相対論的に拡張した。相対論的な 3 体系の Hill 安定性条件を導出したのは、本研究が初めてである。3 体系を構成する天体の運動可能領域を記述する方程式を導出し、実際に運動可能領域を図示してニュートン力学における結果と比較したところ、一般相対論を用いて計算した場合、天体の運動可能領域が広がっていることがわかった。この結果は、1 次のポストニュートン近似の項がケプラー運動の近点歳差運動に対応していることから、近点歳差運動により天体の運動可能領域が広がり、結果として 2 天体が近付きやすくなって Hill 安定の意味で系が不安定になりやすくなった、と解釈することができる。

本研究から、SMBH 周りのような重力が強い領域では多体系が Hill 不安定になりやすいため、EMRI が複数 SMBH の至近距離を公転しているような状況は存在しにくいということがわかった。SMBH を含む多体系が安定に存在するためには、2 つの軌道は十分に離れていることが必要となる。今後、4 体系やそれ以上の多体系へと対象を拡張していく他、多体系の軌道安定性に重要な役割を果たす「mean motion resonance」との関係調べることも課題である。さらに、EMRI からの重力波観測の event rate に Hill 安定性が与える影響も見積もっていきたいと考えている。

## Reference

- Bonga, B., Yang, H., Hughes, S. A., 2019, eprint arXiv:1905.00030
- Butcher J. C., 1964, *Math. Comp.*, 18, 50
- Chambers J. E., Wetherill G. W., & Boss A. P., 1996, *Icarus*, 199, 261
- Chen, X., Han, W.-B., 2018, *Communications Physics*, 1, 53
- Gair, J. R., Barack, L., Creighton, T., Cutler, C., Larson, S. L., Phinney, E. S., Vallisneri, M., *Classical and Quantum Gravity*, 2004, CQG, 21, S1595
- Marchal, C., Bozis, G., 1982, *Celestial Mechanics*, 26, 311

b5

Seyfert1 型銀河 NGC 5548 における広帯  
域 X 線光度変動の解釈

東京大学大学院 理学系研究科/宇宙科学  
研究所

御堂岡 拓哉

# Seyfert1 型銀河 NGC 5548 における広帯域 X 線光度変動の解釈

御堂岡 拓哉 (東京大学大学院 理学系研究科/宇宙科学研究所)

## Abstract

多くの 1 型セイファート銀河の X 線スペクトルは幅広いタイムスケールで激しく変動しており、この変動を説明するために様々なモデルが提唱されている。その中で我々は、二層の内部構造を持った部分吸収体が X 線源を部分的に覆い隠しているという「Variable Double Partial Covering (VDPC) モデル」を提唱している。我々は 20 以上の 1 型 Seyfert 銀河に対して VDPC モデルを適用し、観測された X 線スペクトル変動が、主に power-law 成分の強度と部分吸収率の変化のみで説明できることを示した (Iso et al. 2016)。今回のターゲットである NGC 5548 は激しい時間変動を示す 1 型 Seyfert 銀河として知られている。Cappi et al. (2016) は、2 年間にわたる X 線スペクトル変化に対し、異なる部分吸収率を持つ 2 つの吸収体を仮定したモデルを適用し、power-law 成分の冪と片方の部分吸収体による部分吸収率との間に相関があると報告した。我々は、この相関は必要以上にフリーパラメータを設定したことによるパラメータ縮退が原因だと考えた。そこで *XMM-Newton*, *NuSTAR*, *Suzaku* の 3 つの X 線衛星による NGC 5548 の観測データに対し VDPC モデルを適用して、0.3–78keV の広帯域スペクトル解析を行った。その結果、16 年間もの長期間変動にも関わらず、部分吸収率、power-law 成分の強度、軟 X 線超過成分の 3 つの変化のみでスペクトル変動の説明に成功した。さらに、変動率のエネルギー依存性 (RMS スペクトル) も VDPC モデルにより再現することができた。つまり、長期間における広帯域での X 線変動を、より簡略化した周辺環境モデルで解釈することに成功した。

## 1 Introduction

銀河中心の超巨大ブラックホールに物質が降着し、重力エネルギーを解放することで強い X 線を放射している天体を活動銀河核 (AGN) という。また、AGN のうち、比較的近傍にあり可視光領域で高電離イオンの広がった輝線がある天体を Seyfert 銀河と呼ぶ (Seyfert 1943)。Seyfert 銀河は激しい時間変動や、広がったように見える鉄 K 輝線などの特徴的な X 線スペクトルを持ち、これらを説明するモデルは複数提唱されているものの、未だに議論に決着は付いていない (e.g. Fabian et al. 2002, Miyakawa et al. 2012)。

我々は、二層構造を持つ吸収体が X 線源を部分的に覆い隠す割合 (部分吸収率) の変化を主なスペクトル変動の原因とする「Variable Double Partial Covering (VDPC) モデル」を提唱してきた (e.g. Miyakawa et al. 2012)。我々は 20 以上の I 型セイファート銀河に対して VDPC モデルを適用し、観測された X 線スペクトル変動が、主に power-law 成分の強度と部分吸収率の変化のみで説明できることを示した (Iso et al. 2016)。

本研究のターゲットである NGC 5548 は激しい時間変動を示す Seyfert1 型銀河として知られている。2013 年から 2014 年にかけて *XMM-Newton*, *NuSTAR*, *Suzaku*, *Swift* などにより多波長観測キャンペーンが行われ、大量の高品質データが得られた。(Cappi et al. 2016) は *XMM-Newton*, *NuSTAR* を用いた 2 年間の X 線スペクトルに対し、二層の独立な部分吸収体を仮定したモデルを用いてフィッティングを行なった。ここで power-law の冪や吸収体それぞれの部分吸収率、柱密度、電離度など 9 つをフリーパラメータとしている。さらに Cappi は power-law 成分の冪と片方の部分吸収体による部分吸収率との間に相関があると報告した。しかし、X 線放射機構に由来する冪と遠方の部分吸収体が放射源を隠す割合という物理的に独立なパラメータが相関するのは不自然である。我々は、Cappi の指摘した相関は必要以上に多くのパラメータを用いたためのパラメータ縮退によるもので、VDPC モデルを用いると説明がつくのではないかと考えた。

## 2 Observations and Data Reduction

我々は *XMM-Newton*, *NuSTAR*, *Suzaku* の 3 つの X 線天文衛星のアーカイブデータを用いて解析を行なった。*XMM-Newton* は 2000 年から 2016 年までの 19 観測、*NuSTAR* は *XMM-Newton* と同時観測のある 3 観測、*Suzaku* は 2007 年に 1 週間ごとに取得された 7 観測を使用した。

*XMM-Newton* は EPIC、RGS、OM という三種類の検出器が積まれている。そのうち EPIC は X 線反射鏡と CCD 検出器により 0.15–12 keV のエネルギー帯域の X 線の結像、分光を行う。CCD 検出器には表面照射型の MOS と裏面照射型の pn の 2 種類がある。RGS は回折格子を用いて、0.35–2.5 keV において高エネルギー分解能の分光を行う。今回の解析では RGS(0.3–2.0 keV) と pn(0.3–10.0 keV) を使用した。*NuSTAR* 衛星には二台の X 線望遠鏡と、それぞれに対応する CdZnTe 半導体検出器 (FPMA&FPMB) が搭載されており、常温で 3–78 keV の硬 X 線を分光・撮像することができる。本解析では FPMA と FPMB を合成して使用した。*Suzaku* 衛星は 4 台の CCD 検出器、硬 X 線検出器、マイクロカロリメータを搭載しており、今回の解析では CCD 検出器の一つ (XIS1) を使用した。これらの衛星による観測データを併用することで、軟 X 線から硬 X 線までの広いエネルギー帯域に対する解析が可能になる。

また、データ処理には NASA の HEASARC から提供されている解析ソフト HEASOFT (version 6.25)、*XMM-Newton* 専用の解析ソフト SAS(version 17.0.0)、スペクトル解析には HEASOFT に含まれる XSPEC(version 12.10.1) を用いた。

## 3 Results

我々がスペクトルフィットに使用したモデルの主な成分は power-law に従う連続成分 (cutoffpl)、軟 X 線超過成分 (soft excess) を説明するための降着円盤からの黒体輻射 (diskbb)、細い鉄輝線を伴う遠方からの冷たい円盤反射成分 (pexmon)、母銀河全体からのプラズマ熱輻射 (mekal) であり、そのうち power-law、soft excess は視線にある二層の吸収体によって部分的に吸収される (part-

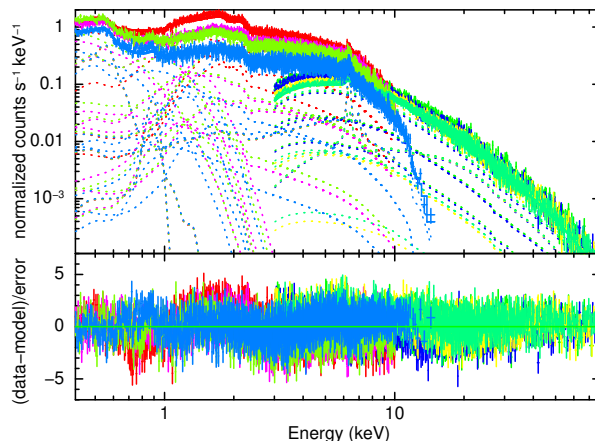


図 1: NGC 5548 のスペクトルとフィッティングモデル。0.3–10.0 keV においては *XMM-Newton*/pn の代表的な 4 観測を、3.0–78.0 keV においては *NuSTAR* の 3 観測を表している。点線はそれぞれのモデル成分を表す。ここではモデル成分のプロットのため RGS のスペクトルは省略している。下段はモデルとの残差を示す。

cov\*mtable)(partcov\*mtable)。さらに、これらの X 線成分は我々に到達する過程で星間吸収を受ける (phabs)。つまり、XSPEC 上で我々の基本モデルは以下のように表される。

$$\text{phabs}\{(\text{cutoffpl} + \text{diskbb}) * (\text{mtable} * \text{partcov}) * (\text{mtable} * \text{partcov}) * \text{mtable} + \text{pexmon} + \text{mekal}\}$$

我々のモデルでは低エネルギー側の変動を部分吸収率と soft-excess の変動で記述し、高エネルギー側の変動を power-law 成分の normalization で説明する。エネルギースペクトルをこれらのパラメータ変動のみで説明するには、時間変動しないパラメータを如何に決定するかが重要である。部分吸収を起こす吸収体モデルのパラメータは部分吸収率、柱密度、電離度である。時間変化しない柱密度と電離度を精度良く求めるため、吸収が最も顕著な観測をモデルフィッティングに用いた。また power-law 成分の冪とカットオフエネルギーを求めるため *NuSTAR* との同時観測がある 3 観測を用いた。さらに 0.1 keV 程度の母銀河プラズマ成分を決定するために軟 X 線で高分解能の RGS も用いた。つまり *NuSTAR*, *XMM-Newton* の同時 3 観測と、最も吸収を受けている *XMM-Newton* の 1 観測の計 4 観測について *XMM-Newton*/pn,RGS と *NuSTAR*/FPMA&FPMB を用いてモデルフィットを行い、定常パラメータを決定

した。さらにこのパラメータを他の観測 1 つ 1 つに適用しフィッティングを行うことで変動パラメータを決定した。スペクトルとフィッティングモデルを図 1 に示す。結果として、部分吸収率、power-law normalization、soft excess を説明する diskbb の内縁温度  $kT$  と normalization の 4 成分の変動のみで 0.3-78 keV という広帯域で 17 年間のスペクトル変動を説明することに成功した。

さらに我々は *XMM-Newton*, *NuSTAR*, *Suzaku* の時間ビン 1000 秒のライトカーブを用いて RMS スペクトルを作成した。RMS スペクトルとは横軸にエネルギー、縦軸にカウントレートの時間変動率をプロットしたもので、これを用いると変動のエネルギー依存性を知ることができる。時間ビン  $N$  本のライトカーブがあるとき  $i$  番目のビンの平均カウントレートを  $X_i$ 、ライトカーブ全体での平均カウントレートを  $\langle X \rangle$  とする。測定雑音を  $\langle \sigma_{err}^2 \rangle$  とすると、変動率の大きさ  $RMS$  は次の式で表される。

$$RMS = \sqrt{\frac{\left\{ \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (X_i - \langle X \rangle)^2 \right\} - \langle \sigma_{err}^2 \rangle}{\left( \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i \right)^2}}$$

上式を用いて、適当に分割したエネルギービンごとに  $RMS$  値を求め観測データとモデルでそれぞれ  $RMS$  スペクトルを作成し、比較したところ、モデルスペクトルから作成した  $RMS$  スペクトルが観測データからの  $RMS$  スペクトルをうまく再現していることが確認できた。

#### 4 Discussion

我々は部分吸収率、power-law normalization、soft excess を説明する diskbb の内縁温度  $kT$  と normalization の 4 パラメータの変動のみで 0.3-78 keV という広帯域で 17 年間のスペクトル変動を説明することに成功した。*XMM-Newton* の全 19 観測データを用いたスペクトルフィッティングによる 4 パラメータの時間変動を図 2 に示す。部分吸収率は 2000-2001 年では 0(吸収なし)、2013 年以降は最高で 0.95(ほぼ全吸収) と大きく変動し、低エネルギー側で最もスペクトル変動に寄与することがわかった。power-law 成分の normalization は全期間通じて、ファクター 4 程度の変動をした。10 keV 以上の硬 X 線の時間変動はこのパラメータの変動により説明することがで

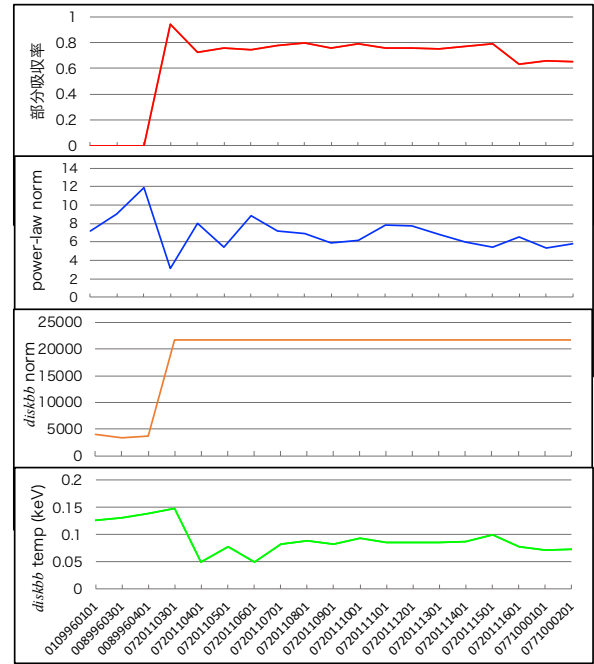


図 2: スペクトルフィッティングに用いた 4 つのパラメータ変動。横軸は *XMM-Newton* の観測番号、縦軸は上から部分吸収率、power-law の normalization、soft excess を説明する diskbb の内縁温度  $kT$ 、その normalization を示す。左から 3 観測は 2000-2001 年の観測、他は 2013-2016 年に行われた観測である。

きた。diskbb の normalization は 3 年以下のタイムスケールではほぼ一定で、十数年で約 4 倍の変動を見せた。diskbb の内縁温度はファクター 3 以下で変化し、0.05 keV とほとんどスペクトルに寄与しない観測も見られた。

#### Reference

- Cappi M., et al. 2016, *A&A*, 592, A27
- Fabian A. C., Ballantyne D. R., Merloni A., Vaughan S., Iwasawa K., Boller T., 2002, *MNRAS*, 331, L35
- Iso N., Ebisawa K., Sameshima H., Mizumoto M., Miyakawa T., Inoue H., Yamasaki H., 2016, *PASJ*, 68, S27
- Miyakawa T., Ebisawa K., Inoue H., 2012, *PASJ*, 64, 140
- Seyfert C. K., 1943, *ApJ*, 97, 28

b6

活動銀河核ジェットの駆動メカニズム解  
明～輻射輸送計算による偏波イメージ  
予測

京都大学 理学研究科

恒任 優



## 活動銀河核ジェットの駆動機構解明～偏光イメージの輻射輸送計算

恒任 優 (京都大学大学院 理学研究科)

### Abstract

Spectacular images of the M87 black hole taken by the Event Horizon Telescope (EHT) have opened a new era of black hole research. One of the next issues is to take polarization images around the central black hole (BH). Since radio emission is produced by synchrotron emission, polarization properties should vividly reflect the magnetic field structures at the jet base and thus provide good information regarding the magnetic mechanism of jet formation. With this kept in mind we perform general relativistic (GR) full polarimetric radiative transfer calculations based on the GR magnetohydrodynamic (MHD) simulations of low-luminosity AGN jet M87, to obtain polarization images in the BH horizon-scale. We found that the linear polarization components originating from the jet experience Faraday rotation and depolarization when passing through the accretion flow, so that the resultant distributions of polarization vectors should depend on the BH spin. We conclude that a fast-spinning model with  $a = 0.9M_{\text{BH}}$  gives the best fit to the reported 230 GHz polarization measurement of the M87 jet core, and that it is also consistent with the horizon image by the EHT observation. We also find in all models that the circular polarization component originating from the counter jet is amplified in the counter jet by Faraday conversion within the inner flow. We will be able to specify field configuration through the comparison between such simulated polarization images and future polarimetry with EHT and other VLBI observations.

### 1 Introduction

EHT によるブラックホールの影の撮像結果 (EHT collaboration+2019; 図 1) は、重力波と並ぶ一般相対性理論の直接的な観測証拠であると同時に、活動銀河核 (Active Galactic Nucleus; AGN) の正体が超大質量ブラックホールとその周りのプラズマであるという説の実証でもある。これらの成果の一方で、EHT の観測結果は課題も残している。ブラックホールは物質を吸い込むだけでなく外向きに吹き飛ばしてもおり、いくつかの銀河ではこれが大規模な AGN ジェットとして観測される。そして今回のターゲットである M87 はキロパーセクスケールまで延びるジェットを持つことで知られていた。しかし意外にも、先の観測結果、つまりブラックホール地平面の直近領域ではそのジェットが全く見られなかった。

AGN が持つ大規模ジェットの駆動機構は未解明であり、天文学における最大の謎の 1 つである。この謎を解決するために、シミュレーションを用いてジェッ

トの駆動機構を理論的に説明しようとする試みが続いってきた。現状では複数のモデル (Blandford & Znajek 1977; Blandford & Payne 1982) が議論の渦中にある。これらに共通する認識として、根元部分での磁場がジェットの形成と加速に重要な役割を持つと考えられ、その構造解明が喫緊の課題とされている。特に近年では一般相対論的磁気流体力学 (General Relativistic Magneto-HydroDynamics; GRMHD) 計算によってブラックホール付近の物理を詳細に記述しようとする試み (Tchekhovskoy+2011) が多数なされている。しかし初期磁場構造や電子温度の決定に不定性があり、観測との完全な合致には至っていない。このような現況で必要なのは、理論と観測を結びつける新しい物理情報である。

## 2 Methods

本研究の目的は M87 のブラックホール地平面付近での磁場構造とジェット加速の関係解明である。これを通して、EHT 観測でジェットが見られなかった原因を探る。そのために、申請者は偏光に着目した。AGN ジェットはシンクロトロン放射により電波を放射し、その偏光(偏波)は磁場の方向や強度を強く反映する。そこで本研究では、観測される偏光と実際の磁場構造との関係を解明するために、理論モデルに基づく偏光イメージの作成、すなわち偏光観測の理論シミュレーションを行った。近く EHT で地平面付近の偏波分布が得られれば、本計算との直接比較により、AGN ジェット機構の解明が期待できる。

本研究では、天体から観測者までの光線経路を測地線方程式により決定し、それに沿ってストークスパラメータの輸送計算を行った。そのために、申請者は偏光の一般相対論的(時間 1 次元+空間 3 次元) 輻射輸送計算コードを独自に開発した。輸送方程式の係数は熱分布の場合のシンクロトロン電子について導出されたもの(Shcherbakov 2008)を用いた。さらに共同研究者の軸対称 GRMHD 計算による、多波長での VLBI 観測結果に基づく M87 ジェットの形状を再現している現状で唯一のモデル(Nakamura+2018)を入力データとした上で、輻射輸送計算を行い、偏波イメージを作成した。

## 3 Results

偏光イメージのブラックホールスピン依存性について、スピン値  $a_{\text{BH}}$  が異なる 3 つのモデルについての計算結果を図 2 に示す( $r_g = GM_{\text{BH}}/c^2$ ,  $M_{\text{BH}}$  はブラックホール質量)。共通の特徴として、内側の降着流とカウンタージェット(視線方向の反対側に噴出

するジェット)からの光を遮る“影”としてブラックホールが現れている。直線偏光ベクトルは若干のファラデー回転を受けるが、元々の螺旋状の磁場構造がある程度は反映することが定量的にわかった。

## 4 Discussion

スピンの遅い ( $a_{\text{BH}} = 0.5M_{\text{BH}}$ ) 場合 [図 2:左]、ジェットの加速が弱い影とその偏光分布は共に円対称的になり、スピンの極めて速い ( $a_{\text{BH}} = 0.99M_{\text{BH}}$ ) 場合 [図 2:右] は加速が強くなることで、非対称な影に加え視線方向側に噴出するジェットとそれに沿った偏光成分が観測されることがわかった。そして、 $a_{\text{BH}} = 0.9M_{\text{BH}}$  のとき [図 2:中央] に非対称かつジェットが見えない EHT の撮像結果を再現できた。この結果より、M87 のブラックホールは高速スピンし、周囲に螺旋状の磁場を形成するが、地平面付近ではジェットの加速が弱いことが明らかとなった。これらの結果は地平面付近の偏光イメージがスピンに強く依存することを示しており、将来の偏光観測から M87 の中心ブラックホールのスピンを強く制限できることを示唆する。

加えて、シンクロトロン放射では成分が弱いため今までほとんど無視されていた円偏光についても、本研究から、地平面スケールでは高温プラズマ中のファラデー変換により、円偏光がカウンタージェット側で強くなることがわかった。さらに円偏光の空間分布はファラデー回転を受ける前の直線偏光分布を色濃く受け継ぐことを、世界で初めて定量的に示した。この結果は、円偏光の観測・解析から地平面付近の磁場構造に関する情報が得られることを意味する。

## Acknowledgement

We wish to acknowledge Masanori Nakamura for provision of GRMHD simulation data sets and stimulating discussions. Numerical computations were in part carried out on Cray XC30 and XC50 at Center for Computational Astrophysics, National Astronomical Observatory of Japan. Numerical analyses were in part carried out on analysis servers at

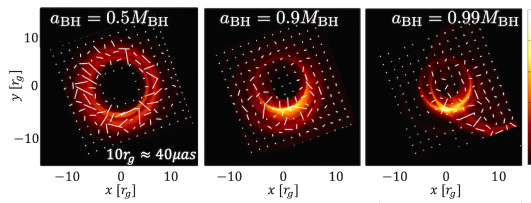


図 2. 本計算による 230GHz イメージ(グレースケール) + 直線偏光分布(ベクトル)

2019 年度 第 49 回 天文・天体物理若手夏の学校

Center for Computational Astrophysics, National  
Astronomical Observatory of Japan.

## Reference

- Blandford, R. D., Znajek, R. L. 1977, MNRAS, 179, 433
- Blandford, R. D., Payne, D. G. 1982, MNRAS, 199, 883
- Event Horizon Telescope Collaboration et al. 2019a,  
ApJL, 875, L1-5
- Dexter, J. 2016, MNRAS, 462, 115
- Nakamura, M., Asada, K., Hada, K. et al. 2018, ApJ,  
868, 146
- Shcherbakov R. V. 2008, ApJ, 688, 695
- Tchekhovskoy, A., Narayan, R., McKinney, J. C. 2011,  
MNRAS, 418, L79

b7

相対論 MHD ジェット電波シミュレーションと電波疑似観測

九州大学大学院 宇宙物理理論研究室

田嶋 裕太

# 相対論 MHD ジェット電波シミュレーションと電波疑似観測

田嶋 裕太 (九州大学大学院 宇宙物理理論研究室)

## Abstract

本講演では Fuentes et al. (2018) のレビューを行う。本論文は、らせん磁場を持つジェットの伝搬を相対論的に追跡し、その結果得られる物理量を用いた疑似観測を行った論文である。ここでは、ジェット伝搬で優勢となるエネルギーの種類依存性を検証している。その結果、磁気エネルギー優勢モデルは磁気圧勾配と磁気張力によって内部エネルギーがジェットの軸周辺で他モデルよりも卓越し、放射強度が強くなることを示した。また、すべてのモデルでらせん磁場構造による放射の非対称性が見られた。さらに内部衝撃波による明るい部分では偏波角の最大  $26^\circ$  程度の変化が見られた。この特徴を用いることで、AGN ジェットの内部衝撃波を特定できると結論付けている。

## 1 Introduction

中心に超大質量ブラックホールを持つ活動銀河中心核 (AGN) からは、しばしば、数百 kpc に渡って伝搬する相対論ジェットが噴出している。ジェットはノットと呼ばれる明るい部分を持っており、超光速で伝搬しているのが観測されている (e.g. Biretta et al. 1999)。この sub-pc スケールでの加速は、磁気エネルギーが効率的に運動エネルギーへと変換されることで実現すると考えられているが、未だその詳細な機構は明らかとなっていない。理論研究は、トロイダル磁場の卓越がジェット加速に必要である事を示しているが (Komissarov et al. 2007)、観測ではポロイダル磁場構造をもつことが示唆されている (Gabuzda et al. 2015)。そのため、観測結果が示唆する磁場構造と整合を持つ理論モデルを作成する必要がある。

Martí et al. (2016) では、らせん磁場構造内ジェットの支配的なエネルギーを変えて特殊相対論的磁気流体 (RMHD) 数値シミュレーションを行った。その結果、ジェット内部にリコリメーションショックと呼ばれる噴射時の過剰圧力によって引き起こされる周期的な衝撃波が見られた。本論文では RMHD シミュレーション結果を電波帯疑似観測することによってこの特徴的な内部構造を VLBI による観測と関連付けることを目的とした。

## 2 手法

### 2.1 RMHD シミュレーション

2次元軸対称の RMHD 方程式を解くことで、らせん磁場を持つ相対論的ジェットの内部構造を調べた。数値計算コードは Martí et al. (2016) で使用したものを用いている。

ジェット密度  $\rho_j$ 、軸方向のジェット速度  $v_j$ 、ジェットのガス圧と周囲圧力の比  $K$ 、磁場のピッチ角  $\phi_j$  はそれぞれ  $0.005\rho_a, 0.95c, 2$  とした。表 1 は磁気エネルギー優勢、内部エネルギー優勢、運動エネルギー優勢それぞれの代表的なモデルのパラメータを示している。数値計算の詳細は Martí et al. (2016) に記載されている。

### 2.2 可視化

VLBI で観測される電波連続波の起源はシンクロトロン放射であると考えられている。数値計算で得られる物理量を用いて、シンクロトロン放射の輸送方程式を解き、観測量の再現を行った。シンクロトロン放射は非熱的電子と磁場との相互作用によって引き起こされる。しかしながら、RMHD シミュレーションでは、非熱的な電子分布を取り扱うことができない。そこで、本論文では、非熱的電子エネルギー分布は、ガスの内部エネルギーに比例すると仮定する。

表 1: ジェットモデルのパラメータ

Model	$\mathcal{M}_{ms,j}$	$\beta_j$	$\varepsilon_j [c^2]$	$\beta_j \varepsilon_j [c^2]$	$K_1$	$p_a [\rho_a c^2]$
M1B3	2.0	17.5	0.230	4.03	1.83	$3.55 \times 10^{-3}$
M3B1	4.505	0.01	10.0	0.1	2.00	$8.42 \times 10^{-3}$
M5B2	10.0	1.0	0.0900	0.0900	1.91	$1.50 \times 10^{-4}$

Note. 左からジェットの平均磁気音速マッハ数、磁気圧とガス圧の比、内部エネルギー、磁気エネルギー、磁気圧+ガス圧と周囲ガス圧の比、周囲圧力である。

シンクロトロン放射の放射係数と吸収係数は図 1 に示された磁場に垂直・平行な系で計算され

$$\varepsilon^{(i)} = \frac{1}{2} c_5(\gamma) N_0 (B' \sin \vartheta')^{(\gamma+1)/2} \cdot \left( \frac{\nu}{2c_1} \right)^{(1-\gamma)/2} \left[ (-1)^{i+1} \frac{\gamma+1}{\gamma+7/3} + 1 \right], \quad (1)$$

$$\kappa^{(i)} = c_6(\gamma) N_0 (B' \sin \vartheta')^{(\gamma+2)/2} \cdot \left( \frac{\nu}{2c_1} \right)^{-(\gamma+4)/2} \left[ (-1)^{i+1} \frac{\gamma+2}{\gamma+10/3} + 1 \right] \quad (2)$$

によって与えられる。ここで、 $\varepsilon, \kappa, B', \vartheta', \nu, \gamma$  はそれぞれ放射係数、吸収係数、ジェット静止系での磁場、ジェット静止系での見込み角、観測される周波数、比熱比である。

偏光を表す輻射輸送方程式:

$$\begin{aligned} \frac{dI^{(a)}}{ds} = & I^{(a)} \left[ -\kappa^{(1)} \sin^4 \chi_B - \kappa^{(2)} \cos^4 \chi_B \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} \kappa \sin^2 2\chi_B \right] \\ & + U \left[ \frac{1}{4} (\kappa^{(1)} - \kappa^{(2)}) \sin 2\chi_B + \frac{d\chi_F}{ds} \right] \\ & + \varepsilon^{(1)} \sin^2 \chi_B + \varepsilon^{(2)} \cos^2 \chi_B, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{dI^{(b)}}{ds} = & I^{(b)} \left[ -\kappa^{(1)} \cos^4 \chi_B - \kappa^{(2)} \sin^4 \chi_B \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} \kappa \sin^2 2\chi_B \right] \\ & + U \left[ \frac{1}{4} (\kappa^{(1)} - \kappa^{(2)}) \sin 2\chi_B - \frac{d\chi_F}{ds} \right] \\ & + \varepsilon^{(1)} \cos^2 \chi_B + \varepsilon^{(2)} \sin^2 \chi_B, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{dU}{ds} = & I^{(a)} \left[ \frac{1}{2} (\kappa^{(1)} - \kappa^{(2)}) \sin 2\chi_B - 2 \frac{d\chi_F}{ds} \right] \\ & + I^{(b)} \left[ \frac{1}{2} (\kappa^{(1)} - \kappa^{(2)}) \sin 2\chi_B + 2 \frac{d\chi_F}{ds} \right] \\ & - \kappa U - (\varepsilon^{(1)} - \varepsilon^{(2)}) \sin 2\chi_B, \end{aligned} \quad (5)$$

を視線方向に沿って積分することで擬似観測量を得る。ここで  $I^{(a)}, I^{(b)}, U$  はストークスパラメータである。ストークスパラメータは  $I, Q, U, V$  または  $I^{(a)}, I^{(b)}, U, V$  記述され、 $I$  は放射強度  $Q, U$  は直線偏光成分  $V$  は円偏光成分を表す。また、 $I = I^{(a)} + I^{(b)}, Q = I^{(a)} - I^{(b)}$  である。今回は直線偏光を考えるため  $V = 0$  とした。

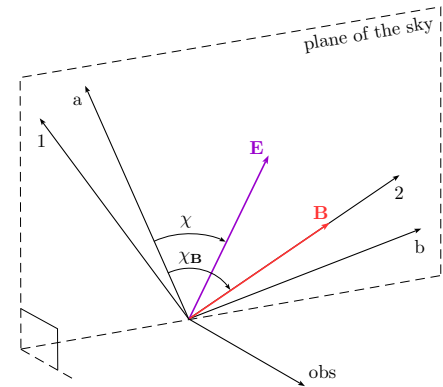


図 1: 放射を計算するための座標系の概略図。(1,2) は磁場に垂直・平行な系、(a,b) は観測者の系

### 3 結果

#### 3.1 RMHD シミュレーション

全てのモデルにおいて、外圧との釣り合いのため生じる動径方向の振動と  $z$  方向に周期的に生じるリコリメーションショックが見られた。リコリメーションショックが形成される位置は、ジェット内を伝搬する音波の速度に比例することが知られている。そのため、マッハ数の大きい運動エネルギー優勢モデルでは、リコリメーションショックの間隔が、他のモデルと比較して広がっていることが確認できた。

図 2 は磁気エネルギー優勢モデルのシミュレーション結果を示している。磁気エネルギー優勢モデルでは磁気圧力勾配と磁気張力によりジェットの内部エネルギーのジェット軸周辺への集中が見られた。

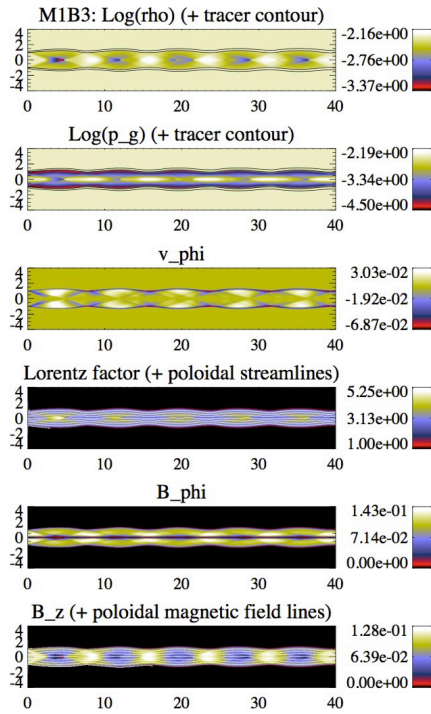


図 2: 磁気エネルギー優勢モデルの定常ジェットの各物理量。上から順に密度、ガス圧、速度の  $\phi$  成分、Lorentz 因子、磁場の  $\phi$  成分、磁場の  $z$  成分である。

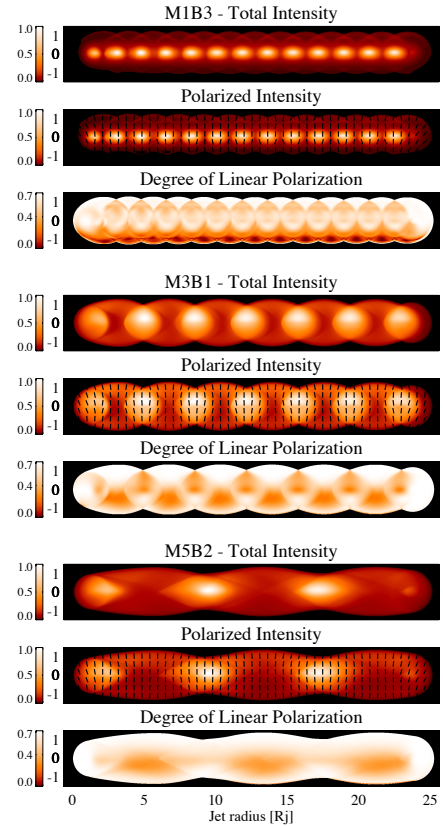


図 3:  $\theta = 10^\circ$  での可視化結果

#### 3.2 可視化結果

図 3 は代表的な 3 モデルの見込み角  $\theta = 10^\circ$  での可視化結果であり、上から全放射強度、偏波強度、偏波率を示している。偏波強度の図には偏波角を重ねて描いている。

全てのモデルでらせん状の磁場によって、ジェットの上側の放射が優勢となる非軸対称性が見られた。これはジェット静止系での見込み角  $\theta'$  と観測者系での見込み角  $\theta$  が

$$\sin \theta' = \frac{\sin \theta}{\Gamma(1 - v_j \cos \theta)}, \quad \cos \theta' = \frac{\cos \theta - v_j}{(1 - v_j \cos \theta)}, \quad (6)$$

により関係づけられ、 $\theta' = 10^\circ$  のとき  $\theta' \approx 57^\circ$  となるためである。ジェット静止系での見込み角が  $90^\circ$  を超える場合には反対に下側が優勢となる。

磁気エネルギー優勢モデルでは、ジェット中心軸近傍に内部エネルギーが集中する。そのため、内部エネルギーに比例する非熱的電子のエネルギーが卓越

することで中心軸近傍で輻射強度が高い。一方で、図 4 は比較のために非熱的電子が磁気エネルギー密度に比例すると仮定して、シンクロトロン放射強度分布を求めたものである。この場合にはジェット軸周辺の増光は見られなかった。したがって、AGN ジェットの軸周辺の増光が実際に観測されれば、非熱的粒子の内部エネルギーが熱的粒子の内部エネルギーに比例することを示す良い指標となる。

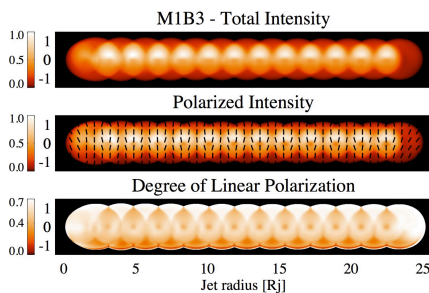


図 4: 磁気エネルギー優勢モデルにおいて非熱的電子のエネルギーを磁気エネルギー密度に比例すると仮定した場合の結果。( $\theta = 10^\circ$ )

全てのモデルで全放射強度および偏波強度の両方でノットが見られ、ノット付近に最大  $26^\circ$  程度の偏波角の変動を持つことが示された。これはリコリメーションショックによるジェットの流速、磁場、エネルギー密度の変化により、ストークスパラメータ  $U$  に視線上的非対称性が生まれたためである。以下にストークスパラメータ  $U$  の詳しい説明を記述する。図 5 は下図の赤線に沿ったストークスパラメータ  $U$  を表しており、見込み角  $5^\circ$  の運動エネルギー優勢モデル M5B2 に対応する。青色の線は非熱的粒子、速度、磁場が一樣なジェットつまりリコリメーションショックを持たないジェットを考慮した場合のストークスパラメータである。さらに磁場一樣の場合、ガス圧一樣の場合についてもプロットした結果、どちらにも非対称性が見られたことから、磁場、ガス圧ともにストークスパラメータ  $U$  の生成に寄与することが分かった。一方で、図には記されていないが衝撃波によって生じる速度場の変化は、大きな影響を与えないことが分かった。

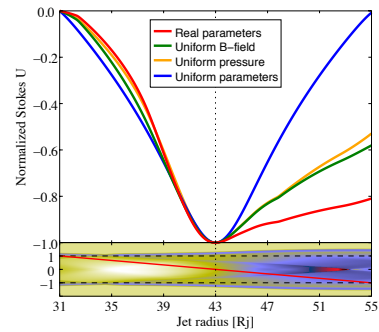


図 5: 規格化されたストークスパラメータ  $U$  の非対称性

## 4 結論

ジェットの RMHD シミュレーションを様々なパラメータを用い、支配的なエネルギーの種類を変えて行った。さらに、シンクロトロン放射を仮定してシミュレーション結果の疑似観測を行った。その結果、らせん磁場による放射の非軸対称性が見られた。また、非熱的電子分布は熱的電子の分布に比例すると仮定した場合、磁気エネルギー優勢モデルでジェット軸周辺の増光が見られた。AGN ジェットでこのような増光が観測されればそれは非熱的電子の仮定の妥当性を示すことになる。また、全てのモデルでリコリメーションショックによるノットが見られ、その部分の偏光角に最大  $26^\circ$  程度の変動が見られた。この変動は AGN ジェットで観測されているノットがリコリメーションショックによるものかどうかの判断材料となる。

## Reference

- Fuentes, A., Gómez, Martí, J. M., & Perucho, M. 2018, *The Astrophysical Journal*, 860, 121
- Martí, J. M., Perucho, M., & Gómez, J. L. 2016, *The Astrophysical Journal*, 831, 163
- Biretta, J.A., Sparks, W.B., & Macchetto, F. 1999, *The Astrophysical Journal*, 520, 621
- Komissarov, S.S., Barkov, M. V., Vlahakis, N., & Königl, A. 2007, *MNRAS*, 380, 51
- Gabuzda, D. C., Knuettel, S., & Reardon, B. 2015, *MNRAS*, 450, 2441



b8

重力波観測での中性子星-白色矮星連星  
の観測可能性

東京大学大学院 理学系研究科

衣川 智弥

## 重力波観測での中性子星-白色矮星連星の観測可能性

衣川 智弥 (東京大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

LIGO による重力波観測により、連星ブラックホールや連星中性子星といったコンパクト連星の物理が明らかになっている。重力波観測の将来計画ではより低波長の重力波観測をするために DECIGO というプロジェクトが考案されている。DECIGO は deci Hz 帯が最も高感度であり、宇宙初期からの重力波をサイエンスターゲットとして考えられているプロジェクトである。しかし、この deci Hz 帯は宇宙初期由来の重力波だけでなく、連星白色矮星合体や白色矮星-中性子星連星合体といった近傍の天体由来の重力波の波長帯でもある。ここでは、このような deci Hz 帯の天体由来の重力波の DECIGO の観測確率や観測からわかる天体の物理について議論する。

### 1 Introduction

LIGO による重力波観測により、連星ブラックホールや連星中性子星といったコンパクト連星合体が観測されているこれらの観測により、宇宙では 30 太陽質量の重いブラックホールの存在や連星中性子星合体によるガンマ線バースト、キロノヴァといった電磁波対応天体現象の物理が明らかになっている。このように重力波観測という、新たな目により、これまでとは違った手段による天文学が始まろうとしている。LIGO や日本の KAGRA では 100Hz 周辺により感度を持つが、宇宙での衛星による重力波観測によってより小さい周波数帯を見る計画も存在する。日本においては DECIGO というプロジェクトが考案されている。DECIGO は deci Hz 帯が最も高感度であり、宇宙初期からの重力波をサイエンスターゲットとして考えられているプロジェクトである。しかし、この deci Hz 帯は宇宙初期由来の重力波だけでなく、連星白色矮星合体や白色矮星-中性子星連星合体といった近傍の天体由来の重力波の波長帯でもある。本研究では DECIGO で観測されうる連星の観測率や位置決定精度、同時観測されうる電磁波対応天体について議論する。

### 2 Methods

連星のうち、どの程度の割合が連星白色矮星、白色矮星-中性子星連星になるのか求めるために、binary population synthesis を行う。Binary population synthesis は、二つの星の質量、軌道長半径、離心率という初期条件を連星の初期分布関数をもとにランダムに選び、星の進化を追跡しながら、連星相互作用による変化を計算していく。そののちにどのような末路をたどるかを確かめる。このような計算を複数回行うことで、どのような連星が宇宙に多く存在するかを確かめる手法を binary population synthesis という。今回は 10 万体の連星について binary population synthesis を行った。初期分布については主星初期質量関数 Salpeter 関数を使い、質量範囲は  $1M_{\odot} < M < 140M_{\odot}$ 、質量比は flat ( $0 < q < 1$ )、軌道長半径  $f(a) \propto 1/a$  ( $a_{\min} < a < 10^6 R_{\odot}$ )、離心率  $f(e) \propto e$  ( $0 < e < 1$ ) を用いた。

### 3 Results

計算結果により、10 万体の連星のうち約 300 個が連星白色矮星になり連星合体し、白色矮星-中性子星連星も約 300 個ほど合体することがわかった。これにより、銀河内での合体率はそれぞれ約  $2 \times 10^{-3}/\text{yr}$  ほどになる。銀河の密度を  $10^{-2} \text{ Mpc}^{-3}$  とすると、合体率は  $2 \times 10^{-5} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$  となる。DECIGO の感度

曲線からこれらの連星の観測可能距離を見積もると  $\sim 500\text{Mpc}$  となる。なので観測率は約  $1000/\text{yr}$  ほどとなる。DECIGO による位置決定精度は  $\Delta d_L/d_L \sim 0.02$ ,  $\Omega_s \sim 3 \times 10^6 \text{ deg}^2$  なので、体積は  $10^{-3}\text{Mpc}^3$  となる。銀河密度は  $10^{-2}\text{Mpc}^{-3}$  なので、十分母銀河を決定できる。

## 4 Discussion

本計算より、連星白色矮星及び白色矮星－中性子星連星が DECIGO により多数検出でき、母銀河まで特定できることがわかった。連星白色矮星については Ia 型超新星の母天体候補として有力なので、この位置決定精度であれば、重力波と超新星の同時観測によって母天体の検証が可能となる。白色矮星－中性子星連星については合体時の電磁波対応天体についてなぞが多い、というのも天体の大きさが白色矮星と中性子星で大きく異なるので数値相対論といったシミュレーション上での検証が難しいからである。しかし、元素合成や何らかの爆発現象を引き起こすのは確実である。重力波で母銀河を絞り、アラートをかけ、電磁波対応天体の探査を行うことで、何かの天体現象の母天体が実は白色矮星－中性子星連星だったということが明らかになるかもしれない。

b9

MHD シミュレーションに基づく 電波星  
雲 W50 と X 線連星 SS 433 の共進化の  
解明

九州大学大学院 宇宙物理理論研究室

小野 宏次郎

# MHD シミュレーションに基づく 電波星雲 W50 と X 線連星 SS 433 の共進化の解明

小野 宏次郎 (九州大学大学院 宇宙物理理論研究室)

## Abstract

電波星雲 W50/SS 433 系は銀河系内に位置することから電波や X 線などの多波長観測によってその詳細が調べられている希少な天体である。W50/SS 433 系の形成起源は、超新星残骸 (SNR) と SS 433 ジェットの組み合わせから成るといふモデルが有力である。これまで多数のグループが流体シミュレーションにより、特異な構造の形成機構の解明を目指してきたが、観測を再現できるモデルの構築には至っていない。W50/SS433 系もその他のジェット天体同様に、ジェットに付随する磁場が観測されているため、磁場を取り入れた計算が本質的に重要である。そこで本研究では、背景磁場とジェットのトロイダル磁場を仮定した MHD シミュレーションを行い、SNR とジェットの共進化の様子を追った。その結果、ジェットの磁場が強いモデルの方が SNR をより引き伸ばした構造を形成することが示された。

## 1 研究背景

X 線連星 SS 433 は電波星雲 W50 (銀経 39.7°、銀緯  $-2.2^\circ$ ) の中心に位置しており、光速の約 26% の準相対論的速度で東西方向に伝播するジェットを持つ (Abell & Margon 1979)。W50 は中心に球状構造、両端にローブ構造を持ち、SS 433 から噴出しているジェットの伝播方向とローブの軸が一致していることが電波及び X 線観測により分かっている。その観測結果から、W50 が SNR と SS 433 ジェットから成るモデルが主流とされてきた。

一般に、宇宙ジェットの生成や伝播には磁場の寄与を無視できず、実際に活動銀河中心核のジェットの磁場が多数報告されている。SS 433 のジェット先端と考えられる W50 東端の偏波解析が行われ、ターミナルショックに平行な磁場の存在が指摘された (Sakemi et al. 2018)。

現在までに、W50/SS 433 系の構造形成の解明を目指した流体シミュレーションが行われてきた (e.g. Zavala et al. 2008, Goodall et al. 2011)。しかしながら、これまでの観測から W50/SS 433 系は磁場を持つことが確認されているため、磁場を取り入れた計算が必須である。そこで本研究では、W50/SS 433 系の成因について検証するため、ジェットにはトロイダル磁場を、星間ガスにはジェットと平行な一様磁場

を仮定し、SNR とジェットの共進化計算を行った。

## 2 計算方法

本研究では、高次精度 MHD コード CANS+ (Matsumoto et al. 2019) を使用し、軸対称を仮定した 2 次元円筒座標系  $(R, z)$  における理想 MHD 計算を行った。計算領域を  $0 \text{ pc} \leq R \leq 60 \text{ pc}$ 、 $-120 \text{ pc} \leq z \leq 120 \text{ pc}$ 、グリッド数を  $(N_R, N_z) = (1200, 4800)$  とした。星間ガスについては平均分子量  $\mu = 1.3$ 、数密度  $n_0 = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ 、温度  $T_0 = 10^4 \text{ K}$  の HI ガスを仮定した。また、 $z$  軸に平行で一様な背景磁場を、ガス圧と磁気圧の比であるプラズマ  $\beta = 10$  となるように与えた。以下では、SNR とジェットの計算方法について述べる。

### 2.1 SNR

SNR の衝撃波によって掃き集められた星間ガスの質量が SNR のイジェクタ質量を上回るようになると、断熱膨張期に移行する。このとき、衝撃波は掃き集められた星間ガスを圧縮、加熱しながら伝播していくが、放射冷却によるエネルギー損失の無い断熱状態にある。

断熱膨張期において、点源爆発によって生じる衝撃波については厳密解 (Sedov 解) が存在する。本研究では星間ガスの磁気圧が SNR のガス圧より十分小さいと仮定し、初期プロファイルには Sedov 解を用いた。従って以下では Sedov 解について述べる。

一様な背景密度において点源爆発によって生じる球対称衝撃波は断熱的であるとすると、運動方程式、連続の式、エネルギーの式はそれぞれ

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) = 0 \quad (2)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} \right) \frac{p}{\rho^\gamma} = 0 \quad (3)$$

と書くことができる。ここで、 $v$ 、 $\rho$ 、 $p$  はそれぞれ速度、密度、圧力である。生じる衝撃波が十分強いと仮定すると、この系を特徴付ける物理量は背景密度  $\rho_0 (= \mu m_p n_0)$ 、爆発エネルギー  $E$ 、位置  $r$ 、時刻  $t$  の 4 つである。次元解析によりこれらの物理量から無次元量  $\xi$  を求めることができ、この系はただ一つの  $\xi$

$$\xi = \left( \frac{\rho_0}{E_0} \right)^{1/5} r t^{2/5} \quad (4)$$

によって記述される。 $\xi = \xi_0$  が衝撃波面を表すとき、衝撃波面の位置  $R_s(t)$  及び速度  $V_s(t)$  は (4) 式より

$$\begin{aligned} R_s &= \xi_0 \left( \frac{E}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5} \\ &\sim 12.7 \left( \frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{2/5} \left( \frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/5} \left( \frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \end{aligned} \quad (5)$$

$$V_s = \frac{dR_s}{dt} = \frac{2}{5} \frac{R_s}{t} \quad (6)$$

である。 $\xi$  を  $\xi_0$  で規格化した量を  $\lambda$  とすると

$$\lambda = \frac{\xi}{\xi_0} = \frac{r}{R_s} = \frac{1}{\xi_0} \left( \frac{E_0}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{-3/5} \quad (7)$$

である。ここで、無次元関数  $V(\lambda)$ 、 $\Omega(\lambda)$ 、 $\Pi(\lambda)$  を用いて

$$v(r, t) = \frac{r}{t} V(\lambda) \quad (8)$$

$$\rho(r, t) = \rho_0 \Omega(\lambda) \quad (9)$$

$$p(r, t) = \rho_0 \frac{r^2}{t^2} \Pi(\lambda) \quad (10)$$

と定義すると、(1)、(2)、(3) 式はそれぞれ次の常微分方程式

$$V(V-1) + \left( V - \frac{2}{5} \right) \frac{dV}{d \ln \lambda} + 2 \frac{\Pi}{\Omega} + \frac{d\Pi}{\Omega d \ln \lambda} = 0$$

$$3V + \left( V - \frac{2}{5} \right) \frac{d \ln \Omega}{d \ln \lambda} + \frac{dV}{d \ln \lambda} = 0$$

$$\left( V - \frac{2}{5} \right) \frac{d \ln \Pi}{d \ln \lambda} - \left( V - \frac{2}{5} \right) \gamma \frac{d \ln \Omega}{d \ln \lambda} + 2(V-1) = 0$$

となる。

また、Rankine-Hugoniot の関係式から衝撃波後面における速度、密度、圧力はそれぞれ

$$v_1 = \frac{2}{\gamma+1} V_s, \quad \rho_1 = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \rho_0, \quad p_1 = \frac{2}{\gamma+1} \rho_0 V_s^2 \quad (11)$$

となる。これを無次元関数で表した境界条件

$$V(1) = \frac{2}{\gamma+1} \delta, \quad \Omega(1) = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}, \quad \Pi(1) = \frac{2}{\gamma+1} \delta^2, \quad \delta = \frac{2}{5}$$

と常微分方程式を 4 次の Runge-Kutta 法により数値積分し、Sedov 解を求めた。

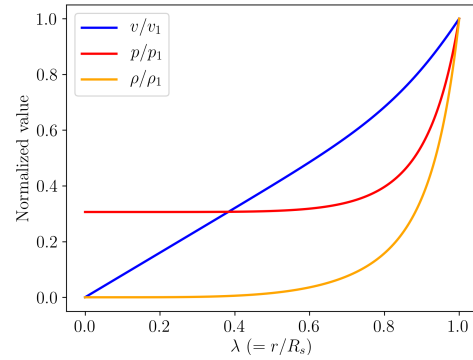


図 1: Sedov 解による衝撃波の内部構造。青は速度、オレンジは密度、赤は圧力を示している。

また、断熱膨張期に移行した直後の SNR の半径  $R_{\text{Sedov}}$  は、衝撃波が掃き集めた星間ガスの質量と SNR のイジェクタ質量  $M_{\text{ej}}$  の釣り合いから得られ、

$$R_{\text{Sedov}} = \left( \frac{3M_{\text{ej}}}{4\pi\rho_0} \right)^{1/3} \quad (12)$$

である。今回、Goodall et al. (2011) を参考に爆発エネルギー、イジェクタ質量をそれぞれ  $E = 10^{51}$  erg、

$M_{ej} = 5M_{\odot}$  とすると、 $R_{Sedov} \sim 7.2$  pc を得る。このときの時刻は (5) 式より  $t \sim 760$  yr であるから、(11) 式を用いると衝撃波後面の物理量はそれぞれ  $v_1 \sim 2.8 \times 10^8$  cm s<sup>-1</sup>,  $\rho_1 \sim 8.7 \times 10^{-25}$  g cm<sup>-3</sup>,  $p_1 \sim 2.2 \times 10^{-8}$  erg cm<sup>-3</sup> となる。

この得られた Sedov 解 (図 1) を元に初期プロファイルを与え、SNR の時間発展を追った。

表 1: SNR の各物理量

物理量		値
$E$	爆発エネルギー	$10^{51}$ erg
$M_{ej}$	イジェクタ質量	$5M_{\odot}$
$R_{Sedov}$	Sedov 半径 (初期半径)	7.2 pc
$t_0$	初期時刻	760 yr

## 2.2 ジェット

今回、ジェット半径  $R_{jet} = 1$  pc、高さ 2 pc の円筒領域内に、エネルギー  $L_{jet} = 3.0 \times 10^{40}$  erg s<sup>-1</sup>、速度  $v_{jet} = 0.26c$ 、Mach 数  $M_{jet} = 100$ 、密度比  $\eta = \rho_{jet}/\rho_0 = 10^{-2}$  を与え、ジェットの伝播の様子を追った。また、Asahina et al. (2014) を参考にトロイダル磁場  $B_{\phi} \propto \sin^4(\pi R/R_{jet})$  を与えている。 $R = 0.5R_{jet}$  でプラズマ  $\beta$  は  $\beta_{jet} = 2p_{jet}/B_{jet}^2 = 2, 0.8$  の 2 種類の値を仮定した。

表 2: ジェットの各物理量

物理量		値
$L_{jet}$	光度	$3.0 \times 10^{40}$ erg s <sup>-1</sup>
$v_{jet}$	速度	0.26c
$M_{jet}$	Mach 数	100
$\eta_{jet}(= \rho_{jet}/\rho_0)$	密度比	$10^{-2}$
$\beta_{jet}$	プラズマ $\beta$	2, 0.8

## 2.3 SNR とジェットの共進化計算

SNR の半径が W50 の観測値である約 40 pc に達した直後、中心から  $z$  軸に沿って双方向にジェットを噴出させ、SNR とジェットの共進化の様子を追う。

ジェットについては、プラズマ  $\beta$  の異なる 2 つのモデルを与え、構造に及ぼす影響について調べる。

## 3 計算結果と考察

### 3.1 1次元密度分布

図 2 は SNR のみ、SNR とジェットを組み合わせたモデルの動径方向の密度分布である。SNR による衝撃波によって、40 pc 付近に高密度シェルが形成された。一方、SNR の内側の密度分布は、ジェットの有無で大きく異なり、ジェットによるコクーン形成によって SNR のみが伝播する場合よりも希薄になることを示した。また、ジェットによって外側に向かって押し出され、圧縮されて 30 pc 付近で高密度なシェルを形成している。

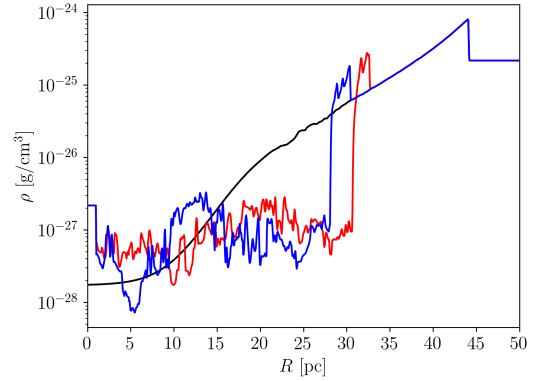


図 2:  $t \sim 76$  kyr における動径方向の密度分布。SNR のみを黒、SNR とジェットを組み合わせたモデルを赤 ( $\beta_{jet} = 2$ ) 及び青 ( $\beta_{jet} = 0.8$ ) で示している。

図 3 は鉛直方向の密度分布である。 $\beta_{jet} = 2$  のモデルでは  $z \sim 90$  pc で密度が高く、 $\beta_{jet} = 0.8$  のモデルでは  $z \sim 95$  pc で密度が高くなっている。

以上の結果より、トロイダル磁場の強いジェットの方が弱い場合と比べて鉛直方向により伝播することが分かった。

### 3.2 シンクロトロン放射強度

2次元円筒座標における MHD 計算によって得られた物理量を元にシンクロトロン放射強度を求める。

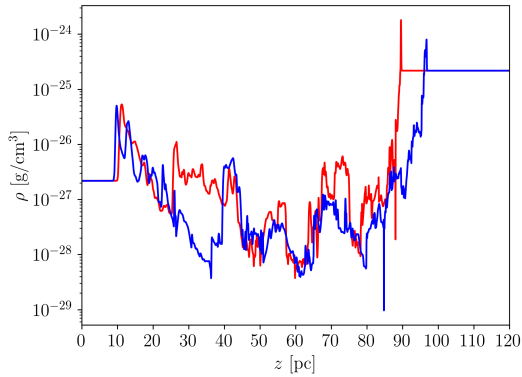


図 3:  $t \sim 76$  kyr における鉛直方向の密度分布。SNR とジェットを組み合わせたモデルを赤 ( $\beta_{\text{jet}} = 2$ ) 及び青 ( $\beta_{\text{jet}} = 0.8$ ) で示している。

シンクロトロン放射率を  $i \sim pB^{3/2}$  と仮定し、3次元直交座標へ変換後、視線方向 ( $z$  軸に対して  $90^\circ$  を仮定) に積分することによってシンクロトロン放射強度

$$I(x, z) = \int i(x, y, z) dy$$

を求めた。図 4 にそれぞれのモデルのシンクロトロン放射強度を示す。

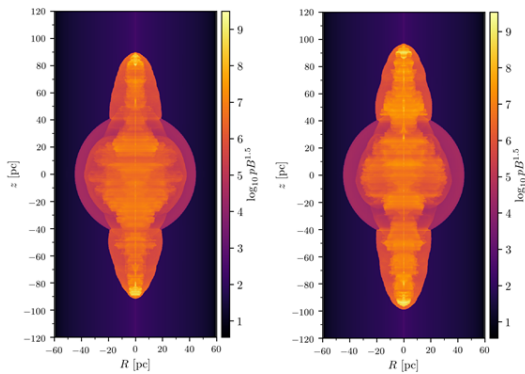


図 4:  $t \sim 76$  kyr におけるシンクロトロン放射強度。(左)  $\beta_{\text{jet}} = 2$ 、(右)  $\beta_{\text{jet}} = 0.8$

図 4 より、どちらのモデルでも SNR のシェルとベジェット部分のシンクロトロン放射強度が高いことがわかる。また、先端領域で最も明るく、ホットスポットを形成していると考えられる。

$\beta_{\text{jet}} = 0.8$  のジェットでは  $\beta_{\text{jet}} = 2$  のモデルと比

べ、SNR 内部で動径方向に伝播されにくく、ジェットは鉛直方向により伝播している。そのため、磁場が強い方がジェットローブが長くなると考えられる。

また、ジェットのエネルギーは  $L_{\text{jet}} = 3.0 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$  であり、注入時間が約 16 kyr であることから総エネルギーは  $E_{\text{jet}} \sim 1.5 \times 10^{52} \text{ erg}$  である。これは SNR のエネルギーより 1 桁高い値となっている。

## 4 まとめ

一様背景中で SNR とジェットの共進化について、2次元円筒座標系における MHD 計算を行った。

ジェットのプラズマ  $\beta$  値が小さい、つまりトロイダル磁場の大きいモデルの方が、 $z$  軸方向に SNR をより引き伸ばすことが分かった。

また、ジェットの持つトロイダル磁場が SNR の磁場に比べて卓越しているため、シンクロトロン放射強度はジェット成分で明るく、先端領域にはホットスポットを形成することが確認された。

## 謝辞

本研究は九州大学の町田真美助教、大村匠さん、酒見はる香さん、筑波大学の朝比奈雄太さんとの共同研究に基づいています。またこの計算には国立天文台の Cray XC50 を利用しました。この場をお借りして心より感謝申し上げます。

## Reference

- Abell G. O., & Margon. B., 1979, Nature, 279, 701
- Asahina Y., Ogawa T., Kawashima T., et al. 2014, ApJ, 789, 1
- Goodall P. T., Alouani-Bibi F., & Blundell K. M., 2011, MNRAS, 414, 2838
- Matsumoto Y., Asahina Y., Kudoh Y., et al. 2019, psz064
- Sakemi. H., Machida. M., Akahori. T., et al. 2018, PASJ, 70, 2
- 坂下志郎、池内了、”宇宙流体力学”、培風館、1996



b10

超新星爆発のイジェクタ内での磁場増幅

東京大学大学院 理学系研究科

新井 瑞月

## 超新星爆発のイジェクタ内での磁場増幅

新井 瑞月 (東京大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

地球上には宇宙線と呼ばれる高エネルギー粒子が絶えず飛来しており、この中でもエネルギーが  $10^{15.5}$  eV 以下の場合には銀河系内の超新星残骸で生成されると考えられている。宇宙線の加速機構の 1 つとして衝撃波統計加速が挙げられ、この加速機構の加速効率は乱流磁場の大きさに依存している。超新星爆発の瞬間に星の内部で発生した衝撃波が星の表面を通過すると (shock breakout)、星間物質中を進んでいく順行衝撃波と衝撃波によって悲惨した星の放出物内を進んでいく逆行衝撃波が生成される。両者とも観測によって効率のよい粒子加速が行われていることが示唆されている。観測された加速効率を説明するためには十分な乱流磁場が必要だが、その起源は分かっていない。

本研究では、逆行衝撃波での効率のよい粒子加速を実現するために必要な乱流磁場の起源について調べる。超新星爆発の瞬間に星の内部で発生した衝撃波が星の表面を通過するまでの間に期待される、ピアマンバッテリー効果による磁場生成機構、非等方な輻射場による磁場生成機構、磁気流体ダイナモ効果による磁場増幅機構の 3 つの磁場増幅機構によって生じる磁場の最大値を見積もり、逆行衝撃波での粒子加速に必要な磁場増幅の条件を模索していく。本公演では研究の現状と今後の展望について述べていく。

## 1 Introduction

宇宙から飛来する高エネルギー粒子である宇宙線は、1912 年に初めて観測が行われて以来 100 年以上研究が続けられているが、その加速起源については未だに解明されておらず、宇宙物理学の最重要問題の 1 つになっている。宇宙線の中でもエネルギーが  $10^{15.5}$  eV 以下の場合には銀河系内の超新星残骸における衝撃波で加速されていると考えられている。宇宙線の加速機構の候補の 1 つとして衝撃波統計加速が挙げられ、この加速機構の加速効率は乱流磁場に依存していることが分かっている。

超新星爆発の瞬間に星の内部で発生した衝撃波が星の表面を通過すると、星間物質中を進んでいく順行衝撃波と超新星爆発によって飛散した星の放出物内 (ejecta) を進んでいく逆行衝撃波が生成される (図 1)。観測により、両者とも同程度の宇宙線加速が示唆されており、これらの観測を説明するためには衝撃波近傍で磁場増幅が行われている必要がある。順行衝撃波での磁場増幅機構については理論的な研究が進んでいるが、逆行衝撃波ではもともと存在している磁場が非常に弱いと考えられているため、現状の理論では順行衝撃波での磁場増幅機構を適用する

ことが出来ない。そのため、逆行衝撃波での宇宙線加速については理論と観測の間に大きな隔たりが生じている。逆行衝撃波での宇宙線加速を説明するためには、逆行衝撃波が生成される前に何らかの磁場増幅機構が働いている必要がある。

逆行衝撃波による粒子加速を説明するためには元々の磁場から非常に大きく磁場が増幅されている必要があるため、超新星爆発の爆発エネルギーが何らかの機構により磁場エネルギーに変換されている可能性を考えた。実際、爆発エネルギーの 0.1% が磁場エネルギーに変換されると、順行衝撃波と同程度の磁場が生成されると見積もることが出来た。そこで、磁気流体力学での磁場の増幅機構として取り扱われるピアマンバッテリー効果、磁気流体ダイナモ効果、非等方な輻射場による磁場増幅の 3 種類の機構による増幅磁場をオーダー評価することで、爆発エネルギーが逆行衝撃波の磁場に与える影響を明らかにする。

## 2 Methods

以下では磁気流体力学での磁場増幅機構として考えられる上記の 3 種類の磁場増幅機構について述べる。

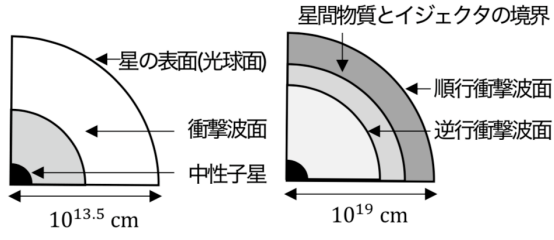


図 1: shock breakout 前の星の様子 (左) と後の星の様子 (右)

## 2.1 ビアマンバッテリー効果による磁場生成機構

ビアマンバッテリー効果による生成磁場は次のように表される。

$$\delta B = \frac{c}{en_e} |\nabla n_e \times \nabla P_e| \delta t \quad (1)$$

$\delta B$  は生成磁場、 $c$  は光速、 $e$  は電気素量、 $n$  は陽子 (電子) の数密度、 $P_e$  は電子の圧力、 $\delta t$  は経過時間である。式を見ると明らかなように、この効果で磁場を生成するためには、陽子の密度勾配と電子の圧力勾配が非平行になる必要がある。また、この効果も元の磁場に依存しないため、初期の磁場の状態に関わらず磁場を生成することができる。この性質から、ビアマンバッテリー効果は初期宇宙での磁場の起源の 1 つとして考えられている。

以下では shock breakout 前にビアマンバッテリー効果によって生成される磁場の見積もりを行う。超新星爆発が起きた際大量の光子が生じる。また、星の内部は非常に高密度になっているため、星の内部のイオン、電子、光子は熱平衡状態にあると仮定する。これにより、電子の温度と光子の温度が等しくなるため、ステファン・ボルツマンの法則を用いることで電子の温度を爆発エネルギー  $E_{SN}$  と星の半径  $R_*$  を用いて表すことができる。さらに  $\nabla \sim \frac{1}{L} = \frac{1}{\alpha R_*}$  という近似を認めると生成磁場は次のように書き換えることができる。

$$\delta B \sim \frac{ck_B}{\alpha^2 e} \left( \frac{3}{16\pi a} \frac{M_*^2}{E_{SN} R_*^7} \right)^{1/4} \quad (2)$$

ここで、 $k_B$  はボルツマン定数、 $\alpha$  は勾配のスケール

因子、 $a$  は放射定数、 $M_*$  は星の質量、 $E_{SN}$  は超新星爆発の爆発エネルギー、 $R_*$  は星の半径である。

## 2.2 非等方な輻射場による磁場生成機構

輻射場による生成磁場は次のように表される。

$$\delta B = \frac{c}{e} |\nabla \times \mathbf{f}_{rad}| \delta t \quad (3)$$

ここで  $\mathbf{f}_{rad}$  は単位体積あたりに働く輻射力である。これは、トムソン散乱断面積  $\sigma_T$ 、輻射場のエネルギーフラックス  $F_\nu$  を用いて次のように表すことができる。

$$\mathbf{f}_{rad} = \frac{\sigma_T}{c} \int_0^\infty \mathbf{F}_\nu d\nu \quad (4)$$

この磁場生成機構もビアマンバッテリー効果と同様に元の磁場に依存しないため、初期に磁場が存在しない場合でも磁場生成を行うことができる。輻射場による磁場生成は、非等方な輻射場があるときにフォトン-電子相互作用 (トムソン散乱) によって電子が動かされることで生じる。実際には動かされた電子は陽子-電子相互作用 (クーロン相互作用) によって陽子と同じ運動をしようとするが、今回はクーロン相互作用を無視して最大磁場の見積もりを行う。

ここで、輻射エネルギー密度を  $E_\nu$  としたとき、輻射場の非等方性から  $|F_\nu| \sim cE_\nu$  が成り立つと仮定すると、爆発エネルギーが全て輻射エネルギーに変換された場合の生成磁場は

$$\delta B \sim \frac{3}{4\pi} \sqrt{\frac{1}{2} \frac{c\sigma_T}{e\alpha} \frac{\sqrt{E_{SN} M_*}}{R_*^3}} \quad (5)$$

と表すことができる。

## 2.3 磁気流体ダイナモ効果による磁場増幅機構

図 2 のように、高密度領域が衝撃波面を通過する際、瞬時的に渦度が生じ、時間が経つにつれて成長していく。これにより、下流にもともと存在していた磁場は渦度の発展と共に引き伸ばされていき、磁場が増幅する。初めは指数関数的に磁場が増幅していくが、磁場が強くなるにつれて渦度の発展を妨げる働きをする。その結果、磁気圧とガス圧が釣り合

うところで渦度の成長が止まり、磁場増幅が終わる。Fraschetti (2013) より、このプロセスによって生じる増幅磁場は次のように表すことができる。

$$\delta B \sim C_r \sqrt{4\pi\rho} \sqrt{\frac{R_c + l_F}{\theta l_F}} \quad (6)$$

ここで、 $C_r$  は上流静止形での衝撃波面の速度、 $\rho$  は流体の密度、 $R_c$  は高密度領域の大きさ、 $l_F$  は流体と高密度領域の界面の厚み (Field 長)、 $\theta$  は衝撃波の平均速度と衝撃波面の垂直方向のなす角である。式の中には磁場は含まれてないが、この機構では、元々の磁場を引き延ばすことによって磁場を増幅させているため、初期に磁場が必要になる。

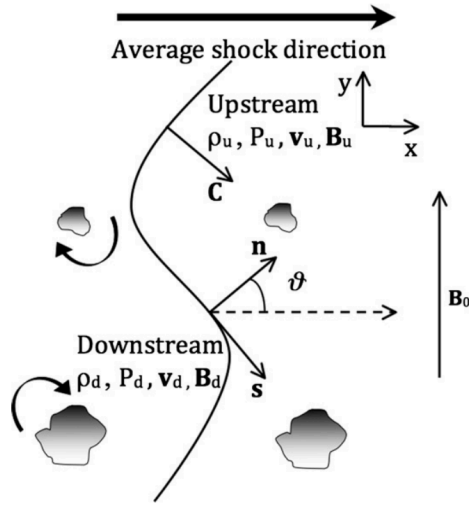


図 2: 衝撃波表面と高密度領域の接触による渦度の生成

### 3 Results

上記で求めた 3 種類の磁場増幅機構に対して、超新星爆発の典型的パラメータを代入して増幅磁場を求める。今回用いる超新星爆発の物理量は表 1 にまとめる。

shock breakout までに行われる磁場増幅の目標値を計算する。超新星爆発が起きた瞬間に生じた衝撃波が星の内部を通過した後、超新星残骸は星の外部に膨張していく。磁場のガウスの法則より、磁場の大きさは半径の 2 乗に逆比例するため、超新星残骸

表 1: 表の挿入方法の説明

$E_{SN}$	$10^{51}$ erg
$R_*$	$10^{13.5}$ cm
$M_*$	$2 \times 10^{31}$ g

の半径が 1 pc になった時の磁場の大きさは膨張前の磁場に比べて約  $10^{-12}$  倍まで小さくなる。磁場増幅が行われる前に星の内部に存在する磁場は 10 G であり、膨張後の磁場の大きさが順行衝撃波での磁場の大きさ ( $10^{-6}$  G) と同程度になるためには、shock breakout までに元の磁場の約  $10^5$  倍の増幅磁場が必要になる。

まず、ピアンバッテリー効果による増幅磁場の計算を行う。式 (2) にそれぞれ物理量を代入していくと、

$$\frac{\delta B}{B_0} \sim \frac{1}{\alpha^2} \times 10^{-12} \quad (7)$$

という結果になる。元の磁場に比べて増幅磁場が非常に弱いため、ピアンバッテリー効果の影響は無視できることがわかる。

次に、非等方な輻射場による生成磁場の計算を行う。式 (5) に物理量を代入していくと、

$$\frac{\delta B}{B_0} \sim \frac{1}{\alpha} \times 10^{-4} \quad (8)$$

と表すことができる。この場合も元の磁場に比べて非常に弱い磁場しか生成できなかったため、非等方な輻射場による生成磁場の効果は無視できる。

最後に、磁気流体ダイナモ効果による増幅磁場の計算を行う。式 (6) に物理量を代入すると

$$\frac{\delta B}{B_0} \sim \sqrt{\frac{R_c + l_F}{\theta l_F}} \times 10^5 \quad (9)$$

となる。ここで、フリーパラメータとして  $\sqrt{\frac{R_c + l_F}{\theta l_F}}$  が残っているが、基本的にはこの値は 1 より大きくなるため、ダイナモ効果による磁場増幅機構は目標としている磁場増幅を満たすことがわかった。

### 4 Conclusion

shock breakout 前に行われる磁場増幅について、磁気流体スケールで考えられる 3 種類の磁場増幅機

構での最大磁場の見積もりを行ったところ、磁気流体ダイナモ効果による磁場増幅機構では元の磁場の  $10^5$  倍まで増幅されることがわかった。この見積もりでは Frascchetti (2013) を参考にして増幅磁場を見積もったが、今回のモデルと論文のモデルでは設定の違いがあるため、この見積もりの正当性を確かめるための必要がある。

今後の展望として、今回用いたモデルに対して 3 次元磁気流体シミュレーションをすることで、このモデルの正当性を確かめていく。また、超新星残骸が膨張するにつれて、電子は星間空間の水素イオンや水素原子と相互作用をすることで抵抗を受けるため磁場は減少していく。そのため、それらの抵抗のタイムスケールと膨張のタイムスケールを比べることで膨張後の逆行衝撃波での磁場の値を見積もり、逆行衝撃波での宇宙線加速を説明できるだけの磁場が存在するかを調べていく。

## Reference

T. Sato et al. 2018, ApJ

Y. Uchiyama & F. A. Aharonian 2014, ApJ

M. Ando et al. 2010, ApJ

H. Hanayama et al. 2005, ApJ

F. Frascchetti 2013, ApJ

b11

TeV halos are everywhere: Prospects for  
new discoveries

東京大学大学院 理学系研究科

須藤 貴弘

## TeV halos are everywhere: Prospects for new discoveries

須藤 貴弘 (東京大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

TeV ハロー (“TeV Halo”) とは、パルサー星雲より大きな領域に広がる、新種ガンマ線天体である。Milagro と HAWC により Geminga パルサーの周囲で検出されて以来、宇宙線陽電子の起源やパルサー星雲の進化などの理解に重要な役割を果たす可能性が指摘されてきた。しかし、現在までに 4 個しか報告されておらず、未だに多くが謎に包まれている。我々は、Geminga の TeV halo が典型的なものと仮定し、パルサー種族合成の標準的な手法を用いて、TeV ハローの重要性を研究した。まず、銀河系からの拡散 TeV ガンマ線は単純な GeV ガンマ線のフラックスの外挿よりも有意に明るい (“TeV Excess”) ことが知られているが、これは TeV ハローの寄与により説明できる。また、銀河面サーベイで発見されている未同定天体の中には TeV ハローが多く含まれる可能性がある。さらに、TeV ハロー観測からパルサーの性質に新たな制限を与えることができることも分かった。我々はこのモデルを用い、将来観測における TeV ハローの検出可能性を予想した。楽観的な見積もりでは、HAWC は今後約 10 年で 20–80 個近くの TeV halo を見つける可能性がある。こうした将来観測によりモデルをテストでき、さらに TeV ハローの形成の謎より詳細な性質が明らかになっていくことが期待される。

## 1 INTRODUCTION

TeV ハロー (“TeV Halo”) とは、近年の TeV ガンマ線観測により同定された、新種のガンマ線天体である [1]。TeV Halo はパルサー星雲 (Pulsar Wind Nebula, PWN) を取り巻く巨大な領域であり、PWN を抜け出た電子/陽電子による逆コンプトン放射だと考えられる (図 1)。

TeV ハローは Geminga パルサーの周辺に初めて検出された [2–3]。Geminga は年齢が 340 kyr と比較的古いパルサーで、地球から 250 pc と近い距離にある [4]。HAWC 望遠鏡による観測で、Geminga の TeV ハローは半径 5 deg ほどに広がっていることが発見された。物理的な半径では約 20 pc に及ぶ。これと比べ Geminga の PWN は半径 3 arcmin の領域に閉じ込められている [5]。TeV ハローは PWN と比べ、体積で  $10^6$  倍ほど大きいことになる。

TeV ハロー内では粒子の拡散が非常に遅いと考えられている。もし Geminga のハロー内での粒子拡散の速度が平均的な星間空間と同程度だとすると、その半径は  $\sim 700$  pc ほど広がっていなければならない。実際の半径は 20 pc 程度である。このことから、TeV ハローはなんらかのメカニズムで粒子拡散を抑制し

ていると考えられる。

TeV ハローは Geminga に特有の性質ではない。HAWC はこれまでに 3 つのパルサーの周辺に TeV ハローの存在を確認しており、また HAWC のカタログには多くの TeV ハロー候補天体が含まれる [6–8]。さらに、HESS などの大気チェレンコフ望遠鏡では数多くの “TeV PWN” が発見されているが、その多

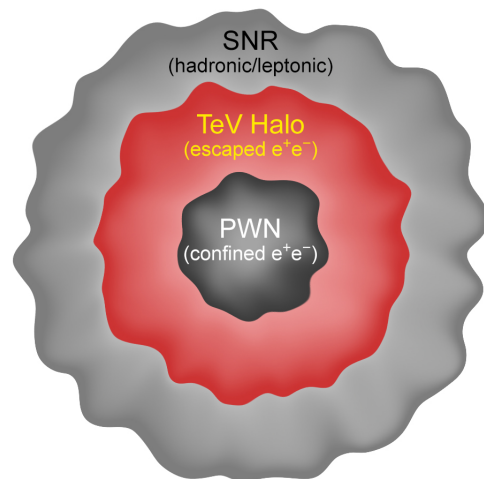


図 1: TeV ハローの概略図

くは  $\sim 10$  pc を超え、X 線や電波で見ているパルサー星雲と比べずっと大きい。こうした “TeV PWN” と分類されているものの中にも、TeV ハローが含まれているかもしれない。

このように TeV ハローは近年になって同定された新種天体であり、理論的には様々な謎を残している。本研究<sup>[9]</sup>では、TeV halo の種族モデルを構築し、この天体の重要性を定量的に調べた。

## 2 TEV HALO MODELS

モデルの概要を説明する（詳細は Ref.[9] を参照）。TeV ハローの種族のモデル化のため、まずはパルサーの種族合成を行う。スピン周期 ( $P_0$ ) と磁場 ( $B_0$ ) をランダムに与えたパルサーの集合体を作り、各パルサーにランダムに年齢を割り振って、スピンドウン光度を次のように求める<sup>[10]</sup>:

$$\dot{E}(t) = \frac{8\pi^4 B_0^2 R^6}{3c^3 P_0^4} \left(1 + \frac{t}{\tau_{sd}}\right) \quad (1)$$

ここで  $\tau_{sd} = 3Ic^3 P_0^2 / 4\pi^2 B_0^2 R^6$  はスピンドウンの時間スケールである。また各パルサーには銀河系内の位置も、観測されているパルサーの位置分布をもとに、ランダムに与える。更にパルサーの電波放射が地球の方を向いている確率を

$$f = \left[ 9 + \left( \log_{10} \frac{P}{10 \text{ s}} \right)^2 + 3 \right] \% \quad (2)$$

により計算<sup>[11]</sup>し、ビームがこちらを向いている場合のみパルサーは観測可能だと考える。

計算で最も重要なのはパルサーが生まれた時のスピン周期  $P_0$  と磁場  $B_0$  である。 $P_0$  の分布はあまり強く制限されていない。本研究では過去の研究<sup>[12,13]</sup>を基に、 $\langle P_0 \rangle = 300$  ms かつ  $\sigma_{P_0} = 150$  ms と、 $\langle P_0 \rangle = 50$  ms かつ  $\sigma_{P_0} = 50/\sqrt{2}$  ms の、2 種類の Gaussian の採用する。また、その中間にあたる  $\langle P_0 \rangle = 120$  ms かつ  $\sigma_{P_0} = 60$  ms の場合についても計算する。 $B_0$  の分布は lognormal で  $\langle \log_{10}(B_0 [\text{G}]) \rangle = 12.65$  かつ  $\sigma_{\log_{10}(B_0 [\text{G}])} = 0.55$  とする<sup>[12]</sup>。

上述の通りパルサーの種族合成ができたら、続いてそれらに TeV ハローを与えていく。本研究では、

年齢がある値  $T_{\min}$  を超えるパルサーは “Geminga-like” な TeV ハローを持っている、と仮定する。この “Geminga-like” ハローのガンマ線光度は、単純にスピンドウン光度に比例させて  $L_\gamma \propto \dot{E}$  で求め、絶対値は Geminga パルサーの観測 ( $\dot{E} = 3.2 \times 10^{34}$  erg/s で、7 TeV differential luminosity は  $2.9 \times 10^{31}$  erg/s) をもとに規格化する。

## 3 MODEL CONSTRAINTS

2HWC カタログ<sup>[4]</sup>は HAWC の 507 日の観測データを基にしており、視野内に発見された 39 個のソースが含まれている。我々は TeV ハローのモデルを以下のような条件を課すことで制限する: (1) 2HWC 内の TeV ハローの数が 36 を超えない。これは 39 個のうち 3 つは Crab, Mrk501, Mrk421 であることが分かっているため。(2) 2HWC 内の TeV ハローの数が 2 を超える。これは少なくとも 2 つの TeV ハローが 2HWC カタログに含まれるため。

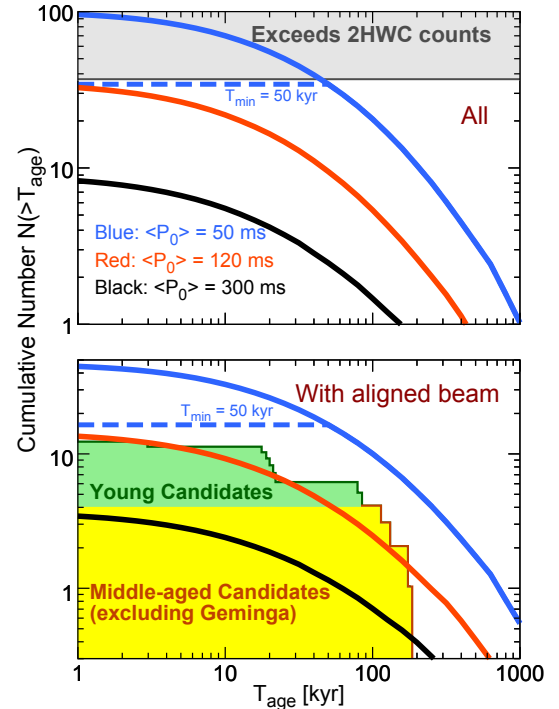


図 2: 2HWC で検出されている TeV ハローの期待値

Fig. 2 (上段) にモデルが予言する 2HWC source count への TeV ハローの寄与を示した。計算結果は 3



つの異なる  $P_0$  の分布 ( $\langle P_0 \rangle = 50, 120, 300$  ms) について示している。TeV ハロー数が実際に検出されているハローの上限 (=36) を超えないことから、 $T_{\min}$  に制限がつけられる。もし典型的なパルサーが比較的大きなスピン周期を持って生まれる場合 ( $\langle P_0 \rangle = 300$  ms) は、 $T_{\min} = 0$  としてもハローの総数は 10 になり、 $T_{\min}$  は制限できない。一方で、 $\langle P_0 \rangle = 50$  ms のモデルでは、 $T_{\min} = 0$  とすると 100 個の TeV ハローが 2HWC カタログに含まれていなければならないこととなり、上限を超えてしまう。2HWC の制限から  $\langle P_0 \rangle = 50$  ms のケースでは  $T_{\min} \gtrsim 50$  kyr が要請される。なお 120 ms のモデルでは  $T_{\min} = 0$  でちょうど 2HWC の上限にあたるため、この場合も  $T_{\min}$  への制限はつけられない。

Fig. 2 (下段) には随伴するパルサーも見えるような TeV ハローの個数の期待値を示した。パルサーが観測できるか否かは、ビームがこちらを向いているかないかで考えており、その確率は式 (2) で求めている。また、2HWC カタログに含まれる TeV ハロー候補天体の年齢分布も示してある。現状ではこれらの比較からモデルに強い制限はできない。今後の候補天体の追観測により、今後よりモデルへの制限ができると思われる。

TeV ハローの数から、 $P_0$  の分布にも制限がつけられる。本研究で採用した  $50 \lesssim \langle P_0 \rangle \lesssim 300$  ms はどれも棄却できないが、多くのパルサーが非常に短いスピン周期 (e.g.,  $\langle P_0 \rangle \ll 50$  ms) で生まれるとすると、 $T_{\min} \gg 340$  kyr となり、Geminga (340 kyr) が TeV ハローを持つ事実と矛盾する。よりよい制限のためには今後より TeV ハローの性質をもっと知ることが必要だが、我々の計算結果は、将来的に TeV ガンマ線観測から  $\langle P_0 \rangle$  についての情報を得られることを示唆している。

## 4 TEV EXCESS

Milagro 望遠鏡は銀河系ディスクからの拡散 TeV ガンマ線放射を検出している<sup>[14]</sup>。その強度は GeV data の外挿と比べて有意に明るい (“TeV Excess”) ことが知られており<sup>[15]</sup>、その起源はまだ分かっていない。Fig. 3 に、我々のモデルが予言する、unresolved

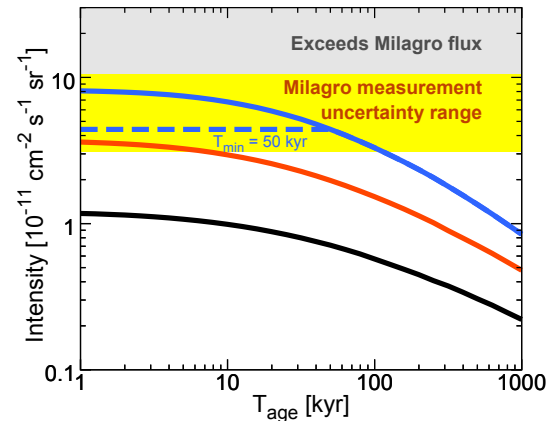


図 3: TeV ハローの拡散 TeV ガンマ線放射 (Milagro) への寄与

な TeV ハローからの TeV 拡散ガンマ線への寄与を示した。合理的なパラメータの範囲で、TeV excess は TeV ハローの寄与により説明可能なことがわかる。

## 5 FUTURE DIRECTIONS

Fig. 4 に、HAWC による 10 年の観測によって見つかる TeV ハローの数の予言を示す。最も悲観的な  $\langle P_0 \rangle = 300$  ms のモデルでも、20 個程度の検出が期待できる。最も楽観的な  $\langle P_0 \rangle = 50$  ms かつ  $T_{\min} = 50$  kyr の場合は検出期待値は 80 個に及ぶ。

これらの計算は “Geminga-like” という大きな仮定に基づいていることに注意すべきである。例えば、予想よりずっと少ない数のハローしか見つからない可能性がある。その場合は Geminga などのハローが非常に特殊だということになり、このことはハローの形成の理解などに重要な情報となるだろう。

CTA の銀河系サーベイ (点源に対し 2 mCrab の感度を持つことを仮定) では 30-160 個の TeV ハローの発見が期待できるほか、LMC や SMC でも 10-30 個の検出の可能性はある。

HESS ですでに発見されている天体を再度研究することも重要である。HESS の銀河面サーベイ (HGPS)<sup>[16]</sup> では 78 個の天体が報告されており、うち 42 個にはパルサーが付随している。我々のモデル計算では HGPS で既に TeV ハローが 10-50 個ほど発見さ

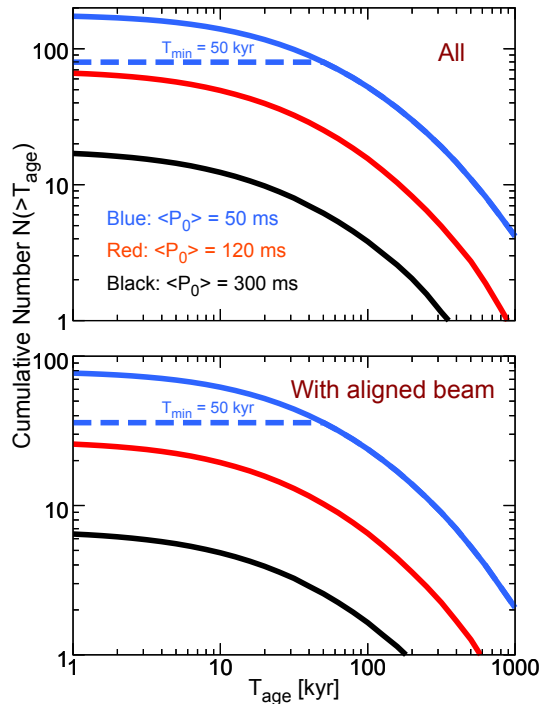


図 4: 10 年間の HAWC での観測で検出される TeV ハローの予想数

れている可能性がある。パルサーに付随したものに限ると予想される数は 6-20 個である。特に HGPS カタログには多くの未同定天体や、PWN と分類されているがサイズの大きなものが含まれている [17]。これらには TeV ハローが含まれている可能性が高い。

## 6 Summary

TeV ハローは将来のガンマ線観測にとって非常に重要な天体となる可能性がある。今後の HAWC の観測だけでなく、CTA や LHASSO などの将来望遠鏡によって、この天体の形成過程などの謎が明らかになり、更にパルサーの物理や宇宙線電子陽電子の起源の理解などにもつながることが期待される。

## Acknowledgement

This article is based on our recent work (arXiv:1902.08203). I would like to thank collaborators, Tim Linden and John F. Beacom, for a lot of help with this work.

## Reference

- [1] T. Linden, K. Auchettl, J. Bramante, I. Cholis, K. Fang, D. Hooper, T. Karwal, and S. W. Li, Phys. Rev. D 96, 103016 (2017)
- [2] A. A. Abdo et al., Astrophys. J. Lett. 700, L127 (2009)
- [3] A. U. Abeysekara et al., Science 358, 911 (2017)
- [4] R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs, VizieR Online Data Catalog 7245 (2005).
- [5] B. Posselt, G. G. Pavlov, P. O. Slane, R. Romani, N. Bucciantini, A. M. Bykov, O. Kargaltsev, M. C. Weisskopf, and C.-Y. Ng, Astrophys. J. 835, 66 (2017)
- [6] A. U. Abeysekara et al., Astrophys. J. 843, 40 (2017)
- [7] C. Riviere, H. Fleischhack, and A. Sandoval, The Astronomer's Telegram 10941 (2017)
- [8] C. Brisbois, C. Riviere, H. Fleischhack, and A. Smith, The Astronomer's Telegram 12013 (2018)
- [9] T. Sudoh, T. Linden, J.F. Beacom, arXiv:1902.08203, to appear in PRD
- [10] S. L. Shapiro and S. A. Teukolsky (1983)
- [11] T. M. Tauris and R. N. Manchester, Mon. Not. R. Astron. Soc. 298, 625 (1998).
- [12] C.-A. Faucher-Giguere and V. M. Kaspi, Astrophys. J. 643, 332 (2006)
- [13] K. P. Watters and R. W. Romani, Astrophys. J. 727, 123 (2011)
- [14] R. Atkins et al., Physical Review Letters 95, 251103 (2005)
- [15] T. Prodanovic, B. D. Fields, and J. F. Beacom, Astroparticle Physics 27, 10 (2007)
- [16] H. Abdalla et al., Astron. and Astrophys. 612, A1 (2018)
- [17] H. Abdalla et al., Astron. and Astrophys. 612, A2 (2018)

b12

次世代ガンマ線天文台 CTA で観測する  
活動銀河核  
京都大学 宇宙線研究室  
今川 要

## 次世代ガンマ線天文台 CTA で観測する活動銀河核

京都大学 宇宙線研究室 修士 1 回 今川 要

### Abstract

ブレーザーや電波銀河の中には超高エネルギー（Very High Energy, VHE;  $>100$  GeV）ガンマ線が検出されているものがあり、VHE ガンマ線で数分から数日の激しい強度変動（フレア）を示すことが知られている。VHE ガンマ線はブラックホール近傍で生成されると考えられ、ジェットの構造や組成、さらには超巨大ブラックホールの物理に新しい知見が得られると期待される。次世代ガンマ線天文台 CTA（Cherenkov Telescope Array）計画では現在の約 10 倍の感度を達成できるため、時間変動の精密観測による放射領域サイズの決定や、スペクトル変化をプローブとしてガンマ線放射が電子または陽子起源かを解明できると考えられる。さまざまな赤方偏移の AGN に対するガンマ線観測から、可視・赤外線領域における銀河系外背景光の密度に制限をかけることができるほか、直接観測が困難な銀河間磁場に対しても制限をかけられる。

本集録では VHE 領域での AGN 観測の結果をレビューし、CTA で迫る AGN 関連のサイエンスについて述べる。

## 1 ガンマ線でみる活動銀河核

活動銀河核（Active Galactic Nuclei, AGN）は母銀河の星全体より 100 倍程度以上も明るく輝く中心核であり、中心には超大質量ブラックホール（Super Massive Black Hole, SMBH）が存在する。AGN のうち 1 割程度は電波などの非熱的放射が優勢な電波銀河で、光速に近いジェットが観測されている。特にジェットが視線方向に近い方向を向いている AGN をブレーザーと呼び、VHE 領域で検出された AGN は、ブレーザーが 73、電波銀河が 5 天体である（<http://tevcat.uchicago.edu/>）。ブレーザーの多波長スペクトル（図 1）は 2 つのピークを持ち、高エネルギー側カットオフ領域はガンマ線放射が陽子起源か電子起源かでモデルのスペクトル形状が異なるが、十分な統計がないため起源が特定できていない。ブレーザーや電波銀河は放射強度変動（フレア）を起こすことが知られているが、フレアの原因は未解明である。放射強度の時間変動を考えると SMBH 近傍から放射されていると推定されるので、フレアの物理を解明することでジェットの構造や組成、さらには超巨大ブラックホールの物理に新しい知見が得られると期待される.. しかし現行のガンマ線望遠鏡では十分な光子統計が得られずフレアの原因解明には至っていないため、感度の良い検出器を用いて高

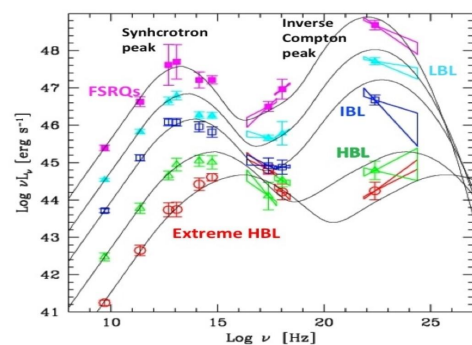


図 1: さまざまな種類のブレーザーに対する多波長スペクトル (Falomo et al. 2014). 実線は放射モデルであり、低エネルギー側がシンクロトロン放射によるピークで、高エネルギー側が逆コンプトン散乱によるピークと考えられている。

統計・広エネルギー帯域で放射を検出することが必要である。

## 2 CTA 計画

解像型大気チェレンコフ望遠鏡（Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, IACT）の検出原理は以下の通りである。高エネルギーガンマ線が大気に入

射すると電磁シャワーが発生し、この中の2次粒子である電子・陽電子がチェレンコフ光を放出する。これをバックグラウンドとなる陽子シャワーと形状で分け、ガンマ線データを再構成することで間接的に入射ガンマ線を検出することができる。現在稼働している IACT (e.g. H.E.S.S., MAGIC, VERITAS) の性能を上回る望遠鏡として計画されているのが CTA (Cherenkov Telescope Array) である。CTA は世界 31 カ国協力の下建設が進んでおり、北サイトのラパルマ島 (スペイン)、南サイトのパラナル (チリ) に 3 種類の口径の IACT を計百台程度設置する予定である。これらのステレオ観測により CTA は現行の望遠鏡に比べ、10 倍の検出感度や 3 倍の角度分解能を達成でき、観測可能なエネルギー帯域は 20 GeV から 300 TeV にもわたる。

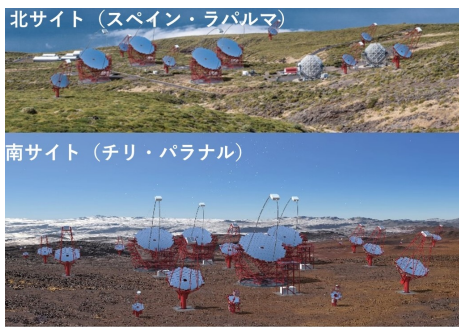


図 2: CTA 完成予想図 (<http://www.cta-observatory.jp/overview.html>).

### 3 CTA と AGN 観測

以下では、CTA で迫る AGN 関連のサイエンスについて述べる。

#### 3.1 AGN の物理

現行の IACT でブレーザーや電波銀河が検出されているが、CTA では、これらの天体のフレア時に図 3 のように従来の観測よりもさらに短い時間変化を捉えると期待される。また、光度曲線だけでなく、フレア時のスペクトルの時間変化を観測することによってフレアの原因を解明することにもつながる。図 4 からは、フレア機構の違いによりスペクトルピーク

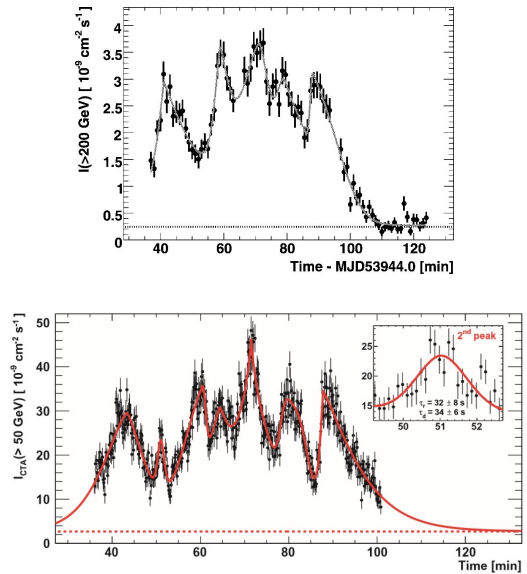


図 3: 上図は H.E.S.S. で観測されたブレーザー PKS 2155-304 の光度曲線 (Aharonian et al. 2007)。下図は上図で示したブレーザー PKS 2155-304 を CTA で観測した際予想される光度曲線である (Sol et al. 2013)。

の稜線が異なる時間変化をすることがわかり、これが検出されればフレア機構の判別が可能となる。

また AGN の一種であるセイファート銀河はフェルミ衛星によって GeV 帯域で検出されており、CTA でも検出されるとその放射メカニズムや AGN 統一モデルの理解が進むことが期待される (Acharya et al. 2019)。

#### 3.2 AGN での陽子加速の可能性

宇宙線とは宇宙空間を飛びまわる高エネルギー粒子の総称であり、AGN は銀河系外宇宙線起源の候補の 1 つである。AGN のガンマ線放射機構としては、加速された陽子がガンマ線放射の原因となる陽子起源と、加速された電子がシンクロトロン放射と逆コンプトン放射を起こす電子起源の 2 つが候補として考えられており、現在の観測精度ではどちらの可能性も残されている。図 5 はブレーザー PKS 2155-304 において 2 つの放射モデルの仮定からスペクトルを描いたものであり、電子起源のスペクトル (図 5 上) に対し、陽子起源 (図 5 下) ではミューオンのシン

クロトロン放射により  $\nu \sim 10^{27}$  Hz に肩をもっている。この違いを CTA で観測することによって放射機構の特定につながると期待される。

同定につながることが期待される。

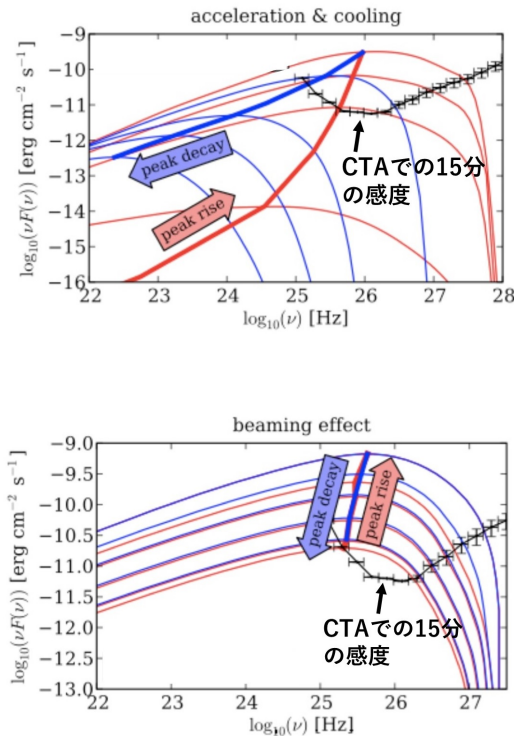


図 4: 上図は粒子加速とともに増光し、加速粒子がエネルギーを失うことで減光する場合の各時刻ごとのスペクトル。下図は天体自体のガンマ線強度が変化しているのではなく、ジェットが曲がっていて観測者方向を向いた際にビーミング効果で増光する場合のフレア機構による各時刻ごとのスペクトル。赤・青の細線はそれぞれフラックスが増加・減少していくときの 15 分ごとのスペクトル。赤・青の太線はスペクトルピークの稜線 (Sol et al. 2013)。

また、陽子起源の場合、ジェット中の光子との反応により生成された  $\pi$  中間子の崩壊によりニュートリノが生じるので、天体からのニュートリノの存在はその天体が陽子加速起源であることの直接の証拠となる。2017 年に IceCube 実験によってニュートリノが観測され、その観測領域誤差内に存在したブレーザー TXS 0506+056 をガンマ線で追観測したところ、VHE ガンマ線でのフレアが検出された (Aartsen et al. 2018)。こうした相補的な観測により陽子起源の

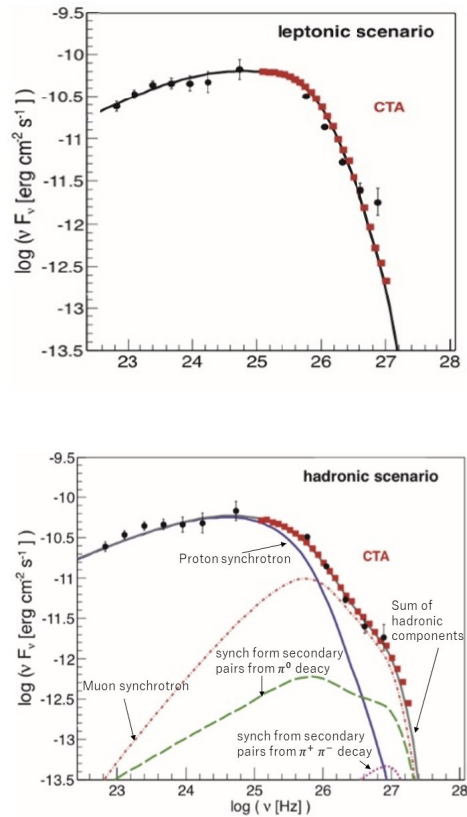


図 5: ブレーザー PKS 2155-304 で電子起源 (上図)・陽子起源 (下図) の放射モデルを仮定したときのスペクトル。黒点は H.E.S.S. の観測データ。赤点は CTA で予想されるデータ。CTA での統計誤差は赤点の大きさよりも小さい (Zech et al. 2013)。

### 3.3 銀河系外背景光

銀河系外背景光 (Extragalactic Background Light, EBL) とは遠方銀河から放射された可視・赤外線放射の重ね合わせであると考えられている。EBL 密度は星形成率に比例しており (Dominguez et al. 2011)、さまざまな赤方偏移での EBL 密度を求めることで星形成史に制限をつけることが期待される。

AGN から放出された VHE ガンマ線の一部は EBL によって電子陽電子対を生成し吸収を受ける。したがって AGN の元のガンマ線のスペクトルを仮定すれば実際観測されるスペクトルから EBL による吸収量が求まり、EBL 密度を見積もることができる。図

6 は EBL の直接観測によるデータ, 個々の銀河光の重ね合わせのデータ, そして  $z \sim 0.18$  までの AGN 17 天体から放射されたガンマ線での間接観測のデータを示したものである.

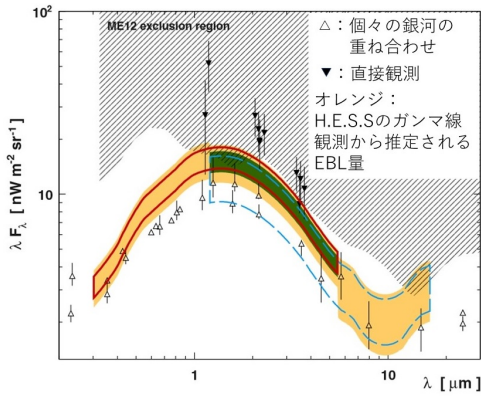


図 6: EBL のうち, 直接の星光に関するスペクトル (Abramowski et al. 2013).

CTA では 100 GeV 以下のエネルギー帯も観測でき現行の望遠鏡より高感度であるため, 従来よりも赤方偏移の大きな AGN が検出され, 図 7 のように宇宙論的距離 ( $z \sim 1.6$ ) までの EBL について距離ごとの制限が加えられる. なお, 現在では MAGIC 望遠鏡での観測により  $z \sim 0.8$  までの EBL 密度に制限がついている (Acciari et al. 2019).

また, ガンマ線と EBL により生じる電子陽電子の運動は磁場の影響を受けるので, この電子陽電子が宇宙マイクロ波背景放射を逆コンプトン散乱することで生じる二次ガンマ線は宇宙磁場の強さに依存する. このガンマ線を検出することで直接観測が困難である銀河間磁場に制限を与えることも可能となる (図 8). さらに CTA ではフェルミ衛星より優れた角度分解能に基づくガンマ線像の広がりを用いた銀河間磁場推定も可能となる.

そのほかにも CTA では, AGN からのガンマ線放射が地球に到達するまでの時間に対するエネルギー依存性から, 従来よりも強い制限でローレンツ不変性つまり光速不変性の検証ができる. また, 量子色力学における強い CP 問題を解決する粒子として提案されているアクシオンの探索にも役立つと考えられている (Acharya et al. 2019).

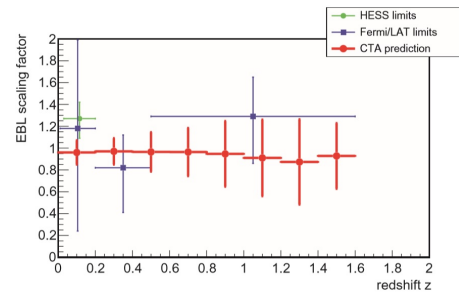


図 7: 赤方偏移ごとの EBL 密度のスケーリングファクター. 赤点とその誤差は, 平均のフラックスがカニ星雲の約 25% である 10 個の AGN を仮定している (Acharya et al. 2019).

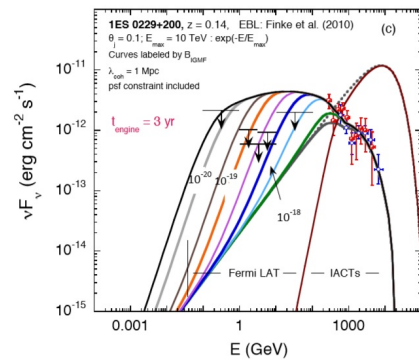


図 8: ブレーザー 1ES 0229+200 のガンマ線スペクトルの銀河間磁場依存性 (Dermer et al. 2011). 磁場の単位は G (ガウス).

## Reference

Falomo, R. et al. 2014, A&A Rev., 22, 73  
 Aharonian, F. et al. 2007, ApJ, 664, L71  
 Sol, H. et al. 2013, Astropart. Phys., 43, 215  
 Zech, A. et al. 2013. Proc. 33rd ICRC;arXiv:1307.3038  
 Aartsen, M. G. et al. 2018, Science, 361, 1378  
 Dominguez, A. et al. 2011, MNRAS, 410, 2556  
 Abramowski, A. et al. 2013, A&A, 550, 4  
 Acharya, B. S. et al. 2019, World Scientific Publishing, Science with the Cherenkov Telescope Array; DOI:10.1142/10986  
 Acciari, V. A. et al. 2019, MNRAS, 486, 4233A  
 Dermer, C. D. et al. 2011, ApJ, 733, L21

c1

A light curve model for type II<sub>n</sub>

supernovae

東京大学大学院ビッグバン宇宙国際研

究センター、理化学研究所

武井 勇樹



## A light curve model for type II<sub>n</sub> supernovae

武井 勇樹 (東京大学大学院ビッグバン宇宙国際研究センター、理化学研究所)

### Abstract

II<sub>n</sub> 型超新星はスペクトル中に非常に幅が狭い水素輝線をもつ超新星を指す。星周物質の密度が非常に高いため、光が星周物質で吸収され、再放射されることで速度の遅い成分が現れる。エジェクタが密度の高い星周物質に衝突することで相互作用が起こって光っている。相互作用によって非常に効率良く爆発のエネルギーが輻射に散逸されるため、II<sub>n</sub> 型超新星はニッケルやコバルトの放射性崩壊で光る通常の超新星に比べて極めて明るいのが特徴として挙げられる。我々は II<sub>n</sub> 型超新星の光度曲線を、衝撃波加熱領域を衝撃波静止系での定常状態を仮定して解像することで光度曲線を数値計算することに成功した。また、輻射輸送方程式を解くことによって、多くの II 型超新星の光度曲線に見られる急激な立ち上がりを再現することができた。この計算によって、II<sub>n</sub> 型超新星における星周物質の密度分布や爆発のエネルギーなどについて、より詳しい情報が得られることが期待される。

## 1 Introduction

大きな質量を持った恒星は、進化段階の最後には内側から支える力を失って超新星爆発を迎え、死に至る。超新星が示す様々な性質の多くは親星に起因するものであり、例えば星外層に水素が残っている段階で爆発に至ればスペクトルに水素輝線が現れる。このような超新星は II 型超新星と分類される。II 型超新星の中でも、水素輝線幅が狭いものが存在しており、特に II<sub>n</sub> 型超新星と分類される。輝線幅の狭さは速度の遅い星周物質 (CSM) に由来するものである。放出された星外層 (エジェクタ) から放たれた光は CSM に吸収され、再放射されるため、速度の遅い成分のみが現れる。このことから、II<sub>n</sub> 型超新星では CSM の密度が非常に高いことが示唆され、エジェクタと CSM が衝突して衝撃波加熱領域が形成され、相互作用が起きていることも同時に示唆される。つまり、II<sub>n</sub> 型超新星は Ni と Co の放射性崩壊によって光る通常の超新星とは異なり、物質の相互作用により光る超新星であると考えられる。

したがって、II<sub>n</sub> 型超新星の光度曲線はエジェクタに関する情報だけでなく CSM の密度分布などに関する情報を含んでいると言え、光度曲線は爆発前にもどのような形で CSM が分布しているのかを調べる手がかりとなり、親星に関する知見も得られることになる。

Moriya et al. (2013) は、II<sub>n</sub> 型超新星の光度曲線を、衝撃波加熱領域の厚みを考えないことによって解析的に導出した。これによってエジェクタや CSM に関する密度などの情報を解析解と実際の観測データと合わせることで導くことができるようになった。だが、衝撃波加熱領域を解像していないため、その領域が光度に与える影響までは分からない。一方で、Dessart et al. (2015) は輻射輸送方程式を衝撃波加熱領域を含めた全領域で解いて光度曲線の計算を行っている。ただし、数値計算手法の都合上、衝撃波加熱領域の解像は不十分である。

そこで、本研究ではこの加熱領域を解像することで、どのように光度曲線が変化するかを調査した。

## 2 Methods

### 2.1 加熱領域の計算

衝撃波加熱領域は流体力学の基礎方程式を衝撃波静止系において定常を仮定することで計算した。

$$\frac{\partial(r^2 \rho v)}{r^2 \partial r} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{r^2 \partial r} \left[ r^2 \left\{ v \left( \frac{1}{2} \rho v^2 + e + p \right) + F \right\} \right] = 0 \quad (3)$$

ただし  $r, v, \rho, p, e, F$  はそれぞれ半径、衝撃波静止系における速度、密度、全圧、内部エネルギー、輻射流束を表す。また、熱平衡を仮定すると理想気体の状態方程式と輻射圧を合わせて

$$p = \frac{\rho}{\mu}kT + \frac{1}{3}aT^4 \quad (4)$$

$$e = \frac{3}{2}\frac{\rho}{\mu}kT + aT^4 \quad (5)$$

ここで  $T, \mu$  は温度と平均分子量を表す。 $F$  には以下のような流束制限拡散法を適用する。流束制限拡散法は、拡散近似を輻射流束に課した際に、物理的な上限値を超えないようにするための方法である。

$$F^{-1} = \left( -\frac{c}{3\kappa_R\rho} \frac{\partial(aT^4)}{\partial r} \right)^{-1} + (acT^4)^{-1} \quad (6)$$

ここで  $a, c$  はそれぞれ輻射定数、光速である。 $\kappa_R$  はロスランド平均不透明度であり、光学的に厚い領域で用いられる。逆行衝撃波面、順行衝撃波面から接触不連続面までこの方程式を積分し、接触不連続面において速度、圧力、輻射流束が連続になるように逆行衝撃波、順行衝撃波の速度  $u_{rs}, u_{fs}$  と順行衝撃波面における輻射流束  $F_{fs}$  を定めるようにする。また、逆行衝撃波面、順行衝撃波面における境界条件は Rankine-Hugoniot 関係式を解くことによって与える。エジェクタは自由膨張していると仮定し ( $v = r/t$ )、密度は 2 つの折れ曲がりを持った密度分布を用いる (e.g., Matzner & McKee 1999)

$$4\pi(n-\delta)\rho_{ej}(r, t) = \begin{cases} \frac{[2(5-\delta)(n-5)E_{ej}]^{(n-3)/2}}{[(3-\delta)(n-3)M_{ej}]^{(n-5)/2}} t^{-3} \left(\frac{r}{t}\right)^{-n} & (r > vt), \\ \frac{[2(5-\delta)(n-5)E_{ej}]^{(\delta-3)/2}}{[(3-\delta)(n-3)M_{ej}]^{(\delta-5)/2}} t^{-3} \left(\frac{r}{t}\right)^{-\delta} & (r < vt), \end{cases} \quad (7)$$

$E_{ej}, M_{ej}$  はそれぞれエジェクタの運動エネルギーと質量を表す。 $n$  は親星に依存する数であり、 $n \simeq 10, 12$  はそれぞれ青色超巨星、赤色超巨星に対応する (Matzner & McKee 1999)。CSM の密度分布は

$$\rho_{\text{CSM}} \propto r^{-s} \quad (8)$$

とする。

## 2.2 CSM 内での輻射輸送計算

順行衝撃波面から抜けた輻射は相互作用領域に入っていない CSM を通って観測者に届く。 $F(r_{fs}, t) = F_{fs}(t)$  を境界条件として以下の輻射輸送計算を行った。

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial(r^2 F)}{\partial r} = \kappa\rho c(aT^4 - E) \quad (9)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + v_w \frac{\partial U}{\partial r} + p_g v_w \frac{\partial \rho^{-1}}{\partial r} = \kappa c(E - aT^4) \quad (10)$$

ただし  $E$  は輻射エネルギー密度、 $U$  はガスの単位質量あたりの内部エネルギーを、 $v_w$  は星風の速度を表す。また、 $p_g = (2/3)\rho U$  はガス圧を表す。更に、 $F$  に以下のような流束制限拡散法を適用する (Levermore & Pomraning 1981)。

$$F = -\frac{c}{\kappa_R\rho} \lambda \frac{\partial E}{\partial r} \quad (11)$$

$$\lambda = \frac{2+R}{6+3R+R^2}, \quad R = \left| \frac{\partial E}{\partial r} \right| / (\kappa_R\rho E) \quad (12)$$

CSM の外縁を  $r_{\text{out}} = 10^{16}$  cm に固定して計算を行った。

## 3 Results and discussion

### 3.1 加熱領域の内部構造

図 1 は  $n = 10, s = 2, E_{ej} = 10^{51}$  erg,  $\dot{M} = 10^{-2}M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  の場合の  $t = 1$  day における加熱領域の内部構造を表す (以降、全て同じパラメータの計算結果である)。衝撃波静止系において定常状態を仮定することによって内部構造を計算することができた。エネルギーの式に  $F$  を加えることで輻射によるエネルギーの流れを考慮した計算ができた。ただし、時間微分項を無視しているため、加熱領域内でエネルギーが閉じ込められる効果は考慮できていない。

### 3.2 光度曲線

次に、図 2 は逆行衝撃波、順行衝撃波の速度と Moriya et al. (2013) の速度を表す。速度  $v_{\text{sh}}$  のべき乗依存は以下のように計算されている (e.g., Chevalier 1982, Moriya et al. 2013)。

$$v_{\text{sh}} \propto t^{(s-3)/(n-s)} \quad (13)$$

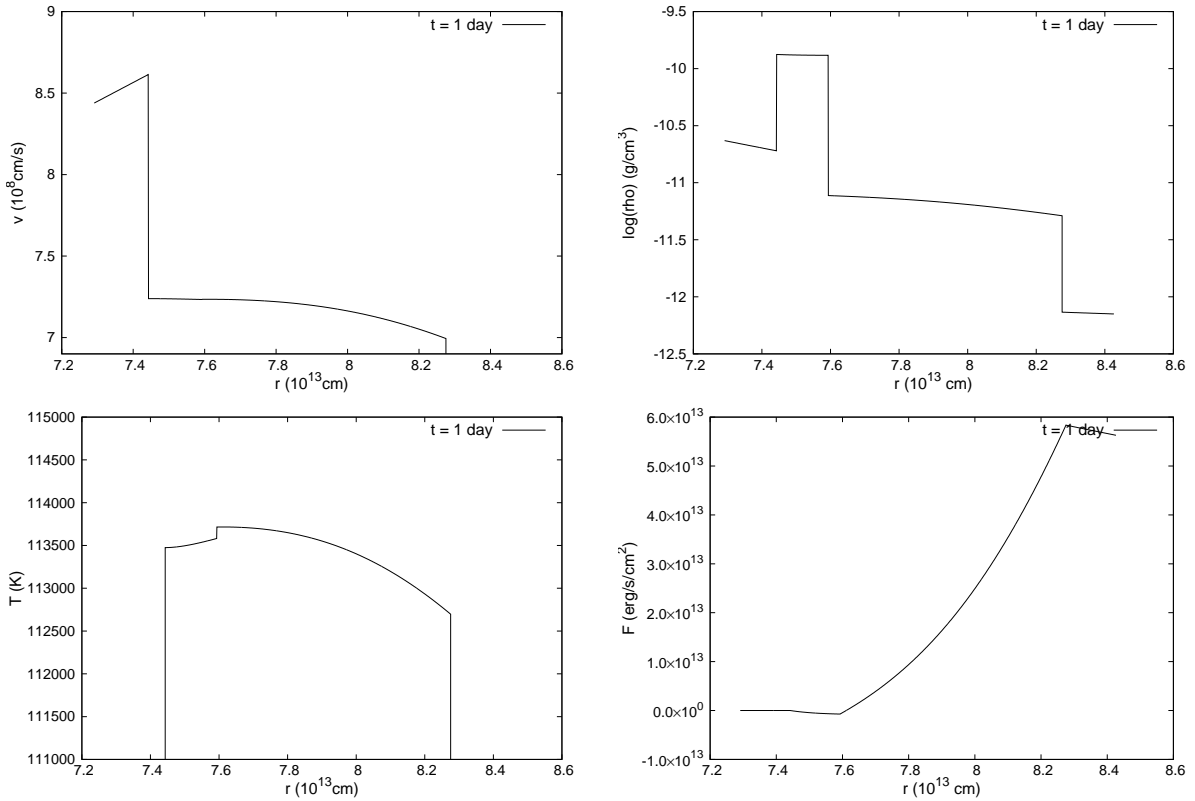


図 1: 左上は速度、右上は密度、左下は温度、右下は輻射流束を表している。

図から分かるように、我々の計算結果においても、速度のべき乗依存性は先行結果とほとんど同様である。また、図 3 は我々の計算により得られた光度と Moriya et al. (2013) により得られている光度である。図から分かるように、同じパラメータで 3 倍程度明るい結果が得られた。つまり、同じ光度を達成するために必要なエネルギーがより小さく見積もることができる。

### 3.3 CSM の外縁における光度

式 (7) から式 (10) を解き、 $r = r_{\text{out}}$  における光度を計算した結果を図 4 に示す。密度の高い CSM を通過する際に輻射がたまり、時間をかけて外縁に到達するので、光度曲線に急な立ち上がりが見られるのである。高密度な CSM が存在することで、星外層からのショックブレイクアウトと比べて、拡散のタイムスケールほど光度の立ち上がりが遅れる。

## 4 Conclusion and future work

本研究では、相互作用領域の内部構造を輻射と合わせて解くことによって、ショック領域の内部構造に依存した光度曲線を構築した。また、相互作用領域に入っていない CSM 内で輻射輸送計算を行って、光度曲線の計算も行った。その結果、Moriya et al. (2013) と比較して約 3-4 倍程度明るい光度曲線が得られた。今後の展望としては、時間微分項も加えて加熱領域を解像し、より精緻なモデルを作ることが挙げられる。また、II<sub>n</sub> 型超新星の最大の特徴はスペクトルであるから、輻射輸送方程式を周波数ごとに解いてスペクトルの再現も行う必要がある。

## Acknowledgement

本研究は理研の大学院生リサーチ・アソシエイト制度の下での成果です。著者は、たとえ忙しくても

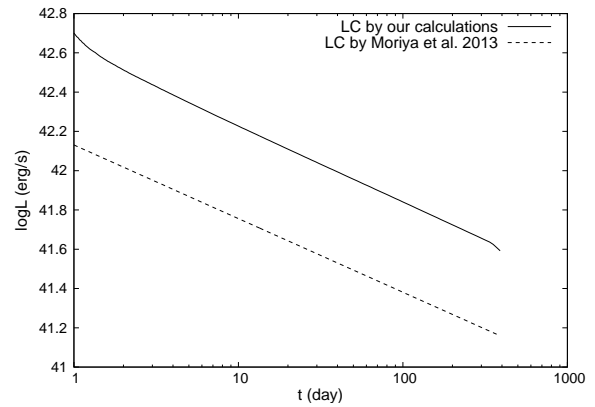
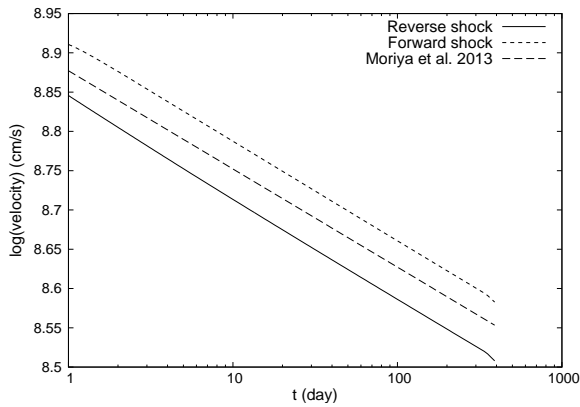
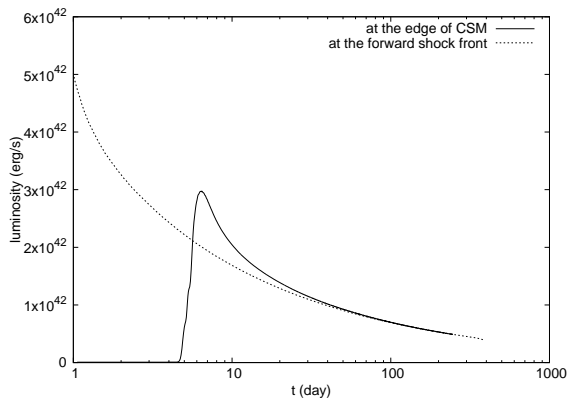


図 2: Moriya et al. (2013) により得られている速度と比べて逆行衝撃波の速度は遅く、順行衝撃波の速度は速い。図 3: 光度は順行衝撃波面におけるものを図示している。我々が計算した光度は Moriya et al. (2013) のものと比べて 3 倍ほど明るい。



Moriya, T. J., Maeda, K., Taddia, F., Sollerman, J., Blinnikov, S. I., and Sorokina, E. I., 2013, MNRAS, 435, 1520

図 4: 外縁における光度と順行衝撃波面における光度の比較

議論に付き合ってくれ、多くの知見を与えてくれた津名大地氏に深く感謝を申し上げます。

## Reference

- Chevalier, R. A., 1982, ApJ, 258, 790
- Dessart, L., Audit, E., and Hillier, D. J., 2015, MNRAS, 449, 4304
- Levermore, C. D., and Pomraning, G. C., 1981, ApJ, 248, 321
- Matzner, C. D., and McKee, C. F., 1999, ApJ, 510, 379

c2

Radio Emission from Supernovae in the  
Very Early Phase: Implications for the  
Dynamical Mass Loss of Massive Stars

Department of Astronomy, Kyoto  
University

Tomoki Matsuoka

# Radio Emission from Supernovae in the Very Early Phase: Implications for the Dynamical Mass Loss of Massive Stars

Tomoki Matsuoka (Department of Astronomy, Kyoto University)

## Abstract

Recent high-cadence transient surveys and rapid follow-up observations indicate that some massive stars may dynamically lose their own mass within decades before supernovae (SNe). Such a mass-loss forms confined circumstellar medium (CSM); a high density material distributed only within a small radius ( $\lesssim 10^{15}$  cm with the mass-loss rate of  $0.01 \sim 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ). While the SN shock should trigger particle acceleration and magnetic field amplification in the confined CSM, synchrotron emission may be masked in centimeter wavelengths due to the free-free absorption; the millimeter range can however be a potential new window. We investigate the time evolution of synchrotron radiation from the system of red super giant surrounded by the confined CSM, relevant to typical type II-P SNe. We show that synchrotron millimeter emission is generally detectable, and the signal can be used as a sensitive tracer of the nature of the confined CSM; it traces different CSM density parameter space than in the optical. Furthermore, our simulations show that the confined CSM efficiently produces secondary electrons and positrons through proton inelastic collisions, which can become main contributors to the synchrotron emission in several ten days since the SN. We predict that the signal is detectable by ALMA, and suggest that it will provide a robust evidence of the existence of the confined CSM.

## 1 Introduction

The final fate of massive stars decades before their supernovae (SNe) is one of the unknown field in astrophysics. It is hard to observe the star just before its SN directly, because of the small population and short lifetime ( $\sim$  a few Myr) of massive stars. In order to understand the behavior of the massive stars just before the SN, the observation within short period since the shock breakout will be essential because radiation from SNe includes the information on the circumstellar environment of the SN progenitor (see Rau et al. 2009 for the recent transient observation facility).

Recent transient surveys and rapid follow-up observations have succeeded in detecting the ionizing lines in the spectra of the SN several hours since the shock breakout by flash spectroscopy (see e.g., Gal-Yam et al. 2014, Khazov et al. 2016). Es-

pecially, Yaron et al. (2017) captured the ionizing lines in the spectra of the typical type II-P SN 2013fs only several hours after its detection, and confirmed them disappearing one week after the explosion (see Figure 1 for the time evolution of spectra). This ionizing lines are considered to be formed by the interaction between the circumstellar material (CSM) and the ionizing photons escaped by the shock breakout. Figure 2 shows the implied density structure of the CSM around the progenitor of SN 2013fs, where the normalization of the density within  $R_{\text{CSM}} \sim 10^{15}$  cm is estimated based on the intensity of the ionizing lines and the maximum density in the outer region ( $r \gtrsim 10^{15}$  cm) is limited by the non-detection of non-thermal emission in the phase  $t \gtrsim 1$  month. This result implies the dense material distributed in the vicinity of the progenitor, called 'confined' CSM, and the dynamical release of the material happens. However, this

picture is not predicted in the standard stellar evolution theory and thus challenging us to modify the stellar evolution models.

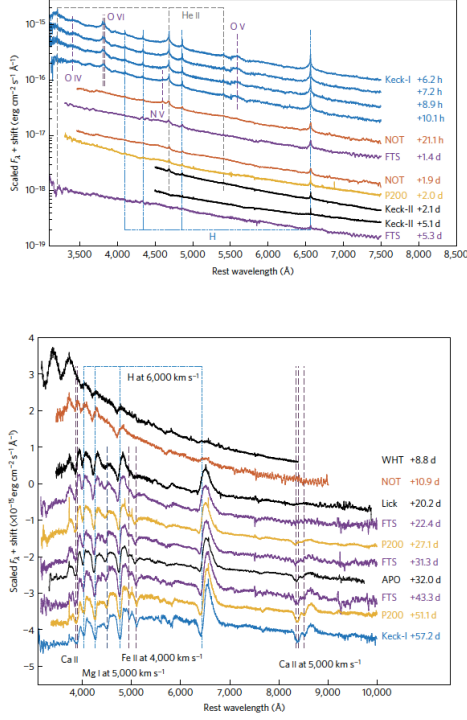


Figure 1: Time evolution of the spectra of SN 2013fs. Top : In the very early phase ( $t \sim$  several hours to days). Bottom : In the relatively late phase ( $t \gtrsim$  a few weeks, figure 2 and 3 in Yaron et al. 2017).

The flash spectroscopy has been a successful method to reveal the vicinity environment of the SN progenitor, but involves some difficulties. First is the observational constraint. The confined CSM does not distribute beyond  $10^{15}$  cm and the characteristic timescale for the flash spectroscopy is estimated as  $R_{\text{CSM}}c^{-1} \sim$  several hours, where  $c$  is the light velocity. This is short to conduct the follow-up observation easily. Second is the interpretation for the result. The modeling of optical radiative transfer involves microphysics processes and thus the interpretation of the result would be complex (Groh 2014).

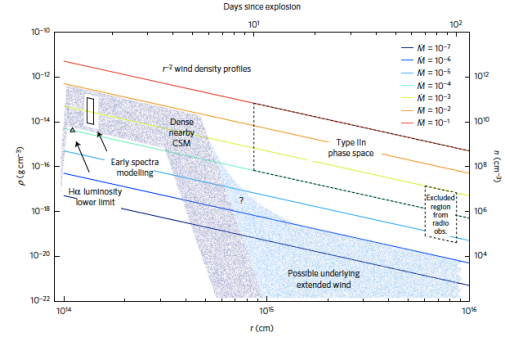


Figure 2: The implied CSM density structure around the progenitor of SN 2013fs. The mapped region stands for the possible parameter space. Solid lines show the density distribution of the steady wind with the corresponding mass-loss rate and wind velocity  $u_w = 100 \text{ km s}^{-1}$  (Figure 6 in Yaron et al. 2017).

Here, we suggest radio emission as a robust tracer of the confined CSM. Radio emission from SNe should be exclusively emitted by the interaction between the SN shock and CSM, inducing particle acceleration and magnetic field amplification (Chevalier 1982). The observation of radio emission has two advantages corresponding to the mentioned difficulties of flash spectroscopy. First, the characteristic timescale can be determined by the shock velocity  $V_{\text{sh}}$ , leading the timescale  $R_{\text{CSM}}V_{\text{sh}}^{-1} \sim$  several days. This is longer than that of flash spectroscopy. Second is the interpretation of the radio emission; it can be interpreted directly as an existence of the CSM. For these reasons, we construct the sophisticated modeling of the radio emission from SNe accompanied by confined CSM with various density.

## 2 Method

### 2.1 Hydrodynamics

We set up the red supergiant evolved from its zero-age main sequence mass  $M_{\text{ZAMS}} = 15M_{\odot}$  and attached the confined CSM with various density im-

plied by the flashspectroscopy observation (Yaron et al. 2017). Figure 3 shows the initial profile of the progenitor and CSM. By using the open code

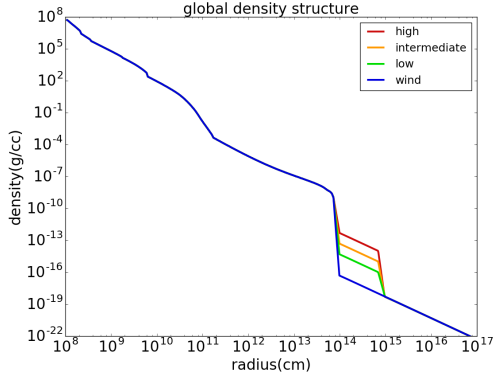


FIG 3: The initial profile of the progenitor and CSM. Red, Yellow, Green, and Blue lines show the models whose corresponding mass-loss rate is  $\dot{M} = 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4},$  and  $10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ .

SNEC (Morozova et al. 2015), we input the thermal bomb energy  $E = 10^{51}$  erg and simulate the supernova explosion hydrodynamics, and then obtain the time evolution of the forward shock.

## 2.2 Magnetic amplification and Particle acceleration

At the shock front electrons and protons obtain relativistic energies through the acceleration mechanism such as diffusive shock acceleration (DSA, see e.g., Fermi 1949, Bell 1973, or Caprioli et al. 2015). The accelerated charge particles amplify the turbulent magnetic field in the shocked region. We define the free parameters  $\epsilon_B, \epsilon_e,$  and  $\epsilon_p$  and parametrize the efficiencies of these acceleration mechanisms as following,

$$\frac{B^2}{8\pi} = \epsilon_B \rho_{\text{sh}} V_{\text{sh}}^2, \quad (1)$$

$$u_e = \epsilon_e \rho_{\text{sh}} V_{\text{sh}}^2, \quad (2)$$

$$u_p = \epsilon_p \rho_{\text{sh}} V_{\text{sh}}^2. \quad (3)$$

Here  $\rho_{\text{sh}}$  is the density at the shock front.  $u_e$  and  $u_p$  is the energy density of relativistic electrons and protons. These energy density determines the normalizations of the particle energy distribution injected by DSA. The energy distributions of electrons, protons, and positrons evolve in time through some kinds of cooling processes and inelastic proton collisions. The evolution of the energy distributions are described by the following equation,

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{dN}{dE} \right) = \frac{\partial}{\partial E} \left( \frac{E}{t_{i,\text{loss}}} \frac{dN}{dE} \right) + \left( \frac{d\dot{N}}{dE} \right)_{\text{in}}. \quad (4)$$

The first term of the right hand side of this equation shows the cooling term, while the second term stands for the injection term described by the power-law distribution and the proton inelastic collisions.

## 2.3 Synchrotron radiative transfer

Based on the energy distributions of electrons and positrons the synchrotron emission is radiated from the shocked region. We estimate the synchrotron radiation intensity as following,

$$\frac{dI_{\nu}}{dr} = -\alpha_{\nu} I_{\nu} + j_{\nu}. \quad (5)$$

Here  $j_{\nu}, \alpha_{\nu}$  is synchrotron emissivity and the absorption coefficient. In the shocked region synchrotron self-absorption is taken into account while in the pre-shocked region free-free absorption is estimated. These formulae are used the ones defined in Rybicki and Lightmann (1977).

## 3 Results and Discussions

Figure 4 shows the time evolution of the centimeter radio emission, dividing the CSM models. Centimeter emission is damped by the intense free-free absorption and self-absorption due to the high magnitude of the density. Instead of the centimeter, millimeter emission can be observed shown in Figure



5. This signal is so intense due to the strongly amplified magnetic field that ALMA can detect this millimeter signal for the SN exploded several ten Mpc from us. Thus we can conclude that the millimeter emission can be a robust evidence of the confined CSM.

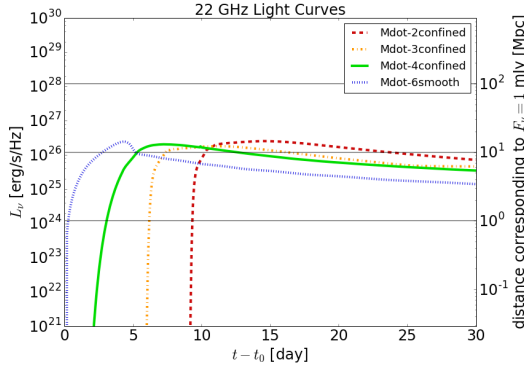


図 4: 22 GHz centimeter radio light curve. The color stands for the difference of the CSM models shown in Figure 3.

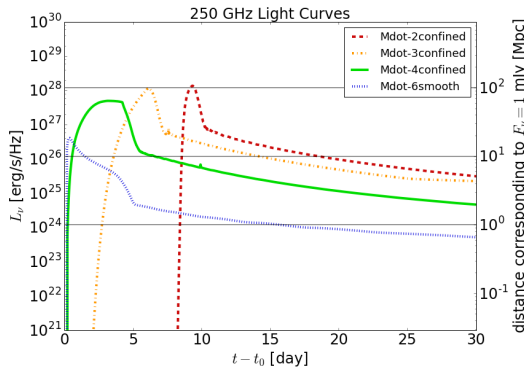


図 5: Same as figure 4, but for 250 GHz.

Furthermore, we show that secondary electrons and positrons, which is injected by the pion decay through proton inelastic collisions, dominate the radio emission if there is confined CSM. Figure 6 shows the computed millimeter light curve, dividing the radiating particles. The peak luminosity is dominated by primary electrons, which is

accelerated by DSA. However, in the later phase  $t \gtrsim 1$  month, the luminosity of secondary particles is larger than that of primary electrons. This phenomenon is attributed to the existence of the confined CSM; protons accelerated by DSA keep making the inelastic collision due to their slow cooling.

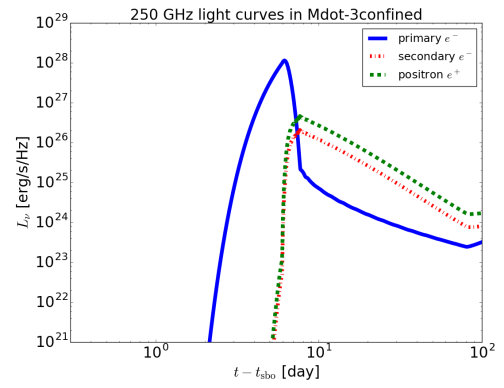


図 6: 250 GHz light curve in the model whose corresponding mass-loss rate  $\dot{M} = 10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$ , dividing the radiation particles. Blue, red, and green show the emission from primary electrons, secondary electrons, and secondary positrons.

We have shown that the millimeter signal can be a robust evidence of the confined CSM. This signal is detectable by ALMA and thus the radio emission from SNe in the very early phase is a good observational target.

This proceeding is scripted based on the paper draft submitted to ApJ (Matsuoka et al. 2019, submitted). For more details in our study see the published draft.

## Reference

Yaron, O., Perley, D. A., Gal-Yam, A., et al. 2017, NaturePhysics, 13, 510  
 Chevalier, R. A. 1982, ApJ, 259, 302  
 Matsuoka, T., Maeda, K., et al. 2019, submitted to ApJ

c3

重力波で迫る重力崩壊型超新星の爆発  
メカニズム

福岡大学大学院 理学研究科  
中村 拓未

## 重力波で迫る重力崩壊型超新星の爆発メカニズム

中村 拓未 (福岡大学大学院 理学研究科)

### Abstract

太陽の約 10 倍以上の質量をもつ恒星は、元素合成の最終段階で中心部に鉄のコアを形成する。この鉄コアが重力的に不安定になることで急激に潰れ（重力崩壊）、それによって生じる衝撃波が星全体を吹き飛ばす現象が重力崩壊型超新星爆発である。この現象は、自然界の 4 つの相互作用がすべて関与して起こるという点で非常に興味深い。さらに中性子星やブラックホールの生成現場であり、銀河の化学進化にも重要な役割を果たしていると考えられることから、天文学や高エネルギー宇宙物理分野において最も注目される天体現象の一つである。しかし、重力崩壊型超新星爆発がどのような過程で起こっているのかは未だ完全には理解されていない。この現象を解明するにあたって、まずは内部コアで爆発がどのように駆動されているかを理解する必要がある。

超新星の爆発メカニズムを解明する鍵となるのが、ニュートリノと重力波である。両者は超新星の外層を通過する際に物質とほとんど相互作用せず観測者に届くので、超新星の中心の情報を運んでくる。しかし、超新星コアで生成されたニュートリノは、ニュートリノ球付近ではニュートリノ集団相互作用の効果、さらに地球の検出器に到達する前に物質との相互作用を受けニュートリノの型が変化し、超新星中心の情報に加えて副次的な情報が含まれてしまっている。したがって、超新星の「生の声」を届けるという観点からは透過性のある重力波の方がより直接的な情報を持っている。この信号を解析することで、超新星中心における物質の状態や運動を知ることが可能となり、爆発メカニズムに迫ることができると期待されている。現在、世界中に多くのニュートリノ・重力波検出器が存在しており、日本国内でも Super-Kamiokande や KAGRA が稼働している。

今回の夏の学校では、ニュートリノ駆動型超新星からの重力波の定性的特徴やその放射過程について、最近の数値シミュレーションの結果をもとに詳しく議論していきたい。

## 1 Introduction

重力崩壊型超新星爆発は宇宙で最もエネルギーの大きい天体現象の一つであり、中性子星やブラックホールの誕生や爆発によって飛び散った破片が更なる星の形成のきっかけになったりと宇宙を考えるにおいて重要となる要素の一つである。この超新星爆発に関して長年様々な研究が行われているが、爆発のメカニズムは未だ解明されていない。この爆発のメカニズムを探る手段として重力波がある。重力波はその透過性から周りの物質との相互作用がほとんどないため、超新星の中心からの『生の声』を得ることができ、この重力波シグナルを解析することによって超新星爆発の謎を解明することができる。今回は Murphy J.W. et al.(2009) の数値シミュレーションをもとに、物質由来の重力波について考察し

ていく。

## 2 Methods

Murphy J.W. et al.(2009) の数値シミュレーションでは、二次元軸対称を仮定しており以下の流体力学の基礎方程式を BETHE-Hydro コードを用いて解く。

$$\begin{aligned}\frac{d\rho}{dt} &= -\rho\nabla\cdot\mathbf{v} \\ \rho\frac{d\mathbf{v}}{dt} &= -\rho\nabla\Phi - \nabla P \\ \rho\frac{d\varepsilon}{dt} &= -P\nabla\cdot\mathbf{v} + \rho(\mathcal{H} - C)\end{aligned}$$

BETHE-Hydro コードでは Shen の状態方程式、一

定のニュートリノ光度を用いており、親星モデルとして 12,15,20,40 太陽質量を用いている。ここで  $d/dt$  はラグランジュ微分を表し、 $\rho$  は密度、 $\mathbf{v}$  は流体の速度、 $\Phi$  は重力ポテンシャル、 $P$  は等方的な圧力、 $\varepsilon$  は単位質量あたりの内部エネルギーを表す。ここでエネルギーの保存の式における  $H$ 、 $C$  はそれぞれニュートリノ加熱、冷却を表し、これらはそれぞれ

$$\mathcal{H} = 1.544 \times 10^{20} L_{\nu_e} \left( \frac{100 \text{ km}}{r} \right)^2 \left( \frac{T_{\nu_e}}{4 \text{ MeV}} \right) \left[ \frac{\text{erg}}{\text{g s}} \right]$$

$$C = 1.399 \times 10^{20} \left( \frac{T}{2 \text{ MeV}} \right)^6 \left[ \frac{\text{erg}}{\text{g s}} \right]$$

これを解くことによってニュートリノ輸送の効果を近似している。今回のシミュレーションでは軸対称を仮定しているため、重力波振幅はプラスモードのみになり、それは以下のように表される。

$$h_+ = \frac{3}{2} \frac{G}{Dc^4} \sin^2 \alpha \frac{d^2}{dt^2} I_{zz}^{TT}$$

$\alpha$  は  $z$  軸に対する角度、 $I$  は換算四重極モーメントの TT ゲージ (transverse-traceless) をとったものである。今回のシミュレーションでは PNS 表面を浮力の向きが逆転する位置であるとし、重力波の特徴的な周波数は Burnt-Väisälä 振動数  $N$  を用いて表すと

$$f_p = \frac{N}{2\pi}$$

となりこれらの量を調べることで超新星からの情報をえる。

### 3 Results

超新星からの重力波源として、大部分を占めているのは対流/SASI(定在降着衝撃波不安定性)に誘起された降着物質が PNS 表面を叩くことによって発生するものであると結論づけられる。これは、降着流 (plume) が PNS 表面を叩き浮力を上向きに受けて減速することで発生する。このことから、重力波の特徴的な周波数は PNS 表面付近における Burnt-Väisälä

振動によって特徴づけられる (図 1)。また、振幅は plume の速度に依存しているが周波数は独立している。また、換算四重極モーメントを二回微分した式から爆発の重力波シグナルの正負 (図 2 における爆発後のシグナルが右に上がるか下がるか) によって爆発の形状を予想することが可能となっている。

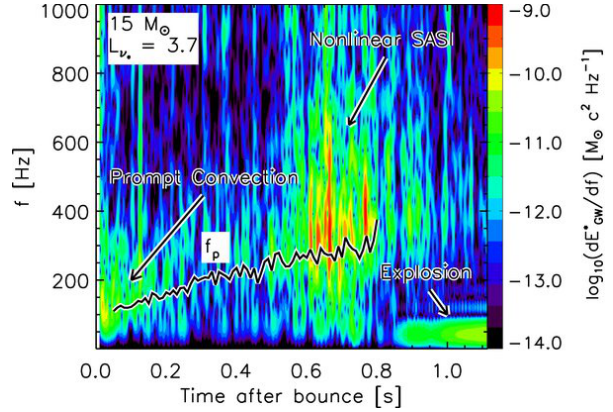


図 1: 重力波スペクトrogramと Burnt-Väisälä 振動シミュレーションからスペクトrogramのピークと Burnt-Väisälä 振動  $f_p$  はよく一致している (Murphy J. W. et al. 2009, ApJ Figure9)

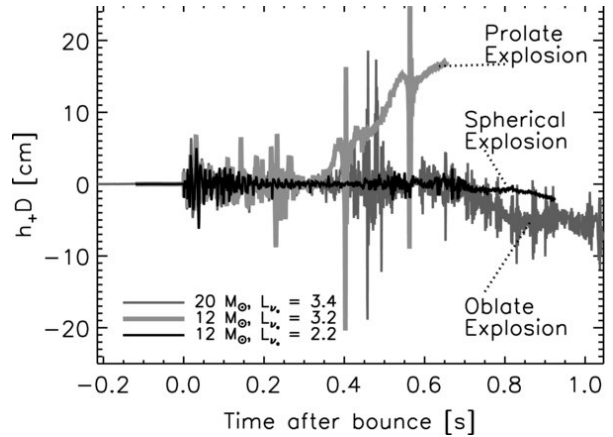


図 2: 重力波シグナルと爆発の形状の関係 (Murphy J. W. et al. 2009, ApJ Figure3)

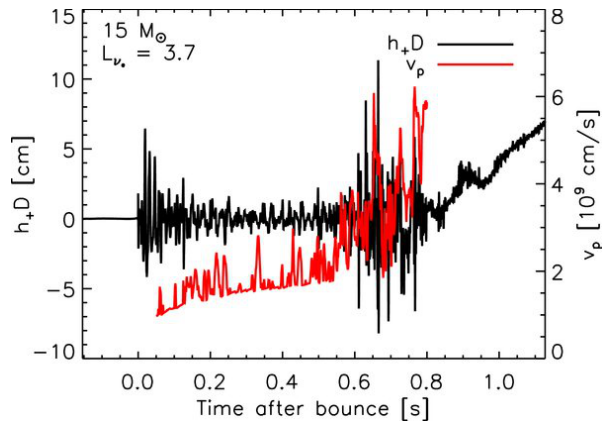


図 3: 重力波振幅  $h_+$  と plume の速度  $v_p$  の関係  
(Murphy J. W. et al. 2009, ApJ Figure10)

## 4 Conclusion

超新星爆発のメカニズムを理解するためには、実際の観測が必要不可欠であり、数値シミュレーションを行うことで今後観測される重力波の観測可能性を明らかにすることができる。今後は自分で三次元シミュレーションを行うことで、超新星爆発の観測可能性を探っていきたい。

## Reference

Murphy J.W. et al. 2009, ApJ, 707, 1173

c4

超新星爆発においてニュートリノハロー  
がニュートリノ集団振動へ与える影響  
東京大学 理学系研究科 天文学専攻  
財前 真理

# 超新星爆発においてニュートリノハローがニュートリノ集団振動へ与える影響

財前 真理 (東京大学 理学系研究科 天文学専攻 D1)

## Abstract

超新星爆発においてニュートリノはその透過性の高さ故に、内部情報を得るための手段として考えられている。次に超新星爆発が銀河系内か近傍銀河で起きたときにはニュートリノスペクトルが検出できると期待され、電磁波観測では見えない内部情報を得るべく多くの研究者が対策を進めている。そこで観測されるニュートリノのスペクトルを推定するときに問題となるのは、超新星の中心部で作られたニュートリノのフレーバーがニュートリノ振動により変化することである。そのときニュートリノ同士の相互作用が引き起こすニュートリノ集団振動によって、超新星の内側でニュートリノスペクトルが複雑に変形し、地球では初期のものとは異なるものが観測される。一方でいままでこの集団振動の数値計算を行うときには一旦放出されたニュートリノは散乱によりその飛来方向を変えないことがないという仮定を置いていた。しかし実際には一部は原子核と散乱を起こし、本来届かない方向からニュートリノが飛来してくるものがあるはずである。これが集団振動に影響を与えるとしてニュートリノハローという効果がある。本研究ではこの効果を組み込んで実際の鉄コア重力崩壊型超新星爆発モデルに対し集団振動の計算を行なった。その結果、ニュートリノハローの有無で電子型ニュートリノがより非電子型へ遷移する様子が見られた。このハロー効果を考慮すると地球で観測される電子ニュートリノの検出数に影響を及ぼすことになる。

## 1 Introduction

超新星爆発が起きる際には中心からニュートリノが大量に放出される。このときニュートリノはその透過性の高さ故に、電磁波の代わりとして内部情報を得るための手段として考えられている。観測装置の向上により次に超新星爆発が銀河系内か近傍銀河で起きたときには数千数万個検出することが可能になり、ニュートリノスペクトルが検出できると期待されている。そのため電磁波観測では見えない内部情報を得るべく、現在多くの研究者が対策を進めている。

しかし観測されるニュートリノのスペクトルから内部情報を引き抜く上で問題となるのは、超新星の中心部で作られたニュートリノのフレーバーがニュートリノ振動により (例えば電子型からミュー型へと) 変化することである。ニュートリノ振動には3種類存在しており、ニュートリノ質量差から生じる「真空振動」と背景電子から受けるポテンシャルによって

生じる「物質振動」については多くのニュートリノ実験によりかなりがわかってきている。一方で、最後の1つである「ニュートリノ集団振動」は最近考えられ始めた非線形効果であり、ニュートリノ同士の相互作用によって引き起こされる効果である (Duan et al. 2006)。これは超新星爆発の中心付近のようなニュートリノフラックスの非常に高い領域でのみ生じる現象である。主にこの効果によって超新星内部でニュートリノスペクトルが複雑に変形し、最終的に初期スペクトルとは全く異なるものが地球で観測されることになる。そのためこの集団振動の振る舞いを把握することは超新星爆発の観測をする上では必要不可欠なものである。

いままでこの集団振動を扱う際には、一旦ニュートリノ球から放出されたニュートリノは散乱によって飛来する方向を変えないと仮定していた。しかし本来なら背景の原子核などによって散乱させられて方向を変えるものが存在するはずである。そうして形成されたニュートリノハローからこれまでとは異

なる軌跡を辿ってニュートリノが相互作用を起こし集団振動に影響を与えるという主張が先行研究によりなされた (Cherry et al. 2013)。実際に先行研究では O-Ne-Mg 超新星爆発に対してこのニュートリノハローを加えた集団振動の計算を行い、地球に到達する電子ニュートリノスペクトルがこの効果の有無によって変形することを示した。しかしここでは超新星爆発の時間進化によってどのようにニュートリノハローが変化していくか、その効果が及ぼされていくかの調査がなされていない。またここで用いていた O-Ne-Mg 超新星爆発は一般的な超新星爆発のタイプではなく、より一般的な鉄コアをもつ重力崩壊型超新星爆発についても検証する必要がある。そこで本研究では鉄コア重力崩壊型超新星爆発においてニュートリノハローが集団振動に及ぼす影響や、超新星爆発が時間進化していく上でどのようにそれが変化していくかを調べる。

## 2 Methods

本研究では 3 種類のニュートリノ振動を超新星爆発モデルに対して適用し、ニュートリノのフレーバーの存在確率の計算を行う。その際、ニュートリノハローを無視した場合と含めて計算を行った場合の 2 通りについてシミュレーションを行い、それによりどのような違いが得られたのかも議論を行う。

集団振動を含めた場合の運動方程式は

$$i\partial_t \rho_\nu = [H_{E,u}, \rho_\nu]$$

$$H_{E,u} = \frac{1}{v_{r,u}} \left( U \frac{M^2}{2E} U^\dagger + \sqrt{2} G_F n_e L \right) + \frac{\sqrt{2} G_F}{4\pi r^2} \int dE' du' \left( \frac{1}{v_{r,u} v_{r,u'}} - 1 \right) (\rho'_\nu - \bar{\rho}'_\nu)$$

として von-Neumann 方程式で記述され、 $H_{E,u}$  には真空振動、物質振動、集団振動の 3 種類のニュートリノ振動のハミルトニアンが含まれている。真空振動は質量二乗差行列  $M^2$  と Pontecorvo-Maki-Nakagawa-

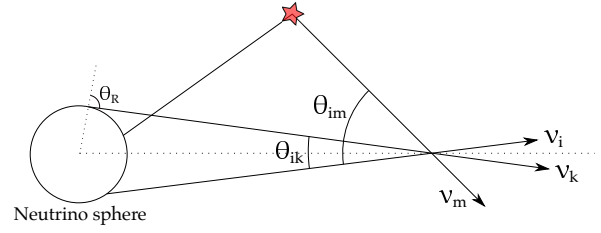


図 1 集団振動モデルの模式図。

Sakata 行列  $U$

$$UM^2U^\dagger = U \begin{pmatrix} 0 & & \\ & \Delta m_{21}^2 & \\ & & \Delta m_{31}^2 \end{pmatrix} U^\dagger$$

$$U = R(\theta_{23})R(\theta_{13})R(\theta_{12})$$

によって、物質振動は電子密度  $n_e$  によって振る舞いが表される。集団振動はニュートリノ同士の相互作用によって生じる効果であり、これはそのフラックスと軌跡に依存するものである。軌跡の効果は

$$\frac{1 - \cos \theta_i \cos \theta_k}{\cos \theta_i \cos \theta_k} = \frac{1 - v_{r,u} v_{r,u'}}{v_{r,u} v_{r,u'}} = \frac{1}{v_{r,u} v_{r,u'}} - 1$$

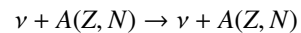
となっている。このとき  $v_{r,u}$  はニュートリノの軌跡の動径速度を表しており、

$$v_{r,u} = \sqrt{1 - u \left( \frac{R_\nu}{r} \right)^2}$$

$$u = \sin^2 \theta_R$$

として定義される。この  $\theta_R$  はニュートリノ球からの放射角度を表しており、図 1 のような関係になっている。図 1 のようにニュートリノ球から放出されたニュートリノが一点で相互作用を起こすような描像は「bulb モデル」と呼ばれている。ここでは静的なニュートリノ放射の元でニュートリノの軌跡に軸対称性を課している。以上の 3 種類のハミルトニアンを用いて密度行列  $\rho_\nu$  の動径進化を計算することで、フレーバーの存在確率を得ることができる。

これとは別にニュートリノハローのフラックスを計算する必要がある。ニュートリノは原子核と中性カレント反応





により散乱を起こす。そのためこれはニュートリノのフレーバーに依存しない過程である。このニュートリノの原子核に対する散乱断面積はニュートリノエネルギー  $E_\nu$  の二乗と原子質量数  $A$  の二乗に比例する。したがってニュートリノエネルギーごとにニュートリノハローの分布は変わり、高エネルギーなニュートリノほどよりニュートリノ球から離れたところでも散乱を起こしハローを形成する。しかしここで問題となるのは散乱の結果内向きのニュートリノフラックスが生じてしまうことである。これはそのまま現在の **bulb** モデルを破壊するものであり、外向きに比べて無視できる程度でなければ計算することができなくなってしまう。ニュートリノハローの分布計算をする際には外向きと内向きの分布にも気をつけつつ計算可能かどうか確認する。

最後に、この研究では先行研究とは違って鉄コアをもつ重力崩壊型超新星爆発モデルを使用する。図 2 はコアバウンスから 136 ms 経過した時点での電子密度分布である。半径  $\sim 400$  km あたりに衝撃波が存在している。

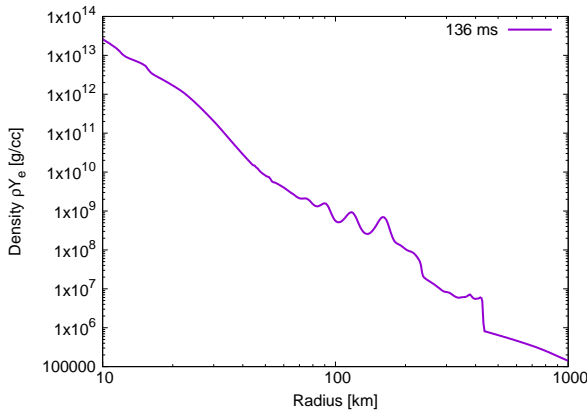


図 2 コアバウンス後 136 ms 経過したときの電子密度分布。半径  $\sim 400$  km あたりに衝撃波が位置している。

在しており、ここを境に密度が大きく減少している。

### 3 Results & Discussion

ここでは具体的に、コアバウンスから 136 ms 経過した時点でのどのようなニュートリノスペクトルが得られるか示す。まず図 2 の電子密度分布に対して

ニュートリノハロー分布の計算を行ったところ、衝撃波の内側において内向きのニュートリノフラックスの寄与が外向きに対して 10% を超えるような領域が広がっていることがわかった。これは衝撃波より内側では電子密度が高いが故にニュートリノ球を抜けてから原子核と散乱するものがまだ幾らか存在していることを意味する。特にこの寄与の計算では集団振動の軌跡を表す **multi-angle term**  $\langle 1 - \cos \theta \cos \theta' \rangle$  において、内向きのフラックスは  $\cos \theta'$  が負の値になる。そのためフラックスとして少量だとしても外向きに対して寄与が大きくなる。一方でニュートリノが衝撃波を通過すると密度分布は急激に 1 桁下がることになるため、そこで原子核との散乱も当然減少する。それによりニュートリノハロー分布も減少し、外向きに対して内向きの寄与が無視できる程度に小さくなる。したがって、この時間帯においては衝撃波を通過してしまえば内向きのニュートリノフラックスによる寄与を無視して良いということがわかった。

図 3 は実際に半径 1200 km までニュートリノ振動効果を計算して得られた電子ニュートリノの生存確率の動径進化である。ニュートリノハロー効果を入

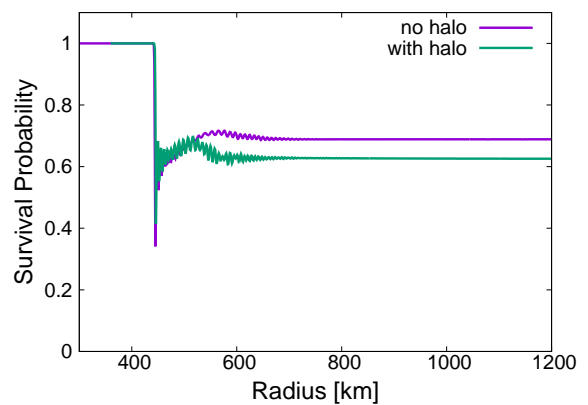


図 3 反電子ニュートリノの生存確率の動径進化。値が 1 であればそのまま電子型であり、減少していればその分だけ非電子型ニュートリノへ遷移したことを意味する。ここではニュートリノハロー効果を入れていない場合 (no-halo) と入れた場合 (with-halo) それぞれにおいてニュートリノ集団振動を計算した。

れていない場合の計算 (no-halo) から、衝撃波半径  $\sim 400$  km を超えてから大きく振動効果が見られることがわかる。衝撃波よりも内側の高電子密度領域では集団振動が抑制されており、衝撃波を抜けると振動効果が現れている。これは衝撃波を通過して電子密度が急激に減少したことによってニュートリノは電子とのカップリングから解放され、ニュートリノ同士のカップリングが優ったことによるものである。先ほどニュートリノハロー分布が衝撃波より内側で強くなる結果が得られたが、その領域においては集団振動は一切抑制されることになる。したがって内向きのニュートリノフラックスが無視できない領域ではそもそも集団振動を考慮する必要がなく、外向き優勢な区間でだけ計算すればよい。その状態で計算すると、図 3 の with-halo のようになる。ハロー効果がない場合と比較するとより反電子ニュートリノが非電子型へと遷移しているのがわかる。

#### 4 Conclusion

今回我々は鉄コア重力崩壊型超新星爆発モデルを用いてニュートリノ振動計算を行った。使用した時間帯では衝撃波が集団振動がちょうど起きるような半径に存在しており、ニュートリノが衝撃波を通過した直後に振動効果が得られるような条件になっていた。一方でニュートリノと原子核の散乱について見ると、その衝撃波の内側では内向きのニュートリノフラックスによる集団振動への寄与が外向きに対して無視できない程度になることもわかった。しかし衝撃波を抜けて密度分布が大きく下がるとこの寄与も十分小さくなり、これまでの集団振動の bulb モデルの範疇で計算が可能になる。その場合にニュートリノハロー込みの計算してみると、ハローなしの場合と比べて電子ニュートリノがより非電子型ニュートリノへと遷移することがわかった。したがってこのハローを考慮すると地球で観測される電子ニュートリノの検出数に影響を及ぼすことになる。

#### Acknowledgement

本研究は、サウスダコタ大学の John F. Cherry 氏、国立天文台の滝脇智也氏、福岡大学の固武慶氏、バージニア工科大学の堀内俊作氏、東京大学の吉田敬氏と梅田秀之氏との共同研究である。本研究の数値計算は、国立天文台 Center for Computational Astrophysics の Cray XC50 を用いて実行した。夏の学校を開催するにあたって、運営に携わった事務局の皆さまお疲れ様でした。

#### References

- Duan et al. Phys. Rev. D **74**, 105014 (2006)  
Cherry et al. Phys. Rev. D **87**, 085037 (2013)

c5

CTA で迫るガンマ線バースト  
東京大学大学院 理学系研究科  
高橋 満里

## CTA で迫るガンマ線バースト

高橋 満里 (東京大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst, GRB) は約  $10^{53}$  erg ものエネルギーを数十ミリ秒から数千秒の間に放射する爆発現象である。主に MeV 帯域での即時放射の後、電波から GeV ガンマ線の広い波長域に渡り、徐々に減光していく残光放射が観測されている。GRB は超相対論的ジェットを伴うことが分かっているが、ジェット内荷電粒子の加速機構やガンマ線放射機構などは未だ解明されていない。現在 GeV ガンマ線を最も感度良く観測できている望遠鏡はフェルミガンマ線宇宙望遠鏡 (*Fermi* 衛星) である。しかし有効面積が小さいため光子統計量が足りず、GeV 帯域の詳細なスペクトルや時間変動が調べられていない。また GRB は宇宙論的距離で発生しており、100GeV 以上のガンマ線は宇宙空間を伝搬中に宇宙背景光により吸収されてしまう。現行の解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, IACT) は、有効面積が *Fermi* 衛星より大きく、高エネルギーのガンマ線を多く検出できる。しかしエネルギー閾値が数十 GeV 以上であり、夜光などの影響でさらに高くなってしまう。そのため宇宙論的距離で発生する GRB を IACT で検出できる頻度は低い。この状況を打開するのが現在建設中の Cherenkov Telescope Array (CTA) である。本講演では CTA がこれらの課題をいかに解決するかを示し、GRB の解明にどのように貢献するかを述べる。CTA の大口径望遠鏡は 20 GeV のエネルギー閾値が見込まれ、有効面積は *Fermi* 衛星の一万倍以上である。さらに 20 秒間に 180 度という回転性能をもち、GRB 探査衛星からのアラートを受けて即時放射中に観測を開始できる。GeV 帯域の詳細な観測から、即時放射や残光放射の物理機構などの解明に迫ることができると期待される。

## 1 ガンマ線バースト

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst, GRB) は宇宙で最も激しい爆発現象である。等方にエネルギーを放射していると仮定すると、約  $10^{53}$  erg ものエネルギーを数十ミリ秒から数千秒の間に放射していると考えられる。これは太陽が一生の間に発する全エネルギーをも上回る量である。この瞬間的な放射を即時放射と呼び、主に MeV 帯域のガンマ線が放出され、ミリ秒以下の激しい時間変動をしている様子が観測されている。即時放射の光度曲線は非常に多様であり、継続時間が 2 秒以上の長い種族 (Long GRB) と、それ以下の短い種族 (Short GRB) に分類される。また、即時放射が終了した後も、電波から GeV ガンマ線の広い波長域に渡り、数日から数ヶ月かけて徐々に減光していく残光放射が観測されている。

GRB は相対論的ジェットによって引き起こされると考えられている。以下では GRB の詳細な物理機構について述べる。

## 2 GRB の物理

細く絞られたプラズマの流れをジェットという。GRB の即時放射は相対論的ジェットによって引き起こされ、その速度はローレンツ因子  $\Gamma > 100$  であると考えられている。ジェットの運動エネルギーや磁場エネルギーの一部が散逸し、電子の運動エネルギーに転換され、ガンマ線として放射されていると解釈される (図 1)。

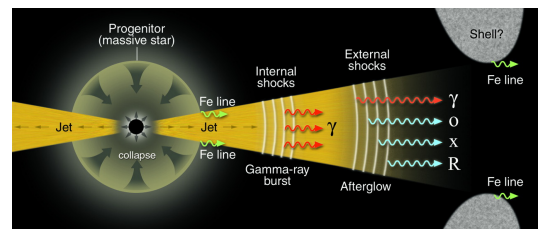


図 1: ガンマ線バーストの放射概念図 (Meszaros 2001)

大質量星は重力崩壊するときにブラックホールと降着円盤を形成する。このときブラックホールから噴出するジェットが Long GRB の要因であると考えられる。または、超新星爆発によって中性子星が形成され、これがジェットを形成し GRB を引き起こすというシナリオも考えられる。一方、Short GRB は中性子星連星の合体がきっかけだと考えられている。

ジェットの加速機構として提唱されているモデルのひとつに火の玉モデルがある。輻射エネルギーの優勢なプラズマ(火の玉)が、輻射圧によって断熱自由膨張することで加速される。このモデルはジェットを  $\Gamma > 100$  まで加速させることができるモデルとして有名である。

ジェットのエネルギーをガンマ線放射に転換するメカニズムは、衝撃波を考えるのが一般的である。ジェット内部で速度の異なるプラズマ同士が衝突し、衝撃波が形成される。そこで電子が加速され、シンクロトロン放射によってガンマ線を放射する。このプロセスが即時放射に対応しており、内部衝撃波モデルと呼ばれる。残光放射は、ジェット中の粒子が星間物質と衝突することで衝撃波を形成し、シンクロトロン放射によってガンマ線が放射されると考えられる。これは外部衝撃波モデルと呼ばれる。この他にも即時放射のモデルとして、電子加速による非熱的な放射ではなく、熱的な放射が優位だと考える光球モデル (K. Toma et al. 2011) などが存在する。

以上のように、GRB の中心エンジンやジェットの加速機構、ガンマ線の放射機構には複数のモデルが存在している。

### 3 Fermi 衛星による GRB の観測

フェルミガンマ線宇宙望遠鏡 (Fermi 衛星) によって、GeV 領域のガンマ線放射の特徴がわかってきた。Fermi 衛星で観測された GRB の例として、GRB 130427A の光度曲線とスペクトルを図 2、3 に示す。この GRB は赤方偏移  $z = 0.34$  の比較的近距离で起こり、Fermi 衛星の観測史上最大級に明るかった天体である。光度曲線から分かるように、GeV 放射の開始時間は MeV 放射と比べて遅れる傾向がある。また、即時放射後も GeV 放射が数千秒ほど続いている

様子が多くの GRB で観測されている。スペクトルについては、即時放射の GeV 領域に超過成分をもつ GRB が観測されている。MeV 領域は図 3 のように経験的に得られたバンド関数で表現できる。しかし GeV 領域には別の成分がみられ、これはべき関数でフィットできている。

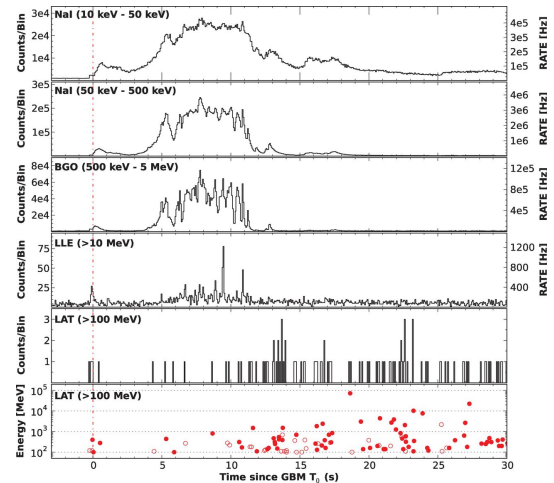


図 2: Fermi 衛星で観測された GRB 130427A の光度曲線 (Ackermann et al. 2014)

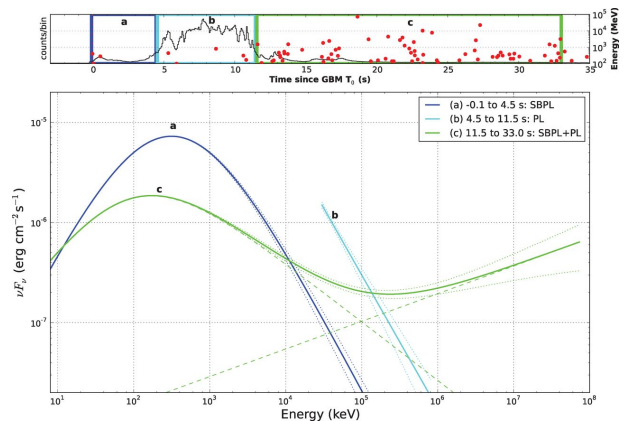


図 3: Fermi 衛星で観測された GRB 130427A のスペクトル (Ackermann et al. 2014)

このような GeV 放射の観測事実を説明するため、多くのモデルが提唱されている。GeV 放射の遅延は内部衝撃波では説明できず、光球モデルによって説明しようとするモデルが議論されている (K. Toma et al. 2011)。スペクトルの GeV 領域の超過成分に

については、シンクロトロン放射で放射された光子の逆コンプトン散乱によるものだとするレプトン説や、加速された陽子と光子の衝突で  $\pi^0$  中間子が生成し、ガンマ線が放射されるとするハドロン説などが挙げられている。GeV 放射の起源は即時放射ではなく残光放射だとする新しいモデルも提唱され、活発に議論されている。

しかし、*Fermi* 衛星による観測では光子統計数が不足しているため、放射機構の識別は困難である。GRB の物理機構の解明には、より広いエネルギー範囲での高感度な観測を行うことが強く求められている。

#### 4 解像型大気チェレンコフ望遠鏡

*Fermi* 衛星による観測においては、光子統計数の不足が問題であった。これを解決したのが解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, IACT) である。

高エネルギーガンマ線が大気中に入ると、大気中の原子核と相互作用して電子・陽電子の電磁シャワーを生成する。この電子・陽電子対が大気中の光速を超えるとチェレンコフ光を放射する。IACT はこのチェレンコフ光を地上で測定することで、入射したガンマ線のエネルギーや到来方向を決定する。

*Fermi* 衛星の観測における有効面積は検出器の大きさで決まるため、到来頻度の低い高エネルギーのガンマ線の検出は困難である。一方、IACT はガンマ線ではなくシャワーから生成されるチェレンコフ光を観測するため、有効面積は *Fermi* 衛星よりも大きく、光子統計数を増やすことができる。

2019 年 1 月、Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov (MAGIC) が IACT で初めて GRB の検出に成功した (R. Mirzoyan et al. 2019)。300 GeV 以上の超高エネルギーガンマ線が観測され、ジェットの加速機構やガンマ線の放射機構のモデルの議論が進んだ。

今回 MAGIC で検出に成功した GRB は近い距離で発生した比較的稀なケースであり、現行の IACT で GRB を観測できる頻度は低いのが現状である。その原因と考えられるのが宇宙背景光 (Extragalactic Background Light, EBL) による吸収である。100

GeV 以上の高いエネルギーのガンマ線は、宇宙空間を伝搬中に電子・陽電子対を生成し、減光されてしまう。GRB をより多く観測するためには、エネルギー閾値を下げ、数十 GeV 帯域での観測を可能にすることが望まれる。

#### 5 Cherenkov Telescope Array

Cherenkov Telescope Array (CTA) は大・中・小口径の三種類の望遠鏡 100 台以上で構成される次世代型 IACT である。20 GeV から 300 TeV という広いエネルギー範囲のガンマ線を、現行の IACT よりも一桁以上高い感度で観測することができる。

GRB の観測で特に重要な役割を果たすのが大口径望遠鏡 (Large-Sized Telescope, LST) である。図 4 に示すように、赤方偏移  $z = 1.8$  の距離の GRB から放射される 100 GeV のガンマ線は、EBL 吸収によって、およそ一桁減光される。影響の少ない数十 GeV の低いエネルギーのガンマ線を観測するには、弱いチェレンコフ光を感知できる大口径の望遠鏡が必要となる。LST の放物面鏡は直径 23 m と大きく、既存の IACT では達成できなかったエネルギー閾値 20 GeV を実現する。

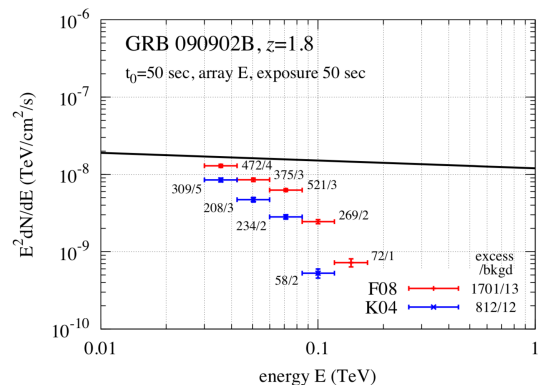


図 4: 赤方偏移  $z = 1.8$  の GRB 090902B を CTA で観測した場合のスペクトルのシミュレーション (Inoue et al. 2013)。観測時間は 50 秒としている。色の違いは EBL モデルの違いであり、黒色の実線は EBL 吸収を考慮する前のフラックスを表す。

GRB の主な観測手法は GRB 探査衛星からのアラートを受けての追尾観測である。LST は 20 秒間に

180 度という回転性能をもち、高速でポインティングすることが可能である。継続時間の長い GRB の一部については、即時放射中に観測を開始することができる。

図 5 は CTA によって得られる光度曲線のシミュレーション結果である。Fermi 衛星では得られないような詳細なスペクトルや時間変動のデータが期待できる。

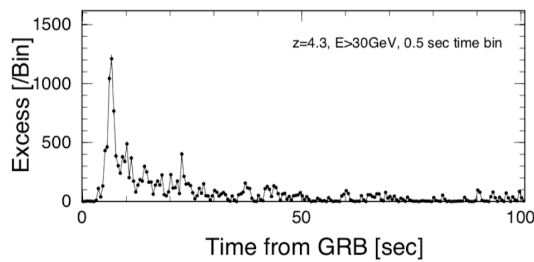


図 5: CTA による GRB 080916C ( $z = 4.3$ ) の観測の光度曲線のシミュレーション (Inoue et al. 2013)。EBL モデルは (S. Razzaque et al. 2009) を仮定。

## 6 まとめ

CTA によって数十 GeV 以上のガンマ線放射の振る舞いを詳細に調べることができるようになる。図 6 は CTA と Fermi 衛星の感度を比較したものであり、継続時間が 100 秒の GRB を観測する場合、CTA の感度は Fermi 衛星の  $10^4$  倍以上である。CTA での GRB 検出率は年間数発以上と予想され、特に EBL 吸収の少ないエネルギー領域では、Fermi 衛星では観測できない暗い GRB も検出できると期待される。

CTA の高い光子統計によって、スペクトルの超過成分の解明が進むと期待される。MeV 放射と GeV 放射の時間変動の相関関係を詳細に解析することで、GeV 放射の起源が即時放射か残光放射かを判断することができる。現在多く挙げられているモデルの検証が進むと期待されている。

GRB 090926A では GeV 付近にスペクトルのカットオフが観測された (Ackermann et al. 2011)。スペクトルの高エネルギー側にカットオフがある可能性が示唆されるため、CTA での観測によってこのカットオフの理解が進むことが期待される。また、カッ

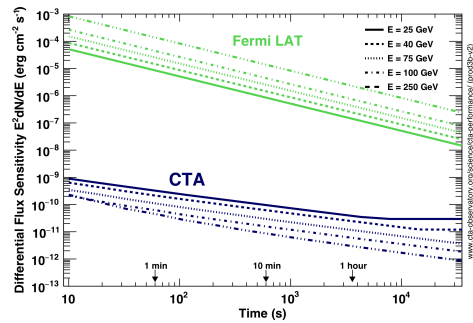


図 6: CTA と Fermi 衛星の感度を測定時間の関数として表したグラフ

トオフの要因が電子・陽電子対生成による吸収だと解釈すると、カットオフエネルギーからジェットの色速度を制限することができる。CTA の GRB 観測がジェットの物理機構の解明にも貢献できると期待される。

CTA の GRB 観測はジェットの生成、高エネルギー粒子の加速、磁場の増幅といった高エネルギー天体現象の解明に大きく貢献できると期待される。

## Reference

- Meszáros 2001, Science, 291, 79
- Ackermann et al. 2014, Science, 343, 42
- Funk et al. 2013, Astroparticle Physics, 43, 348
- Inoue et al. 2013, Astroparticle Physics, 43, 252
- S. Razzaque et al. 2009, Astroparticle Physics, 697, 483
- R. Mirzoyan et al. 2019, ATel, 12390
- K. Toma 2011, Astroparticle Physics, 415, 1663
- Ackermann et al. 2011, The Astrophysical Journal, 729, 2

c6

陰解法を用いたモンテカルロ輻射流体  
について

甲南大学大学院 自然科学研究科  
長井 拓巳



## 陰解法を用いたモンテカルロ輻射流体について

長井 拓巳 (甲南大学大学院 自然科学研究科)

### Abstract

輻射流体力学 (RHD) 問題を解くためのモンテカルロ輸送法の応用を探る。我々は特殊相対論で共鳴線散乱のような物理的相互作用を含む、時間依存性、周波数依存性、三次元輻射輸送コードを使用する。輸送コードを 2 つの異なる 1 次元 (非相対論的) 流体力学解法、球面ラグランジュスキームとゴドゥノフ法に結合する。ガス - 輻射エネルギー結合は陰的に扱われ、輻射冷却時間よりはるかに長い流体力学的タイムステップをとることができる。我々は、コードを検証し、輻射エネルギー優勢の問題を含む一連の輻射流体力学的試験問題を使用してその性能を評価する。また、輻射圧テンソルの空間的発散を利用してモンテカルロ推定輻射力のノイズを低減する手法を開発した。その結果は、モンテカルロ法が天体物理学的システムの多次元 RHD 問題をシミュレーションするのに有望であることを示唆している。

本発表では上記の論文のレビュー及び、ガンマ線バーストについての研究への応用を議論する。

## 1 Introduction

輻射の力学的効果は天体物理学的状況において重要なので、数値シミュレーションではしばしば輻射輸送問題に対応しなければならない。輻射場は、3 つの空間座標だけでなく、時間、周波数、および 2 つの方向角の関数でもある。その高次元性は計算上非常に困難のため、特定の依存性 (周波数または角度への) を無視する近似法がしばしば使用される。最近の研究では、これらの近似をできるだけ用いずに、輸送スキームの精度を向上させることが注目されている。

モンテカルロ法は輻射輸送方程式の解と比較していくつかの利点がある。MCRT は任意の 3 次元の形状に一般化し、多周波数、多角度、および時間依存に輸送効果を組み込むことができる。異方性や非弾性散乱プロセス、偏光、共鳴線散乱などの複雑な物理的相互作用を含めるのも簡単である。MCRT 法は一般的によく並列化されていて大規模マシンでも有利に実行できる。そのため、利用可能な計算能力が将来、時が経つにつれ重要になっていくことがわかる。MCRT

法の主に不利な点は、確率的誤差が存在することであり、その結果、多数のパケット軌跡の計算が必要となる可能性がある。ノイズの影響を制限するために多くの分散減少技術が存在し、そしてある種の加速技術は高い光学的深さの状況における MCRT の計算上の非効率性を軽減することができる。他の輸送方法と比較した場合の MCRT の最終的な計算コストを見積もるのは困難だが一般に問題の次元が大きくなるにつれて、モンテカルロ法の利点がより明白になる。これは、MCRT が 3 次元多角度多周波数 RHD 問題に取り組むことにおいて競争力があることを示唆している。

## 2 Methods

RHD の定式化について説明する。流体の流れを支配する方程式は、質量保存の式、運動量保存の式、エネルギー保存の式に輻射輸送の項を加えた輻射流体の式を使う。v を流体速度、c を

光速とすると、 $v/c$  でのオーダーで式は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v^i)}{\partial x^i} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho v^i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x^j}(\rho v^i v^j + p_0 \delta^{ij}) \\ = \rho f^i + G^i - \frac{v^i}{c} G^0 \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}[\rho(\frac{1}{2}v^2 + e_0)] + \frac{\partial}{\partial x^i}[\rho(\frac{1}{2}v^2 + e_0) + p_0]v^i \\ = \rho v^i f^i + cG^0 \end{aligned} \quad (3)$$

アインシュタインの縮約規約を使い、上付き添字  $i$  はデカルト座標のベクトルの  $x, y, z$  成分で下付きの添字  $0$  は流体の局所的共動座標系内で評価される値である。それ以外は実験室系である。 $\rho$  は実験室系の流体密度、 $p_0$  は共動しているガスの圧力、 $e_0$  は共動しているガスの内部エネルギー、 $f^i$  は実験室系で測定された重力などの力である。 $G^0$  と  $G^i$  は実験室系での 4 力  $\mathbf{G}$  の成分である。この 4 ベクトルは流体と輻射の間のエネルギーと運動量の結合を特定する。

輻射 4 力  $\mathbf{G}$  を求めるには実験室系の RT 方程式から

$$\begin{aligned} \frac{1}{c} \frac{\partial I_\nu(\mathbf{n})}{\partial x^i} + n^i \frac{\partial I_\nu(\mathbf{n})}{\partial x^i} \\ = -\chi_\nu(\mathbf{n}) I_\nu(\mathbf{n}) + \eta_\nu(\mathbf{n}) \end{aligned} \quad (4)$$

ここで  $I_\nu$  は輻射強度、 $\nu$  は周波数、 $\chi_\nu$  は総消滅係数、 $\eta$  は総放射率  $\mathbf{n}$  は方向を表す単位ベクトル、源泉関数は  $S_\nu \equiv \eta_\nu/\chi_\nu$  と定義できる。

輻射エネルギーの密度、流速、圧力に一致する輻射強度のモーメントはそれぞれ

$$E_\nu = \frac{1}{c} \oint I_\nu d\Omega, E = \int_0^\infty E_\nu d\nu \quad (5)$$

$$F_\nu^i = \oint I_\nu n^i d\Omega, F^i = \int_0^\infty F_\nu^i d\nu \quad (6)$$

$$P_\nu^{ij} = \frac{1}{c} \oint I n^i n^j d\Omega, P^{ij} = \int_0^\infty P_\nu^{ij} d\nu \quad (7)$$

輻射エネルギーの式を求めるために、周波数と立体角で積分すると

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial F^i}{\partial x^i} \\ = \int_0^\infty d\nu \oint d\Omega (-\chi_\nu I_\nu + \eta_\nu) \equiv -cG^0 \end{aligned} \quad (8)$$

これは輻射エネルギー密度保存の式である。積分は輻射場のエネルギー損失項、よって、流体のエネルギー源泉項で  $cG^0$  である。

次に周波数と  $n^i d\Omega$  に関して積分すると輻射運動量の式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{c^2} \frac{\partial F^i}{\partial t} + \frac{\partial P^{ij}}{\partial x^j} \\ = \frac{1}{c} \int_0^\infty d\nu \oint d\Omega [(-\chi_n u I_\nu + \eta_\nu) n^i] \\ \equiv -G^i \end{aligned} \quad (9)$$

これは輻射運動量密度保存の式で積分の項は  $-cG^i$  でわかり、これは輻射と流体の初期条件と境界条件になる。最終的に輻射 4 力の式は以下ようになる。

$$G^0 = \gamma[\chi_{0E} E_0 - \chi_{0P} a_r T_{0,g}^4 + (\frac{v^i}{c}) \chi_{0F} \frac{F_0^i}{c}] \quad (10)$$

$$G^i = \chi_{0F} \frac{F_0^i}{c} + \gamma \frac{v^i}{c} [\chi_{0E} E_0 - \chi_{0P} a_r T_{0,g}^4 + \frac{\gamma}{\gamma+1} (\frac{v^j}{c}) \chi_{0F} \frac{F_0^j}{c}] \quad (11)$$

ここで  $a_r = 7.5657 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-3} \text{ K}^{-4}$  輻射定数、 $\gamma \equiv (1 - v^i v^j / c^2)^{-1/2}$  のローレンツ因子である。

### 3 RHD TEST PROBLEMS

ガスと輻射のエネルギーと運動量の結合を考慮しているテスト問題の説明をする。

### 3.1 Evolution to Radiative Equilibrium

輻射によるガスの加熱と冷却のテストをする。このテストではオイラー法の流体ソルバーを使う。計算領域は  $\rho_0 = 10^{-7}[gcm^{-3}]$  の平均密度、 $\mu = 0.6$  の平均原子質量、不透明度  $\kappa_0 = 0.4[cm^2g^{-1}]$  の静的ガス一様で、等方的輻射場はエネルギー密度  $10^{12}ergcm^{-3}$  で初期化されるから  $T_{0,r} = 3.4 \times 10^6 K$  である。ここではガスと輻射は完全に熱的に結合することを考える。ガスのエネルギー方程式は

$$\frac{de_0}{dt} = \chi c a_r (T_{0,r}^4 - T_{0,g}) \quad (12)$$

二つのバージョンのテストを考える。一つはガスが輻射によって加熱されるもの、もう一つはガスが冷えるものである。加熱の場合、ガスは  $T_{0,g} = 11K$  に対応する  $10^2 ergcm^{-3}$  の初期熱エネルギー密度をあたえ、冷却の場合、ガスは  $T_{0,g} = 1.1 \times 10^9 K$  に対応する  $10^{10} ergcm^{-3}$  の初期熱エネルギー密度をあたえる。図 1 は (12) 式の解析解と比較したガス加熱および冷却曲線を示す。シミュレーション開始時の冷却時間は  $1.7 \times 10^{-15}s$  これより大きいタイムステップをとろうと思うと陰解法を使う必要があり、図でもわかるように多くのタイムステップの後に解析解に近づいているのがわかる。よって、輻射冷却時間よりはるかに長いタイムステップをとることができた。

## 4 Results

MCRT 法を RHD 問題に適用する上で主な関心事の一つは輻射場の推定量が流体に伝搬する可能性がある確率誤差をもつことである。一般に輻射力は反対方向に移動するパケットがフラックスの推定量において相殺されるので輻射エネルギー蓄積よりも不十分にサンプリングされる。放射がほぼ等方的になり、光束が全放射平均強

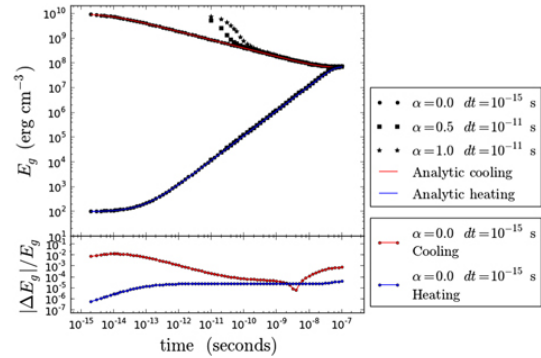


図 1: 式 (12) の解析解と比較した輻射によるガスの加熱と冷却曲線

度のごく一部に過ぎない、光学的深さが大きい領域では、問題はより深刻になる。この場合、エディントンテンソルの発散を使うと良い。このアプローチは輻射場が拡散している場合のみ正確である。輻射圧テンソルの要素は光束と同じパケット相殺の影響を受けないため、通常はより適切に推定される。図からわかるように 2 つの方法が高い空間分解能と多数のパケットで同様の結果に収束するが圧力テンソル発散法の収束は早くなければならないと示している。より粗い空間分解能の直接モンテカルロ総和法よりもはるかに少ないノイズを得る。

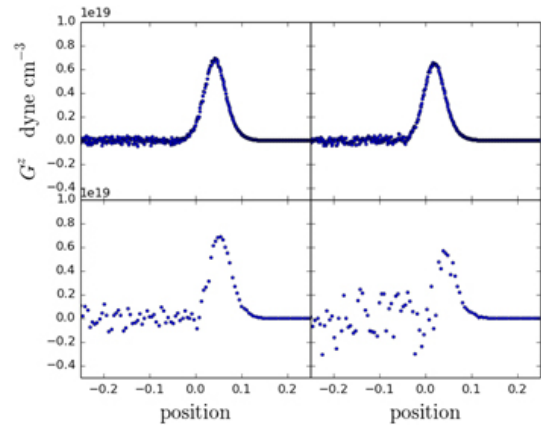


図 2:

## 5 Conclusion

MCRT 法が両方に結合していることを実証した。ラグランジュとオイラーの流体力学解法は輻射エネルギーが支配的なものも含めて、RHD 問題の正確で安定した処理をもたらすことができる。ここでは一次元テスト問題に焦点を合わせましたが、論文のオイラーコードは多次元であり、その後の研究はより高い空間次元での天体物理学的問題を取り扱う。論文のアプローチは、陰的 MCRT 法を利用して、ガス冷却時間よりはるかに大きい流体力学的時間ステップをとることを可能にします。また、流体力学方程式は  $v/c$  までしか解かれませんが、モンテカルロ推定量を使用して輻射 4 力  $G$  の式を  $v/c$  のすべてのオーダーに対して正確に構成する方法を示しました。 $G$  の厳密な表現を使ったシミュレーションを比較しました。これは、輻射が拡散領域にあるときに有効です。後者の方法が、荒い空間分解能の場合にモンテカルロノイズの大幅な低減をもたらす得ることを見出した。

今後の研究では今、輻射と流体のコードを組み合わせる研究をしていて、その際に陰解法を使った RHD 問題の数値シミュレーションをしていきたいと思う。

## Reference

N.ROTH., & D.KASEN. 2015,ApJ,217,9

c7

すざく衛星のデータを用いた高エネルギー  
突発天体の探査  
青山大学大学院 理工学研究科  
齋藤 祥太

## すざく衛星のデータを用いた高エネルギー突発天体の探査

齋藤 祥太 (青山大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

日本で 5 番目の X 線天文衛星「すざく」は 2005 年 7 月 10 日に打ち上げられ 2015 年 6 月 1 日に機能が停止した。「すざく」に搭載された X 線 CCD カメラ XIS(X-ray Imaging Spectrometer) では 0.2-12keV のエネルギー帯域を 17.8 x17.8 'の視野で観測を行う。これらの観測データにおいては、観測目的の天体に加えてその周囲の領域が同時に記録されており、周囲の領域に未知の突発天体が埋もれている可能性がある。特にガンマ線バースト残光や Soft Gamma Repeater などの突発天体は瞬間的な増光のため、発生していても定常天体を目的とした過去の解析で見逃されている可能性が高い。私は、アーカイブ化され公開されている「すざく」の観測データ約 10 年分を用いて、観測対象の天体からの X 線を取り除いた背景領域のデータから短時間変動の SN 比を計算し、未知の突発天体の探査を行った。本発表ではアーカイブデータからの解析方法と探査の結果を報告する。

### 1 高エネルギー突発天体

高エネルギー突発天体とは、X 線、ガンマ線などの電磁波の強度を、時間とともに増加または減少させながら放出する天体である。例としてガンマ線バーストとそのアフターグローが知られている。

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst; GRB) は、X 線やガンマ線を相対的に多く放出する宇宙で最も明るい天体現象である。それは、1967 年 7 月 2 日、アメリカの核実験探知衛星「VELA」によって初めて検出された。ガンマ線バーストは、いつどこで発生するか全く予想できない。また GRB が起こった後に、X 線や可視光が見えることがある。GRB の始まりの放射を初期放射 (プロンプト放射)、後にみられる放射をアフターグロー (残光) と呼ぶ。

GRB970228 において、X 線天文衛星「BeppoSAX」によってガンマ線バーストの位置に未知の X 線天体と可視光で光り輝く天体が発見された。これによりガンマ線バーストに付随するアフターグローであることが確認された。アフターグローは、X 線から可視光や電波といったエネルギーの低い光子を放出し、時間とともにべき関数的に減光しながらバースト発生から数時間または数日観測される。この発見により発生位置が決定でき、バーストの対応天体を同定できるようになった。

以上のように突発現象は、いつ・どこで起こるか定

かではない。狭視野撮像型観測装置の観測では、観測対象の天体の周囲の領域も同時に記録されており、周囲の領域に未知の突発天体が観測されている可能性がある。また観測されていれば、突発天体観測衛星よりも高い感度での観測となる。本研究の目的は、狭視野撮像型観測装置であるすざく衛星に搭載された X-Ray Imaging Spectrometer(XIS) のデータを用いて、未知の高エネルギー突発天体を探査することである。

### 2 X 線天文衛星「すざく」

「すざく」は、日本で 5 番目の X 線天文衛星である。2005 年 7 月 10 日に鹿児島内之浦から打ち上げられ、2015 年 8 月 26 日に科学観測を終了した。すざく衛星には、5 つの軟 X 線望遠鏡 (X-Ray Telescope, XRT) の焦点に撮像機能を持つ 4 つの X 線 CCD カメラ (X-Ray Imaging Spectrometer, XIS) と X 線マイクロカロリメータ (X-Ray Spectrometer, XRS) の計 5 つの軟 X 線検出器と、硬 X 線検出器 (Hard X-ray Detector, HXD) が一搭載されていた。

XRT(X-ray Telescopes) は、X 線の全反射を利用した X 線望遠鏡である。XRT-I は合計 4 台あり、焦点に XIS が設置された。XRT-I は、口径 40cm、焦点距離 4.75m であった。XRT-S は焦点に XRS が設

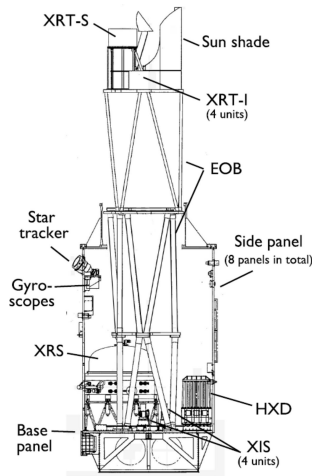


図 1: すざく衛星の内装

置され、口径 40cm、焦点距離 4.5m であった。日本で 4 番目の X 線天文衛星「あすか」と比べ約 2 倍優れた角分解能を持ち、点光源からの全光量の半分を内包する領域の直径 (Half Power Diameter) が 2 分角程度であった。

XIS(X-ray Imaging Spectrometer) は 4 台の X 線 CCD カメラで構成されている。観測エネルギー帯域が 0.2-12.0keV、視野が 17.8'x17.8' である。

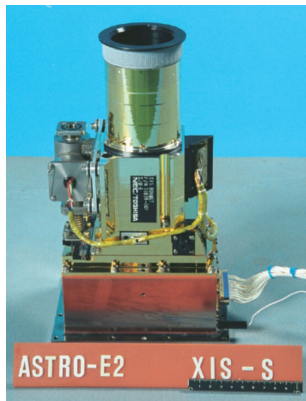


図 2: XIS の外観

観測モードとして、Normal と Parallel(P-sum) の 2 通り存在する。Normal モードは、基本的に CCD のすべてのピクセルを 8 秒周期で読み出す。P-sum モードは、縦方向の位置情報を失う代わりにピクセルの情報を高速で読み出すことが出来る。さらに Normal モードには、同じピクセルに 2 つ以上の X 線が入射

するパイルアップを防ぐために Burst オプションと Window オプションも存在する。Burst オプションは、露光時間を短くするオプションである。露光時間を、0.1s,0.3s,0.5s,0.62s,2.0s の中から選択できる。Window オプションは、一部のピクセルのみを呼び出すオプションである。全体のピクセルの内、1/4、1/8 を読みだす選択ができる。

### 3 解析手法

本解析では、すざく衛星に搭載された XIS のデータを用いた。周辺視野も露光時間も小さい Window オプションと Burst オプションが同時に選択されたデータと、X 線画像を作成することができない P-sum モードのデータは除いた。解析では、コラム名が ACTX,ACTY,X,Y,TIME のものを読み込んだ。ACTX と ACTY は、Actual 座標系と呼ばれる CCD 素子上の物理的なピクセル位置を示す座標系であり、この座標系のことを「検出器座標系」と呼ぶことにする。X と Y は、Sky 座標系と呼ばれる観測時の衛星姿勢も考慮にいれ、天球座標系に投影した座標系である。TIME は、観測時刻である。また GTI(Good Time Intervals) も使用した。そこには、Normal モードでは連続する観測の開始時刻と終了時刻が、burst モードでは 8 秒おきに短い露出が行われることから観測の開始時刻と終了時刻が記録されている。

こうして取り込んだデータの天球座標系で表した X 線強度分布画像は、図 3 のようになる。X 線は、XRT により集光されるために広がりを持って観測される。そこで、観測対象の天体の座標から Half Power Diameter を考慮し、半径 2.5 分角の円を設定し、その円の内側に入射した X 線を取り除いた「背景データ」を作成する。一例として 1A1742-294 の観測データを処理した。半径は、観測対象の天体からの X 線を約 5%程度に抑える目標で設定した。背景データを天球座標系でプロットした X 線強度分布画像を、図 4 に示す。

背景データから短時間変動イベントを探索するためライトカーブを作成した。図 5 は、オレンジが図 3 のデータ、青が図 4 のライトカーブである。ライトカーブを描く際の bin サイズは、XIS の Normal モー

ドの時間分解能である 8s と設定した。オレンジで示したライトカーブは、青で示したライトカーブよりもカウント数が減っており、観測対象の天体からの X 線をある程度取り除けていることがわかる。

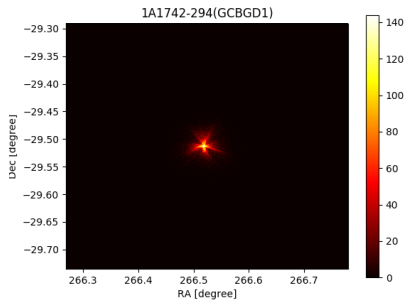


図 3: 読み込んだデータの X 線強度分布 (天球座標系)

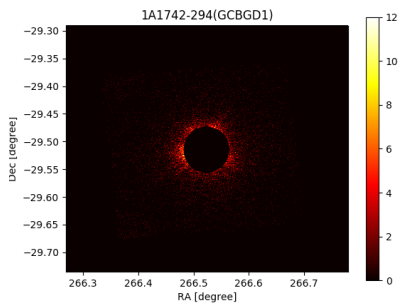


図 4: 背景データの X 線強度分布 (天球座標系)

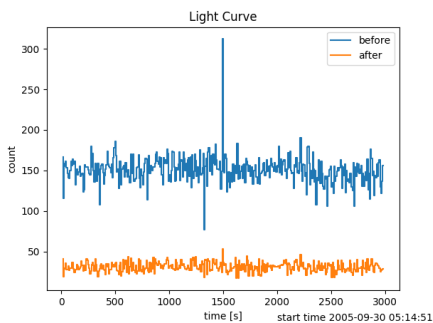


図 5: 2つのデータのライトカーブ

ここで、GTI テーブルを参考にパート分けし、連続で 100 秒以上続けて観測を行っている GTI のライトカーブを作成し、それぞれ SN 比を計算した。

本解析では、以下の SN 比 (signal to noise ration) を用いて、突発天体の候補であるかを評価した。

$$SN \text{ 比} = \frac{x_i - \bar{x}}{\sigma} \quad (1)$$

$$\bar{x} = \frac{\sum x_i}{N} \quad (2)$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (x_i - \bar{x})^2}{N}} \quad (3)$$

$x_i$  : 同じ時刻に読み出された X 線のカウント数

$\bar{x}$  : 時間平均した X 線のカウント数

$\sigma$  :  $\bar{x}$  からどれほどカウント数が散らばっているかを示す分散 (ゆらぎ)

$N$  : 連続で観測を行った時間

## 4 解析結果と考察

本解析では、観測器 4 台分の累計観測時間にして約 121,225 時間分のデータを使用した。図 6 は、横軸がパート内の最大 SN 比、縦軸がその個数を対数で表したものである。SN 比の高いものほど、突発天体の可能性が高くなっていく。そこで、SN 比の値が、12.72 から 36.13(最大値) の計 3000 個のデータを、SN 比の値が高かった瞬間のイメージを作成し目視で確認した。

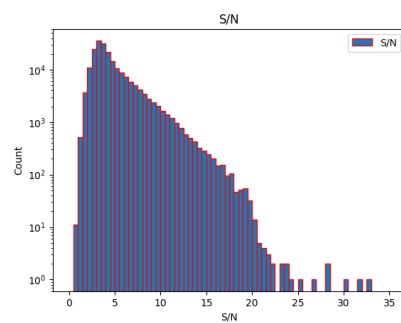


図 6: 各パート毎の SN 比の分布図

ここで、突発天体候補のイベントを紹介する。このイベントは SN 比が 13.67 をとったイベントである。図 7 と図 8 は、図 9 の 800 秒あたりの一番 X 線強度が高かった時の強度分布であり、それぞれ天球



座標系と検出器座標系で示した。XRT により天体由来の X 線は PSF 程度の広がりを持って観測されることが期待でき、2 つの画像は期待通りのものであった。よって突発天体ではないかと考えられる。

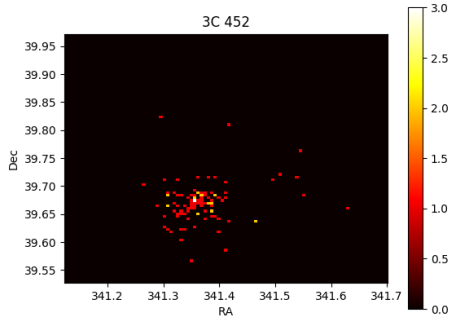


図 7: 突発天体候補のイベント (天球座標系)

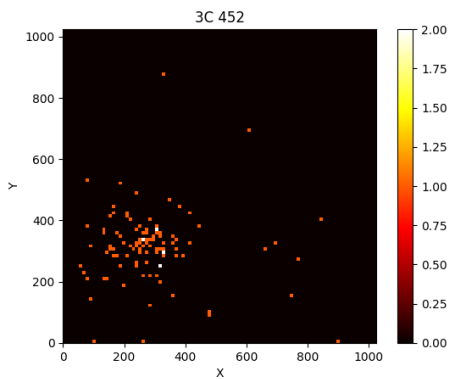


図 8: 突発天体候補のイベント (検出器座標系)

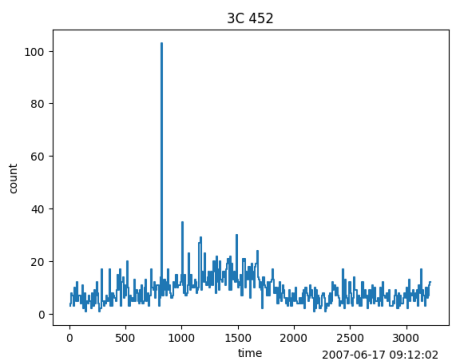


図 9: 突発天体候補のイベントのライトカーブ

ここで、SN 比は大きいが発見されたイベントは突発天体ではないと判断

したイベントの例を示す。図 10 は、SN 比が 19.14 を検出した時の強度分布を検出器座標系で示したものである。X 線が一直線に分布をしているイメージが見られ、検出器の視野の側面に平行であったことから、読み出しを行う際の電子輸送の段階で問題が起きた現象であると考えられ、天体由来ではないと判定した。

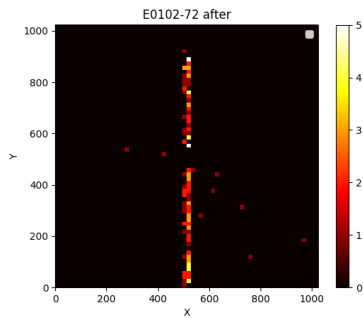


図 10: 天体由来ではないイベントの例 (検出器座標系)

## 5 まとめ

観測対象となっている天体の背景データに未知の突発天体を見つける目的で、XIS のデータ解析を自動で行う手法を確立した。今回の解析では、観測器 4 台分の累計観測時間にして約 121,225 時間分のデータを解析した。

今回は、SN 比が、12.72 から 36.13 の範囲を、目視で 3000 個のデータを確認した。その結果、12 個の突発天体候補のイベントを発見した。また、それ以外の確認したデータは検出器由来のノイズが乗っていた。

今後の課題として、検出器由来のノイズが乗っているデータを自動で識別する手法の確率、およびスペクトル解析による突発天体候補の同定が挙げられる。

## Reference

- [1] Koyama et al.(2007), PASJ, 59, 23
- [2] 山崎廣樹, 2015, 東京大学修士論文

c8

量子論的 Synchro-Curvature radiation に  
おけるメーザーと FRB  
早稲田大学大学院 先進理工学研究科  
直江 知哉

# 量子論的 Synchro-Curvature radiation におけるメーザーと FRB

直江 知哉 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

## Abstract

Fast Radio Burst(FRB) は 2007 年に初めて発見された天体現象である. この FRB の特徴は 1 ミリ秒という短い時間に 1GHz 程度の電波を放出すること, 放出されるエネルギーがとても大きいことなどが挙げられる. 特に, その高い輝度温度からコヒーレント光によって生じていると考えられており, その放射メカニズムの 1 つとして中性子星の磁気圏からのメーザー放射が提唱されている.

現在様々な論文において量子論的効果が効くだろうと考えられているが, 実際に量子論的 Synchro-Curvature radiation でメーザーが生じるかを議論したものはない. よって本研究では量子論的効果を考慮した際に, 中性子星磁気圏のどのような領域がメーザーに適しているのかを調べた. その結果, ミリ秒パルサーが FRB と関連していそうなこと, 量子論的 Synchro-Curvature radiation で FRB のエネルギー, 周波数, DM, event rate を説明できることが判明した.

## 1 Introduction

Fast Radio Burst(FRB) は 1ms 程度の間電波を放出する天体現象で, 観測される pulse の周波数は 1GHz 程度で放出されるエネルギーは 1Jy 程度にも及ぶ. この FRB と呼ばれる天体現象は 2007 年に Lorimer により初めて発見され, 現在までにおよそ 70 の FRB が見ついている. FRB にはパルスを繰り返すものとそうでないものの 2 種類あり, 2012 年に Gajjar により発見された FRB121102 と FRB180814 のみパルスを繰り返す. この 2 つの種類の FRB の発生メカニズムはまだ解明されておらず, 中性子星同士の衝突, マグネターのジャイアントフレアなど様々なメカニズムが提唱されている. だが, パルスを繰り返す FRB については超新星爆発や中性子星同士の衝突のような崩壊的なメカニズムを除外することが出来るので候補を絞ることができる. また, FRB は発生メカニズムだけでなく, どこで起きているのかについても良くわかっていないが Dispersion Measure が  $\sim 1000$  と大きいことから我々の銀河の外で起きていると考えられている. さらに, その高い輝度温度 ( $\sim 10^{35} K$ ) から FRB は熱的放射でなくコヒーレントな光により生じていると考えられており, コヒーレント光の発生メカニズムとしては "particle bunching" と "maser" がこれまでに提唱されている.

Synchro-Curvature radiation によるメーザーを考

える際, 中性子星の極付近のように磁場の大きい状況 ( $10^{12} G$ ) では, その磁場の大きさから粒子が数メートル程度進む間に磁力線に垂直な方向の運動エネルギーを放出しランダウ順位が基底状態, またはわずかに励起した状態になると考えられており, このような状況では量子論的効果が出てくると考えられている. しかし, 量子論で Synchro-Curvature radiation でメーザーが生じるかどうかまで議論しているものは 1 つもなく, 量子論を考慮して放射を議論している先行研究しかない. よって本研究では量子論的効果を考慮した Synchro-Curvature radiation でメーザーが生じるかどうかを議論する.

## 2 Methods

磁場中の電子の Dirac 方程式は以下のようにかける.

$$(c\gamma^\mu \hat{P}_\mu - mc^2)\psi = 0 \quad (1)$$

ただし  $\hat{P}_\mu$  は

$$\hat{P}_\mu = i\hbar \left( \partial_\mu + i\frac{e}{\hbar} A_\mu \right) \quad (2)$$

これを解くことにより磁場中の電子の波動関数を得ることができ, Fermi の黄金律を用いることにより, ランダウ順位が変化するときの吸収と誘導放射の確率を求められる. だが, 実際の中性子星の磁場は dipole

磁場であり、それをそのまま解くのは大変である。よって、ここでは簡単のため円形磁場 (toroidal 磁場) であると仮定して計算を進めていく。

レーザーが生じるかどうかは、吸収と誘導放射の確率を比べれば良い。すなわち、吸収に比べて誘導放射の確率のほうが大きければレーザーが生じる。まず電子と光子の相互作用のハミルトニアンは

$$\hat{H}_{int} = \int ec\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\hat{A}_\mu d^3\vec{x} \quad (3)$$

のように書くことができる。ここで  $\hat{A}_\mu$  は量子化した電磁場で、ハイゼンベルグ表示では

$$\hat{A}_\mu = \sqrt{\frac{\hbar}{2\epsilon_0 V}} \sum \frac{1}{\sqrt{\omega_k}} \left( a_{\vec{k}} e_\mu(\vec{k}) e^{i(\vec{k}\cdot\vec{x} - \omega_k t)} + a_{\vec{k}}^\dagger e_\mu^*(\vec{k}) e^{-i(\vec{k}\cdot\vec{x} - \omega_k t)} \right) \quad (4)$$

のように書ける。ただし  $a_{\vec{k}}, a_{\vec{k}}^\dagger$  は波数ベクトル  $\vec{k}$  の光子の生成消滅演算子、 $e_\mu(\vec{k})$  は偏光ベクトルでクーロンゲージでは次のように書ける。

$$e(\vec{k}) = (0, \vec{e}(\vec{k})) \quad (5)$$

この相互作用ハミルトニアンを摂動とみなすと始状態  $i$  (光子が 0 個) から終状態  $f$  (光子が 1 個) への遷移確率は摂動の一次までを考えると

$$P_{fi} = \left| \int_0^t dt' e^{i\frac{E_f - E_i + \hbar\omega}{\hbar} t'} \langle 1_{\vec{k}, e}, f | \hat{H}_{int}/\hbar | 0, i \rangle \right|^2 \quad (6)$$

となる。ただし  $E_i, E_f$  はそれぞれ、始状態  $i$  と終状態  $f$  における電子のエネルギー順位である。この式より  $M_{fi}$  を

$$M_{fi} \equiv \langle 1_{\vec{k}, e}, f | \hat{H}_{int}/\hbar | 0, i \rangle \quad (7)$$

のように定義すると、単位立体角、単位角振動数あたりの放射量は

$$\frac{d^2 I_{f,i}^\vec{e}}{d\Omega d\omega} = \frac{\hbar\omega^3 V}{\Omega(2\pi)^2 c^3} |M_{fi}|^2 \quad (8)$$

となる。ただし  $E_f = E_i - \hbar\omega$  である。またこの式を  $\hbar\omega$  で割ることにより遷移確率が得られる。さらに、遷移確率から反応断面積を導出できる。

### 3 Results and Discussion

図1-図4は反応断面積 (吸収-誘導放射) の各種パラメータ (電子の運動方向と入射光の成す角  $\kappa$ 、電子のローレンツ因子  $\gamma$ 、磁場  $B$ 、磁力線の曲率半径  $\rho$ ) 依存性のグラフである。ただし、ランダウ順位  $n$  が 5 の状況 (synchro-curvature) を考えている。また、図 5,6 は得られた結果を考慮し、粒子の加速領域が outer gap としたときに、どのような中性子星がレーザーに適しているかを p-pdot diagram 上に示したものである。ただし図 5 と図 6 はそれぞれランダウ順位  $n=0,5$  に対応している。これらの結果より、FRB はミリ秒パルサーと関連していることが推測できる。

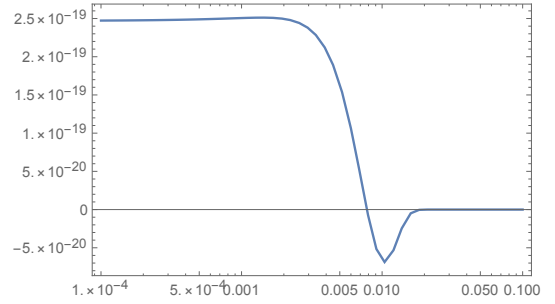


図1: 反応断面積  $\sigma$  の  $\kappa$  (電子の運動方向と入射光の成す角) 依存性のグラフ。ただし、各種パラメータは  $B = 5 \times 10^3 G, \gamma = 10^6, \rho = 10^7 cm$ 。  $\sigma$  が負になっている領域は吸収に比べ誘導放射が優位、つまりレーザーが生じる。グラフから  $\kappa = 0.01 rad$  付近で  $\sigma$  が  $-7 \times 10^{-20} cm^2$  と負になっており、レーザーが生じることが分かる。

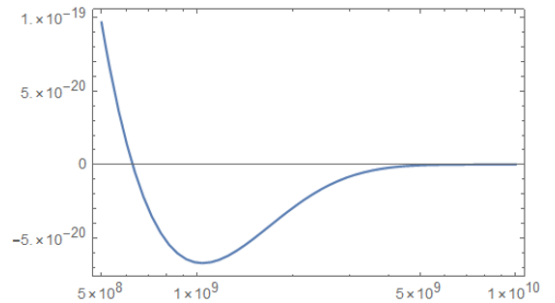


図2: 反応断面積  $\sigma$  の振動数依存性のグラフ。ただし、 $B = 5 \times 10^3 G, \gamma = 10^6, \rho = 10^7 cm$ 。

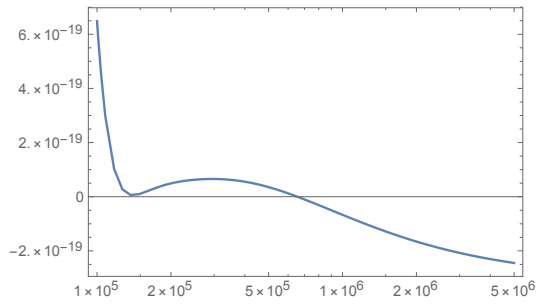


図 3: 反応断面積の  $\gamma$ (電子のローレンツ因子) 依存性のグラフ。ただし、各種パラメータは  $B = 5 \times 10^3 G, \gamma = 10^6, \rho = 10^7 cm$ 。  $\sigma$  は  $\gamma > 7 \times 10^5$  で負となる。よって、ローレンツ因子の大きさから電子は加速領域で加速されていると考えられる。

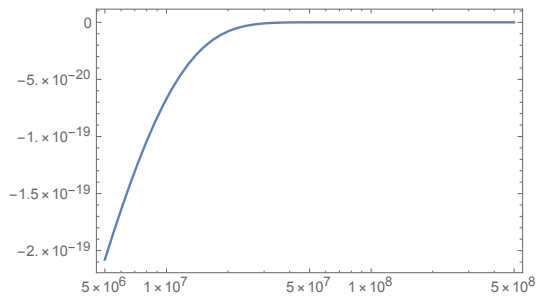


図 4: 反応断面積  $\sigma$  の  $\rho$ (磁力線の曲率半径) 依存性のグラフ。ただし、 $B = 5 \times 10^3 G, \gamma = 10^6, \rho = 10^7 cm$ 。

## 4 Conclusion

FRB はミリ秒パルサーと関連がありそうだという結果が得られた。また、ここでは示していないが本研究では周波数,FRB のエネルギー,DM,event rate を説明することができた。

## Reference

- G.Voisin, et al, Physical Review D .2017(a)
- G.Voisin, et al, Physical Review D .2017(b)

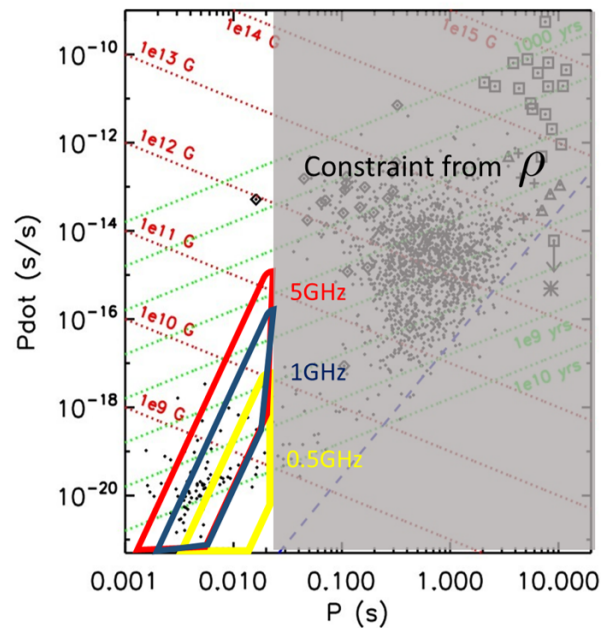


図 5: Curvature radiation の場合の適した領域。赤、青、黄のラインで囲まれている領域は、それぞれ 5,1,0.5GHz でメーザーを起こすのに適した領域である。

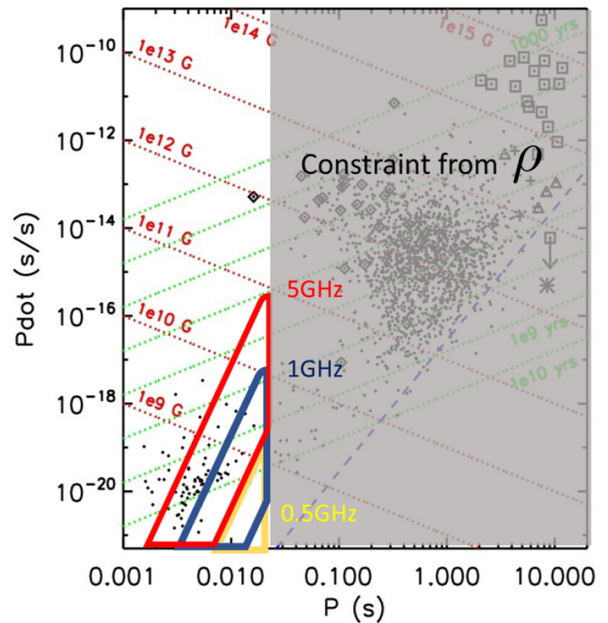


図 6: Synchro-Curvature radiation の場合の適した領域。各ラインについては上図と同様である。

c9

Kerr BHからの電磁場を介したエネルギー抽出メカニズム

首都大学東京大学院 理学研究科

山口 純矢

# Kerr BH からの電磁場を介したエネルギー抽出メカニズム

山口 純矢 (首都大学東京大学院 理学研究科)

## Abstract

質量降着率の低い活動銀河核のジェットの中心エンジンを説明すると期待される機構として、Blandford-Znajek 機構がある。1977 年に R.D.Blandford と R.L.Znajek は、軸対称で定常的な時空を作る Kerr ブラックホールの回転エネルギーを、電磁場が event horizon 上で発散しないという条件を課すことで、電磁場を用いて引き抜く機構を考案した (Blandford-Znajek 機構)。[2] の論文では、エルゴ領域内の一部で、ポロイダル電流がポロイダル磁場を横切って流れる領域が存在し、これによって、外向きの poynting flux が生成され、エネルギーが引き抜かれることを示した。本公演では、これらのエネルギー引き抜きに関する立場の違いについて議論する。

## 1 Introduction

1977 年に R.D.Blandford と R.L.Znajek は、軸対称で定常的な時空を作る Kerr ブラックホールの回転エネルギーを、電磁場を用いて引き抜く機構を考案した (Blandford-Znajek 機構) [1]。

[2] の論文では、降着円盤由来の磁力線は、エルゴ領域を貫き、開いた構造になっていて、ブラックホール磁気圏を満たすプラズマは磁場  $B$  に沿って電場  $D$  を遮蔽し、 $D \cdot B = 0$  (縮退条件) を満たすと仮定している。一方で、Blandford-Znajek は、ブラックホール磁気圏を満たすプラズマは force free 条件を満たすと仮定している。force free 条件とは、縮退条件にさらなる制約が加わったものである。この違いから、[1] と [2] でエネルギー保存の式に違いが生じる。

[1] では force free 条件を満たす電磁場に znajek 条件を課すことで、トロイダル磁場を決定し、これによって外向き poynting flux が生成される。[2] では、縮退条件を仮定しているが、force free 条件を課している訳ではないので、エネルギー保存則は、ある条件下で joule loss の項の寄与があり、これによって、poynting flux の湧き出しが得られる。このある条件は、エルゴ領域内の一部で実現され、ポロイダル電流がポロイダル磁場を横切って流れる領域が存在するという条件である。これによって、外向きの poynting flux が生じる。

本公演では、上記のように、ブラックホール磁気圏に課す仮定の違いによるエネルギー引き抜きに関する

立場の違いについて議論する。[1] の機構では、znajek 条件によって、BH の回転エネルギーが poynting flux に変換されている。しかし [2] の機構では、poynting flux の式の中に、BH の回転パラメータは含まれておらず、BH の回転エネルギーを引き抜いているわけではないと考える。さらに、上記で述べた仮定である znajek 条件や、エルゴ領域内で縮退条件が成り立っているかも定かではないので、それについて、最後に議論する。

## 2 Methods

### 2.1 時空の 3+1 分解

時空を時間一定の超曲面でスライスする。この超曲面 (慣性系) で静止している観測者を FIDO (fiducial observer) という。測地線に沿って運動していないので、重力を感じたり、時計が遅れる。

ラプス関数  $\alpha = \frac{dr_{FIDO}}{dt}$  (時間の遅れの効果を表す) → これは無限遠での平坦な時空での時間より、 $\alpha$  だけ遅れる事を意味する。

FIDO に対する重力場の速度を  $\beta^i$  とする。

つまり、無限遠に対して FIDO は  $-\beta^i$  で動いている。

$$\beta^i = -\frac{dx_{inf \rightarrow FIDO}^i}{dt_{inf}}$$

→ これをシフトベクトルという。ラプス関数とシフトベクトルを用いて、4 元速度  $n^\mu$  は以下のように表

せる。

$$n^\mu = \left( \frac{1}{\alpha}, -\frac{\beta^i}{\alpha} \right)$$

四次元時空から三次元空間の慣性系への射影テンソルは  $\gamma_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} + n_\mu n_\nu$  であり、これを用いてメトリックは以下のように表される。

$$\begin{aligned} ds^2 &= dl_{FIDO}^2 - d\tau_{FIDO}^2 \\ &= \gamma_{ij}(dx^i + \beta^i dt)(dx^j + \beta^j dt) - \alpha^2 dt^2 \\ &= (\beta^2 - \alpha)dt^2 + 2\beta_i dt dx^i + \gamma_{ij} dx^i dx^j \end{aligned}$$

## 2.2 Boyer-Lindquist 座標

Boyer-Lindquist 座標のメトリックは以下のように表される。

$$ds^2 = (z-1)dt^2 - 2za \sin^2 \theta dt d\phi + A \frac{\sin^2 \theta}{\Sigma} d\phi^2 + \frac{\Sigma}{\Delta} d\theta^2$$

各記号は以下のような式の形になっている。

$$\begin{aligned} a &= \frac{J}{M}, \quad \Sigma = r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \quad z = \frac{2Mr}{\Sigma} \\ A &= (r^2 + a^2)^2 - a^2 \Delta \sin^2 \theta, \quad \Delta = r^2 - 2Mr + a^2 \end{aligned}$$

ここで、 $\Delta = 0 \Leftrightarrow g_{rr} = \infty$  の時、

$$\Delta = 0 \rightarrow r = M \pm \sqrt{M^2 - a^2}$$

この半径  $r_g = M + \sqrt{M^2 - a^2}$  以内から外へは光さえも脱出できない。このような境界を event horizon という。

また、 $g_{tt} = 0$  となる場所は、

$$g_{tt} = 0 \rightarrow r = M \pm \sqrt{M^2 - a^2 \cos^2 \theta}$$

この、 $r_{erg} = M \pm \sqrt{M^2 - a^2 \cos^2 \theta}$  となる境界を ergosphere という。この事から、event horizon と ergosphere の中間領域が存在する。このような領域を ergoregion と呼んでいる FIDO の角速度は、 $v^\phi = \frac{2Mra}{A} = -\beta^\phi$  さらに、ホライズン上では、

$$\omega(r = r_h) = \frac{a}{2Mr_h} = \frac{a}{r_h^2 + a^2} \equiv \Omega_h$$

であり、これは horizon の角速度である。

## 2.3 Kerr-Schild 座標

Kerr-Schild 座標は  $g_{tr}$  が 0 ではないので、空間座標はもはや直行していない。しかし、Boyer-Lindquist 座標の特異点を取り除いた座標系である。メトリックは以下になる。

$$\begin{aligned} ds^2 &= (z-1)dt^2 - 2za \sin^2 \theta dt d\phi + 2z dt dr + \frac{A \sin^2 \theta}{\Sigma} d\phi^2 \\ &\quad - 2a \sin^2 \theta (1+z) d\phi dr + (1+z) dr^2 + \Sigma d\theta^2 \end{aligned}$$

## 2.4 電磁場の 3+1 分解

Maxwell 方程式は、 $*F_{;\nu}^{\mu\nu} = 0$ ,  $F_{;\nu}^{\mu\nu} = 4\pi I^\mu$  より、

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

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi \rho_e \quad (3)$$

$$-\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{H} = 4\pi \mathbf{J} \quad (4)$$

さらに、 $\mathbf{D}$  と  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{E}$  と  $\mathbf{H}$  の関係は、

$$\mathbf{E} = \alpha \mathbf{D} + \beta \times \mathbf{B} \quad (5)$$

$$\mathbf{H} = \alpha \mathbf{B} - \beta \times \mathbf{D} \quad (6)$$

となる。

電磁場のエネルギー運動量テンソルは

$$T^{\mu\nu} = \frac{1}{4\pi} (F^{\mu\sigma} F_{\sigma}^{\nu} - \frac{1}{4} g^{\mu\nu} F^{\lambda\sigma} F_{\lambda\sigma})$$

電磁場のエネルギー運動量保存則は  $T_{;\nu}^{\mu\nu} = -F^{\mu\lambda} I_\lambda$  より、

$$\frac{\partial \ell}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{L} = -(\rho_e \mathbf{E} + \mathbf{J} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{m} \quad (7)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S} = -\mathbf{E} \cdot \mathbf{J} \quad (8)$$

それぞれ無限遠から見た物理量であり  $\varepsilon$  はエネルギー密度、 $\ell$  は角運動量密度。 $\mathbf{S}$  はポインティングフラックスであり  $\mathbf{L}$  は角運動量フラックスである。そして  $\mathbf{m} = \partial_\phi$  である。

## 2.5 Blandford-Znajek 機構

この機構では BH 近傍の磁気圏で、force free 条件が成り立っていると仮定する。force free 条件とは、電磁場に比べ、プラズマの慣性が無視できるという条



件で、式で書くと  $\rho_e \mathbf{D} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0$  (9) となる。これと、定常軸対象条件から、 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0, E_\phi = 0$ 。よって、

$$\mathbf{E} = -\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{B} \quad (\boldsymbol{\omega} = \Omega_F \mathbf{m}) \quad (10)$$

また、角運動量保存とエネルギー保存は、force free 条件 (9) より、

$$\frac{\partial \ell}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{L} = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S} = 0 \quad (12)$$

ここで、

$$\mathbf{L}_p = -\frac{1}{4\pi} H_\phi \mathbf{B}_p, \quad \mathbf{S}_p = -\frac{1}{4\pi} \Omega_F H_\phi \mathbf{B}_p \quad (13)$$

この式から、Poynting flux は、ポロイダル磁場に沿って運ばれ、その強さは、トロイダル磁場の強さで決まっている。トロイダル磁場は kerr-schild 座標で

$$B^\phi = \frac{\alpha H_\phi - (2Mr\Omega_F - a) \sin^2 \theta B^r}{\Delta \sin^2 \theta} \quad (14)$$

イベントホライズン上 ( $\Delta = 0$ ) でこの  $B^\phi$  が有限の値を持つためには、分子も 0 になる必要がある。従って

$$H_\phi = \frac{1}{\alpha_h} (2Mr_h \Omega_F - a) \sin^2 \theta B^r \quad (15)$$

これが Znajek 条件である。ホライズンの角速度と、電磁ポテンシャル  $A_\mu$  を使って書き直すと、

$$H_\phi = \frac{(r_h^2 + a^2)(\Omega_H - \Omega_F) \sin \theta}{r_h^2 + a^2 \cos^2 \theta} A_{\phi, \theta} \quad (16)$$

となる。これを Poynting flux の式 (...) に代入すると、

$$S^r = \frac{(r_h^2 + a^2) \Omega_F (\Omega_H - \Omega_F)}{4\pi (r_h^2 + a^2 \cos^2 \theta)^2 \sqrt{1+z}} (A_{\phi, \theta})^2 \quad (17)$$

となるので、 $0 < \Omega_F < \Omega_H$  の時、 $S^r$  は正となり、外向きの Poynting flux が生成される。この機構は、Znajek 条件を課すことで、イベントホライズン内の、何らかのエネルギーと電磁場で、エネルギーが保存され、Poynting flux の湧出しが得られ、イベントホライズンを貫く磁場に沿って BH のエネルギーが直接 Poynting flux として運ばれるると解釈できる。

## 2.6TT14,15

次に、TT14,15 のエネルギー抽出機構について考え

る。ここで、以下のことを仮定する。1. 外部電流がつくるポロイダル磁場が、エルゴ領域を貫く。2. プラズマは希薄だが、磁場に沿って電場を遮蔽できるくらいの密度はある。 $(\mathbf{D} \cdot \mathbf{B} = 0)$  3. 重力はローレンツ力に比べて無視これらの仮定の元に考えていく。仮定 2 と軸対象性より、ここでも式 (10) が成立する。角運動量保存と、エネルギー保存則は、

$$\nabla \cdot \mathbf{L} = -(\mathbf{J}_p \times \mathbf{B}_p) \cdot \mathbf{m} \quad (18)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{S} = -\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}_p \quad (19)$$

なので、角運動量 flux や、エネルギー flux の湧き出しを得るためには、 $\mathbf{J}_p \times \mathbf{B}_p \neq 0$  となる必要がある。これは  $D^2 > B^2$  を満たす領域で実現されることを、荷電粒子の運動を調べることで示す。

$B^2 > D^2$  の場合

粒子は  $\mathbf{B} \times \mathbf{D}$  方向のドリフトと、 $\mathbf{B}$  方向に動くので、

$$\mathbf{J}_p \times \mathbf{B}_p = a(\mathbf{D} \times \mathbf{B})_p \times \mathbf{B}_p + b\mathbf{B}_p \times \mathbf{B}_p = 0$$

$B^2 < D^2$  の場合

粒子は  $\mathbf{D}$  方向にも動けるので、

$$\mathbf{J}_p \times \mathbf{B}_p = c\mathbf{D} \times \mathbf{B}_p \neq 0$$

よって、 $B^2 < D^2$  の領域で、 $\mathbf{J}_p \times \mathbf{B}_p \neq 0$  となる。この領域では、forcefree は破れている。(5) と (10) より、

$$D^2 = \frac{1}{\alpha^2} (\Omega_F - \Omega)^2 \gamma_{\phi\phi} \mathbf{B}_p^2 \quad (20)$$

$$(B^2 - D^2) \alpha^2 = -B^2 f(\Omega_F, r, \theta) + \frac{1}{\alpha^2} (\Omega_F - \Omega)^2 H_\phi^2 \quad (21)$$

$$\text{ここで } f(\Omega_F, r, \theta) = -\alpha^2 + \gamma_{\phi\phi} (\Omega_F - \Omega)^2 \quad (22)$$

この式を用いて  $B^2 < D^2$  となる領域について調べる。まず赤道面を考えると、対称性より  $H_\phi = 0$ 。なので、 $f > 0$  のとき、 $B^2 < D^2$  となる。 $f = 0$  となる面は、 $\Omega_F = \Omega \pm \frac{\alpha}{\sqrt{\gamma_{\phi\phi}}}$  で、+ が outer light surface、- が inner light surface という。inner light surface は、 $\Omega_F > 0 (S_p \neq 0)$  のとき、エルゴ面より内側にある (図 1)。まとめると、電磁場の関係は図 2 のようになり、エルゴ領域内の inner light surface 以下で、外向きの Poynting flux が生成される。Poynting flux が生成される領域 ( $\mathbf{J}_p \times \mathbf{B}_p \neq 0$ ) を CCR (current crossing region) と呼ぶことにする。CCR のプラズ

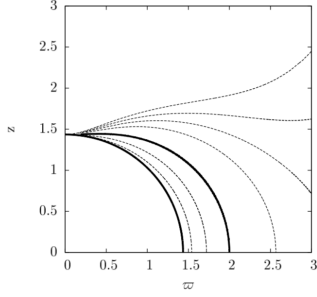


図 1: The event horizon (inner thick line) and the outer boundary of the ergosphere (outer thick line) of Kerr space-time. The thin lines represent  $\Omega - \alpha/\sqrt{\gamma_{\phi\phi}} = 0.2, 0.1, -0.1, -0.14, -0.17, -0.2$  in the BL coordinates in the order of increasing  $r$ .

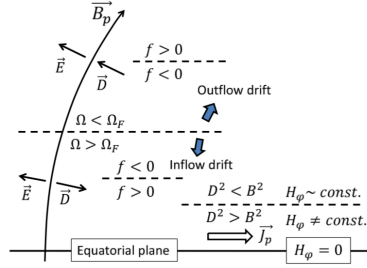


図 2: Electromagnetic structure in the northern hemisphere along a  $\mathbf{B}$  field line threading the equatorial plane in the ergosphere.

マは、Poynting flux 生成のフィードバックとして、 $+(\mathbf{J}_p \times \mathbf{B}_p) \cdot \mathbf{m}$  の角運動量と、 $+\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}_p$  のエネルギーを失う。これによってエルゴ領域内の CCR の粒子は、負のエネルギーになり得る。ペンローズ過程のように、負エネルギー粒子が、BH に落ちると考えられ、CCR で、負エネルギー流体と、外向き Poynting flux が生成される。このように、この機構では Znajek 条件を課さず、エルゴ領域の特別な性質によるエネルギー抽出機構で、負エネルギー粒子が BH に落ち込むことで、間接的に BH のエネルギーを引き抜いている。

### 3 Discussion/Conclusion

Blanford-Znajek 機構では、定常と forcefree の条件から、エネルギー保存の式が、 $\nabla \cdot \mathbf{S} = 0$  となるが、イベントホライズン上で Znajek 条件を課すことで、イベントホライズン内の何らかのエネルギーと電磁場で、エネルギーが保存され、Poynting flux の湧出しが得られ、BH から直接、Poynting flux としてエネルギーが運び出されると考えた。一方で TT14,15 の機構では、Znajek 条件と force free 条件は課しておらず、エルゴ領域の特別な性質によって外向きの Poynting flux の生成と、負エネルギー粒子の BH への落ち込みにより、BH から間接的にエネルギー抽出しているという違いがある。

TT14 において  $\mathbf{D} \cdot \mathbf{B} = 0$  と仮定している。これは、磁場が強いとき、荷電粒子は  $\mathbf{B}$  に沿って運動するので、磁場方向の電場を遮蔽でき、 $\mathbf{D}$  の  $\mathbf{B}$  方向成分が 0 となり、 $\mathbf{D} \cdot \mathbf{B} = 0$  としているが、電場が強い状況 ( $B^2 > D^2$ ) で、荷電粒子が  $\mathbf{D}$  方向に動ける場合、磁場方向の電場が遮蔽されず、 $\mathbf{D} \cdot \mathbf{B} \neq 0$  となるのではないかと考えられる。つまり、force free 条件  $\mathbf{D} \cdot \mathbf{B} = 0, \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} = 0$  のうち、 $\mathbf{D} \cdot \mathbf{B} = 0$  のみが成立し、 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{J} = 0$  は破れるような状況が実現し得るのかについては議論の余地がある。

### Reference

R.D. Blandford, & R.L. Znajek 2014, Mon. Not. R. Astron. Soc., 176, 465  
 K. Toma, & F. Takahara 2014, Mon. Not. R. Astron. Soc., 442, 2855  
 K. Toma, & F. Takahara 2016, PTEP, 2016, 3E01

c10

Narrow-line Seyfert 1 型銀河 1H0323+342

の論文の紹介と 今後の課題と展望

東京大学大学院 理学系研究科天文学

専攻

高村 美恵子

# Narrow-line Seyfert 1 型銀河 1H0323+342 の論文の紹介と 今後の課題と展望

高村 美恵子 (東京大学大学院 理学系研究科天文学専攻)

## 概要

宇宙の中には無数の銀河が存在し、その銀河の中心には巨大ブラックホールが存在する。今年の4月、ついに EHT (Event Horizon Telescope) により、ブラックホールの直接撮像に成功した。このようなブラックホールの進化について解明することは天文学において大きな目標の1つと言える。銀河の中心部にはとても狭い領域で極めて明るく輝いている領域がある。この領域を総称して「活動銀河核 (AGN)」という。活動銀河核統一モデルにより、現在では AGN を観測する方向によって見ることができる性質が異なると考えられている。この AGN の中の1つの区分に Narrow-line Seyfert 1 型銀河 (NLS1) という天体がある。NLS1 は比較的軽い質量 ( $10^6\text{--}10^8 M_\odot$ )、高い降着率を持つブラックホールを持つことが知られている。また、この天体は狭輝線、広輝線両方を持ち、渦巻銀河に主に存在している。Hada et al., 2018 において、この銀河の性質上、楕円銀河からのジェットより強いパワーを持ったジェットが生成される可能性は低いと考えられていた。しかし、1H0323+342 という NLS1 天体でガンマ線を放射し、さらに超光速運動をする相対論的ジェットであるブレイザーに似た放射が確認された。ブレイザーに似た特徴として相対論的ビーミングという性質より、一方向においてしか観測できないジェットであり、さらには電波から高エネルギーガンマ線までの波長域で観測できるという特徴を捉えた。

## 1 導入

Narrow-line Seyfert 1 型銀河は AGN 中の分類の1つで、1985年に Osterbrock と Pogge によって定義された天体であり、弱い  $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta_{\text{tot}}$  の放射や強い FeII からの放射を出す天体である。Seyfert1 型銀河は通常、Radio-quiet な天体 (Radio loudness  $R < 10$ ) であるが、一部の Narrow-line Seyfert 1 型銀河は、Radio-loud な天体として観測された (Zhoh et al., 2007)。しかし、NLS1 の放射線と連続性の現象や関係性についてはまだ解明されていない。(e.g., Komossa et al., 2006) また、NLS1 におけるジェットの生成効率についても理論的にまだ議論段階である。また、ブレイザーと同様、NLS1 も電波から高エネルギーガンマ線の領域まで観測されている天体で多波長における観測を通して NLS1 の解明について探っていく必要がある。図1において、1H0323+342 はピンクのドット線は Synchrotron(Syn) モデル、オレンジドット

線は Synchrotron Self Compton(SSC) モデル、灰色ドット線は External Compton(EC) モデルを表している。

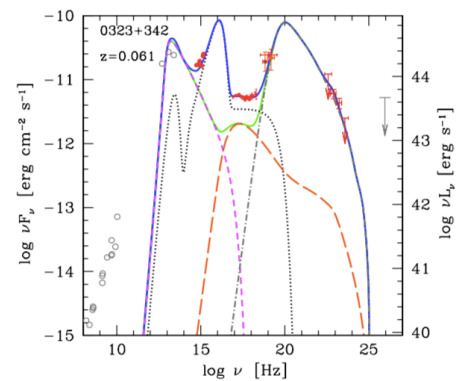


図1 1H0323+342 の電波からガンマ線に至る広帯域スペクトル (Abdo et al., 2009)

今回は、Hada et al., 2018 を中心に Narrow-line Seyfert 1 型銀河の電波領域における観測について紹介をし、今後、自分の行う自身の研究についての

展望を述べようとする。

## 2 観測対象天体 (1H0323+342)

今回紹介するの観測対象天体は、Narrow-line Seyfert 1 型銀河は 1H0323+342 ( $z=0.063$ ),  $1\text{mas}=1.2\text{pc}$ ,  $H_0 = 70\text{km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_M = 0.3$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.7$  である。この天体はガンマ線で検出された NLS1 の中で地球から最も近い天体である。また、Host となる銀河を観測でき、画像化することができる数少ない天体である。また、ブレーザーに似た一方向のみのジェットが南東の方向にジェットが噴き出していることがわかっている。(Zhou et al., 2007)

## 3 観測

1H0323+342 を観測した電波望遠鏡は VLBA というものである。さらにこの研究の特徴として挙げられる点として9周波数における多周波数における観測である。1.4/1.7GHz (L-band), 2.3/8.4GHz (S/X bands), 5GHz (C-band), 12/15GHz (U-band), 24GHz (K-band), 43GHz (Q-band) である。また、データの解析方法として National Radio Astronomy Observatory Astronomical Image Processing System (AIPS) を用いて VLBI のデータ解析手順を基にして解析している。さらに画像化においては DIFMAP (Shepherd 1997) が使われた。(Hada et al., 2018)

### 3.1 VLBA

超長基線アレイ (Very Long Baseline Array; VLBA) は長基線天文台 (Long Baseline Observatory) が運用している電波望遠鏡である。VLBA[図 2] は超長基線電波干渉法 (VLBI) の手法を用いており、アメリカ本土とハワイ、バージン諸島に口径 25m のアンテナ 10 台を持つ、最大基線長 8000km の望遠鏡である。これらが同じ天体を同時刻に見ることで後々それらのデータをうまく組み合わせるとパラボラアンテナ同士の最大基線長を口径と見立てた、仮想的に1つの巨大な電波望遠鏡を得ることができる。また、全バンドで均一なアンテナにおける2偏波同時受信が可能であるため、偏波観測におい

ても圧倒的に有利な仕様となっている。(干渉計サマースクール 2005 教科書 国立天文台)



図 2 VLBA のパラボラの位置 (credit : NRAO)

## 4 結果

### 4.1 ジェットの幅の計測

1H0323+342 のジェットの幅  $W(z)$  を観測し、その後べき乗関数でフィッティングした。[図 3]

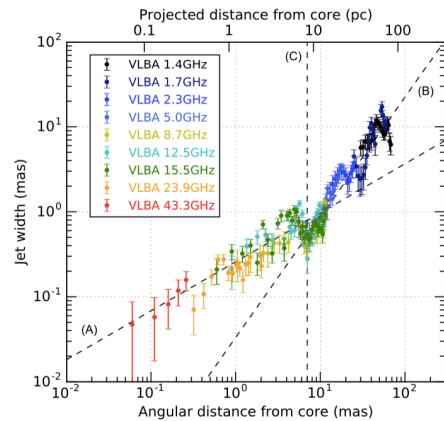


図 3 ジェットの幅とコアからの角距離の関係 (Hada et al., 2018)

ここで用いた関数は次のように定義される。

$$W(z) = Az^a \quad z: \text{コアからの角距離} \quad (1)$$

図3の結果より、

$$W(z) \propto \begin{cases} z^{0.58} & (0.1\text{mas} < z < 6.5\text{mas}) \text{ (2a)} \\ z^{1.41} & (7.5\text{mas} < z < 80\text{mas}) \text{ (2b)} \end{cases}$$

ここから、 $z = 7\text{mas}$  付近でジェット放射機構が変化したとわかる。式(2a)の領域では放射状にジェットが噴出していたが、式(2b)の領域では円錐状にジェットが放射していることがわかった。

## 4.2 定常成分

4.1章で述べたように $z = 7\text{mas}$ あたりでジェットの放射機構が変化しており、またそのあたりでジェットがコリメートしている領域があることがわかった。この領域を以下、 $S$ (site of jet transition)と置く。このコリメーションの位置では、図4のように定常的に存在している。またこの位置の付近では、ガンマ線フレアが検出されたが未だ電波領域とガンマ線発生領域がどのような関連性があるのかわかっていない。

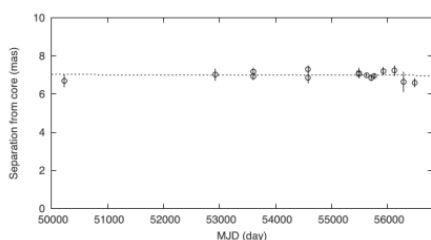


図4 定常成分の位置と時間の関係 (Doi et al., 2018)

## 4.3 ガンマ線の発生起源

前節においても述べた通り、ジェットにおいてガンマ線が発生する正確な場所はまだまだはっきりとはわかっていない。しかし、電波銀河 M87 においてもブラックホールから  $10^6 R_{\odot}$  あたりの位置でコリメーションをしている場所 (HST-1) があり、その付近でガンマ線フレアが捉えられている。

## 5 結論

Hada et al., 2018 では、NLS1 の1つの天体である 1H0323+342 のジェットについて VLBI を用いて空間スケールが 0.1mas から 100mas まで幅広く観測することができた。1つ目にコア成分とは別にコアから 7mas のところで定常成分かつ、とても

明るく光る領域を観測することができた。2つ目にこの定常成分付近が境目となってジェットの形状が変化していることが様々な周波数の観測を通して明らかになった。3つ目にこの位置の終わりの方でジェットがコリメートし、加速していることがわかったと同時に Fermi でガンマ線フレアが観測され、この付近にガンマ線の発生機構がある可能性があることがわかった。

## 6 今後の研究について

これまで、NLS1 の 1H0323+342 についての論文について紹介してきた。これらを踏まえた上で、今後の展望について述べていきたい。NLS1 天体の電波観測を行うことは、ブラックホールの進化、さらには銀河の進化を解明するためにも必要不可欠である。また、今回ガンマ線フレアが観測されたことから、ジェットはガンマ線、さらにはニュートリノの発生機構にもなっている可能性がある。電波観測では議論するには観測が十分にまだ行われていないため、電波望遠鏡による観測が急務である。さらにガンマ線を発する AGN はブレイザーや電波銀河にも存在するため、これらの観測結果と NLS1 の観測結果を比較することにより、ブラックホールの性質やジェットの解明に努めていきたい。さらに、偏波観測を行うことにより理論モデルと比較することにより、ジェットの磁場構造を明らかにしたい。また、電波観測のみならず、可視光、X線、高エネルギーガンマ線などの他の波長の観測とも比較することで NLS1 のジェットがどのように発生するのか、観測的に迫っていきたいと考える。

## 7 参考文献

- Hada et al. 2018, ApJ, 860, 141  
 Doi et al. 2018, ApJL, 857, L6  
 Asada and Nakamura 2012, ApJ, 745, 2, L28  
 Zhoh et al. 2007, ApJ, 658, L13  
 Komossa et al. 2006, AJ, 132, 531  
 Abdo et al. 2009, 707, 2, L142  
 Ohsuga et al. 2009, PASJ, 61, 3, L7  
 Tavecchio et al. 2018, MNRAS, sty2871

IceCube Collaboration 2018, Science, aat1378  
The Cherenkov Telescope Array Consortium,  
2018

干渉計サマースクール 2005 教科書 国立天文台  
日本版 SKA サイエンスブック 2015 日本 SKA コ  
ンソーシアム科学検討班

M.Boettcher;D.E.Harris;H.Krawczynski,Relativistic  
Jets from Active Galactic Nuclei, 2012

c11

AGN フィードバックとモレキュラーア  
ウトフロー

筑波大学大学院 数理物質科学研究科 物  
理学専攻  
山本 剛大



# AGN フィードバックとモレキュラーアウトフロー

山本 剛大 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科 物理学専攻)

## Abstract

クエーサーや電波銀河、セイファート銀河の中心には活動銀河核 (AGN) が存在し、一部の銀河の中心からは光速に近いジェットを放出することが観測的に確かめられている。相対論的ジェットと星間物質の相互作用について計算を行った先行研究の結果、ジェットが星間物質に強く作用しモレキュラーアウトフローを作り出す可能性があることが分かった。このような AGN のアウトフローは母銀河の進化に強く影響するメカニズムの 1 つであるため、現在も研究が進められている。ここでは、Richings & Faucher-Giguere の 2017 年の研究を中心に、AGN が起こすフィードバックとモレキュラーアウトフローについて述べる。

## 1 Introduction

クエーサーや電波銀河、セイファート銀河の中心には活動銀河核 (AGN) が存在し、ブラックホール周辺の物質の激しい運動により様々な現象が起きている。モレキュラーアウトフローも AGN で確認されている現象の 1 つであり、過去の観測から  $H_2$  や  $CO$  分子を含む高速のモレキュラーアウトフローを発生していることが知られている。これは宇宙に存在する分子を形成する要因となるだけでなく、銀河内の分子を流出させ、銀河の星形成率を減少させるという負のフィードバックも引き起こす。しかし、このアウトフローの形成過程は未だ明白でなく、詳細な議論が行われている。

有力な仮説として 2 つのシナリオが考えられている。1 つ目は AGN からの高速の風が既存の分子雲を加速し、モレキュラーアウトフローを作り出すというシナリオである。2 つ目は AGN からの風が周辺の元素を掃き出し、この元素が周辺物質と相互作用しその場で分子雲を形成しモレキュラーアウトフローを形成するというシナリオである。

1 つ目のシナリオを仮定した先行研究では、低温の分子雲が加速される際、観測された速度まで加速される前に高温の AGN 風によって分子雲が破壊されてしまう傾向を見出した。さらに、AGN 風に破壊されにくい高密度の分子雲であっても、分子雲の断面積が小さいため AGN 風によって高速度まで加速できないことが示唆されている。2 つ目のシナリオを仮定した研究では銀河風が効率的に冷却されること

で観測されたような速い分子の運動を記述することができる。しかし、後者のシナリオを仮定した先行研究で  $H_2$  は時間依存的な分子化学に従った計算や、周囲の星間物質 (ISM) との相互作用を計算に含んでいなかったため、これらを含めて様々な条件を考慮し検証する必要がある。

Richings & Faucher-Giguere(2017) の研究ではスムーズで球対称なガス分布を仮定し、AGN 主導の風がガス殻を形成するモデルを考えることで分子形成の過程を詳しく調査している。

## 2 Methods

研究では理想的なセットアップとして、周囲一様 ISM と、それに相互作用する等方的 AGN 風を仮定し、3D 流体力学的化学シミュレーションを実行した。このシミュレーションでは流体力学と重力の効果を追うコード GIZMO と、分子化学進化を調査するためのコード CHIMES を結合した。非常に簡潔に設定された形は、分子化学の側面に集中するために用いられる。計算コストの削減のために、等方的なシミュレーションボックスを 8 等分し、その 1 部分のみを高解像度、他の部分を低解像度で計算した。

まず、AGN 風のモデルとしてシミュレーションボックスの中心 1pc 内に外側への視線速度  $v_{in} = 30000 \text{ km s}^{-1}$  のガス粒子を注入する。AGN 風の運動量注入率は、

$$\dot{M}_{in} v_{in} = \tau_{in} \frac{L_{AGN}}{c} \quad (1)$$

と表される。ここで、 $\dot{M}_{\text{in}}$  は風の質量注入率、 $L_{\text{AGN}}$  は AGN の光度、 $\tau_{\text{in}}$  は質量負荷に関するパラメータで、本研究では  $\tau_{\text{in}} = 1$  を用いる。式 1 によりタイムステップごとに注入されたガスの質量を計算できる。タイムステップで注入された質量が高解像度領域のガス粒子質量の 2 倍を超える場合、シミュレーションボックス内の  $0 \sim 1\text{pc}$  の間のランダムな距離にランダムな向きのガス粒子のペアが生成される。分子形成の効果の主要なものとして  $\text{H}_2$  の形成を考える。ここでは、Cazaux & Tielens (2002) の研究に基づいて、 $\text{H}_2$  がダスト粒子上で生成される過程を考え、その生成速度  $R_{\text{H}_2}$  を以下のように定義する。

$$R_{\text{H}_2} = \frac{1}{2} n_{\text{H}} v_{\text{H}} n_{\text{d}} \sigma_{\text{d}} \epsilon_{\text{H}_2} S_{\text{H}}(T) \quad (2)$$

ここで、 $n_{\text{H}}$  と  $v_{\text{H}}$  は気相の水素原子の数密度と熱速度で、 $n_{\text{d}} \sigma_{\text{d}}$  は星間粒子の全散乱断面積、 $S_{\text{H}}(T)$  は温度に依存する水素原子の付着係数である。 $\epsilon_{\text{H}_2}$  は水素分子の結合効率を表す。この研究では、ダストの存在量が金属量と線形関係で結ばれるとして、一定に定めている。ダスト対金属量比の変化により分子形成の効率が影響を受けやすいため、この比は研究における大きな不確実性となる。

AGN 風が冷却される過程では、非相対論的コンプトン冷却と AGN 放射場からの放射を考慮に入れた。Sazonov et al. (2004) から、距離  $R$  における AGN 光度  $L_{\text{AGN}}$  に対する冷却速度  $\Lambda$  は正の値を冷却として、

$$\Lambda = \frac{\sigma_{\text{T}}}{m_{\text{e}} c^2} \left( \frac{L_{\text{AGN}}}{\pi R^2} \right) k_{\text{B}} (T - T_{\text{C}}) n_{\text{e}} \text{ergs}^{-1} \text{cm}^{-3} \quad (3)$$

で表される。ここで、 $\sigma_{\text{T}}$ 、 $m_{\text{e}}$ 、および  $k_{\text{B}}$  は、それぞれトムソン断面積、電子質量、およびボルツマン定数であり、 $T$  と  $n_{\text{e}}$  はガスの温度と電子密度である。また、宇宙線による加熱やイオン化、分子の解離も考慮に入れる。宇宙線の強度は宇宙線による HI の一次イオン化率  $\zeta_{\text{HI}}$  によってパラメータ化される。この研究では高速度のモレキュラーアウトフローを起こす ULIRG に焦点を当てているので、星形成率が高い銀河を考える。星形成率が高い銀河では宇宙線密度も高くなると予想されるため、Lacki et al. (2010) と Indriolo & McCall. (2012) の結果を用いて、 $\zeta_{\text{ULIRG}} = 5.7 \times 10^{-15} \text{s}^{-1}$  を決めた。

### 3 Results

AGN 輝度、金属量、周囲の ISM 密度を変化させ、1Myr 後の AGN 風の密度と温度について示したものが図 1 である。図の上部に書かれている文字はパラメータを変えて計算したシミュレーションの名称を表し、それぞれの詳細なパラメータは表 1 に示す。

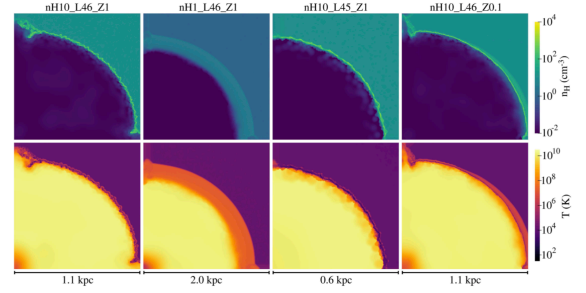


Figure 1. Snapshots from the four ‘parameter variations’ runs at the end of each simulation, after 1 Myr, showing 2D slices of the gas density (top row) and temperature (bottom row). These 2D slices are taken along the  $x = y$  plane through the high-resolution octant. We then project the mean density and mass-weighted mean temperature in a slice 0.03 kpc thick on to this plane. The size of each panel is indicated at the bottom of the figure. The outflow is energy-driven in all cases, with a hot bubble that maintains a high temperature of  $\sim 10^4$  K, surrounded by a thin shell of material swept up from the ambient ISM. This swept-up material is able to radiatively cool within 1 Myr in all runs except the low ambient density run, nH1\_L46\_Z1.

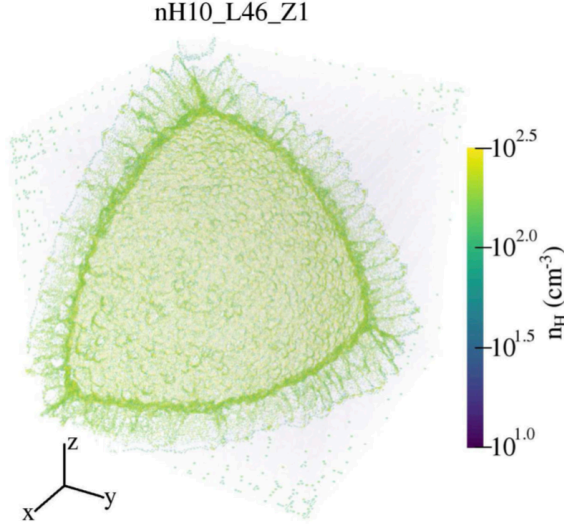
図 1: 1Myr 後の AGN 風の密度と温度

表 1: シミュレーションごとのパラメータ

Name	$n_{\text{H}}(\text{cm}^{-3})$	$L_{\text{AGN}}(\text{ergs}^{-1})$	$Z/Z_{\odot}$
nH10_L46_Z1	10	$10^{46}$	1
nH1_L46_Z1	1	$10^{46}$	1
nH10_L45_Z1	10	$10^{45}$	1
nH10_L46_Z0.1	10	$10^{46}$	0.1

これらのシミュレーション結果を見ると、まず第一に 4 つのシミュレーション全てにおいて高温 ( $\sim 10^{10} \text{K}$ ) で低密度 ( $n_{\text{H}} \sim 10^{-2} \text{cm}^{-3}$ ) なガスの泡が見られる。この中でも周囲 ISM の密度が低い nH1\_L46\_Z1 が他と異なる物理状態の殻をもつことが見られる。さらに nH1\_L45\_Z1 以外のシミュレーションで中心部が低温になっていることが分かる。最も分子が形成されやすいと予想されるガス殻の表面では、nH10\_L46\_Z1 や nH10\_L45\_Z1 で密度と温度が不安定になっていることが観測できる。これをより詳しく見るために、3次元にプロットしたものが以下の図 2 である。

これを見ても分かるように、ガス殻の表面では密度が不安定になりガス粒子は塊を形成することが示唆される。図 2 の  $x, y, z$  軸に沿った部分にある密度



**Figure 2.** A 3D volume rendering of the gas density in the high-resolution octant of run nH10\_L46\_Z1. We see density inhomogeneities in the shell of swept-up gas, which are created when this material radiatively cools.

図 2: 1Myr 後の AGN 風の密度 3D プロット

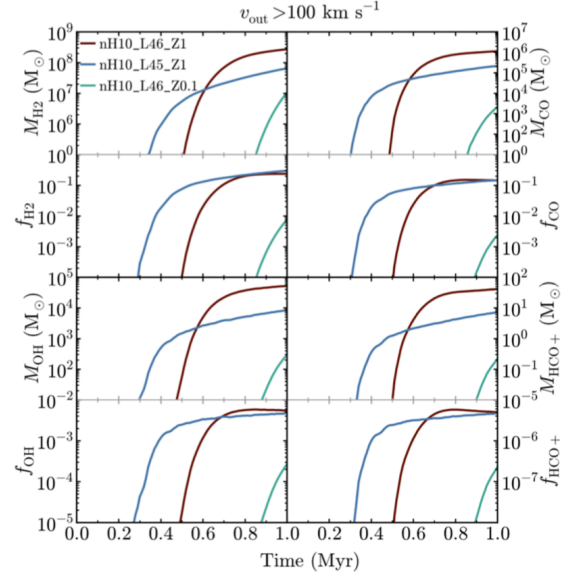
の高い領域は高解像度領域と低解像度領域の境界で、低解像度領域の影響を受けてしまうために密度が高いように見える。これに物理的な意味はなく、シミュレーション上の問題である。同様に、図 1 の左端、下端に見えるぼやけもシミュレーション上の問題である。ここから先で分子形成の効率などを計算するときは、シミュレーションボックスの境界にあるようなデータは除き計算する。

上記の結果から、RADMC-3D を用いて輻射輸送計算を行い、 $H_2$ 、 $CO$ 、 $OH$ 、 $HCO^+$  について質量と分子分率をプロットしたグラフが図 3 である。

さらに、分子形成の指標となる  $H_2$  から  $OH$  への変換係数  $\chi(OH)$  は、以下の表 2 のようになる。

表 2: $H_2$ から $OH$ への変換係数	
Simulation	$\chi(OH) = n_{OH}/n_{H_2}$
nH10_L46_Z1	$2.3 \times 10^{-5}$
nH10_L45_Z1	$1.6 \times 10^{-5}$
nH10_L46_Z0.1	$3.3 \times 10^{-6}$

さらに、 $H_2$  の流出速度を求めてプロットしたものが以下の図 4 である。

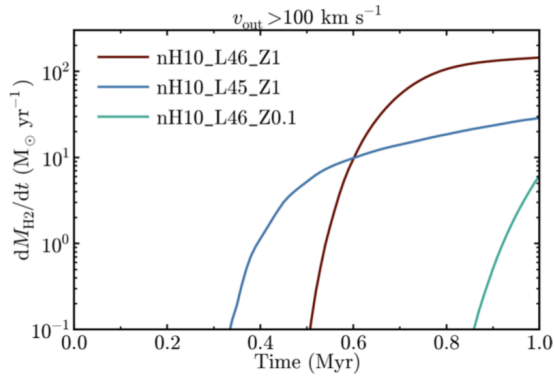


**Figure 3.** The molecular content of gas outflowing with a velocity  $v_{out} > 100 \text{ km s}^{-1}$ . Each pair of panels shows the mass (top) and molecular fraction (bottom) of a given species as a function of time, for  $H_2$  (top left-hand pair of panels),  $CO$  (top right),  $OH$  (bottom left), and  $HCO^+$  (bottom right). Molecular masses are calculated in the high-resolution wedge and then multiplied by 17 to represent the mass in the full spherical shell. Molecular fractions are defined as the fraction of the total mass of hydrogen ( $H_2$ ), carbon ( $CO$  and  $HCO^+$ ), or oxygen ( $OH$ ) in the given molecular species. Our fiducial run (nH10\_L46\_Z1; red curves) has an  $H_2$  mass of  $2.7 \times 10^8 M_\odot$  in the outflow after 1 Myr, which decreases with decreasing AGN luminosity (blue curves) and metallicity (green curves). Our low-density run (nH1\_L46\_Z1) is not shown here, as it did not form any molecules.

図 3: 4 種類の分子の質量と分子分率

## 4 Discussion

様々なパラメータを変化させてシミュレーションを行った結果、初めに提唱していた AGN 輝度、金属量、周囲の ISM 密度のうち、周囲 ISM 密度が低いとガス殻が効率的に冷却されることがなく、期待された分子形成は起こらなかった。周囲 ISM 密度が適度に高い場合、AGN 光度が低いことより、金属量が低いことが、分子形成を減少させる原因となっていることが分かる。しかし、この金属量は直接分子形成に関わるのではなく、ダスト対金属量比を考え、ダストの量としてかかわってくるので、この比がシミュレーション中で大きな影響を与えている可能性が考えられた。基準となる nH10\_L46\_Z1 の結果を見ると、1 Myr 後には  $2.7 \times 10^8 M_\odot$  の  $H_2$  で、分子分率は 0.24 となっているため、概ね観測結果と



**Figure 4.** Mass outflow rates of  $H_2$  in the fiducial (nH10\_L46\_Z1; red curve), low-luminosity (nH10\_L45\_Z1; blue curve), and low-metallicity (nH10\_L46\_Z0.1; green curve) runs, plotted versus time. These outflow rates are calculated in the high-resolution wedge and then multiplied by 17 to give the outflow rate in the full spherical shell. We include only particles outflowing with a velocity  $v_{\text{out}} > 100 \text{ km s}^{-1}$ . Our fiducial run reaches an  $H_2$  outflow rate of  $140 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  after 1 Myr.

図 4:  $H_2$  の流出速度

一致したと言える。

## 5 Conclusion

AGN が引き起こすフィードバックとモレキュラーアウトフローのメカニズムを解明するために、GIZMO と HIMES を用いて理想的な周囲一様 ISM と等方的 AGN 風が相互作用するシミュレーションを行った。AGN 風が効率的に冷却されるような条件では、AGN 風のガス殻の表面に温度や密度の不安定性があることが分かり、AGN 風により掃き出された材料がその場で分子形成をするというシナリオで条件によってモレキュラーアウトフローが起こりうることを確認された。AGN 光度、周囲 ISM 密度、金属量を変化させ計算を行った結果、それぞれのパラメータが増加するほど分子量と流出速度が増加することが分かったが、この中で周囲 ISM と金属量が十分に高い ( $n_{\text{ISM}} \sim 10(\text{cm}^{-3})$ 、太陽近傍の金属量) 場合、AGN 主導の風からモレキュラーアウトフローをその場で形成することが可能であった。これは分子輝線と吸収線が観測と一致し、確認されている。しかし、金属量によるダスト量の推定はダスト対金属量比に大きく影響されてしまうため、この研究での不確実性となっている。これからの研究では、この研究でか

なり単純化した AGN 風の形状や分子形成、破壊のメカニズムについてより現実的なモデルを用いてシミュレーションしていく必要がある。

## Reference

- Richings & Faucher-Giguere., 2017, MNRAS, 474, 3673  
 Cazaux S., Tielens A. G. G. M., 2002, Apj, 575, L29  
 Sazonov S. Y., Ostriker J. P., Sunyaev R.A., 2004, MNRAS, 347, 144  
 Lacki B. C., Thompson T. A., Quataert E., 2010, Apj, 717, 1  
 Indriolo N., McCall B. J., 2012, Apj, 745, 91

c12

フェルミガンマ線宇宙望遠鏡による

CygnusX-1 の観測

立教大学大学院 理学研究科

宇都宮 拓哉

## フェルミガンマ線宇宙望遠鏡による Cygnus X-1 の観測

宇都宮 拓哉 (立教大学大学院 理学研究科)

### Abstract

中性子星やブラックホールのような高密度天体の中に、宇宙ジェットという細く絞られたプラズマを放射する天体が存在する。ジェットは、活動銀河核の中心にある大質量ブラックホールや連星系の恒星質量ブラックホールなど、幅広い質量の高密度天体から観測されている。これらの天体は質量が異なるものの、共通して質量降着が存在している。そのため、ジェットと質量降着は深く関係していると考えられているが、ジェット生成メカニズムなどは明らかになっていない。宇宙ジェットは、宇宙線の加速や銀河形成に関わっていると考えられているため、ジェットの生成メカニズムや性質を解明することは非常に重要である。本研究では、Fermi ガンマ線宇宙望遠鏡に搭載されている Large Area Telescope(LAT) 検出器によるマイクロエーサー Cygnus X-1 の観測データ解析を行い、ジェットからのガンマ線放射や性質を探ることを目的としている。

### 1 Introduction

今から約 100 年前、1912 年に宇宙から降り注ぐ高エネルギーの荷電粒子である宇宙線が Viktor Hess によって発見された。それから宇宙線についての様々な研究が行われたがその起源に関しては未だに解明されておらず、現代の宇宙物理学においても宇宙線の起源を特定することは重要なテーマとなっている。

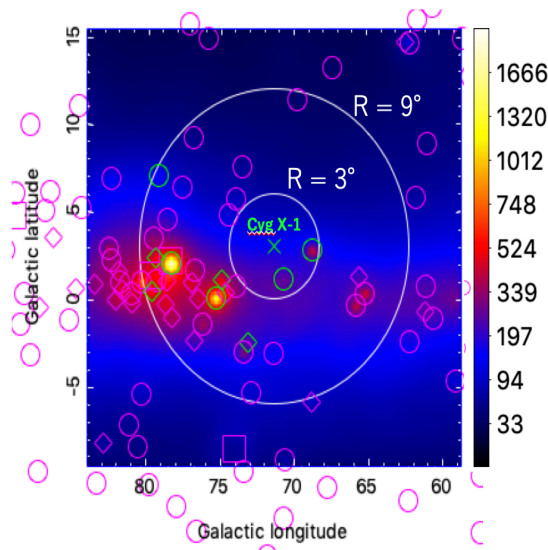
宇宙線は銀河系内と銀河系外それぞれに起源があり、宇宙線の持つエネルギーによって区別可能であると考えられている。宇宙線のエネルギーが  $10^{18.5} - 10^{20}$  eV は銀河系外に起源があると考えられている。銀河系外の起源として活動銀河核やガンマ線バーストなどが候補としてあげられおり、それらの天体には細く絞られたプラズマを光速に近い速度で放出する宇宙ジェットが共通して存在している。そして、銀河系内にも同様に宇宙ジェットを放出する天体は存在しており、特にジェットを放出する X 線連星のことをマイクロエーサーと呼ぶ。

マイクロエーサーは活動銀河核のクエーサーとよく似た特徴をもっていることから名付けられている。そのためスケールは違えど共通のメカニズムで宇宙ジェットが生成されているのではないかと考えられている。マイクロエーサーは銀河系外のクエーサーと比べるとジェットの規模は小さいものの、銀河系内に存在していることやジェットの明るさ変動の時間間隔が短いことからジェットの性質を探るの

に適している。Cyg X-1 は、白鳥座領域に存在するマイクロエーサーの一つで、GeV ガンマ線放射が期待されている天体である。

Cyg X-1 は、ブラックホールと O 型青色超巨星からなる連星系で、青色超巨星からブラックホールにガスが流れ込むことで、降着円盤を形成してジェットを射出している。Cyg X-1 から到来する高エネルギーなガンマ線光子は少なく、放射の性質を調べることは困難であった。しかし、2008 年～2016 年のフェルミ衛星による観測で Cyg X-1 と空間的に一致する 60MeV 以上のガンマ線放射が約  $8\sigma$  の統計的有意性で検出された (R,Zanin et al. 2016)。また、Cyg X-1 は X 線、電波など多波長でも観測されており、その相関関係も議論されている。先行研究 (R,Zanin et al. 2016) によると、Cyg X-1 が Hard State(Hard X 線が支配的) にあり、電波が 15GHz で 10mJy 以上のフラックスを示すときに、高エネルギーなガンマ線が放射されると考えられている。電波放射との相関からジェット由来のガンマ線放射が考えられるが、ガンマ線の詳細な放射機構などは明らかになっていない。

本研究では Fermi 衛星の LAT 検出器によるマイクロエーサー Cyg X-1 のガンマ線放射の観測データを解析することでジェットの謎に迫る。



Cyg X-1からの距離	$\sigma$	freeにするパラメーター
$r < 3^\circ$	$>5\sigma$	Normalization + Index
$r < 3^\circ$	$<5\sigma$	fix
$3^\circ < r < 9^\circ$	$>5\sigma$	Normalization
$3^\circ < r < 9^\circ$	$<5\sigma$	fix
$9^\circ < r < 20^\circ$	全て	fix

パルサー	(銀経, 銀緯)	Cyg X-1との距離
PSR J2021.5+4026	(78.23, +2.09)	6.95 deg
PSR J2021.1+3651	(75.22, +0.11)	4.85 deg

CygX-1付近のパルサー

図 1: Left : 100MeV-10GeV  $25^\circ \times 25^\circ$  のモデルマップ。中心の緑色の  $\times$  マークが Cyg X-1 を表す。その他のマークは、3FGL カタログのソースである。白い円は、Cyg X-1 を中心に  $3^\circ$  と  $9^\circ$  の円である。Right : モデルを作成した条件をまとめたもの。下の表は、例外的に free にした Cyg X-1 付近のパルサーの情報である。

## 2 Observations & analysis

フェルミ衛星は、アメリカ、フランス、日本などが参加する国際協力体制で開発され、2008 年に観測が始まった。観測波長はガンマ線帯域であり、2019 年現在も観測を続けている。

フェルミ宇宙望遠鏡には、Large Area Telescope(LAT) と Gamma-ray Burst Monitor(GBM) の 2 種類のガンマ線観測装置が搭載されている。LAT は、20MeV から 300GeV のエネルギー帯域に感度を持つ観測装置で、ガンマ線が電子・陽電子対生成反応を起こすことによって、そのガンマ線が飛んできた方向や、エネルギーを測定している。角度分解能は約  $1^\circ$  (1GeV) で、全天の 20% を常に観測している。本研究では、LAT によるデータの解析を行った。

ガンマ線の解析は、フェルミチームが開発したソフトウェアである Science Tools を使用して行った。解析に使用したデータは、期間が 2008/8/4~2018/10/10、Cyg X-1 から半径  $20^\circ$ 、エネルギー帯域は 100MeV-10GeV とした。

ガンマ線は光子の到来数が少ないため解析法として最尤法を用いる。最尤法では有意度として  $\sqrt{TS} \simeq \sigma$  と近似することができる TS (Test Statistics) を用いる。解析において、関心領域におけるバックグラウンドも含めたモデルマップを作成する。バックグ

ラウンドのモデルは、点源ソースに 3FGL カタログ (LAT による 4 年間の観測で約  $4\sigma$  以上を示したソースカタログ)、銀河面放射は、gll\_iem\_v06.fits、等方放射は、iso\_P8R2\_SOURCE\_V6\_v06.txt を使った。

モデルには、それぞれのソースに、例えば式 (1) のようなスペクトルの型が当てはめられている。

$$PowerLaw : \frac{dN}{dE} = N_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^\Gamma \quad (1)$$

式 (1) のパラメータは、それぞれ  $N_0 = Prefactor$ 、 $\Gamma = Index$ 、 $E_0 = Scale$  である。

モデルを作るにあたり、3FGL カタログの中から Cyg X-1 からの距離や光源の有為度によって free にするパラメータ や組み込む光源を決めた。まず CygX-1 から  $<20^\circ$  に存在する光源をモデルに組み込み、 $5\sigma$  以上で  $<3^\circ$  以内の光源は Normalization と Index を free に  $<9^\circ$  の光源は Normalization のみ free にした。ただし例外として Cyg X-1 付近のパルサー 2 つは Normalization と Index を free に設定している。また、Cyg X-1 は 3FGL カタログには記載されていないため Power Law のモデル仮定し、Prefactor と index を free に設定しモデルに組み込んだ。モデルマップおよび条件を図 1 に示す。

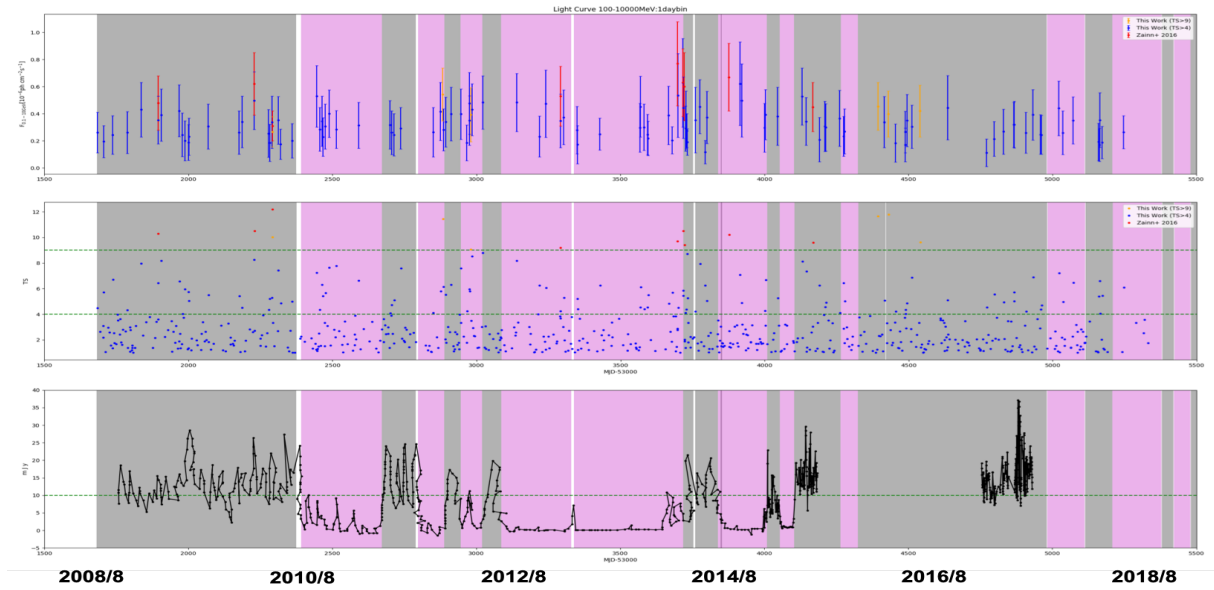


図 2: Fermi-LAT の解析により得られた Cyg X-1 の 1 日ごとの Light Curve(2008/8/4~2018/8/1)。From top to bottom: 今回の解析で得られた LAT によるフラックス (100MeV-10GeV)、上のフラックスに対応する TS、AMI による 15GHz における 1 日おきの電波フラックスである。LAT フラックスについて、青いプロットが TS >4、黄色いプロットが TS >9 をそれぞれ示している。赤いプロットは、先行研究 (R,Zanin et al. 2016) により得られた LAT フラックス (100MeV-20GeV) である。緑色の水平破線は、TS については TS=4, 9 におけるものであり、電波フラックスについては 10mJy を表す。背景にある灰色の帯は Hard State、ピンクの帯は Soft State を表す。

### 3 Results

最尤法による Fitting の結果、Cyg X-1 の TS=124 という結果で検出した。

次にこのモデルを用いて、Cyg X-1 からガンマ線が観測される期間を調べるため 1 日ごとのガンマ線のフラックスを調べ Light Curve を作成した (図 2)。図 2 には今回の解析で TS >4 以上を示したフラックスをプロットしている (TS >9 以上は黄色)。これは、約  $2\sigma$  以上の有意度を示したものである。先行研究 (R,Zanin et al. 2016) では TS >9 以上のフラックスを調査しており図 2 には赤いプロットで示した。セクション 1 でも述べたように Cyg X-1 のガンマ線フラックスは電波フレアとの相関が注目されている。今回、電波との相関を調べるため、図 2 の最下段に AMI による Cyg X-1 の観測結果を示した。

次に、Cyg X-1 の全観測期間におけるスペクトルエネルギー分布 (SED) を作成し、先行研究 (R,Zanin et al. 2016) との比較を行った (図 3)。SED は、エネルギー帯ごとの強度の変化を示したものである。先行研究では、Cyg X-1 が Hard State にあるデータのみで SED を作成している。今回の解析では、エネルギー帯域 100MeV-10GeV を 10bin に分けた。Cyg

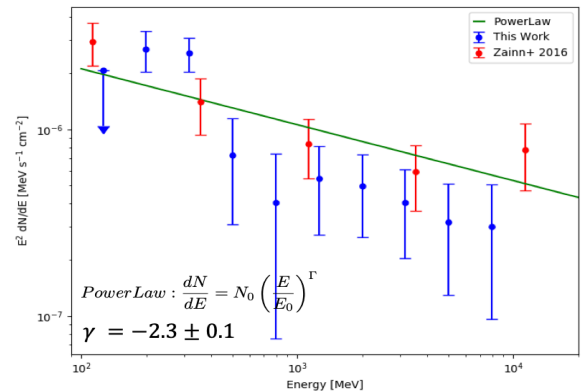


図 3: Cyg X-1 の SED。青プロットが今回全観測期間で作成したもので、赤プロットが先行研究 (R,Zanin et al. 2016) で Cyg X-1 が Hard State にある期間で作成したもの、緑線は先行研究 (R,Zanin et al. 2016) でべき関数を仮定しフィットしたモデル。

X-1 のスペクトルの型としては、式 (1) の Power Law を仮定して Fitting を行った。

次に、作成したモデルの精度を確かめるために、Cyg X-1 付近の TS マップを作成した (図 4)。TS マップにより、作成したモデルに含まれていない TS の過剰を探ることができる。作成した TS マップは 100MeV-10GeV のもので、角度分解能は  $0.5^\circ$  である。



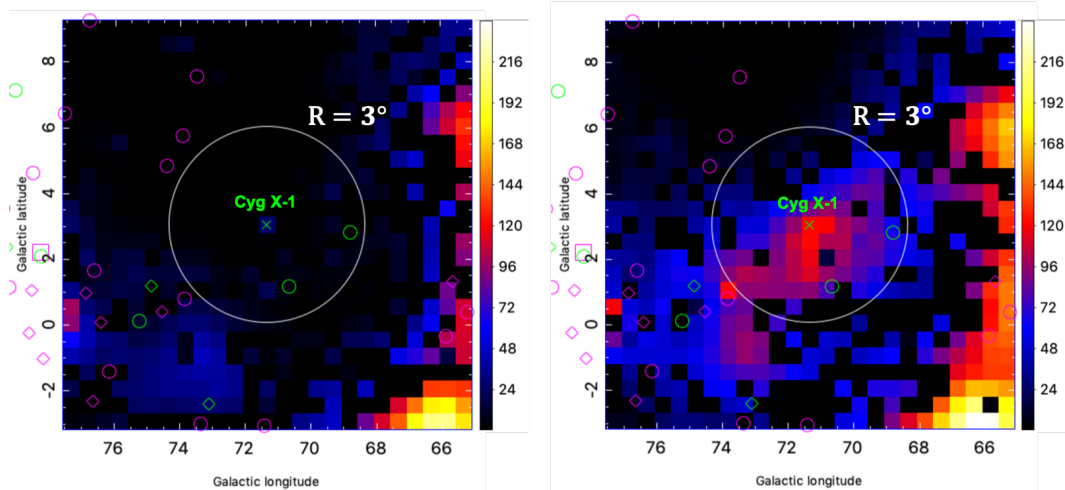


図 4:  $12.5^\circ \times 12.5^\circ$  の TS マップ (100MeV-10GeV)。中心にある緑色の × マークは、Cyg X-1 の位置を示している。Left: 今回の解析で使用したモデルを用いて作成したもの。Right: モデルから Cyg X-1 の情報を抜いたもの。Cyg X-1 の位置に TS の過剰が見られる。

## 4 Discussion & Conclusion

図 2 の Light Curve からは、 $TS > 9$  以上で完全な一致は見られなかったが、 $TS > 4$  のプロットにおいて先行研究 (R,Zanin et al. 2016) と一部一致するような結果が得られた。また、先行研究で報告されていない期間に関しても、比較的高い TS でフラックスの上昇が確認された。しかしながら、 $TS < 9$  のプロットが多く Cyg X-1 からの有意なガンマ線放射とするのは難しい。また、Cyg X-1 は他の波長帯との相関関係が注目されており、特に Hard State において高エネルギーガンマ線で明るいと考えられている。図 2 を見ると、Hard State におけるフラックスの上昇が Soft State に比べてやや多い。しかし、電波との相関は図 2 からは確認できなかった。

図 3 の SED から、先行研究 (R,Zanin et al. 2016) と比較すると、高エネルギー側においては誤差範囲内で概ね一致している。今回の解析では解析全期間で SED を作成したが、Hard State のみの SED と似た結果が得られた。しかし、低エネルギー側ではべき型を外れてエネルギーフラックスが上がっている。LAT は、低エネルギー側になるにつれて空間分解能が著しく悪くなる (200MeV-300MeV で約  $2^\circ \sim 3^\circ$ )。そのため、今回考慮できていない Cyg X-1 付近のガンマ線源の放射を拾っている可能性がある。

図 4 の左図が今回作成したモデルに含まれていない TS の過剰を示した TS マップである。Cyg X-1 付近に目立った TS の過剰は見られず、LAT の空間分解

能を考えると大きく影響を与えそうなソースは少ない。しかし、今回のモデル作成に使用した 3FGL カタログは、LAT の 4 年間の観測において有意なソースを収録したものであるため残りの 6 年で新たに有意な放射をしたソースが含まれておらず、位置情報に関しても不正確である可能性がある。最近、LAT の 8 年間の観測により作成された 4FGL カタログが発表されたので、モデルを作り直す必要があるかもしれない。また、図 4 の右図は Cyg X-1 の情報をモデルから抜いたマップであり、Cyg X-1 と空間的に一致する位置に、はっきりと TS の過剰を確認することができる。

TS マップは解析する範囲を変えることで、様々な状況 (SS や HS など) における TS 分布を調べることが出来る。今後は Cyg X-1 について、各 State において電波フラックスが上昇しているときの TS マップを作成し、Cyg X-1 がガンマ線で明るくなる条件についてより厳密に調べていきたい。

## Reference

- R,Zanin *et al.* September,16,2016, A&A 596, A55 (2016)
- Guillaume Dubus September,5,2013, A&A Review, 21, 64 (2013)
- 林直志 Observation of Cygnus X-3 with Fermi LAT 立教大学 修士論文 2018
- 小山勝二, 嶺重慎 ブラックホールと高エネルギー現象 日本評論社 2007

c13

SS 433の放射スペクトルについて  
青山学院大学大学院 理工学研究科  
平松 卓也

## SS 433 の放射スペクトルについて

平松 卓也 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

本研究では 2018 年にマイクロクエーサーとしては初めて High Altitude Water Cherenkov Observatory の観測によって TeV  $\gamma$  線放射が検出された SS 433 という天体に注目する。SS 433 は、超巨星とコンパクト星の連星系である。天体までの距離は 5.5 kpc であり、双方向に出る宇宙ジェットが観測されている。本研究の目的としては SS 433 から観測された TeV  $\gamma$  線をダイナミクスと放射から無矛盾に説明することである。そのために観測と一致する放射スペクトルを計算した。この時、ジェットの kinetic energy に対する加速に使われる energy の割合を用いて計算を行なった。また独立にダイナミクスから見積もられる SS 433 のジェットのパワーとマイクロクエーサーの年齢を放射スペクトルを計算するために用いたパラメータと比較して一致するか、 $L_j t_{\text{age}}$  の combination の存在範囲を制限した。

## 1 Introduction

ブラックホールを代表とする高密度天体は、物質を吸い込み、輝くだけではなくアウトフローが噴き出している。このアウトフローは、電波から  $\gamma$  線までの帯域で観測できる。この天体現象を宇宙ジェットと呼ぶ。宇宙ジェットの特徴として、アウトフローは相対論的な速度をもっていて、極めて細く絞られている点が挙げられる。宇宙ジェットに関してはエネルギー源や発生機構などの問題が未だ解決していない。宇宙ジェットを放出する天体の 1 つとして、マイクロクエーサーがある。マイクロクエーサーとは、太陽質量の数倍程度のブラックホールあるいは中性子星からなるコンパクトな中心天体と、縮退していない恒星の伴星との連星系からなる天体である。この連星系は、伴星から中心星に向かって質量降着することによって、そのエネルギーを宇宙ジェットとして解放して輝いていると考えられている。そこで本研究では Kino & Kawakatu(2005) の AGN に対するジェットのパワーと年齢を dynamics から制限する方法をマイクロクエーサーである SS 433 に対して適用し、それと独立にスペクトルの計算を行ってジェットのパワーと年齢をさらに制限した。

## 2 Methods

### 2.1 ダイナミクスの計算

ここでは、Kino & Kawakatu(2005) のモデルを用いて、コクーンの見た目  $R \equiv r_c/r_h$  (縦と横の長さの比) とジェットが ISM と相互作用する面積  $A_h$  からコクーンのジェットのパワーと年齢を見積もる。

#### 2.1.1 基礎方程式

ここでは、衝撃波静止系で流体方程式系を定常流、ジェットのパワーは定常の仮定のもと以下の方程式を解く。

$$\frac{L_j}{v_j} = \rho_{\text{ISM}}(r_h) v_h^2(t) A_h(t) \quad (1)$$

$$P_c(t) = \rho_{\text{ISM}}(r_c) v_c^2(t) \quad (2)$$

$$\frac{P_c(t) V_c(t)}{\hat{\gamma}_c - 1} \simeq 2L_j t \quad (3)$$

ここで、用いられている文字  $L_j$ ,  $v_j$ ,  $\rho_{\text{ISM}}$ ,  $r_h$ ,  $v_h$ ,  $t$ ,  $A_h$ ,  $P_c$ ,  $r_c$ ,  $v_c$ ,  $\hat{\gamma}_c$  はそれぞれ、ジェットのパワー、ジェットの速度、星間空間の質量密度、コクーンのジェット方向の長さ、コクーンのジェット方向への膨張速度、時間、ジェットが ISM と相互作用する面積、コクーンの圧力、コクーンのジェット軸に垂直な方向の長さ、コクーンがジェット軸に垂直な方向へ膨張する速度と、

比熱比である。ここで、 $r_h, r_c, V_c$  の定義は、

$$r_h(t) = \int_{t_{\min}}^t v_h(t') dt' \quad (4)$$

$$r_c(t) = \int_{t_{\min}}^t v_c(t') dt' \quad (5)$$

$$V_c(t) = 2 \int_{t_{\min}}^t A_c(t') v_h(t') dt' \quad (6)$$

とする。基礎方程式 (1)-(3) はそれぞれ、ジェット軸方向の運動方程式を体積分した式、ジェット軸と垂直方向の運動方程式と、エネルギー保存の式を時間で積分した式である。

また、未知数が  $v_c, P_c, A_h, v_h$  の 4 つあり、上記 3 式だけでは方程式系が閉じていないため以下の式を加えることで方程式系を閉じる。

$$A_c(t) = \pi \left[ \int_{t_{\min}}^t v_c(t') dt' \right]^2 \quad (7)$$

$$A_c(t) \propto t^X \quad (8)$$

ここで質量密度  $\rho_{\text{ISM}}$  がコクーンからの距離に反比例して減少していく効果を考えると、

$$\rho_{\text{ISM}} = \bar{\rho}_{\text{ISM}} \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-\alpha} \quad (9)$$

のように書ける。ここで、 $\bar{\rho}_{\text{ISM}}, \alpha$  はそれぞれ、 $r = r_0$  での ISM の質量密度と ISM の質量密度の減少の度合いを表す free parameter である。ただし  $A_c, X$  はそれぞれ、コクーン中心の断面積、free parameter である。

基礎方程式を解く際に、 $A, Y$  をそれぞれ任意の物理量とべき指数としたとき、 $A$  が  $A = \bar{A} \left( \frac{t}{t_{\text{age}}} \right)^Y$  のような時間に関してべき型で書けるものと仮定すると未知数  $v_c, P_c, A_h, v_h$  が解ける。これとコクーンの縦横比  $R \equiv r_c/r_h$  を自己相似的に膨張するときの free parameter を用いると dynamics に関して  $L_j t_{\text{age}}$  の制限が出来る。

## 2.2 スペクトルを求めるための式の説明

スペクトルの計算は Bordas et al.(2008) を参考にした。粒子の分布関数の発展を与える式は

$$\frac{\partial N_{(\gamma,t)}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \gamma} (\dot{\gamma} N_{(\gamma,t)}) = \dot{n}_0 \gamma^{-p} \quad (10)$$

で書ける。ここで、 $N_{(\gamma,t)}$  は粒子数、 $\dot{\gamma}$  は粒子の冷却項、 $\dot{n}_0 \gamma^{-p}$  は注入項である。 $\dot{\gamma}$  の内訳としては、

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_{\text{sync}} + \dot{\gamma}_{\text{IC}} + \dot{\gamma}_{\text{ad}} \quad (11)$$

である。 $\dot{\gamma}_{\text{sync}}, \dot{\gamma}_{\text{IC}}, \dot{\gamma}_{\text{ad}}$  はそれぞれ、シンクロトロン放射、逆コンプトン散乱と断熱膨張による冷却の項である。式 (10) を数値的に計算する際に風上差分法を用いて計算している。式 (10) で粒子数を計算したのち、その分布の粒子が放射する光子のエネルギー分布を計算する。ここでは、放射過程はシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱を仮定しているので、

$$L_{\text{sync}}(\nu) = \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} N_{(\gamma,t)} P_{\text{sync}} d\gamma \quad (12)$$

$$L_{\text{IC}}(\nu) = \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} N_{(\gamma,t)} P_{\text{IC}} d\gamma \quad (13)$$

を計算することでスペクトルが計算できる。この計算によって dynamics と独立に  $L_j t_{\text{age}}$  に制限を与えることが出来る。

## 3 Results & Discussion

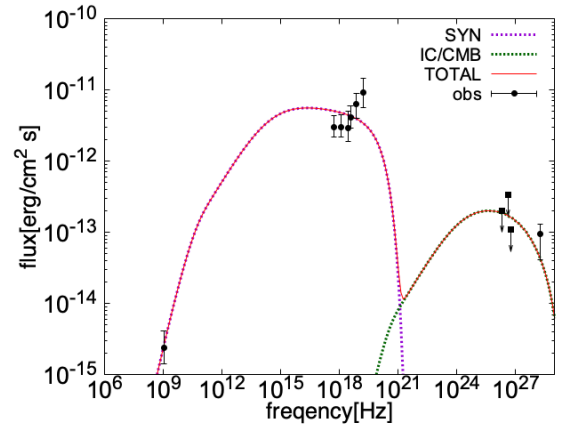


図 1:  $\eta = 1.0$  として fitting した図

図 1 から、この total energy がスペクトルを再現するための下限値を与えていると思われる。また、 $\chi$  を 1 として計算したがその時は逆コンプトン散乱の成分がシンクロトロン放射の成分よりも大きくなってしまい観測と矛盾してしまった ( $\because 4\pi d^2 F_{\text{IC}} \propto \chi(L_j t_{\text{age}})$ ) の関係から  $L_j$  を小さくして逆コンプトン散乱を合わ

せて  $4\pi d^2 F_{\text{syn}} \propto \chi(L_j t_{\text{age}}) \times \frac{\eta}{l_c^3}(L_j t_{\text{age}})$  の関係から  $\eta$  を大きくすることでシンクロトン放射を合わせ  
る。しかし、 $\eta \leq 1$  の上限があるため  $L_j$  が小さすぎると  $\frac{F_{\text{syn}}}{F_{\text{IC}}} \propto \frac{\eta}{l_c^3}(L_j t_{\text{age}}) < 1$ 。そのためこのパラメータは  $\eta$  の上限値だけでなく、 $\chi$  の上限値も同時に与えている。

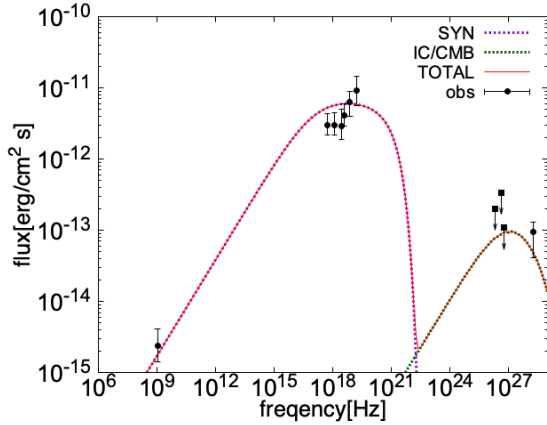


図 2: 図 1 の  $L_j t_{\text{age}}$  を保つように  $t_{\text{age}}$  を小さくして synchrotron cooling が効かなくした図

$\eta = 1$  でフィッティングを行なっているため、この時の  $L_j$  は下限値を取っていると考えられる。Eddington 光度を考えると  $L_{\text{Edd}} \sim 1.2 \times 10^{39} \left(\frac{M}{10M_{\odot}}\right)$  [erg/s] であるから Super Eddington であると思われる。また、コクーンの年齢を小さくしたため衝撃波の膨張する速さが  $0.1c$  になり、これはジェットの時速である  $0.26c$  の半分程度になってしまうので少し速すぎると思われる。

dynamics の計算とスペクトルの計算、そして Eddington lim. を考慮した時  $L_j t_{\text{age}}$  の combination が存在できる範囲を示している。この範囲は dynamics から計算されるものよりも  $L_j t_{\text{age}}$  を強く制限出来ている。

## 4 Conclusion

SS 433 からの TeV  $\gamma$  線から  $L_j t_{\text{age}}$  の combination が取りうる値に対して制限を与えた。

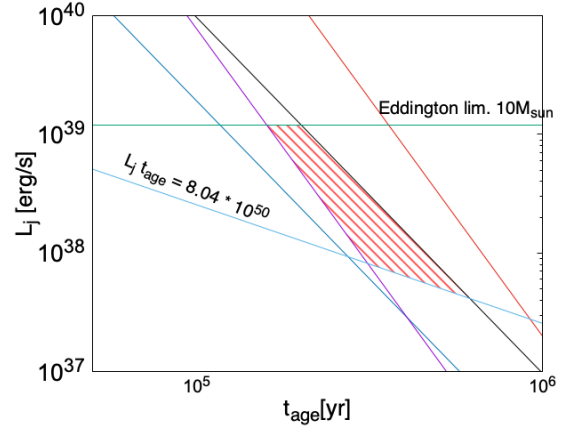


図 3: 上図では、SS 433 が Eddington lim. を超えないとすると  $L_j t_{\text{age}}$  の combination が存在できる範囲を示している。

## Reference

- M.Kino & N.Kawakatu 2005, MNRAS, Vol364, 659-664
- P.Bordas, V.Bosch-Ramon, J.M.Paredes, & M.Perucho 2008, arXiv, arXiv:0812.3235
- A.U.Abeysekera et al. 2018, Nat, Volume562, 82-85

c14

GeV ガンマ線で観るスターバースト  
銀河

東海大学大学院 理学研究科 物理学専  
攻室

古田 智也

# GeV ガンマ線で観るスターバースト銀河

古田 智也 (東海大学大学院 理学研究科 物理学専攻)

## Abstract

星生成率の高い銀河をスターバースト銀河 (SBG: StarBurst galaxy) と呼ぶ。SBG はその星生成率の高さから多くの超新星残骸が存在しており、銀河内の宇宙線密度が高いと予想される。宇宙線は星間物質と相互作用を起こすことでガンマ線を放出するため、宇宙線の生成環境を調べるためにガンマ線による観測も重要になる。また、近年の研究では超高エネルギー宇宙線の到来方向と SBG の方向が一致しているとの報告や等方的拡散ガンマ線背景放射に寄与している説の議論もされており、高エネルギー天文学の分野においてその重要性を増している。本研究では、*Fermi* ガンマ線宇宙望遠鏡に搭載している LAT (Large Area Telescope) の約 11 年間の観測データを用いて、SBG 7 天体 (M82, NGC253, NGC1068, NGC2146, NGC3424, NGC4945, Arp200) について調査した。7 天体全てで  $5\sigma$  を超える有意度で GeV ガンマ線を検出することができ、M82, NGC253, Arp220 についても詳細なスペクトルを得ることができた。また、赤外線光度から見積もった星生成率とガンマ線光度との間に相関があることがわかったが、いくつかの SBG において、AGN 活動によるガンマ線放射の可能性があることが判明した。

## 1 Introduction

数多ある銀河の中には高い星生成率 (SFR: Star Forming Rate) を持った銀河がある。そのような銀河はスターバースト銀河 (SBG: StarBurst Galaxy) と呼ばれる。SBG はその高い SFR から多くの大質量星を保有しており、同時に星の最後の形態である超新星残骸 (SNR: SuperNova Remnant) も多く存在していると考えられる。近年の研究によって、SNR は銀河内の宇宙線起源であると強く信じられており、SNR が宇宙線起源であるならば、SBG 内の宇宙線密度は高いと予想される。宇宙線は周囲の星間物質と相互作用を起こし、中性パイオンを放出する。この中性パイオンはすぐさま崩壊して 2 個のガンマ線光子に変わる ( $p + p \rightarrow \pi^0 + \text{other particles}$ )。このことから、宇宙線生成の環境を調べるために、ガンマ線スペクトルを調べることが重要になる。また、SBG には、星生成領域から超音速でプラズマが吹き出しているアウトフローの様子が観測されている (Watson et al. 1984) (Seaquist and Odegard. 1991)。このアウトフローはスーパーウィンドと呼ばれ、超新星爆発や大質量星の恒星風によって吹き上げられているのではないかとされており、このスーパーウィンドで超高エネルギー宇宙線が加速されている説 (Anchordoqui

1999) もあるほか、(Aab et al. 2018) は超高エネルギー宇宙線の到来方向と SBG の方向が一致しているとの報告をしている。また、前述の通り、宇宙線と星生成率の関係は深く、(Ackermann et al. 2012) はガンマ線光度と星生成率の間に相関があることを発見しており、この関係が他の銀河にも応用できるのならば等方的拡散ガンマ線放射の寄与に SBG が関係しているはずである。

現在、*Fermi* ガンマ線宇宙望遠鏡に搭載されている LAT (Large Area Telescope) の観測によって作成された 4FGL カタログ (Fermi-LAT Collab. 2019) ではガンマ線源と関連している SBG として M82, NGC253, NGC1068, NGC2146, NGC3424, NGC4945, Arp220 の 7 天体があげられている。本研究ではこの 7 天体について、*Fermi*-LAT の約 11 年間の観測データの解析を行った。その結果について報告する。

## 2 Analysis Data

*Fermi*-LAT のデータから MET 239557417~MET 579571205 (2008 年 8 月 4 日~2019 年 5 月 15 日) の約 11 年間とエネルギー範囲 100MeV~500GeV

を選択した。解析には Fermitools-v1.0.5 を使用し、ROI(region-of-interest) は 4FGL カタログに記載されている各対象天体の位置を中心に  $20^\circ \times 20^\circ$  である。地球大気からのガンマ線イベントを避けるために天頂角  $90^\circ$  以上のイベントをカットした。さらに質の良いデータを選ぶため、gtmktime のフィルター選択に ( DATA\_QUAL > 0 && LAT\_CONFIG == 0 ) をセットした。機器応答関数には P8R3\_SOURCE\_V2 を使用し、100MeV から 500GeV を 30bin に分け、Binned maximum likelihood 解析を行った。背景モデルには、4 FGL カタログに記載されたガンマ線源に加えて、有意な放射が見られるいくつかの位置にガンマ線源を追加し、銀河系拡散放射と等方的拡散ガンマ線放射のモデルには glliem\_v07.fits と iso\_P8R3\_SOURCE\_V2\_v1.txt を用いた。また、M82、NGC253、Arp220 に関しては SED (Spectral Energy Distribution) を作成するために 60MeV から 100MeV のエネルギー範囲のデータも前述の条件で解析をした。

### 3 Results

各天体はスペクトルに Power Law を仮定して解析を行った。表 1 に今回の解析で得られた各天体の Flux と Index、TS 値 (Test-statistic 値) を載せる。TS 値は、ガンマ線があると仮定した時の Likelihood( $L_1$ ) とガンマ線がないと仮定した時の Likelihood( $L_0$ ) から求められる ( $TS \equiv -2(\ln L_0 - \ln L_1)$ )(Mattox et al. 1996)。解析の結果、どの天体も TS 値が 25 以上で GeV ガンマ線を検出することができた (TS=25 は  $5\sigma$  の信頼度に相当する)。M82 と NGC253、Arp220 の SED を図 1、図 2、図 3 に示す。SED は TS 値が 9 以上の場合にプロットし、それ未満の場合は  $2\sigma$  の上限値をつけた。

銀河の星生成率は赤外線光度で見積もることができる (Kennicutt. 1998a)。SBG 内で生成された大質量星の O、B 型星から放出された紫外線は周囲の星間物質に吸収されて赤外線として再放射する。そのため、赤外線光度は星生成率を見積もる良い指標となる。図 4 に (Gao et al. 2004) 星生成率とガンマ線光度の相関を示す。星生成率は赤外線光度 (Gao et al. 2004) から以下の式で

$$SFR(M_\odot/yr) = \epsilon 1.7 \times 10^{-10} L_{8-1000\mu m}/L_\odot \quad (1)$$

見積もった (Kennicutt. 1998b)。図中の緑の点線はカロリメトリック制限を表しており、超新星残骸によって生成された宇宙線の損失がガンマ線に変換される割合が支配的な場合のガンマ線光度を示している (Ackermann et al. 2012)。(Ackermann et al. 2012)(Rojas et al. 2016) では、ガンマ線と赤外線光度から見積もった星生成率の相関があることが分かっており、今回の結果も同様な相関が見られる。

表 1: SBG 7 天体の Flux、Index、TS 値

E=0.1~500GeV	Flux( $\times 10^{-9} ph/cm^2 s$ )	Index	TS
M82	$15.0 \pm 1.1$	$2.23 \pm 0.04$	1130
NGC253	$9.82 \pm 0.98$	$2.14 \pm 0.05$	659
NGC1068	$10.3 \pm 1.4$	$2.33 \pm 0.07$	323
NGC2146	$0.966 \pm 0.444$	$1.97 \pm 0.16$	30
NGC3424	$1.26 \pm 0.61$	$2.07 \pm 0.18$	35
NGC4945	$13.9 \pm 1.4$	$2.22 \pm 0.05$	404
Arp220	$2.00 \pm 1.03$	$2.14 \pm 0.17$	38

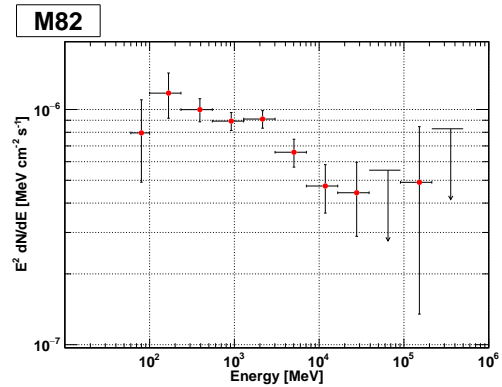


図 1: M82 の SED



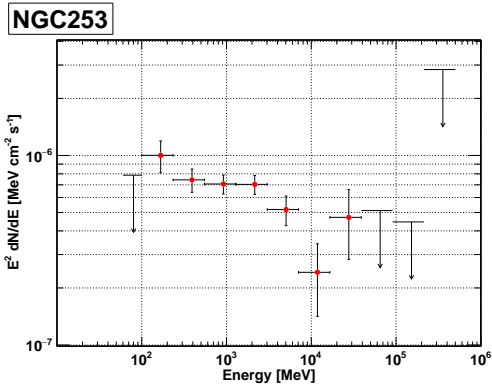


図 2: NGC253 の SED

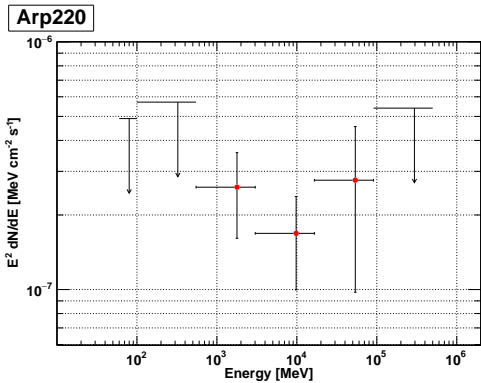


図 3: Arp220 の SED

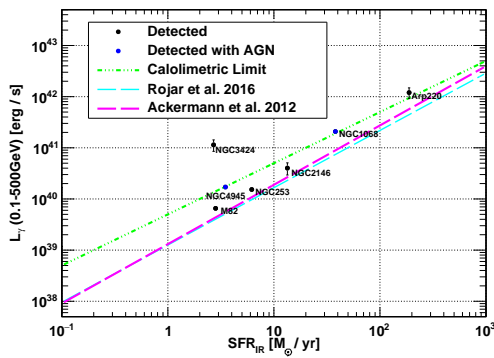


図 4: ガンマ線光度 (0.1~500GeV) と星生成率の関係

## 4 Discussion

SBG はその性質から放出しているガンマ線は  $\pi^0$  崩壊が支配的であるとされている。(Peretti et al. 2019) は、SBG からのガンマ線スペクトルについて詳しい

議論をしている。このスペクトルモデルでは、加速された電子を一次電子とし、同様に加速された宇宙線陽子と周囲の星間物質と相互作用で生成される  $\pi$  中間子の崩壊で放出される電子を二次電子、銀河内のガンマ線と赤外線等の背景光との  $\gamma-\gamma$  相互作用によって生成された電子を三次電子として、 $\pi^0$  崩壊だけでなく、一次から三次電子がシンクロトロン放射、制動放射、逆コンプトン散乱によってガンマ線が生成される。今後は本研究で得られた結果とこのモデルを用いた比較をしたい。

星生成率とガンマ線光度の関係において、正の相関を見ることができた。しかし、NGC1068 と NGC4945 では、X 線観測によって、活動銀河核に分類されているため、ガンマ線が星生成活動によるものだけでない可能性が高い。また、NGC3424 は 4 FGL カタログにおいて SBG として関連付けされたが、カロリメトリック制限を大きく超えるガンマ線放射であった。カロリメトリック限界は超新星残骸によって生成された宇宙線のエネルギー損失がガンマ線に変換される割合が支配的な場合のガンマ線光度を示している。これを超えるガンマ線光度である場合、星生成活動によるガンマ線でない可能性が高い。(Peng et al. 2019) は、ガンマ線変動があることから AGN の可能性が高いとしている。Arp220 もカロリメトリック限界に近いガンマ線光度になるが、(Peretti et al. 2019) のスペクトルモデルで説明が可能である上、(Zhang et al. 2019) は SFR が高くなるにつれて宇宙線と星間物質の相互作用を起こす確率が大きくなることから星間物質の密度が高いほど宇宙線のガンマ線変換効率が良くなるとされている。しかし、ALMA の観測から銀河のコアからガスが吹き出している様子が捉えられており (Barcos et al. 2018)、このアウトフローがスーパーウィンドでなければ、Arp220 が星生成活動によるガンマ線放射だけでなく AGN によるガンマ線放射を含んでいる可能性がある。これらのガンマ線放射の起源を探るためにも詳細なガンマ線スペクトルが必要になるが、今のところ Arp220 や NGC3424、NGC2146 はガンマ線 Flux が弱く、詳細なスペクトルが得られていないため放射機構を判断するには難しい。

## 5 Conclusion

今回の解析によって、SBG の 7 天体からのガンマ線を  $TS \geq 25$  で検出することができた。M82 と NGC253、Arp220 の SED を得ることができた。ガンマ線光度と赤外線で見積もった星生成率では先行研究と同様に正の相関が見えるが、NGC1068 と NGC4945 はカロリメトリック制限に近く、AGN に分類されていることから、星生成活動だけでなく AGN 活動によってガンマ線が放射されている可能性がある。Arp220 のガンマ線放射は (Peretti et al. 2019) の星生成活動によるガンマ線放射で説明が可能であるが、ALMA の観測などから AGN である可能性があることから放射機構の解明のため、今後の観測でより詳細なスペクトルを得る必要がある。NGC3424 はカロリメトリック制限を大きく超えるガンマ線光度となっており、ガンマ線放射が星生成活動によるものでなく AGN 活動によるものである可能性が高い。

現在、建設が進んでいる CTA (Cherenkov Telescope Array) 計画では、高感度かつ高精度なガンマ線観測が可能になる。CTA の観測によって、今回解析した 7 天体に関してもより詳細なガンマ線スペクトルを得ることでその放射機構の解明に繋がることが期待される。

## Reference

- Aad, A., et al. (Pierre Auger Collaboration). ApJ, 2018, 853, L29
- Ackermann, M., et al. ApJ, 2012, 755, 164
- Anchordoqui, L. A., et al. PhRvD, 1999, 60, 103001
- Barcos, M. L., et al. ApJL, 2018, 853, L28
- Fermi-LAT Collaboration. 2019, arXiv:1902.10045
- Gao, Y., Solomon, P. M., ApJ, 2004, 606, 271
- Kennicutt, Jr., R. C., ARA&A, 1998a, 36, 189
- Kennicutt, Jr., R. C. ApJ, 1998b, 498, 541
- Mattox, J.R., et al. ApJ, 1991, 461, 396
- Peng, F., et al. 2019, arXiv:1906.06720
- Peretti, E., et al. MNRAS, 2019, 487, 168
- Rojas-Bravo, C., et al. MNRAS, 2016, 463, 1068

Seaquist, E. R. and Odegard N., ApJ, 1991 369, 320

Peretti, E., et al. MNRAS, 2019, 487, 168

Waston, M. G., et al. ApJ, 1984, 286, 144

Zhang, Y., et al. 2019, arXiv:1902.09654

c15

中性子星内部から発生するニュートリ  
ノ放射が及ぼすX線バーストの影

九州大学理学研究院 宇宙物理理論研  
究室

土肥 明

# 中性子星内部から発生するニュートリノ放射が及ぼす X 線バーストの影響

土肥 明 (九州大学理学研究院 宇宙物理理論研究室)

## Abstract

中性子星と  $1 M_{\odot}$  程度の伴星からなる低質量 X 線連星は I 型 X 線バーストと呼ばれる急激な X 線の増光現象をしばしば起こす。観測されるバースターの光度曲線は、中性子星の温度構造に大きく依存するが、その温度構造に関わる物理としては、中性子星内部で発生するニュートリノ放射プロセスなども含まれる。特に、Direct Urca プロセス (DU) をはじめとした Fast Cooling Process は、中性子星の内部温度を十分に下げたため、バースターの光度曲線に大きな影響を及ぼす可能性がある。

本研究では、中性子星の進化コードを用いて、中性子星内部で起こるのニュートリノ放射による X 線バーストの光度曲線、特に再帰時間  $\Delta t$  の変化について調べた。その結果、DU の影響によりバーストの再帰時間が  $0.2 - 0.3$  hr ほど伸びることが分かった。

## 1 Introduction

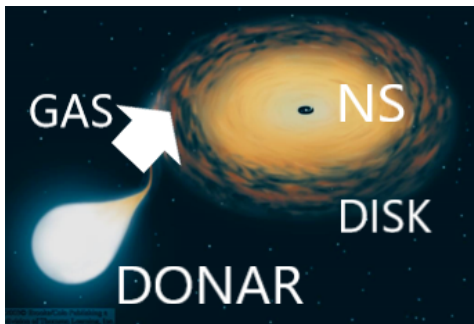


図 1: 低質量 X 線連星の様子。伴星がドナーとなり、降着ガスを中性子星に供給する。ガスは中性子星表面に落ちるか降着円盤形成のもとになる。

中性子星は超新星爆発後に形成されるコンパクト天体であり、典型的な質量は  $1.4 M_{\odot}$ 、半径は  $10 - 12$  km である。こうした原子核密度以上の中心密度をもつ中性子星と、 $1 M_{\odot}$  程度の低質量星からなる系として低質量 X 線連星系があり、現在までに 100 個以上観測されている [1]。低質量 X 線連星系では、伴星からのガスが中性子星表面に降着することで発生する急激な X 線増光現象 (X 線バースト) がしばしば観測されている (図 1)。X 線バーストを起こす天体の中でも特徴的な天体 GS1826-24 の光度曲線を図 2 に示す。GS 1826-24 は質量降着率の変化が年単位で非常

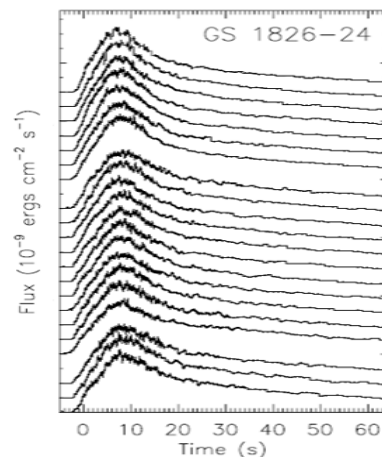


図 2: 1997 年から 2002 年の RXTE で観測された GS 1826-24 の光度曲線 [2]。1997-1998 年 (上部)、2000 年 (中部)、2002 年 (下部) に分かれており、各曲線はバーストの開始時間を  $0$  s として揃えている。

に緩やかで、光度曲線の形状も一定となっている。このため、GS1826-24 は *textbook burster* と呼ばれる。また、観測された GS1826-24 の再帰時間  $\Delta t$  はおよそ  $3 - 4$  hr であることも知られておりモデルの妥当性を調べるのによく用いられる [3, 4]。

X 線バーストは中性子星表面の物理以外に内部の物理過程も大きく関わる。その様子を図 3 に示す。降着中性子星のエネルギー源は、Heating Process と Cooling Process に分けられる。前者は、降着エネルギー

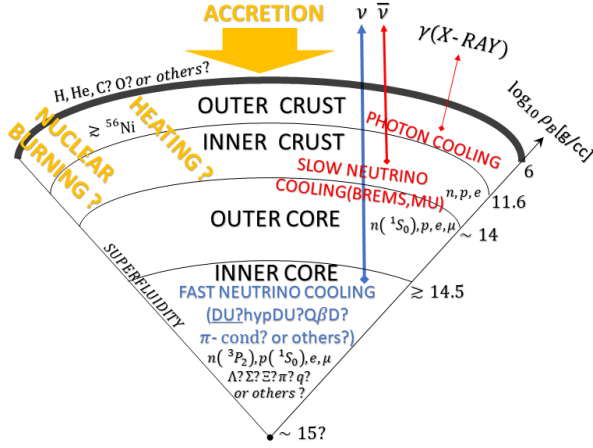


図 3: 中性子星内部と物理プロセス

ギー、Crustal Heating [5]、中性子星表面での核反応 [6] があり、後者はクラストからの光子やコアからのニュートリノの散逸がある。特に中性子星のコアの物理過程はニュートリノによる冷却プロセスが支配的で、主に Slow Cooling Process と Fast Cooling Process に分けられるが、Direct Urca プロセス (DU) [7] をはじめとした後者は放射率が大きく、中性子星の温度を大きく下げるので、X線バーストの光度曲線にも影響を及ぼすことが期待される。

## 2 Methods and Setup

本研究では、1次元球対称の下で一般相対論の効果を取り入れた進化コードを用いた [8]。その基礎方程式は以下のように表される ( $c = G = 1$ ) [9]。

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_{tr}}{\partial r} &= 4\pi r^2 \rho, \\ \frac{\partial P}{\partial r} &= -\frac{(\rho + P)(M_{tr} + 4\pi r^3 P)}{r^2 \left(1 - \frac{2M_{tr}}{r}\right)}, \\ \frac{\partial(L_r e^{2\phi})}{\partial M_r} &= e^{2\phi} (\varepsilon_n + \varepsilon_g - \varepsilon_\nu), \\ \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} &= \min(\nabla_{rad}, \nabla_{ad}), \\ \frac{\partial M_{tr}}{\partial M_r} &= \frac{\rho}{\rho_0} \left(1 - \frac{2M_{tr}}{r}\right)^{1/2}, \\ \frac{\partial \phi}{\partial M_{tr}} &= \frac{(M_{tr} + 4\pi r^3 P)}{4\pi r^4 \rho} \left(1 - \frac{2M_{tr}}{r}\right)^{-1}. \end{aligned}$$

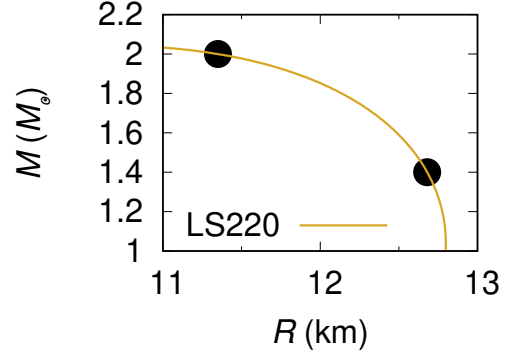


図 4: LS220 EoS での質量—半径の曲線。今回用いた  $1.4 M_\odot$  と  $2.0 M_\odot$  のモデルは ● で示している。

ここで、 $P$ : 圧力、 $T$ : 温度、 $M_r$ : 半径  $r$  内の静止質量、 $M_{tr}$ : 半径  $r$  内の全質量、 $\rho_0$ : 静止質量密度、 $\rho$ : 全質量エネルギー密度、 $\phi$ : 重力ポテンシャル、 $\varepsilon_n$ : 核反応エネルギー、 $\varepsilon_g$ : 重力開放エネルギー、 $\varepsilon_\nu$ : ニュートリノ放射率、 $L_r$ : 半径  $r$  内の光度、 $\nabla_{rad}$ : 放射温度勾配、 $\nabla_{ad}$ : 断熱勾配、である。本研究では、DU が及ぼす光度曲線 (再帰時間  $\Delta t$ ) の影響について調べる。そのため、基礎方程式中の  $\varepsilon_\nu$  の変化に着目していることになる。この手法は、中性子星全体を計算範囲とするため、中性子星内部で起こる物理現象 (e.g. Crustal Heating、ニュートリノ散逸による冷却) を取り入れることが可能である。

状態方程式は LS220 EoS [10] を用いた。その質量—半径の様子は図 4 に示した。今回は、質量が  $1.4 M_\odot$  (半径 12.7 km) と  $2.0 M_\odot$  (半径 11.3 km) のモデルを用いた。質量降着率は  $\dot{M} = 3 \times 10^{-9} M_\odot/\text{yr}$ 、降着物質の組成は宇宙組成で固定した。不透明度  $\kappa$  は radiative opacity と conductive opacity を用いた。また、核反応ネットワークは JINA REACLIB ver 2.0<sup>1</sup> を基にして構築された 88 核種の近似ネットワークを用いた [11]。水素とヘリウムの混合バーストにおいて、この近似核反応ネットワークは、1000 核種ほどの大規模核反応ネットワーク [12] と比べても、水素、ヘリウムの残存量を精度よく再現することが知られている。さらに、2000 年に RATE により観測された GS1826-24 のデータに合わせて解析に用いるバーストの回数  $n_{burst}$  は 11 回で固定した。

<sup>1</sup><http://reaclib.jinaweb.org>

### 3 Results & Discussion

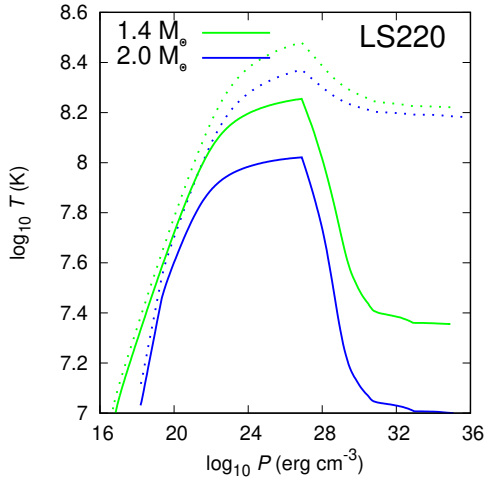


図 5: X線バーストの初期モデルの圧力と温度の関係。実線は DU あり、点線は DU なしのモデルを表す。

最初に、温度構造の初期モデルを図 5 に示す。これより DU が中性子星のコアを大きく冷やしていることが分かる。高質量だと DU の効果はより現れる。Crustal Heating が入っていることにより、クラスト部分では DU による冷却効果が多少抑制される。

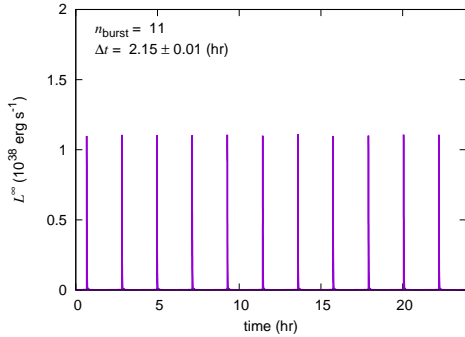


図 6:  $M = 1.4 M_{\odot}$  で DU なしのモデルにおける、0 – 25 hr 間のバーストの光度曲線。

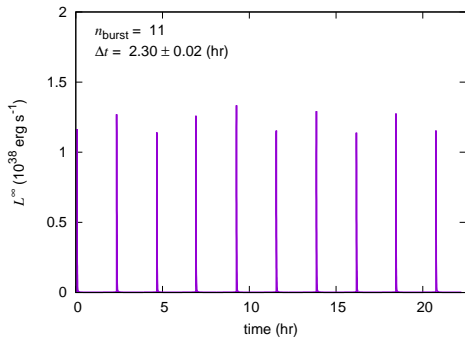


図 7: DU ありのモデル。それ以外は図 6 と同じ。

次に、DU が及ぼすバーストの再帰時間  $\Delta t$  の変化について示す。1.4  $M_{\odot}$  の 0 – 25 hr 間のバーストの光度曲線は 図 6、図 7 のようになった。DU なしの図 6 と比べると DU ありの図 7 の方が  $\Delta t$  がわずかに大きくなっていることが分かる。また、光度自体も DU ありの方が全体的に高くなっていることもわかる。これは図 5 より中性子星の全体の温度が下がり、従って水素・ヘリウムが点火しにくくなることにより、バーストの頻度が下がったことに起因している。ただし、DU がないモデルに関しても、中性子星内部の温度が高い故に Slow cooling process の放射率が大きいことから、結局、DU ありなしで全体のニュートリノ放射率はあまり変わらない<sup>2</sup>。従って、このモデルにおいて DU による  $\Delta t$  の変化は *textbook burster* GS1826-24 の観測値 ( $\Delta t \approx 3 - 4$  hr) と比べて小さい。

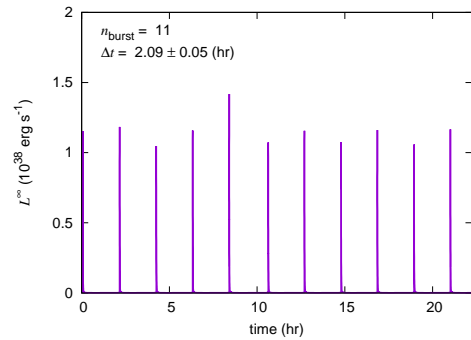


図 8:  $M = 2.0 M_{\odot}$  のモデルにおける、0 – 25 hr 間のバーストの光度曲線。

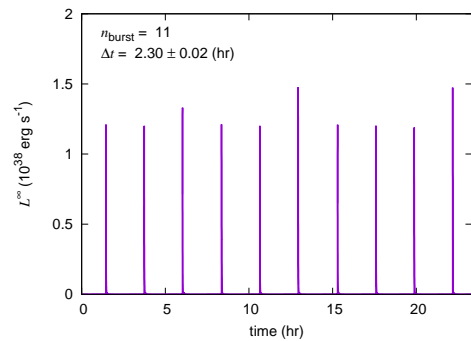


図 9: DU ありのモデル。それ以外は図 8 と同じ。

<sup>2</sup>DU をはじめとする Fast Cooling Process の放射率は  $T^6$  に比例するが、Modified Urca process や制動放射をはじめとする Slow Cooling Process の放射率は  $T^8$  に比例する。従って、Fast Cooling Process がない（つまりコアがあまり冷えていない）モデルでは、Slow Cooling Process の放射率は比較的大きい。

さらに、質量が  $2.0 M_{\odot}$  のバーストの光度曲線についても調べた。その結果を図 8、図 9 に示す。 $1.4 M_{\odot}$  のモデルと比べて半径が小さいので、水素・ヘリウムの点火位置が比較的浅く、従ってニュートリノ放射プロセスが同じ  $1.4 M_{\odot}$  の結果と比べて  $\Delta t$  が小さくなっていることが分かる。X線バーストに及ぼす DU の効果は概ね  $1.4 M_{\odot}$  と同じである。今回使用したモデルにおいて、中性子星内部から発生する DU は  $\Delta t$  を  $0.2 - 0.3$  hr ほど伸ばすが、その効果は *textbook burster* GS1826-24 の再帰時間 ( $\Delta t \approx 3 - 4$  hr) を再現するには足りないことがわかる。

## 4 Conclusion

本研究では、中性子星内部で起きる強い冷却 DU が X線バーストの再帰時間  $\Delta t$  に及ぼす効果について調べた。その結果、中性子星内部からの DU により、 $\Delta t$  は  $0.2 - 0.3$  hr 程度伸びたが、観測された GS1826-24 の  $\Delta t$  と比べるとその効果は小さいことが分かった。

今回は質量降着率  $\dot{M}$  や降着物質の金属量  $Z$  を固定して中性子星内部のニュートリノによる冷却を調べたが、これらのパラメータを変えてニュートリノによる冷却が X線バーストの光度曲線に与える効果についてより詳しく調べる必要がある。特に、 $\dot{M}$ 、あるいは  $Z$  が小さいとバーストの再帰時間  $\Delta t$  は長くなるので、こうした静穏期が長いバーストにおいてはニュートリノによる冷却は効果的だと考えられる。そのため、 $\dot{M}$  あるいは  $Z$  が小さいバーストの計算で、中性子星内部からのニュートリノ散逸が X線バーストに与える影響を詳しく調べる予定である<sup>3</sup>。

<sup>3</sup>なお、このようなピーク光度が大きいバーストの場合、

1. Pure なヘリウムバーストを起こすことにより今回使用した近似核反応ネットワーク外の核反応経路を通る
2. 光度が Eddington 光度を超えて光球膨張することにより Thorne 1977 の基礎方程式が変更される可能性が高く、その計算は容易ではない。

## Acknowledgement

最初に、2019 年度の夏の学校の運営に携わった方々に感謝致します。また、研究全般に関して懇切丁寧な指導を下された 橋本正章名誉教授（九州大学）に心から感謝しております。さらに、低質量 X線連星に関する議論に関して多くの助言をいただいた野田准教授（久留米工業大学）、今回使用したコードの使い方に関して教えていただいた松尾さん、山田さん（元九州大学）にも深く感謝いたします。

## References

- [1] J. J. M. in 't Zand, M. J. W. Kries, D. M. Palmer, and N. Degenaar, 2019, *Astron. Astrophys.* **621**, 28
- [2] D. K. Galloway et al., 2004, *Astrophys. J.* **601**, 466
- [3] A. Heger, A. Cumming, D. K. Galloway, and S. E. Woosley, 2007, *Astrophys. J. Lett.* **671**, L141
- [4] N. Lampe, A. Heger, and D. K. Galloway, 2016, *Astrophys. J.* **819**, 1
- [5] P. Haensel and J. L. Zdunik, 1990, *Astron. Astrophys.* **227**, 431
- [6] L. Keek, A. Heger, and J. J. M. in 't Zand, 2012, *Astrophys. J.* **752**, 150
- [7] J. M. Lattimer, M. Prakash, C. J. Pethick, and P. Haensel, 1991, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2701
- [8] M. Y. Fujimoto, T. Hanawa, J. I. Iben, and M. B. Richardson, 1984, *Astrophys. J.* **278**, 813
- [9] K. S. Thorne, 1977, *Astrophys. J.* **212**, 825
- [10] J. M. Lattimer and F. D. Swesty, 1991, *Nucl. Phys. A* **535**, 331
- [11] R. H. Cyburt et al., 2010, *Astrophys. J. Suppl.* **189**, 240
- [12] O. Koike, M. Hashimoto, R. Kuromizu, and S. Fujimoto, 2004, *Astrophys. J.* **603**, 242

c16

MAXI のデータを用いた新天体 MAXI

J1631-479 の解析

日本大学大学院 理工学研究科

小林 浩平



# MAXI のデータを用いた新天体 MAXI J1631-479 の解析

小林 浩平 (日本大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

MAXI J1631-479 は、2018 年 12 月 21 日に MAXI によって発見され、28 日にアメリカの人工衛星 NuSTAR の追観測から、典型的なソフト状態のブラックホールである可能性が指摘された。MAXI J1631 は、1 月始めに明るさが 2 Crab (2-10 keV) を超え、その後減光し、1 月 23-24 日にややハードなスペクトルになり、3 月に入ってから再びソフトなスペクトルになった。また、7 月始めに再び増光した。本研究の目的は、MAXI のデータを用いて、MAXI J1631-479 の解析を行い、その特徴を調べることである。解析にあたってこれまでに以下の問題に取り組んだ。MAXI は約 92 分で全天からの X 線をスキャン観測をし続けているが、観測データが時間的に離散であり、スキャンによってソース領域とバックグラウンド領域のイメージが欠けている。その問題に対応するため、スキャン毎に欠けている部分を検出し、それらを考慮したスペクトルを自動生成するプログラムを作成した。

## 1 研究目的

ブラックホール候補天体のスペクトルには、ソフト状態とハード状態がある。ソフト状態は、円盤黒体放射モデルとベキ型の成分の和で表せ、ハード状態は、ベキ型の成分で表せる [1]。

MAXI J1631-479 は、2018 年 12 月 21 日に MAXI によって発見され [2]、NuSTAR の追観測から、ブラックホールの可能性が指摘された [3]。

本研究は、MAXI/GSC のデータを最大有効活用した MAXI J1631 の解析を行い、同天体の特徴を調べることである。MAXI は全天をスキャン観測しているため、観測データが時間的に離散で、スキャンによってはソース領域とバックグラウンド領域の一部が欠けてしまう。その問題に対応するため、スキャン毎に欠けている部分を検出し、それらを考慮したスペクトルを自動生成するプログラムを作成した。

また、MAXI J1631 の像の広がり内には、明るい既知天体 4U 1624-490 と 4U 1630-472 が混入している。そのため、それらの特徴も調べた。

## 2 disk-blackbody と power-law

disk-blackbody とは、X 線星に回転しながら降着する物質の重力エネルギーが解放され、幾何学的に

薄い、光学的に厚い降着円盤からの放射を表したモデル [4] である。disk-blackbody のスペクトルを  $A_{\text{disk}}$  とすると、

$$A_{\text{disk}}(E) = \frac{\cos \theta}{D^2} \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} 2\pi r B(E, T(r)) dr \quad (1)$$

と表せる。ここで、 $r$  は天体の中心からの半径、 $E$  はエネルギー、 $D$  は天体からの距離、 $\theta$  は軌道傾斜角、 $r_{\text{in}}$  は降着円盤の内縁、 $r_{\text{out}}$  は降着円盤の外縁である。また、 $B(E, T(r))$  はプランク関数であり、

$$B(E, T(r)) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{\exp(E/kT(r)) - 1} \quad (2)$$

と表せる。ここで、 $h$  はプランク定数、 $\nu$  は振動数、 $c$  は光速、 $k$  はボルツマン定数である。したがって、disk-blackbody は、blackbody の足し合わせである (図 1)。

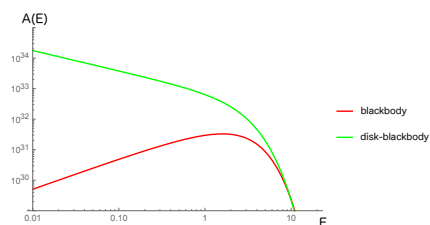


図 1: blackbody と disk-blackbody の関係 (横軸はエネルギー、縦軸はスペクトルの大きさを表している。)

ここで、 $T(r)$  と  $r$  の関係を求める。温度  $T$  において単位時間、単位面積あたりの黒体放射のエネルギー放射は  $\sigma T^4$  となる ( $\sigma$  はステファンボルツマン定数)。ピリアルの定理より、X 線星の質量を  $M_x$ 、質量降着率を  $\dot{M}$  とすると微小半径  $dr$  の重力エネルギーの半分が放射エネルギーに変換されるので、

$$2 \cdot 2\pi r dr \cdot \sigma T(r)^4 = \frac{1}{2} d \left( -\frac{GM_x \dot{M}}{r} \right) \quad (3)$$

となり、

$$T(r) = \left( \frac{GM_x \dot{M}}{8\pi\sigma r^3} \right)^{1/4} \quad (4)$$

となる。したがって、 $T(r)$  は  $r^{-3/4}$  に比例する。

power-law は冪関数型のモデルである。power-law のスペクトルを  $A_{\text{pow}}$  とすると、

$$A_{\text{pow}}(E) = KE^{-\Gamma} \quad (5)$$

と表せる。ここで、 $K$  は規格化定数であり、1 keV での単位時間、単位面積、単位エネルギー (keV) あたりの光子数である。このスペクトルは log-log スケールをとると傾き  $-\Gamma$  の直線になる。この冪  $\Gamma$  の値によって、どのようなスペクトルであるかを大まかに見積もることができる。 $\Gamma$  が大きい場合、傾きが急になるためソフト成分側の光子が相対的に多いソフトなスペクトルになる。一方、 $\Gamma$  が小さい場合、傾きが緩やかになるためハードなスペクトルになる。

ブラックホール候補天体のスペクトルにおいて、ソフト状態は、降着円盤の内縁の温度  $kT_{\text{in}}$  が 0.5~1.2 keV の disk-blackbody モデルと  $\Gamma$  が 2.0~2.5 の power-law モデルの和で表せる。ハード状態は、 $\Gamma$  が 1.4~1.7 の power-law モデルで表せる [1]。

### 3 自動プログラム

MAXI から得られるデータは時間的に離散で、スキャンによってソース領域とバックグラウンド領域が欠けている (図 2 左)。そのままのデータでスペクトル解析を行うと、観測されていない部分も計算されてしまう。そこで、図 2 右のように box 領域で排除し、観測されていない部分を計算されないようにした。

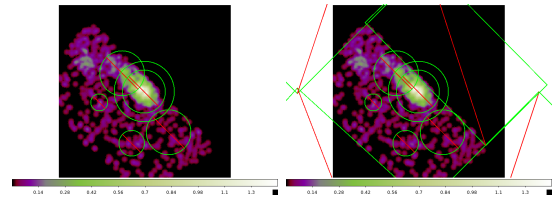


図 2: 1 スキャンにおける MAXI J1631-479 のバックグラウンド領域 (左: 通常に領域をとったもの、右: 観測されていない部分を box で覆い、領域をとったもの)

また、ソース領域が 9 割以上観測されているスキャンのみを使ってスペクトルを自動生成するプログラムを作成した (図 3)。

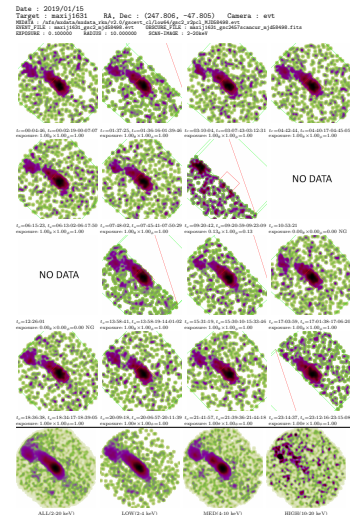


図 3: 自動プログラムで作成した各スキャンのイメージ [5] (上段の 16 個はスキャンごとのイメージであり、下段の 4 つは 1 日のエネルギーバンドごとのイメージである。赤の box はソース領域であり、緑の box で斜線を引いた領域は観測されていない部分である。)

### 4 解析結果

MAXI J1631-479 の像の広がり内に、4U 1630-472 と 4U 1624-490 がある (図 4)。2 つの天体は、MAXI J1631 内に混入しているため、それらの特徴を調べる必要がある。

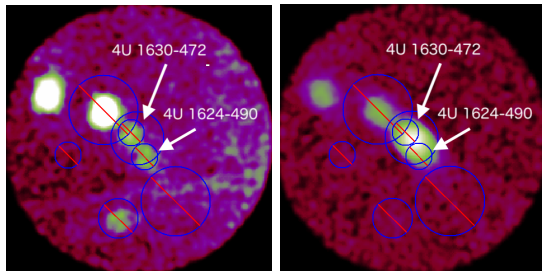


図 4: MAXI J1631-479 のイメージ (左図は MAXI J1631-479 がアウトバーストする前のイメージ、右図は MAXI J1631-479 がアウトバーストしているときのイメージ。ソース領域内のやや左上に 4U 1630-472 が、やや右下に 4U 1624-490 がある。)

#### 4.1 4U 1630-472

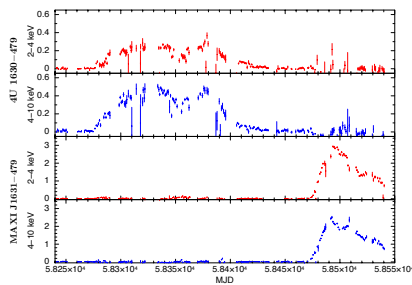


図 5: 4U 1630-472 と MAXI J1631-479 のライトカーブ (上の 2 段が 4U 1630-472、下の 2 段が MAXI J1631-479 である。赤のデータは 2-4keV のライトカーブ、青のデータは 4-10keV のライトカーブ。)

図 5 より、4U 1630 は MAXI J1631 がアウトバースト中、強度が MAXI の検出限界以下であることが分かった。したがって、MAXI J1631 を解析する際、4U 1630 からの寄与は考えなくて良い。

#### 4.2 4U 1624-490

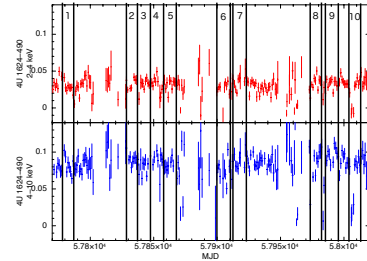


図 6: 4U 1624-490 のライトカーブ (上段は、2-4 keV、下段は、4-10 keV のライトカーブ。上段内部の 1~10 は、表 1 の obsid に対応している)

図 6 より、4U 1624 は、MAXI のデータから検出される強度がほぼ一定であることを示した。図 6 の 10 個の期間でスペクトル解析を行い、より詳細な特徴を調べた。

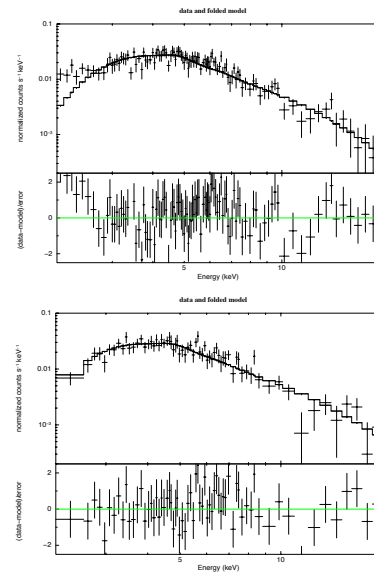


図 7: 4U 1624-490 のスペクトル (上図は obsid が 7 のスペクトル、下図は obsid が 8 のスペクトル)

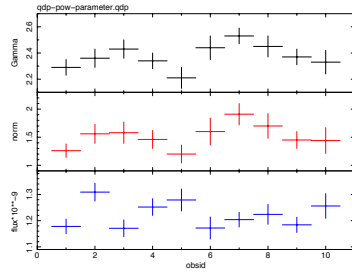


図 8: 4U 1624-490 のパラメータその 2 (power-law モデルで表した。上の段から  $\Gamma$ 、規格化定数、flux( $\times 10^{-9}$  2-10keV) である。横軸の obsid は、表 1 に対応している。)

表 1: 4U 1624-490 のパラメータその 1 (power-law モデルで表したときの reduced  $\chi^2$  の値)

obsid	MJD	flux $\times 10^{-9}$ (erg/cm <sup>2</sup> /s 2-10 keV)
1	57777-57786	1.18 $\pm$ 0.03
2	57829-57838	1.31 $\pm$ 0.03
3	57839-57848	1.17 $\pm$ 0.03
4	57849-57858	1.25 $\pm$ 0.03
5	57859-57868	1.28 $\pm$ 0.04
6	57901-57910	1.17 $\pm$ 0.04
7	57913-57922	1.20 $\pm$ 0.03
8	57973-57982	1.22 $\pm$ 0.04
9	57987-57996	1.18 $\pm$ 0.03
10	58003-58012	1.26 $\pm$ 0.05

図 7 下より、4U 1624 のスペクトルは、tbabs  $\times$  power-law モデルで表せることが分かった。tbabs は、MAXI のデータだと決まらないので、ASCA のデータ [6] を用い、 $7.1 \times 10^{22}$  で固定した。また、表 1 と図 8 より、power-law のベキ  $\Gamma$  が時間とともにやや変動しているが、flux はほぼ一定である。

MJD 57913-57922 で power-law のベキ  $\Gamma$  が高くなっている。これは、図 7 上で 2-3 keV のエラーが大きくなっているためである。エラーが大きい原因は、現在調べている。

### 4.3 MAXI J1631-479

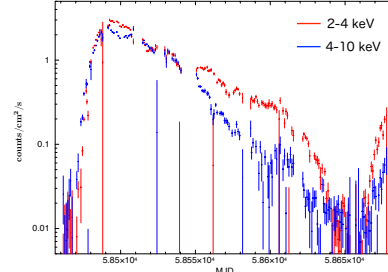


図 9: MAXI J1631-479 のライトカーブ (赤のデータは 2-4 keV、青のデータは 4-10 keV の光子数である)

MAXI J1631-479 は、12 月 21 日 (MJD 58473) に発見され [2]、NuSTAR によってブラックホールの可能性が示唆された [3]。同天体は、発見当初ハード状態であり、その後中間状態になった。その後、ソフトへ状態遷移し、MJD 58500 付近で明るさが 2 Crab を超えた。その後減光し、MJD 58510 付近で中間状態になり、MJD 58550 でまたソフト状態になった。また、MJD 58670 で再び増光した。

今後は、4U 1624 のスペクトルを考慮して、MAXI J1631 がアウトバースト中の様々な期間におけるスペクトル解析を行う。

## 5 参考文献

- [1] McClintock, J., & Remillard, R. 2004, astro-ph, **4**, 1-58
- [2] Kobayashi, K. et al. ATel #12320
- [3] Miyasaka, H. et al. ATel #12340
- [4] Mitsuda, K. et al. 1984, PASJ, **36**, 741-759
- [5] 増満隆洋, 日本大学大学院 理工学研究科 物理学専攻 修士論文, 2017
- [6] Asai, K. et al. 2000, ApJ, **131**, 571-591

c17

MAXI のデータを用いた X線新星 MAXI  
J1727 – 203 の解析  
日本大学大学院 理工学研究科  
青木 真凜

# MAXI のデータを用いた X 線新星 MAXI J1727-203 の解析

青木 真凜 (日本大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

最初に発見されたブラックホール X 線新星である A 0620-00 にみられるように、ブラックホール X 線新星のライトカーブは数日間でピーク強度まで増加し、その後数十日から数百日に渡って減少が続く [1]. また、一般的に、ブラックホール (候補) 天体のスペクトルには、多温度黒体放射モデル (diskbb) [2] で表される軟 X 線が支配的なソフト状態と、power-law が主成分で硬 X 線が支配的なハード状態とその間の中間状態 (intermediate state) が存在する. 本研究では、2018 年 6 月 5 日に全天の X 線を観測する全天 X 線監視装置 MAXI により発見された、X 線新星 MAXI J1727-203 [3] の特徴を MAXI のデータを用いて調べ、これまでに発見された X 線新星のものとは比べた. 2-20 keV の X 線強度は発見後 4 日間でピーク強度に達し、その後数十日間で検出限界以下まで減少した. また、増光途中である 2018 年 6 月 6 日のデータを解析した結果、スペクトルは、power-law と diskbb の和で表される中間状態にあり、アウトバースト中の強度がピークに達した 2018 年 6 月 10 日ではスペクトルが diskbb で表されるソフト状態へと遷移していることが分かった.

## 1 研究目的

X 線源として観測される連星は主に高質量 X 線連星 (HMXB) と低質量 X 線連星 (LMXB) に分けられる. また低質量 X 線連星は中性子星連星とブラックホール連星に分類される. 本研究では、X 線アウトバーストが観測された X 線新星 MAXI J1727-203 [3] の質量や距離を調べるため、MAXI/GSC のデータを用いてスペクトルを解析する.

## 2 ライトカーブ

一般に、ブラックホール X 線新星のライトカーブは数日間でピーク強度まで増加し、その後数十日から数百日に渡って減少が続く [1]. J1727-203 は 2018 年 6 月 5 日に発見され、ライトカーブ (図 1) は 2018 年 6 月 10 日でピーク強度を迎えた. また、2018 年 6 月 22 日にソフト状態からハード状態に変化した [4].

## 3 スペクトル

一般的に、ブラックホール (候補) 天体のスペクトルには、多温度黒体放射モデル (disk blackbody) [2]

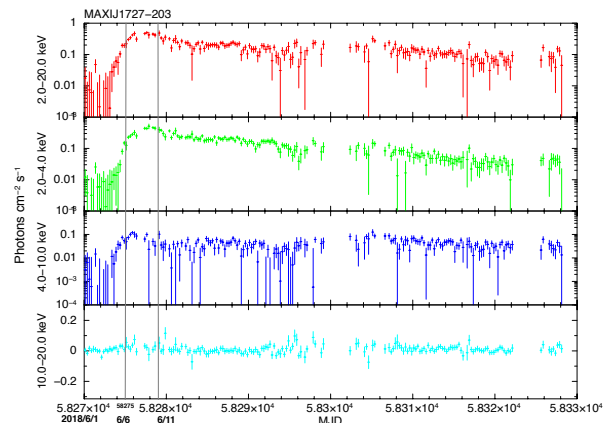


図 1: J1727-203 の 2018 年 6 月 1 日 (MJD 58270) から 2018 年 7 月 31 日 (MJD 58330) における公開ライトカーブ (<http://maxi.riken.jp>). 縦線は 6 月 6 日と 6 月 10 日を示す.

で表される軟 X 線が支配的なソフト状態と、power-law が主成分で硬 X 線が支配的なハード状態とその間の中間状態 (intermediate state) が存在する. 本スペクトル解析では、disk blackbody [2] をモデルに用いた. disk blackbody は diskbb という名前

HEASoft の xspec にモデル関数の一つとして入っている. diskbb の式は次のように表される.

$$f(E) = \frac{8\pi R_{in}^2 \cos\theta}{3D^2} \int_{T_{out}}^{T_{in}} B\left(\frac{T}{T_{in}}\right)^{-\frac{1}{3}} B(E, T) \frac{dT}{T_{in}} \quad (1)$$

観測されたスペクトルを  $f(E)$ , 降着円盤の内縁の温度を  $T_{in}$ , 半径を  $R_{in}$ , 降着円盤をのぞむ角度を  $\theta$  (円盤の真上からみたときを  $\theta = 0$ ) とする.

## 4 解析方法

図 2 に示す解析の流れに沿って MAXI データから 1 日毎のスペクトルを取得し, HEASoft の xspec でフィッティングした.

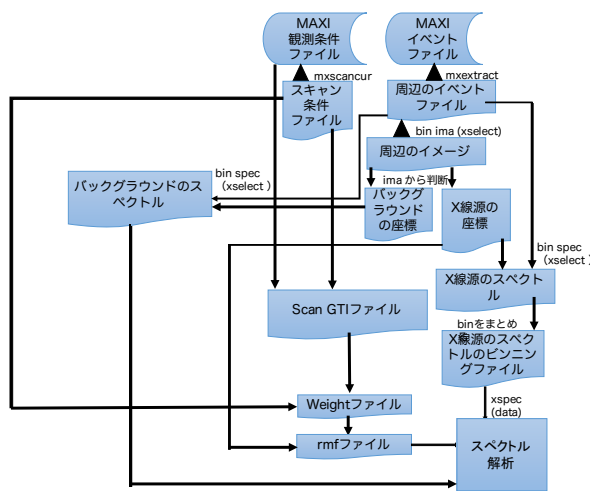


図 2: MAXI/GSC のデータを用いたスペクトル解析の流れ

ソース領域に対するバックグラウンド領域はソース領域のバックグラウンドに近づくため, ソース領域の周りを囲むような形状をとった (図 3, 4). また, MAXI は ISS に搭載されているため, 各天体領域のスキューンは 1 日で最大 16 スキューン前後となる. 条件によっては観測されない周回やスキューン内に観測されていない領域が生じることがあるため, 1 スキューン毎に, イメージを生成してスペクトルを取得するソ

ス領域が観測されているか確認する必要があった (図 5).

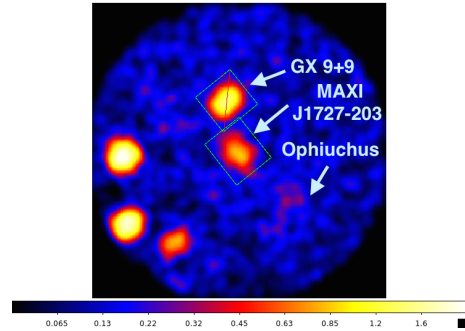


図 3: スペクトル解析で用いたソース領域

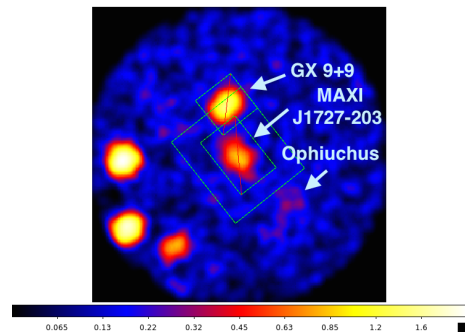


図 4: スペクトル解析で用いたバックグラウンド領域

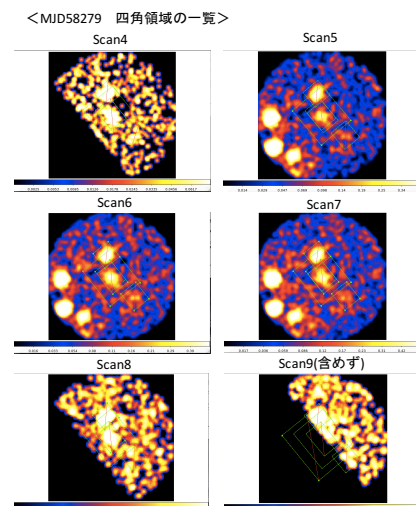


図 5: 1 スキューン毎のイメージにスペクトルを取得する領域を重ねた.

## 5 解析結果

発見直後の 2018 年 6 月 6 日においてスペクトルは power-law と diskbb の和で表される中間状態であり (図 6, 表 1), アウトバースト中の強度がピークに達した 2018 年 6 月 10 日において約 2-7 keV のスペクトルは diskbb でよく表されるソフト状態であった (図 7, 8, 表 2). また, 7-20 keV のエネルギーバンドではほとんど検出されていないことがイメージからも確認できる (図 9).

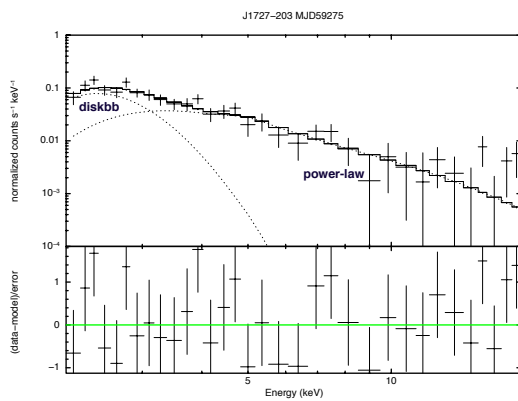


図 6: 中間状態である, 2018 年 6 月 6 日における 2-20 keV のスペクトル. diskbb [2] と power-law でフィッティングをした.

表 1: 中間状態である, 2018 年 6 月 6 日での四角領域の 2-20keV のスペクトルフィッティングの変数

Component	Parameter	Value
TBabs	nH	$4.4 \times 10^{22}$ (freeze)
diskbb	Tin	$0.29 \pm 0.04$ keV
diskbb	norm	$1.18 \pm (1.30 \times 10)^6$
power-law	Photon Index	$2.67 \pm 0.43$
power-law	norm	$2.23 \pm 1.53$

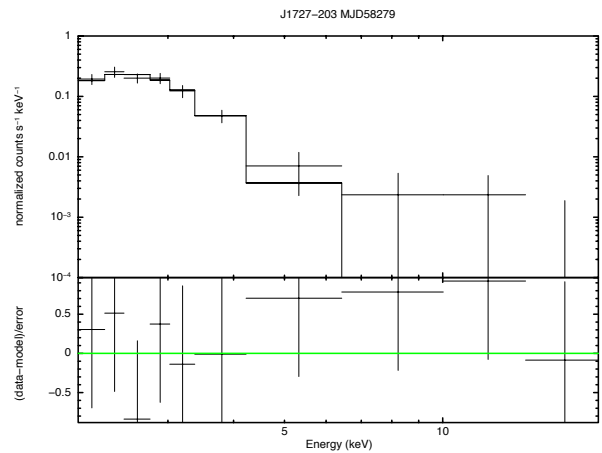


図 7: ソフト状態である, 2018 年 6 月 10 日での四角領域の 2-20keV のスペクトル. diskbb[2] でフィッティングをした.

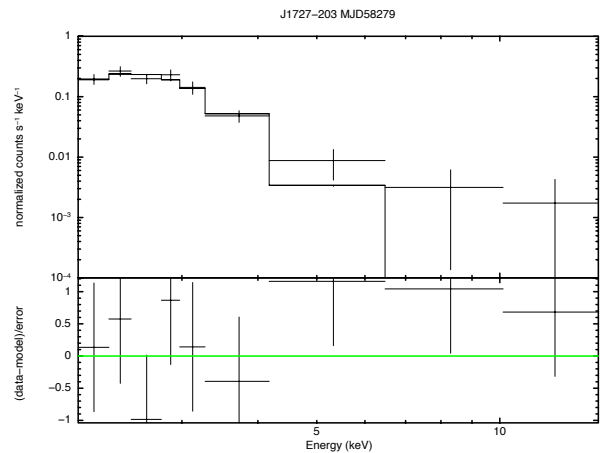


図 8: ソフト状態である, 2018 年 6 月 10 日での円領域の 2-20keV のスペクトル. スペクトルの領域の取り方による依存は, 四角領域と円領域では認められなかった.



表 2: ソフト状態である, 2018 年 6 月 10 日での四角領域の 2-20 keV のスペクトルフィッティングの変数

Component	Parameter	Value
TBabs	nH	$4.4 \times 10^{22}$ (freeze)
diskbb	Tin	$0.34 \pm 0.02$ keV
diskbb	norm	$(8.38 \pm 5.17) \times 10^5$

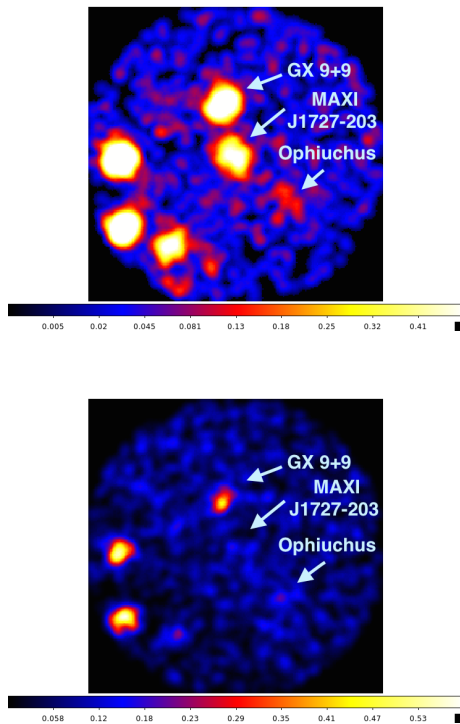


図 9: エネルギーバンドを 2-7 keV とした時の 2018 年 6 月 10 日の J1727 周辺のイメージ (上), エネルギーバンドを 7-20 keV とした時の 2018 年 6 月 10 日の J1727 周辺のイメージ (下)

## 6 今後の課題

今後はハード状態におけるスペクトルを MAXI/GSC のデータから解析して NICER の解析結果と比較する。また, スペクトルの解析結果をもとに J1727-203 の質量や距離を見積もる。

## 7 参考文献

- 1 Y. Tanaka, N. Shibazaki, et al. ARA&A, 34, 607 (1996)
- 2 K. Mituda, et al. PASJ, 36, 741 (1984)
- 3 T. Yoneyama, et al. The Astronomer's Telegram, 11683 (2018)
- 4 J. Tomsick, et al. The Astronomer's Telegram, 11881 (2018)

c18

NICER のデータを用いた MAXI

J1810-222 の解析

日本大学大学院 理工学研究科

高城 龍平

# NICER のデータを用いた MAXI J1810-222 の解析

高城 龍平 (日本大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

MAXI J1810-222 は、全天 X 線監視装置 MAXI によって 2018 年 12 月 1 日に軟 X 線突発天体として発見された。NICER (Neutron star Interior Composition ExploER) は、J1810 の発見時は太陽角が 30 度以下のため追観測できなかったが、2019 年 2 月 11 日から 4 月 29 日まで同天体をモニタリング観測した。その期間のデータを用いて、同天体がどのような強度を示したかを各エネルギー範囲毎に確認した。その結果、MAXI J1810-222 は、2 月 11 日から 4 月 29 日にかけて、データの選択を行い 0.5~8 keV を用いることにした。しかし、低エネルギー側の太陽光漏れらしき構造と 4 月 5 日~8 日にかけての荷電粒子による影響の可能性があったが、解決には至らなかった。

## 1 序論

MAXI J1810-222 は、全天 X 線監視装置 MAXI によって 2018 年 12 月 1 日に軟 X 線突発天体として発見され、The Astronomer's Telegram (ATel) に報告された [1]。MAXI の報告では、11 月の初めから非常に緩やかに増光していた可能性が高く、11 月末頃には 2~4 keV での X 線強度が 20~40 mCrab に達し、1 日の X 線イメージでも確認できるようになった。同天体がソフト状態にある中性子星もしくはブラックホールを有する低質量 X 線連星の可能性もあったが、新種の天体の可能性もあったため、NuSTAR に ToO 観測を要請した。12 月 9 日に NuSTAR の ToO 観測が行われ、power-law ( photon index  $5.5 \pm 0.3$  ) と blackbody または disk-blackbody の和によって表される、スペクトルが得られた [2]。同天体の正体は未だにわかっていない。

また、今回解析に使用したデータは大面積 X 線望遠鏡 NICER の観測によるものである。NICER は、2017 年 6 月に ISS に設置された、56 台の X 線集光鏡と高カウントレートの処理に強いシリコンドリフト検出器から成る X 線観測装置である。同観測器の強みは、スペクトル範囲が 0.2 ~ 12 keV、時刻精度が 100 nsec 未満、エネルギー精度が 150 eV 未満、感度が  $5.3 \times 10^{-14}$  [erg/s/cm<sup>2</sup>] である。NICER は ISS に搭載されている為、衛星の姿勢の影響をほとんど受けないので、今回の同天体のような突発天体の緊急観測 ( ToO ) にも向いている [5][6]。

## 2 データ選択

解析するにあたり、まず全観測期間 ( 2 月 11 日 ~ 4 月 29 日 ) での生データで光度曲線を示した。NICER 解析マニュアルでは低エネルギー側 0.2 ~ 0.5 keV は省いて解析するよう指示がある [3][4]。しかし、同天体は非常にソフトな天体なので低エネルギー側も調べることにした。そこで、各観測日の光度曲線を示し、詳細を確認した (図??)。

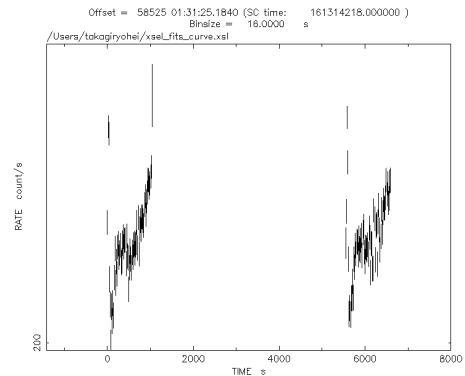


図 1: 2 月 11 日 (OBSID 1200560101) の光度曲線の一部を示した。このような強度の構造が 92 分周期で訪れる。

各観測日の光度曲線を示すと、図?? のような強度の構造が 92 分周期で表れる日があることが確認できた。このことから、ISS の軌道周期による太陽光漏れの可能性あると考え、スペクトルを調べた (図??)。

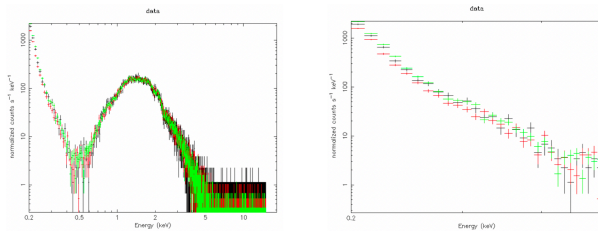


図 2: 左図は、図 2 の光度曲線 (全エネルギー範囲で示した) を時間毎に区切り、スペクトルで表し、比較した。黒・緑：強度の変動が激しい部分のスペクトル、赤：強度の変動が一部分のスペクトル。右図は、左図におけるエネルギー範囲 0.2~0.5 keV の拡大図

図?? より 太陽光漏れが含まれている可能性が考えられる日では、低エネルギー側 0.2 ~ 0.5 keV で強度が 2 倍ほど違い、図 2 の構造における左右の高いところの影響が出ていることがわかった。また解析を行う為に、低エネルギー範囲 0.4 ~ 0.5 keV を切るか切らないか判断する必要があるため ISS の軌道周期と一致しない観測日があるので、太陽光漏れらしきものが含まれている日と含まれていない日を全エネルギー範囲で比較することにした (図??)。

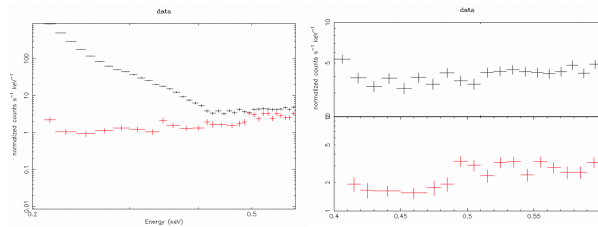


図 3: 左図は、2 月 11 日 (OBSID 1200560101) の全エネルギー範囲 (黒線：太陽光漏れあり) と 2 月 25 日 (OBSID 1200560108) の全エネルギー範囲 (赤線：太陽光漏れなし) のスペクトルの比較 (範囲: 0.2~0.6 keV)。右図は、0.4~0.6 keV でのスペクトル比較 (黒線：2 月 11 日、赤線：2 月 25 日)

図?? を示すと、図?? の右図に比べて縦軸の差が大きく表れた。強度が 3 桁近く違って太陽光漏れではない可能性が考えられたが、原因はわかっていない。よって、NICER の解析マニュアルに従い、0.5 keV で解析する際データから除外した。

また、配布されている NICER の Background

spectrum を高エネルギー側 10 ~ 14 keV で Background Level に合わせ、試みた。その結果、引けている範囲をみると 8 keV まで使用できることが判った。

以上より、各エネルギー範囲毎に区切り 0.2~0.5、0.5~8 keV とし、範囲を絞り光度曲線を示し、2 月 11 日 ~ 4 月 29 日の強度を確認した (図?? ~ 図??)。

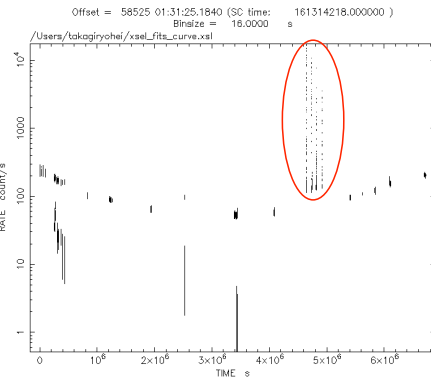


図 4: 全観測日の光度曲線を示した図 (全エネルギー範囲)。赤丸は 4 月 5 日 ~ 8 日の強度の上昇を示している部分

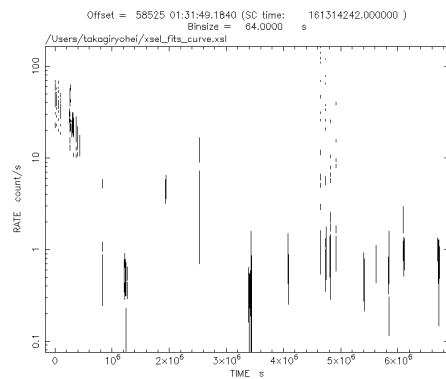


図 5: エネルギー範囲を 0.2 ~ 5 keV に狭め示した光度曲線。

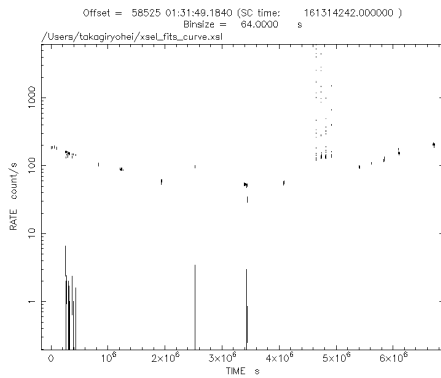


図 6: エネルギー範囲を 0.5 ~ 8 keV に狭め示した光度曲線。しかし、強度の高い 4 月 5 日 ~ 8 日の部分は消えなかったため、太陽光漏れではなく荷電粒子の影響である可能性があると考えた。

4 月 5 日 ~ 8 日のみが急激に強度が上昇したように示された (図??)。このような強度の変動があったかを全天 X 線監視装置 MAXI の公開 light curve で確認したところ、そのような変動はなかった [7]。

図?? より、強度の高い部分は低エネルギー側で影響していた太陽光漏れではなく荷電粒子による影響の可能性があると考えた。しかし、原因はわかっていない。

### 3 今回の結論

今回、光度曲線とスペクトルからデータ選択を行なったが、太陽光漏れである確証は得られなかった。また、4 月 5 日 ~ 8 日の強度の上昇が荷電粒子によるものなのかも判断できなかった。よって、二つの原因、太陽光漏れと荷電粒子による影響について今後も調べていくことにした。また、NICER 解析マニュアルに従い、エネルギー範囲を 0.5 ~ 8 keV とし解析を今後行う。

### 4 参考文献

- [1]Negoro et al. The Astronomer's Telegram 12254
- [2]Negoro et al. The Astronomer's Telegram 12283
- [3]Kenji.H, (2019), NICER Calibration Overview

and Details

[4]NICER Analysis Tips & Caveats, [http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/nicer/data\\_analysis/nicer\\_anal](http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/nicer/data_analysis/nicer_anal)

[5]Gendreau et al. (2012)

[6]Arzoumanian et al. (2014)

[7]Index of MAXI GSC Monitoring Results (v6l), MAXI 公開 light curve ( URL : [maxi.riken.jp/pubdata/v6l/](http://maxi.riken.jp/pubdata/v6l/) )