# 2024年第54回 天文・天体物理若手夏の学校 コンパクト天体 分科会 集録集

## ■ 謝辞

2024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、公益社団法人伊勢志摩観光コンベンション機構、光学赤外線天文連絡会、理論天文学宇宙物理学懇談会、宇宙線研究者会議(CRC)、天文教育普及研究会、及び複数名の方々\*からのご支援により成り立っております。

事務局一同厚く御礼申し上げます。 \*協賛(個人、敬称略):青山 尚平、長峯 健太郎、 西村 淳、牧島 一夫、三浦 均、水村 好貴、その 他匿名希望6名

コンパクト天体 分科会

## **■** index

	T	
コン a01	仲間 可南子	GRB jet からの GeV-TeV ニュートリノ放射
コン a02	木戸 大三郎	連星中性子星合体におけるジェットの伝播とシミュレーションの空間精度依存
		性
コン a03	岡山 璃紗	べき型磁場におけるガンマ線バーストのシンクロトロン放射
コン a04	本庄 亮雅	衝撃波の形状と偏光
コン a05	須藤 洋平	X 線フラッシュ XRF080330 の残光の理論的解釈
コン a06	Rahmouni	Heavy Element Features in Kilonova Infrared Spectra
	Salma	
コン a07	千葉 公哉	超新星スペクトルにおけるヘリウム吸収線の Non-LTE 計算
コン a08	瀧藤 晴	Ia 型超新星爆発モデルの輝線形状計算とその非対称性
コン a09	千葉 遼太郎	密度が一様な CSM との相互作用により輝く超新星の光度曲線
コン a10	川下 大響	対不安定型超新星における 12C(α, γ)16O 反応の最重要温度
コン a11	山﨑 眞尋	鉱物資料を用いた過去の超新星由来のニュートリノ探索
コン a12	中本 太一	銀河系内ブラックホール X 線連星 Swift J1727.8-1613 の X 線スペクトルの変動
		調査
コン a13	二之湯 開登	IXPE 衛星による恒星質量ブラックホール Swift J1727.8-1613 の準周期的変動
		QPO と偏光 X 線の変動の相関とその起源について
コン a14	厚地 凪	Cir X-1 の XRISM 観測から知られるより新しい系の描像について
コン a15	市川 太一	強磁場激変星における衝突電離平衡プラズマの輝線による白色矮星の質量推定
コン a16	笠井 理香子	多色撮像観測による IW And 型矮新星の研究
コン a17	丹 海歩	X 線連星 SS433 のジェット伝播に対する恒星風起源の乱流の評価
コン a18	櫻井 大夕	一般相対論的流体計算で探る大質量星と中性子星の連星相互作用
コン a19	上井戸 一紀	相対論的に高温な非磁化プラズマ中を伝播する衝撃波の PIC シミュレーション
コン a20	山﨑 陸太郎	磁気流体のエネルギー運動量テンソル
コン a21	高橋 正大	超新星爆発数値シミュレーションにおける AI サロゲートモデルの開発
コン a22	栗城 琉偉	Physics-Informed Neural Networks を用いた陰解法の初期値推定
コン a23	佐藤 璃輝	活動銀河核 PDS 456 のフレアに伴う X 線スペクトルの時間変動の解析
コン a24	宮里 優生	セイファート銀河由来の X 線とニュートリノの相関の評価
コン a25	橋爪 大樹	ガンマ線で増光を示したブレーザー OP 313 のかなた望遠鏡による偏光撮像観測
コン a26	趙光遠	可視赤外測光による活動銀河核 NGC4151 の時間変動解析
コン a27	平田 悠馬	可視分光モニター観測による活動銀河核 NGC 4151 の物質状態推定
コン a28	敏蔭 星治	高エネルギー宇宙線の起源天体の同定に向けた遠方宇宙における潮汐破壊現象
		の探査
	1	

	ı	
コン c01	小笠原 優斗	r 過程元素の放射性加熱率とキロノヴァ光度曲線
コン c02	鶴見 美和	多地点測定でのガンマ線バースト到来方向の決定精度の検討と MoMoTarO 実
		証
コン c03	篠田 兼伍	超新星フォールバックのための境界条件開発
コン c04	村田 一晟	IIn 型超新星爆発の星周物質の形成過程
コン c05	井上 裕介	Ibn/Icn 型超新星の親星進化解明に向けた X 線・電波光度曲線計算
コン c06	杉浦 蒼	種族合成計算を用いた中性子星とブラックホールの質量分布の予測
コン c07	小林 莉久	X 線観測と輻射流体シミュレーションの比較によるブラックホール X 線連星の
		降着流と円盤風及びジェットの関係解明
コン c08	村岡 克紀	反復新星 U Scorpii 測光分光観測から探る降着円盤と新星風の相互作用
コン c09	佐崎 凌佑	自動観測システム Smart Kanata の初期成果
コン c10	泉啓太	中性子星内のギャップレス超流動
コン c11	佐伯 聖真	パルサーの放射領域と偏光の系統的調査
コン c12	福本 優作	電場優勢領域での Force-Free 近似の破綻とプラズマ運動論効果
コン c13	久山 瞭	自己重力レンズを起こすブラックホール・白色矮星連星系の観測可能性
コン c14	ペレス アル	輻射輸送計算を用いた超臨界降着円盤の模擬観測に向けて
	バート健	
コン c15	櫻井 雄太	大質量ブラックホール周辺における恒星-円盤間衝突で駆動される X 線準周期
		性爆発の理論的研究
コン c16	曽我 天美	活動銀河核のX線スタッキング解析シミュレーション
コン c17	及川 凜	ブラックホールジェットとして噴出するプラズマの起源の解明
コン c18	越水 拓海	活動銀河核ジェットにおけるプラズマ加速の相対論的磁気流体シミュレーショ
		ン
コン c19	栃原 淑慧	IXPE 衛星とかなた望遠鏡を用いたブレーザーの多波長偏光観測
コン c20	米永 直生	ブレーザーの X 線偏光から探る相対論的ジェットのエネルギー散逸機構

----indexへ戻る

コンa01

# GRB jet からのGeV-TeVニュートリノ放射 仲間 可南子

## GeV-TeV ニュートリノを用いた GRB 駆動機構の時間変動・ジェット中の中性子量の推定

仲間 可南子 (東北大学 理学研究科)

## Abstract

ガンマ線バースト(GRB)に付随する相対論的ジェットの内部には、中心エンジンの活動性や生成過程に起因する速度やエネルギー密度の揺らぎが存在し、ジェットが加速膨張する過程で内部衝撃波が発生する。光球面内部で発生する内部衝撃波では中性子-陽子間の非弾性衝突が起こり、GeV-TeV エネルギー帯のニュートリノが発生する。今回我々は GRB ジェット内部の揺らぎの統計的性質に依存して GeV-TeV ニュートリノ放射の性質がどのように変化するか、また GeV-TeV ニュートリノ観測から光球面内部の GRB ジェットの性質についてどのような制限を課すことができるかを系統的に調べた。特に観測史上最も明るい GRB221009Aに対する IceCue 実験の観測データから、ジェットに含まれる中性子量とジェットの揺らぎの性質について新たに制限を与える可能性がある。

## 1 Introduction

GRBの初期条件となる相対論的火の玉の形成・加速過程は光球面の内側で起こり、電磁波では直接観測することができないため、未だ謎に包まれている。相対論的火の玉の形成・加速過程においては中性子が重要な働きをする。火の玉はブラックホール近傍の高密度物質から生じるため、陽子とほぼ等量の中性子が注入される。中性子は核力を介して陽子と相互作用する。一方、陽子は電磁気力を介して磁場や光子、電子とも相互作用する。結果、中性子と陽子の間に大きな相対速度が生じ、非弾性衝突によって GeV-TeVニュートリノが発生する (Bahcall, Meszaros 2000)。この光球面内部からの GeV-TeVニュートリノはいつ、どこで、どのくらいのバリオン (陽子/中性子) が火の玉に注入され、どのように加速膨張したのかを伝えるメッセンジャーとなる。

2022 年 10 月に発生した観測史上最も明るい GRB221009A に対して得られた IceCube 実験のニュートリノフルーエンスの上限値に基づき、火の玉に含まれる中性子の量や加速膨張中の陽子-中性子間の相対速度に対して、これまで典型的だと考えられてきたパラメーターの範囲に初めて制限が得られた (IceCube collaboration 2023)。しかし、この理論計算は加速膨張する火の玉内部で陽子と中性子が一定の相対速度で非弾性衝突することを仮定して計算されたものである。実際には、火の玉の形成・加速過

程におけるダイナミクス・および磁場の効果に依存 して多様な相対速度分布で非弾性衝突している。

本研究では非一様なジェットの進化中に起こる、 陽子中性子の非弾性衝突とそれに付随するニュート リノ放射を計算する。理論計算の結果と観測の比較 からジェットの統計的性質を議論する。

### 2 Methods

## 2.1 全体像

一般に、ジェット内部にはジェットの生成過程を反映した非一様性が存在する。本研究で非一様性の統計的性質と紐づいたニュートリノフルーエンスを計算する。

火の玉の初期温度は~1MeVで、内部エネルギーを運動エネルギーに転換していく。そのため熱運動では核子間の非弾性衝突が起こらず、非弾性衝突を起こすには流体同士の相対速度が必要である。

本研究では注入した全エネルギーを固定し、パラメータとして揺らぎの空間スケール (/c=時間スケール)  $c\delta t$  と揺らぎの大きさ A をとる。非一様なジェットを多数のシェルで構成されていると模擬する。シェルの厚み、シェルの間隔を  $c\delta t$  とし、各シェルのバリオンローディングファクター  $\eta (\equiv E_{\rm shell}/mc^2)$  は以下

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

の分布に基づいて割り当てる (Beloborodov 2000)。

$$\ln \frac{\eta - \eta_{min}}{\eta_0 - \eta_{min}} = A\xi \tag{1}$$

$$P(\xi) = \frac{e^{-\xi^2/2}}{\sqrt{2\pi}}$$
 (2)

ここでは Mizuta, Ioka 2013 で示された値  $\eta_0 \sim 5$  にした。 GRB 221009A を念頭におき、Aftergrow から示唆される  $\int P(\xi)(\eta-1) \sim 600$  となる  $\eta_0$  を用いた。また各シェルの  $\eta$  の最大値は 4500 とした。

それぞれのシェルのダイナミクスは断熱自由膨張で記述される。速いシェルが遅いシェルに追いついた際には衝撃波が起こり、エネルギー散逸をする。r方向の一次元のみ計算している。Kobayashi et al 2001に従って衝突後の2つのシェルを再びシェル近似し、それぞれのダイナミクスを追った。

# 2.2 単一のシェルのダイナミクス (fireball の加速と慣性走行)

シェルの fireball としての初期半径  $r_0$ , 初期ローレンツファクター  $\Gamma_0$ , 断熱自由膨張を始める位置から測った位置 r でのダイナミクスは  $\Gamma < \eta$  において、

$$\Gamma = \Gamma_0 r / (\Gamma_0 r_0) \tag{3}$$

 $\Gamma=\eta$  に達すると、 $\Gamma=\eta=$ 一定。また以下で説明する光球面  $(r_{ph})$  を加速完了までに迎えた場合は残っている内部エネルギーを熱的放射として放ち、それ以上加速されない。今回は long GRB である GRB221009A を念頭に置いているため、原点は jet break out が起こった位置 (~星半径) に取り、fireball としての初期半径  $r_0\sim 2.8\times 10^8 cm$ 、 $\Gamma_0\sim 5$  とした (Mizuta, Ioka2013)。

## 2.3 鍵となる半径

• 衝撃波が起こった際に中性子がちょうど一回散 乱される位置  $r_{np}$ 

以下の等式を満たすものとして定義される。

$$n_p \sigma_{np} c \delta t = 1 \tag{4}$$

#### • 光球面

光子の反応時間と力学的発展時間が等しくなる位置  $r_{ph}$  として定義される。

$$n_p' \sigma_T R / (c\Gamma) = 1 \tag{5}$$

• np decoupling が起こる位置  $r_{dec}$  中性子と陽子の反応時間と力学的発展時間が等しくなる位置  $r_{dec}$  として定義される。

$$n_p' \sigma_{np} R / (c\Gamma) = 1 \tag{6}$$

 $\sigma_{np} < \sigma_T$  より  $r_{dec} < r_{ph}$  である。

fire ball の加速期において、中性子は陽子との強い相互作用を通して共に加速される。中性子と陽子の典型的な衝突断面積がトムソン散乱断面積に比べて小さいため、中性子が独立に運動し始める位置 (np decoupling radius) は陽子が独立に運動し始める位置 (photosphere) よりも内側になる。

もし np decoupling が  $\Gamma = \eta$  に達する前に起こると、中性子とさらに加速される陽子との間に十分な相対速度が生まれ非弾性衝突を引き起こす。Bahcall et al 2000 が示しているように、中性子が存在することで単一のシェルにおいても、この過程で $\sim 10 {\rm GeV}$  のニュートリノを生む。計算では  $r_{dec}$  の後は中性子のシェルとプロトンのシェルを独立に時間発展させた。

#### 2.4 2つのシェルの衝突過程

 $(c=1\ o\ unit\ e\ e\ c$ 。 $)\ 2\ o\ o\ v$ ェルの衝突過程はこの数値計算の基礎となる要素である。全体の結果はこの要素の重ね合わせにより作られる。 $n_n\lesssim n_p$ であり、衝撃波の際に中性子は陽子のダイナミクスを大きく変えないと仮定して中性子をテスト粒子のように扱って $2\ n$ 成分衝撃波をモデル化する。

等質量の冷たい (Γ = η) 2 つの陽子-陽子シェル同士の衝突

速いシェルが遅いシェルに追いつき一時的に一つのシェルを形成するとみなせる。衝突前の状態は、等質量  $\mathbf{m}$ 、ローレンツファクター  $\gamma_{\mathbf{r}} > \gamma_{\mathbf{s}}$  で、合体シェルのローレンツファクター  $\gamma_{\mathbf{m}}$ 、発生した内部エネルギー  $E_{\mathrm{int}} = \gamma_{\mathbf{m}} E'_{\mathrm{int}}$ (以後、ダッ

シュ'つき:流体静止系、ダッシュなし;実験室系) とする。エネルギー運動量保存は、

$$m\gamma_{\rm r} + m\gamma_{\rm s} = \gamma_{\rm m}(2m + E'_{\rm int})$$
 (7)

$$m\gamma_{\rm r}\beta_{\rm r} + m\gamma_{\rm s}\beta_{\rm s} = \gamma_{\rm m}\beta_{\rm m}(2m + E'_{\rm int})$$
 (8)

 $\gamma >> 1$  とし、 $O(1/\gamma^2)$  までの近似を行うと、

$$\gamma_{\rm m} = \sqrt{\frac{m\gamma_{\rm r} + m\gamma_{\rm m}}{m/\gamma_{\rm r} + m/\gamma_{\rm m}}} \tag{9}$$

$$E_{\rm int} = m(\gamma_{\rm r} - \gamma_{\rm m}) + m(\gamma_{\rm s} - \gamma_{\rm m}) \tag{10}$$

光球面の外側  $r_{ph} < r$  での衝突の場合、 $E_{\rm int}$  の一部  $\epsilon E_{\rm int}$  が散逸され光子として放射される。 主な冷却は電子のシンクロトロン放射であり、

$$\epsilon E_{int} \sim \epsilon_e E_{int} \sim 0.4 E_{int}$$
(11)

として計算を行った。

衝突し合体した流体の静止系で見ると前方と後方に希薄波が走り、重心系から見て遅い部分と速い部分が存在するようになる。再び二つの同一の質量のシェルに分解すると近似すると、エネルギー、運動量保存から二つのシェルのそれぞれの四元運動量が求められる。なお一般に、合体し分解した後のシェルの質量は等質量ではないが、T.Piran et al 1993 で質量のやり取りの有無で放射効率が大差ないことが示されている。今回の研究でも衝突後に等質量であるというシェル近似を行う。重心系での分解後のローレンツファクター $\bar{\gamma}_r < \bar{\gamma}_s$ とすると、重心系で記述した運動量保存

$$m\bar{\gamma}_{\rm r}\bar{\beta}_{\rm r} + m\bar{\gamma}_{\rm s}\bar{\beta}_{\rm s} = 0 \tag{12}$$

実験室系で記述したエネルギー保存

$$\gamma_{\rm m}(m\bar{\gamma}_{\rm r} + m\bar{\gamma}_{\rm s}) = m\gamma_{\rm r} + m\gamma_{\rm s} - \epsilon E_{\rm int}$$
 (13)

より  $\bar{\gamma_{\rm r}}=\bar{\gamma_{\rm s}}=(m\gamma_{\rm r}+m\gamma_{\rm s}-\epsilon E_{\rm int})/(2m\gamma_{\rm m})$  実験室系での分解後のローレンツファクター  $\gamma_{\rm r}<\gamma_{\rm s}$  は、ローレンツ変換より

$$\gamma_{\rm r} = \bar{\gamma_{\rm r}}\gamma_{\rm m} - \sqrt{(\bar{\gamma_{\rm r}}^2 - 1)(\gamma_{\rm m}^2 - 1)}$$
 (14)

$$\gamma_{\rm s} = \bar{\gamma}_{\rm s} \gamma_{\rm m} - \sqrt{(\bar{\gamma}_{\rm r}^2 - 1)(\gamma_{\rm m}^2 - 1)} \tag{15}$$

実際の計算では衝突が起こった場合、次のタイムステップで内側のシェルのローレンツファク

ターを  $\gamma_r$  とし、外側のシェルのローレンツファクターを  $\gamma_m$  にした。その後外側のシェルは、(火の玉の時間発展と全く同じように)断熱自由膨張により  $\gamma_s$  まで(あるいは光球面を迎えるまで)加速する。

- 熱い陽子シェル( $\Gamma < \eta$ )の衝突
  - 熱いシェルのエネルギーは  $m\eta$  で、運動量は  $m\eta/\Gamma*\Gamma*\beta=m\eta\beta$  である。十分相対論的  $\beta\sim 1$  ならば、上の「冷たい( $\Gamma=\eta$ )2 つのシェル同士の衝突」でのローレンツファクターを  $\eta$  に置き換えて良い近似となる。本計算では、どのシェルも十分相対論的であると仮定しこの 近似を使って計算した。
- 中性子を含むシェルの衝突 (Beloborodov 2018) シェル内の中性子密度が陽子以下である場合を 想定する。中性子が二つのシェルの相対速度を緩 和させるのに重要な働きをし得るのは、中性子 と陽子が結合している領域においてである。しかし、 $n_n \lesssim n_p$  において中性子の非弾性衝突は相 対速度を緩和しきれない。したがって荷電粒子と 光子の相対速度を緩和する Radiation mediated shock が sub shock として発達する。上流の陽子は光子との弾性衝突により徐々に止められて下流に辿り着く頃には十分な相対速度を失って いる。一方、中性子の平均自由工程  $l_{np}$  と衝撃 波の厚み(=光子の平均自由工程  $l_{ph}$ )は、

$$\frac{l_n}{l_{nh}} \sim \frac{n_{\pm}}{n_n} \frac{\sigma_T}{\sigma_n} \gg 1 \tag{16}$$

であるため中性子にとって衝撃波は不連続面である。そのため上流の中性子は元々の流体同士の相対運動エネルギーを保持して下流の核子と非弾性衝突する。作られたパイオンから発生するニュートリノは系から抜け、エネルギーを散逸させる。今回の計算では中性子は陽子と非弾性衝突すると近似した。シェル同士の一回の衝突で発生するニュートリノエネルギーは、

$$E_{\nu} \sim (\Gamma_{rel} - 1)\gamma_s M_n c^2 * 2/3 * 3/4$$
 (17)

となる。中性子が相対運動エネルギーを失うのは1回目の非弾性衝突であると考えられる。その後、陽子と結合している中性子は陽子との弾性衝突を繰り返し渾然一体となり緩和される。

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

そのため本計算では、陽子のみの衝撃波に対して質量を中性子分も足し、 $\epsilon E_{int} \sim E_{\nu}$  として計算を行った。

## 2.5 複数のシェルのダイナミクス

基礎となる単一のシェルの時間発展と2つのシェルの衝突を追った。全てのシェルの厚さは一定であることを仮定した。

## 3 Results

結果は preliminaly。

## 4 Discussion

揺らぎを考慮したため当然であるが、さまざまな相対速度でシェルはぶつかっている。一回のシェルの衝突で生まれるニュートリノエネルギーの典型値は、 $\sim \Gamma_{\rm rel}\Gamma_{\rm slow}0.5$  である(Murase et al 2022)。よってスペクトルの傾向は揺らぎが大きいほど Murase et al 2022 よりも広がる。高エネルギー側のニュートリノは大気の背景ニュートリノ成分が減少するため、GRB221009A に対して、ジェットの中の中性子量に対してこれまでよりも強い制限をつける可能性がある。さらにジェットを生成する機構に新たに制限をつける可能性がある。

## 5 Reference

Beloborodov, A. M. 2000, ApJ, 539, L25
Kobayashi S., Sari R., 2001, ApJ, 551, 934
Mizuta, A. and Ioka, K. 2013, ApJ, 777, 162.
Piran, T., Shemi, A., and Narayan, R. 1993, MN-RAS, 263, 861
Beloborodov A. M., 2017, ApJ, 838, 125
Bahcall and Mészáros 2000PhRvL
Murase K., Mukhopadhyay M., Kheirandish A., Kimura S. S., Fang K., 2022, ApJ, 941, L10
The IceCube Collaboration 2023

---indexへ戻る

コンa02

# 連星中性子星合体におけるジェットの伝播とシミュ レーションの空間精度依存性

木戸 大三郎

## コンパクト天体合体におけるジェットの伝播と シミュレーションの空間精度依存性

木戸 大三郎 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

天体ジェットは AGN, 超新星爆発などの際に幅広く見られる高エネルギー天体現象である。GW170817 の観測によって連星中性子星合体 (BNS merger) の際に発される ejecta 中をジェットが伝播することが示唆されている。この場合、コラプサーにおけるジェットと異なり、ejecta が相対論的速度 ( $\sim 0.4c$ ) で広がり、ejecta の密度勾配も通常のコラプサーの場合に比べて急峻なプロファイル ( $\rho \propto r^{-3.5}$ ) を持っているため、ジェットの伝播、ブレイクアウトの条件は大きく異なる。この解析のために数値シミュレーションが用いられるが、2次元軸対称シミュレーションではなく3次元シミュレーションを用いなければ jet plug という現象が起こり、物理的な結果が得られないと認識されている。この現象はジェットの先端付近に物質がたまり、ジェット進行方向の shocked jet における密度が高くなってしまうことから、ジェットの形状のみならずジェットの伝播速度が遅くなり、ブレイクアウトまでの時間が変わってしまう。本集録ではこのプラグが数値不安定性の一つであるカーバンクル不安定性に該当するか行列安定性解析を用いて検討し、数値計算の結果と比較して衝撃波捕獲スキームの点からジェットプラグを考察した。また、講演では物理的な不安定性であった場合の候補やプラグが実在した場合の物理的な示唆についても議論する。

## 1 Introduction

GRB170817A および GW170817 が近年観測され、 ショートガンマ線バースト (sGRB) の候補天体とし て中性子星およびブラックホールの合体が有力視さ れている。合体は数値相対論などを駆使して計算さ れ、どのような質量放出が起きるか、磁場の分布が どうなるかといったことが計算されている。そこで 本研究ではマージャーの数値相対論シミュレーショ ンで得られたエジェクタの非軸対称プロファイルに 対してジェットを打ち込み伝播およびブレイクアウト の条件は何かといったことを調べることが目標であ る。ジェットの相対論的流体力学シミュレーションは コラプサーの場合でも行われているが、コラプサー の場合親星の密度分布が  $\rho \propto r^{-2}$  程度であるのに対 してマージャーの場合は  $\rho \propto r^{-4}$  程度であると見積 もられている。加えて、sGRBの方が時間スケールが 短く、エジェクタが相対論的速度  $(\Gamma \sim 2)$  で膨張し、 ジェットの開き角も大きい  $(\theta_0 \sim 15^\circ)$  と考えられて いる。このことからジェットのエネルギーが分散しや すく、ブレイクアウトまでの時間スケールが空間ス ケールに比べて長く、さらに急峻な密度プロファイ ルのために不安定性が加速して成長しやすいことが 考えられる。ここで問題となってくるのがジェットプラグと呼ばれる問題である。図1に示す通りにジェットの進行方向に高密度の領域が生まれ、ジェットが減速する、という現象である。

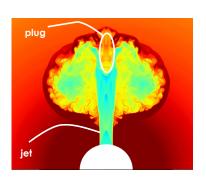


図 1: プラグの図。ジェットがプラグの領域を避けて 進んでいる。

この現象は従来のシミュレーションの多くで2次元軸対称シミュレーション特有の数値的効果であるとしてあまり注目されず、ほとんどのシミュレーションが3次元デカルト座標を用いて行われてきた。(Gottlieb&Nakar2022)ところが、3次元デカルト座標を用いても解像度を十分上げることによってこのような構造が現れることがわかった。本稿ではこれ

が数値的、すなわち実際には起こらない数値スキー ムに由来する不安定性である可能性を考え、その有 力な候補であるカーバンクル不安定性を考察する。 カーバンクル不安定性は接触不連続面を正確に捉え るスキームおいて解像度を上げることによって衝撃 波面がなめらかにならず、実際と異なる衝撃波をシ ミュレートしてしまうものであある。主に航空力学 で研究されており、実験によって存在しないことが 示されている。本集録では講演で詳しく説明しきれ なかったカーバンクル不安定性に対する行列安定性 解析の手法および結果を解説する。

## Methods/Instruments 2 and Observations

まず簡単のため2次元非相対論的流体力学をデカ ルト座標で考えることにする。以下の解析は (Dumbser+2004) の手法を拡張したものである。オイラー 方程式は保存系で書くと

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = 0$$

$$V = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E \end{pmatrix}, F = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho uv \\ \rho uv \\ u(\rho E + p) \end{pmatrix}, G = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ v(\rho E + p) \end{pmatrix}$$
と表せる。S は計算グリッド数×4の行列になっていることがわかる。計算領域を $M \times N$ の領域にとり、 $S_{mn}$ で ( $4i - 3, 4j - 3$  から ( $4m, 4n$ ) までの  $4 \times 4$  行列を表すことにすると具体的な $S_{mn}$  の表式は

であり、 $\Gamma = 1.4$  を採用することにする。

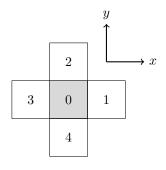


図 2: セルの位置関係を示す図

あるセル0を考え隣接するセル1,2,3,4を図2の ように定義する。この時セル0に対して差分化され

たオイラー方程式はセルの面積 A, 辺の長さ l として

$$A\frac{\partial U_0}{\partial t} + l\Psi_{01} + l\Psi_{02} - l\Psi_{30} - l\Psi_{40} = 0$$
 (1)

となる。ここで  $\Psi_{ij}$  はセルi からj に対する数値流 速であり、用いるリーマンソルバーによって異なる。 ここで  $U_i$  に対して摂動をとって  $U_i = \bar{U}_i + \delta U_i$  とで

$$\frac{\partial \delta U_0^i}{\partial t} = -\frac{l}{A} \left( \frac{\partial \Psi_{01}^i}{\partial U_0^j} + \frac{\partial \Psi_{02}^i}{\partial U_0^j} - \frac{\partial \Psi_{30}^i}{\partial U_0^j} - \frac{\partial \Psi_{40}^i}{\partial U_0^j} \right) \delta U_0^j$$
$$-\frac{l}{A} \left( \frac{\partial \Psi_{01}^i}{\partial U_1^j} \delta U_1^j + \frac{\partial \Psi_{02}^i}{\partial U_2^j} \delta U_2^j - \frac{\partial \Psi_{30}^i}{\partial U_3^j} \delta U_3^j - \frac{\partial \Psi_{40}^i}{\partial U_4^j} \delta U_4^j \right)$$
(2)

とかける。ただしi,jは $U,\Psi$ の4成分に対応してい る。今までセル4のみを考えていたが、実際には計 算領域上の全てのセルについて考えると行列として

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \delta U_0 \\ \delta U_1 \\ \dots \\ \delta U_N \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} \delta U_0 \\ \delta U_1 \\ \dots \\ \delta U_N \end{pmatrix}$$

と書ける。ただし、
$$p=(\Gamma-1)$$
  $\left(\rho E-\frac{1}{2}\rho \left(u^2+v^2\right)\right)$   $S_{mm}=\frac{l}{A}\left(\frac{\partial \Psi^i_{mk_1}}{\partial U^j_m}+\frac{\partial \Psi^i_{mk_2}}{\partial U^j_m}-\frac{\partial \Psi^i_{k_3m}}{\partial U^j_m}-\frac{\partial \Psi^i_{k_4m}}{\partial U^j_m}\right)$ 

$$S_{mn} = egin{cases} 0 & (m,n\,$$
が隣り合わない) \ -rac{l}{A}rac{\partial \Psi\_{mn}^i}{\partial U\_n^j}\delta U\_n^j & (m,n\, が隣)

と表せることになる。摂動が安定である条件は $e^{St}$ が 発散しないこと、すなわちSの固有値 $\lambda$ について実 部が全て負

$$\max \{ \operatorname{Re}(\lambda) \} < 0$$

が条件である。

これが非相対論的、デカルト座標での計算であるが オイラー方程式を相対論的な場合に書き直すと

$$U = \begin{pmatrix} \rho \gamma \\ \rho h \gamma^2 u \\ \rho h \gamma^2 v \\ \rho h \gamma^2 - p \end{pmatrix}, F = \begin{pmatrix} \rho \gamma u \\ \rho h \gamma^2 u v \\ \rho h \gamma^2 u \\ \rho h \gamma^2 u \end{pmatrix}, F = \begin{pmatrix} \rho \gamma u \\ \rho h \gamma^2 u^2 + p \\ \rho h \gamma^2 u v \\ \rho h \gamma^2 u \end{pmatrix}, G = \begin{pmatrix} \rho \gamma u \\ \rho h \gamma^2 u v \\ \rho h \gamma^2 u v \\ \rho h \gamma^2 u v \\ \rho h \gamma^2 v \end{pmatrix}$$
 カスピースとしては roe, hll, hllc, lax-friedrichs をリーマンソルバに用いた。また、以上の解析で時間についての離散化についての条件は仮定しないが、計算上は  $3$  次ルンゲクッタ法を用いている。 
$$G = \begin{pmatrix} \rho \gamma v \\ \rho h \gamma^2 u v \\ \rho h \gamma^2 v^2 + p \\ \rho h \gamma^2 v \end{pmatrix}$$
 **3 Results**

と書くことができる。なお、 $h = (e+p)/\rho$  はエンタ ルピーを表し、 $\gamma$ はローレンツファクターである。ま た、他の座標系、例えば軸対称円筒座標では非相対 論的オイラー方程式は

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{\partial G}{\partial z} = 0$$

$$U = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u_r \\ \rho u_z \\ \rho E \end{pmatrix}, F = \begin{pmatrix} \rho u_r \\ \rho u_r^2 + p \\ \rho u_r u_z \\ u_r(\rho E + p) \end{pmatrix},$$

$$G = \begin{pmatrix} \rho u_z \\ \rho u_r u_z \\ \rho u_z^2 + p \\ u_z(\rho E + p) \end{pmatrix}$$

のようになるため同様の定式化によってカーバンク ル不安定性の行列安定性解析が可能になる。

本稿で考慮するテストケースとして非相対論的な 場合には定常な衝撃波管問題を考える。セルの数は 11 × 11 とし、衝撃波上流では

$$U_{\rm up} = \left(1, 1, 0, \frac{1}{2} + \frac{1}{\Gamma(\Gamma - 1)M^2}\right)$$

下流では

$$\begin{split} U_{\text{down}} &= \left(f(M), 1, 0, \frac{f(M)}{2} + \frac{g(M)}{\Gamma(\Gamma - 1)M^2}\right) \\ f(M) &= \frac{(\Gamma + 1)M^2}{2 + (\Gamma - 1)M^2} \\ g(M) &= \frac{2\Gamma M^2 - (\Gamma - 1)}{\Gamma + 1} \end{split}$$

と衝撃波面が静止したマッハ数 M の定常衝撃波を 扱うことにする。相対論的な場合には衝撃波が静止

した系には興味があまりないので静止した媒質内を ローレンツファクター Γ の衝撃波が伝播するという 系を考えることにする。

計算は PLUTO(Mignone et al.2007). を用いて行

まず非相対論的なデカルト座標における結果を示 す。簡単な例として M=5 の roe スキームの場合に 計算した 11×11×4 行列の固有値を複素数平面にプ ロットした結果を図3に示す.

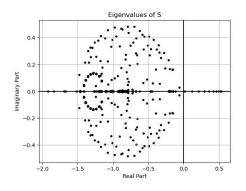


図 3: 衝撃波管の M=5 における固有値の分布。固 有値の実部正のものがあるためカーバンクル不安定 性に対して不安定であるといえる。

この場合固有値の実部の最大値が 0.53 となってお り、擾乱は指数関数的に成長していくことがわかる。 これを数値計算によって擾乱を加え、擾乱が時間とと もに成長していくスケールから逆に求めることので きる $\lambda_{\text{num}}$ と比較したものを書くスキームごとに表示 したプロットを図4に示す。この図からは roe スキー ムなどの比較的正確なスキームについては M=2程 度の小さな領域からカーバンクル不安定性に対して 不安定であるのに対し、hllのような拡散的なスキー ムについては全てのMで安定になることがわかる。 同様にして相対論的な場合についても同様に見積も ることができ、hll および lax-friedrichs についての 同様のプロットを図5に示す。

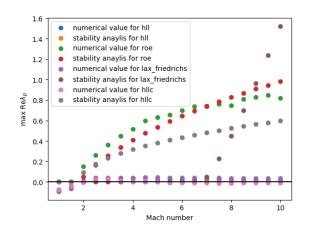


図 4: 衝撃波管について各 M でさまざまなリーマン ソルバについて行列安定性解析、数値実験から擾乱 の成長スピードを見積もった。0より大きいものにつ いてはカーバンクル不安定に対して不安定である。

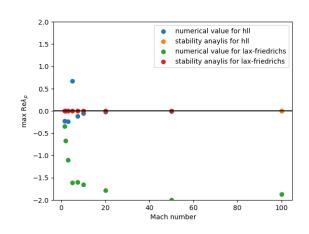


図 5: 相対論的衝撃波管について各  $\gamma$  でさまざまな リーマンソルバについて行列安定性解析、数値実験 から擾乱の成長スピードを見積もった。0 より大きい ものについてはカーバンクル不安定に対して不安定 である。

これを見ると hll については確かに相対論的、非相対論的ともに安定であったが lax-friedrichs は非相対論的の場合高マッハ数の流れについては行列安定性解析、数値実験ともに不安定であったが相対論的の場合は高 $\gamma$ の流れについても安定であることがわかった。

## 4 Discussion and Conclusion

PLUTO に実装されている相対論的流体力学のリーマンソルバーとして hll, hllc, lax-friedrichs については非相対論的な場合と異なり高ローレンツファクターの流れについても安定であった。これは衝撃波が超相対論的な場合は衝撃波上流、下流それぞれが因果の外にあり、情報がそれぞれで分断されてしまうことから高ローレンツ数の強い衝撃波の流れに対してはカーバンクル不安定性に対し安定であると考えることができる。紙面の都合上省略するが、セルのxyアスペクト比や衝撃波の向きを変えることによって $\max(\text{Re}\lambda)$ の値が変わるため、roe ソルバーなどを非相対論的な場合に用いる際は特に衝撃波の向きを傾けるのがカーバンクル不安定性の抑制に対しては有効であることがわかった。

以上の議論から現在我々が取り組んでいるジェットの問題に対して、もし相対論的な強い衝撃波であればカーバンクル不安定性に堅牢なスキームであるhll, hllc, lax-friedrichs スキームを用いて良いと結論づけることができる。展望としては相対論的な衝撃波では強い衝撃波でない場合のジャンプ条件を定式化することが難しいが、その場合についても例えばジェットのシミュレーションの条件を適用してうまく中間的な強さの衝撃波を再現することができればジェットのエネルギーが弱く、 $\gamma \sim 2$ 程度の mildly relativistic な場合のカーバンクル不安定性解析を行うことができる。

さらにカーバンクル不安定以外の数値不安定や物理的な不安定性について解析を行うことでジェットプラグの正体について理解が深まることが期待されるので、それらについては今後の課題としたい。

## Reference

Gottlieb, O., & Nakar, E, 2022, MNRAS, 517, 1640

Dumbser, M., Moschetta, J. M., & Gressier, 2004, J, J. Comput. Phys. 197 647-670.

Mignone, A., Bodo, G., Massaglia, S., Matsakos, T., Tesileanu, O., Zanni, C., & Ferrari, A.,2007,ApJS, 170, 228

----indexへ戻る

コン a03

べき型磁場におけるガンマ線バーストのシンクロトロ ン放射

岡山 璃紗

## べき型磁場におけるガンマ線バーストのシンクロトロン放射

岡山 璃紗 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

#### Abstract

ガンマ線バーストは、ビッグバン以降、宇宙最大の爆発現象である。その放射機構は明らかになっていないが、標準的なモデルにおいて、放射スペクトルの大部分はシンクロトロン放射等の非熱的放射で記述される。そのスペクトル形状は2つのべき関数をつないだBand関数で再現され(Band et al. 1993)、これを説明するために、ガンマ線バーストの磁場が衝撃波面からの距離とともに小さくなるモデルが考えられている(Zhao et al. 2014)。一方、観測からは、勝倉(2020)において、減光過程のスペクトル変動にエネルギー依存があり、単一領域からのシンクロトロン放射では説明がつかないことが示唆されている。本研究では、磁場の空間変化を想定したシンクロトロン放射シミュレーションを行い、Band関数や観測された減光時のスペクトル変動を再現できるか検証した。シミュレーションでは、空間に対してべき型に分布する磁場中で、ベき型のエネルギー分布を持つ電子群によるスペクトルを計算した。また、放射冷却によって時間が経つと電子の最高エネルギーが小さくなるという条件を加え、減光過程におけるスペクトル変動を調べた。その結果、磁場の空間変化によって、観測されたようなBand関数型のスペクトル形状や、減光時定数のエネルギー依存性を定性的に示すことができた。

## 1 Introduction

## 1.1 ガンマ線バースト

ガンマ線バースト (GRB) はビッグバン以降、宇 宙で最も激しい爆発現象で、 $10^{51-54}$ erg 程度のエネ ルギーを放出する。その放射機構については、いく つかのモデルが提唱されているもののほとんど明ら かになっていない。標準的なモデルとしては、「相対 論的火の玉モデル」が挙げられる。寿命を迎えた大質 量星の中心核が重力崩壊を起こし、ブラックホール が形成され、ジェットを放出する。このジェットは相 対論的速度まで加速され、火の玉として星間空間へ と飛び出す。放出された薄いシェル同士が衝突するこ とで内部衝撃波が形成され、加速された電子からの シンクロトロン放射が発生し、高エネルギー光子が 生成される。これが即時放射である。その後、ジェッ トは相対論的速度を保ちながらさらに外側へ広がる。 星間ガスを掃き集めるうちに減速され、ガス中を伝 播する外部衝撃波を形成する。ここでも加速電子が 生成され、シンクロトロン放射が起こり、残光とし て観測される。

## 1.2 GRB のスペクトルと Band 関数

ガンマ線バーストの放射スペクトルはべき型の分布を示し、経験的には以下の Band 関数で再現される.

$$N_{E}(E) = \begin{cases} A \left(\frac{E}{100 \text{keV}}\right)^{\alpha} \exp\left(-\frac{E}{E_{0}}\right) \\ ((\alpha - \beta)E_{0} \ge E) \\ A \left[\frac{(\alpha - \beta)E_{0}}{100 \text{keV}}\right]^{\alpha - \beta} \exp(\beta - \alpha) \left(\frac{E}{100 \text{keV}}\right)^{\beta} \\ ((\alpha - \beta)E_{0} \le E) \end{cases}$$

ここで、 $\alpha$  は低エネルギー側のべき指数、 $\beta$  は高エネルギー側のべき指数、 $E_0$  はスペクトルが折れ曲がるエネルギー、A は規格化定数である。(Band et al. 1993) 近年では Band 関数は磁場が下流で小さくなるとして説明できるのではないかと言われている。(Zhao et al. 2014)

#### 1.3 GRB のスペクトル変動

シンクロトロン放射等の物理過程により、電子は 冷却され、スペクトルは減光する。勝倉(2020)で は、Swift 衛星に搭載されたガンマ線検出装置 BAT、 XRT によって観測されたガンマ線バーストの即時放 射について、減光時定数のエネルギー依存性を求め た。その結果、時定数のエネルギー依存性に折れ曲が りがあることから、単一の一様なシンクロトロン放 射では説明が困難であることを示した。(勝倉 2020)

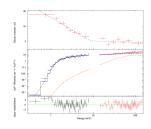


図 1: GRB 140108A の減光時定数(上)、スペクトルの解析結果(中)、残差(下)

## 1.4 本研究の目的

前節で述べた先行研究をふまえ、本研究では、磁場の空間構造を考慮したシンクロトロン放射シミュレーションを行い、Band 関数のべきの切り替わりを再現することができるか検証する。また、シンクロトロン放射による電子の冷却の効果を考慮に加えることで、勝倉(2020)で見られた低エネルギー側でのスペクトルの変動を再現することができるか検証する。

# 2 シンクロトロン放射シミュレーション

実際に行ったシミュレーションの手順と結果について述べる。衝撃波加速により発生したべき型のエネルギー分布を持つ電子群が、ジェットの下流に向かって小さくなる磁場の中でシンクロトロン放射を行うことを想定する。加えて、シンクロトロン放射により電子が冷却されることも考慮する。本シミュレーションでは、単一電子によるシンクロトロン放射スペクトルを足し合わせることでこれらの条件を再現するとし、Python3を用いて計算を行った。

## 2.1 単一電子のシンクロトロン放射

運動エネルギーが  $\gamma mc^2$  である単一電子が磁場 B中で単位時間・単位周波数当たりに行う放射  $P(\nu)$  は、

$$P(\nu) = \frac{\sqrt{3}q^3 B \sin \alpha}{mc^2} F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \tag{2}$$

$$F(x) = x \int_{x}^{\infty} K_{\frac{5}{3}}(\xi) d\xi \tag{3}$$

$$\nu_{\rm c} = \frac{s\gamma^2 q B \sin \alpha}{4\pi m c^2} \tag{4}$$

ここで、 $\alpha$  はピッチ角、 $K_{\frac{5}{3}}(\xi)$  は第二種変形ベッセル 関数を表し、本シミュレーションでは  $\alpha=\frac{\pi}{4}$  とした。 計算処理上、x 範囲の両端では近似式を用いて以下 のように F(x) を定めてシミュレーションを行った。

$$F(x) = \begin{cases} \frac{4\pi}{\sqrt{3}\Gamma(\frac{1}{3})} \left(\frac{x}{2}\right)^{\frac{x}{2}} & (x < 10^{-3}) \\ x \int_{x}^{\infty} K_{\frac{5}{3}}(\xi) d\xi & (10^{-3} \le x \le 10^{2}) \\ \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{x} e^{-x} & (10^{2} < x) \end{cases}$$
 (5)

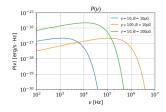


図 2: 単一電子のシンクロトロン放射スペクトル

## 2.2 べき型電子によるシンクロトロン放射

衝撃波加速によって電子が加速されることで、べき型のエネルギー分布を持つ電子群が発生する。このときの電子分布を

$$N(\gamma) = \gamma^{-p} \tag{6}$$

とすると、べき型電子分布による放射  $P_{\mathrm{tot}}(
u)$  は、

$$P_{\text{tot}}(\nu) = \int_{\gamma_{\text{min}}}^{\gamma_{\text{max}}} P(\nu) N(\gamma) d\gamma$$
 (7)

と表せる。ここで、

$$s_1 = \frac{p-1}{2} \tag{8}$$

とすると、スペクトル指数は $-s_1$ となる。

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

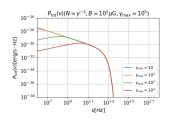


図 3: べき型電子によるシンクロトロン放射スペクトル

## 2.3 べき型磁場中でのシンクロトロン放射

衝撃波で生成された磁場は空間に対してべき型で分布し、ジェットの下流に向かって小さくなるとする。このとき、電子は空間に対して一様に分布し、エネルギーは一定であるとして、空間分布を電子数に置き換えて式で表し、

$$N(B) = B^{-q} \tag{9}$$

とする。べき型磁場分布中での放射  $P_{\mathrm{tot}}$  は、

$$P_{\text{tot}}(\nu) = \int_{B_{\text{min}}}^{B_{\text{max}}} P(\nu) N(B) dB \qquad (10)$$

と表せる。ここで、

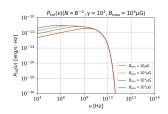


図 4: べき型磁場中でのシンクロトロン放射スペクトル

$$s_2 = q - 2 \tag{11}$$

とすると、スペクトル指数は $-s_2$ となる。

## 2.4 べき型磁場中のべき型電子によるシン クロトロン放射

2.2 と 2.3 で行った考察を合わせ、磁場がジェットの下流に向かってべき型で小さくなり、電子のエネルギー分布はべき型である場合を考える。電子分布を

$$N(\gamma) = \gamma^{-p} B^{-q} \tag{12}$$

とすると、このときの放射  $P_{\text{tot}}(\nu)$  は、

$$P_{\text{tot}}(\nu) = \int_{\gamma_{\text{min}}}^{\gamma_{\text{max}}} \int_{B_{\text{min}}}^{B_{\text{max}}} P(\nu) N(\gamma, B) d\gamma dB \quad (13)$$

と表せる。

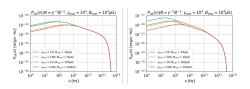


図 5: 電子分布  $N(\gamma,B)=\gamma^{-2}B^{-3}$  (左)、 $N(\gamma,B)=\gamma^{-2}B^{-2}$  (右) におけるシンクロトロン放射スペクトル

電子のエネルギー分布と磁場の空間分布の両方を 考慮した場合でも、図 3 や図 4 と同様にべきの折れ 曲がりのあるスペクトルを作ることができた。また、  $s_1 < s_2$  の場合、高周波側に  $\nu^{-s_2}$  のべきが表れ、結 果として Band 関数とよく似たスペクトル形状が再 現できた。

#### 2.5 時間発展

シンクロトロン放射により、時間の経過とともに 電子は冷却される。この効果を考えるため、電子分布

$$N(\gamma) = \gamma^{-p} B^{-q} \tag{14}$$

において、 $\gamma_{\text{max}}$  が時間経過により小さくなるとして、

$$\gamma_{\text{max}}(t) = 10^5 t^{-0.5} \tag{15}$$

とする。このときの放射  $P_{\text{tot}}(\nu)$  は、

(11) 
$$P_{\text{tot}}(\nu) = \int_{t_{\text{min}}}^{t_{\text{max}}} \int_{\gamma_{\text{min}}}^{\gamma_{\text{max}}(t)} \int_{B_{\text{min}}}^{B_{\text{max}}} P(\nu) N(\gamma, B) dt d\gamma dB$$
(16)

と表せる。 $s_1 \ge s_2$ 、 $s_1 < s_2$  のどちらにおいても、時間経過によりスペクトルは低周波側へ移動した。ただし、 $s_1 < s_2$  の場合のみスペクトルの折れ曲がり位置の違いがみられた。

 $s_1 < s_2$  の場合、t = 1000 - 2000s のスペクトル ネル は t = 1 - 1000s のスペクトルよりも低周波側で折れ曲がった。もともと  $s_2$  が見えていた高周波数帯域では、スペクトルの傾きに変化はない。その一方で、(12) 時間の経過にしたがって、スペクトルの折れ曲がり 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

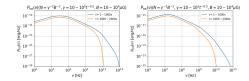


図 6: 電子分布  $N(\gamma, B) = \gamma^{-2}B^{-2}$  (左)、 $N(\gamma, B) = \gamma^{-2}B^{-3}$  (右) におけるシンクロトロン放射スペクトル (積分する範囲を 1-1000s (青)、1000-2000s (橙) と変化させ、放射スペクトルの時間発展を表した)

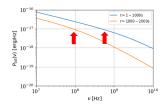


図 7: 図 6 (右) の拡大図 (赤矢印は折れ曲がり位置を示し、1-1000s (青) に比べ 1000-2000s (橙) がより低周波側で折れ曲がっている)

が通過する帯域においては、スペクトル指数が  $s_1$  から  $s_2$  に変化することになる。この結果、その帯域で見ると、より高い周波数で大きく減光することになるので、減光時定数に周波数依存性が見られることになる。

実際に、 $N(\gamma, B) = \gamma^{-2}B^{-3}$  について lightcurve を作成し(図 8)、周波数帯域ごとに時定数を算出した(図 9)。

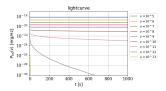


図 8: 電子分布  $N(\gamma, B) = \gamma^{-2}B^{-3}$  におけるシンクロトロン放射の lightcurve

低周波数側では図6から予想されたスペクトル変動が表れた。また、高周波数側では放射冷却によるスペクトルの移動から予想されるスペクトル変動も表れた。その中間では、スペクトル変動がない部分も表れた。

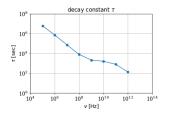


図 9: 図 8 から周波数帯域ごとに算出した時定数

## 3 議論・まとめ

## 3.1 Band 関数の再現

2.4 より、磁場がジェットの下流で弱くなるという 条件の下でスペクトルの折れ曲がりを作ることがで きた。よって、適切なpやqを設定することで Band 関数のべきの切り替わりを再現できると考えられる。 ただし、 $s_1 < s_2$  では 2 つの折れ曲がりがみられたた め、どちらが Band 関数のべきの切り替わりを作っ ているかは他の要因も考慮する必要がある。

## 3.2 減光過程でのスペクトル変動の再現

2.5 より、放射冷却の効果を加えると、 $s_1 < s_2$  の場合は低周波数側でのみスペクトル変動がみられた。すなわち、実際に観測された減光過程におけるスペクトル変動の特徴は、磁場が空間に対してべき型の強度分布を持つ衝撃波下流で、相対論的電子のシンクロトロン冷却による、放射スペクトルの時間発展として再現できる可能性を示せた。ただし、勝倉(2020)で見られた時定数の折れ曲がりを再現するには、 $s_1 < s_2$ である必要があると考えられる。

本研究における評価は定性的なものであるため、実際に観測されたスペクトルの時間変化をもとに、定量的に評価する必要がある。

## Reference

Band, D., et al., 1993, ApJ, 413, 281

Zhao, Li<br/>, Liu, Zhang, Bai, & Meszaros, 2014, ApJ,  $780{:}12$ 

勝倉大輔, 2020, 埼玉大学博士論文

Rybicki, G.B., & Lightman, A.P., 1979, Radiative Processes in Astrophysics (New York: Wiley)

---indexへ戻る

コン a04

## 衝撃波の形状と偏光

本庄 亮雅

## 非球対称 Shock Breakout の偏光

本庄 亮雅 (東京大学大学院 理学系研究科物理学専攻)

#### **Abstract**

2023年に発生した超新星 2023ixf は比較的地球に近く、様々な物理量が観測された。特に、爆発初期に直線偏光が回転したことが報告されている (Singh et al. 2023)。そもそも偏光は天体の幾何学的な対称性の情報を含んだ物理量であるから、この観測結果は一見球対称と思われる超新星爆発が、爆発初期には対称性を著しく変化させたことを示唆している。爆発初期に見える光は Shock Breakout で拡散した光であるため、本研究では一般的な非球対称衝撃波モデルに対して理論的に偏光の計算を行った。非球対称衝撃波伝搬モデルは 3 種類に大別されるが、本研究ではそのうちの 1 つが偏光の回転を説明できることを示した。

## 1 Introduction

偏光は天体の幾何学的な形状や対称性の情報を含んだ物理量であるため、偏光度を調べることで天体の対称性に制限をかけることができる。低解像度な観測しかできないような遠方の天体の幾何学的な情報を得ることができるため、強力な観測手段の1つである。実際に超新星2023ixfでは偏光の測定が行われており、爆発初期の直線偏光がおよそ $\pi/2$ だけ回転していることが報告されている(Singh et al. 2023)。これは、一見球対称と思われる超新星爆発という現象が、幾何学的な対称性を著しく変化させたことを示唆している(図1を参照)。爆発初期の光は衝撃波Breakoutと呼ばれる現象で発生するため、偏光の回転を説明するモデルを構築することで、超新星爆発の衝撃波伝搬に関する理論を検証できると期待される。

球対称衝撃波伝搬モデルに対する輝度の振る舞いはよく調べられている (Nakar & Sari 2010)。球対称の場合、爆発してからの振る舞いは3段階に分けられる。輝度の主な寄与は(i)球対称 Breakout による放射,(ii) 断熱冷却による Cooling emission,(iii) 球対称膨張での冷却による Cooling emission である。本研究では、この球対称衝撃波 Breakout モデルを拡張した非球対称 Breakout モデル (Irwin et al. 2021)を用いて偏光度の理論的な計算を行った。

本書の構成は次のとおりである。Section 2で Nakar & Sari (2010) をレビューし、次の Section 3で Irwin et al. (2021) をレビューする。Section 4 で本研究で 得られた結果を議論し、最後に Section 5 で今後の展望を述べる。

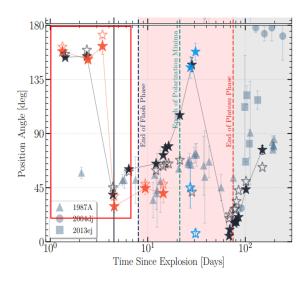


図 1: 超新星 2023ixf の偏光の傾きを各時刻で測定し、プロットしたグラフ (Singh et al. (2023) から抜粋。横軸が時間 (Day) で縦軸が基準軸からの傾き)。例えば、赤枠で囲った部分を見ると、初めは 150 度程度の傾きだったが、時間とともに回転し 45 度程度まで変化している。赤枠の部分の後にも何度か回転していることが確認できる。

## 2 Nakar & Sari 2010のレビュー

衝撃波の Breakout を端的に説明すると、衝撃波が貯めこんだ光エネルギーが一気に拡散する現象である、といえる。爆発で生じた衝撃波は周囲の物質を加熱するが、物質が衝撃波から受け取る熱エネルギーは物質のイオン化エネルギーよりも大きいため、衝撃波内部の物質は電離し、電子が過剰になっている。特に、vという速さで動いている非相対論的衝

撃波の光学的厚みは  $\tau=c/v>>1$  (c は光速度) なので、衝撃波内部は光学的に厚い Thomson 散乱 (電子散乱) 雲となっている。光学的厚み  $\tau$  の領域からフォトンが脱出するまでには  $\tau^2$  回程度の散乱を経験するため、フォトンは簡単には脱出できない。衝撃波が星の表面の低密度領域に到達して周囲の光学的厚みが  $\tau=c/v$  よりも小さくなると、散乱回数が急激に減少し、一気にフォトンが脱出し始める。これが Breakout の定性的な仕組みである。

次に、Breakout 後の輝度の振る舞いを時間の関数として考える。放射機構は次の3段階に分けられる: (i)Breakout emission、(ii) エジェクタの断熱冷却による Cooling emission、(iii) エジェクタの膨張による Cooling emission.

(i) 衝撃波内部のフォトン密度が一様であると仮定すると、Breakout 中の輝度は一定であると期待できる。つまり輝度 L について L = Const. 特に、Breakout 時の衝撃波の速度  $v_{bo}$  と、Breakout した時の衝撃波の位置と星の表面の距離を  $y_{bo}$  とするとBreakout emission の持続時間は  $t_{bo} = y_{bo}/v_{bo}$  となる。

(ii)Breakout 後は衝撃波とともに星の外側に広が っていったエジェクタによる Cooling emission が見 える。 $t_{bo} < t$ ではエジェクタの広がり半径はr = $R_* + vt(R_*$  は星の半径、v はエジェクタの速度) と なるが、 $t < t_s := R_*/v$  では第一項が大きな寄与を 持っているため第二項を無視して $r=R_*$ と近似で きる。つまり、式の上ではエジェクタが星の表面で 静止していて、断熱的に冷えていくという描像にな る。エジェクタはフォトンによる輻射圧が優勢であ るから、比熱比は  $\gamma = 4/3$  である。一方、微分する と dr = v dt なので微小時間 dt における体積変化は  $\mathrm{d}V = 4\pi R_*^2 v \,\mathrm{d}t$  で、 $V \propto t$ . 断熱冷却によるエネル ギー放出量を考える。高エネルギーで高温なので理 想気体近似が成立し、エネルギーについて  $E \propto T$  が 期待される。ここで、断熱変化に対するポアソンの 法則から  $T \propto V^{-(\gamma-1)} \propto t^{-1/3}$ . 輝度はエネルギー を時間で微分した物理量なので、 $L \propto t^{-4/3}$ .

(iii) 最後に、 $r = R_* + vt$  の第二項が優勢となる  $t > t_s$  では  $\partial \log L/\partial \log t = \frac{1.29n+5}{3(1.19n+1)} := f(n)(n)$  は ポリトロープ指数。詳しくは Sakurai 1960 参照)。

結局、輝度の振る舞いは次のようになる。

$$L(t) = \begin{cases} L_0 & (t < t_{bo}) \\ L_0 \left(\frac{t}{t_{bo}}\right)^{-\frac{4}{3}} & (t_{bo} < t < t_s) \\ L_0 \left(\frac{t_s}{t_{bo}}\right)^{-\frac{4}{3}} \left(\frac{t}{t_s}\right)^{f(n)} & (t_s < t) \end{cases}$$
(1)

Nakar & Sari (2010) ではスペクトルの解析なども 行っているが、本研究では断面積が振動数に依存し ない Thomson 散乱による偏光を考えるため、ここで は Bolometric な議論にとどめておく。

## 3 Irwin et al. 2021のレビュー

Irwin et al. 2021 では、Section 2 の結果を非球対称な衝撃波に一般化している。非球対称度は論文中のパラメータk に依存するが、本書ではその典型的な値が1であることを踏まえ、k=1 として議論する。まず、衝撃波伝搬過程を4種類に分類し、そのうちの3つについて定量的に輝度の振る舞いを考察している。便宜上、斜めでない衝撃波をここでは平行衝撃波と呼ぶことにする。扱われている過程は(i)平行で、同時に Breakout する衝撃波、(iii) 平行で、非同時に Breakout する衝撃波、(iii) Breakout 直前に斜めになる衝撃波、の3つである。

(i) では衝撃波がほとんど球対称に近く、極付近で広範囲が同時に Breakout する (図 2 参照)。 Nakar & Sari (2010) の時と同様に、同時 Breakout の輝度は拡散時間  $t_{bo} = y_{bo}/v_{bo}$  の間で一定となる。その後 (ii) では衝撃波の一部のみが星の表面に到達し、非同時に Breakout する (図 3 参照)。次に (iii) では星の表面に対して斜め衝撃波になり、エジェクタが斜め方向に吹き飛ばされる。特に、これから Breakout していく領域に覆いかぶさるようにエジェクタが飛ばされるため、Breakout emission は見えず、代わりにエジェクタの Cooling emission が見えるようになる。

以上で述べた (i) から (iii) はすべて起こるとは限らず、現実的には (a) (i) のみ起こる球対称衝撃波 (Nakar & Sari (2010) で扱った現象)、(b) (i) と (ii) が起こる非球対称平行衝撃波、(c) (i) から (iii) まですべて起こる非球対称斜め衝撃波の 3 つが考えられる。

- (a) については Section 2 で扱った。
- (b) については、Breakout で光っている領域の面積がtに比例することから(詳しくは元論文参照)、図

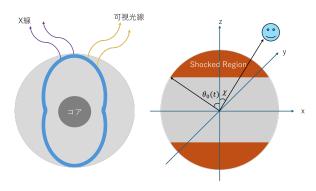


図 2: (i) の過程を表した図。左: 星の内部における衝撃波伝搬の模式図。青が衝撃波の波面で中心の濃いグレーが星のコア、周囲の薄いグレーがガスなどの質量エンベロープ。極での衝撃波の振る舞いに着目すると、広範囲にわたって星の表面と平行であり、ほぼ同時に Breakout する。右: 光って見える領域を現した模式図。Breakout によって星の表面が光って見えるため、衝撃波が表面に到達したオレンジの領域が光って見える。

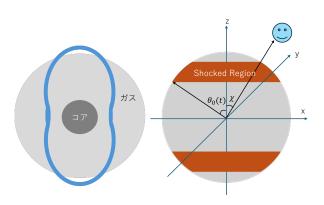


図 3: (ii) の過程を表した模式図。左: 星の内部における衝撃波伝搬の図。衝撃波の波面と星の表面の交点付近が Breakout している。(i) から少し遅れてBreakout しているので「非同時」と表現した。右: 光って見える領域を表した模式図。オレンジの領域が Breakout した範囲である。(i) で光っていた領域は Cooling によって光を放出し続けているが、Cooling の典型的な時間スケールが衝撃波ダイナミクスの時間スケールよりも十分短いことや、フラックスが  $T^4$  に比例することを踏まえると、Cooling emission の寄与が Breakout emission の寄与に比べて十分小さいことが保証され、結局オレンジで示したリング状の領域が最も明るく見えることになる。

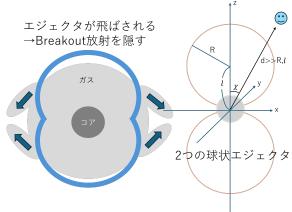


図 4: (iii) の過程を表した模式図。左: 星の内部における衝撃波伝搬の図。衝撃波の波面が星の表面に対して十分斜めになり、エジェクタが非球対称に飛ばされる。特に、エジェクタはこれから Breakout していく領域に重なるように飛ばされるため、Breakout emission が遮られ、エジェクタの Cooling emissionが輝度の主な寄与となる。右: 光って見える領域を表した模式図。Breakout emission はエジェクタによって覆い隠されて見えず、代わりにエジェクタの表面の Cooling emission が見えるようになる。

のリングが星の極から赤道まで横断する間、輝度が一定になる。その後は式 (1) に漸近する。つまり、リングの横断時間を  $t_{wrap}$  とすることで

$$L_{(b)} = \begin{cases} L_0 \theta_{bo}^2 & (t < t_{\text{wrap}}) \\ L(t) & (t_{\text{wrap}} < t) \end{cases}$$
 (2)

ただし、 $\theta_{bo}$  は (i) で同時に Breakout した領域の開き角。

最後に (c) については、リング状の Breakout 領域の面積は (b) と同様に t に比例するから、衝撃波が斜めになってエジェクタが Breakout emission を隠す時刻  $t_{obq}$  までは輝度が一定になる。その後、エジェクタは広がっていくが、十分時間がたった後のエジェクタの半径は  $r=v_et$   $(v_e$  はエジェクタの速度の最大値) と近似できる。このとき、断熱膨張による Cooling emissionは  $\partial \log L(t)/\partial \log t = -\frac{0.35k-0.17}{k+0.25} := -\alpha(k).(n=3)$  とした。詳しくは元論文参照) 極を中心に持つ 2つのエジェクタは、広がっていくとやがて 1 つの球になる。この時刻を  $t_{eq}$  とすると、この時刻も定量的に求められるが、球になると偏光はなくなるので、本研

究ではあまり重要ではなく、割愛する。結局、輝度 **5** の振る舞いは

$$L_{(c)} = \begin{cases} L_0 \theta_{bo}^2 & (t < t_{obq}) & \text{O Breakout}, (iii) エジェクタの Cooling emission } \\ L(t) \left(\frac{t}{t_s}\right)^{f(3) - \alpha(1)} \theta_{obq}^{f(3) + 2/3} & (t_{obq} < t < t_{eq}) \text{ よる偏光を理論的に計算した。特に、(i),(ii) につい} \\ L(t) & (t_{eq} < t) & \text{ては光学的に厚い極限、光学的に薄い極限で計算し、} \\ (a) & 偏光度の lower limit と upper limit を与えた。その$$

ただし、 $\theta_{obg}$ は衝撃波が斜めになり始める開き角。

## 4 Results & Discussion

本研究では、Section 3で説明した衝撃波伝搬過程 (i),(ii),(iii) について偏光を計算した。現実的には光 学的に厚い状況が想定されるが、(iii) については光学 的に薄い条件下での計算のみ終えており、光学的に 厚い条件下での計算は現在進行中である。Breakout の開き角が大きくなると球対称に近づいていく (i)、 エジェクタの半径が大きくなると球対称に近づいて いく (iii) については偏光度が単調減少するという、 期待通りの結果になった。これらについてはスペー スの関係上グラフは載せないことにする。一方、(ii) は対称性を著しく変化させ、偏光度の振る舞いも単 調ではなかったので、図5に載せる。基準に取った 互いに垂直な軸l,r方向の強度 $I_l,I_r$ を用いて、偏光 度  $\delta \delta \delta = (I_r - I_l)/(I_r + I_l)$  と定義する。図 5 から、 偏光度の符号が変化したことが確認できるが、これ は $I_l$ ,  $I_r$  の大小関係が変化したことを表しており、直 線偏光が回転したことを意味している。つまり、衝 撃波伝搬前期で、偏光の回転を再現できた!

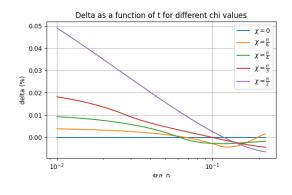


図 5: (ii) の、リング状の Breakout に対して、偏光度 の時間発展を表したグラフ。 $\chi$  は viewing angle で、図 3 に示した  $\chi$  と同じもの。どの  $\chi$  に対しても、偏光度の符号が変化したことが確認できる。

## 5 Summary & Future Works

本研究では、(i) 球対称な Breakout、(ii) リング状の Breakout、(iii) エジェクタの Cooling emission による偏光を理論的に計算した。特に、(i),(ii) については光学的に厚い極限、光学的に薄い極限で計算し、偏光度の lower limit と upper limit を与えた。その結果、(ii) の過程において直線偏光が回転することが示され、2023ixf の偏光の回転を説明することができた(図 1 の赤枠参照)。また、(iii) では光学的に薄い極限で偏光度の upper limit のみを与えることに成功した。

今後は、(iii) について光学的に厚い条件での計算を進めることが課題となる。定性的には、2つの離れた球状エジェクタが膨張し、雪だるまのような形を経て1つの大きな球になるわけだが、これは球対称な2つの光源、非球対称な1つの光源 (雪だるまのような形)、球対称な1つの光源、のように対称性を変化させるため、無偏光  $\rightarrow$  偏光  $\rightarrow$  無偏光と、偏光度が著しく変化することが期待される。これにより、図1の赤枠より後の偏光の回転を説明することを試みる。

## Acknowledgement

本研究で何度も議論を重ねてくれた Christopher Irwin 氏、仏坂健太准教授に深く感謝いたします。

## Reference

Irwin et al. 2021, arXiv(https://arxiv.org/pdf/2109.13259)

Nakar & Sari 2010, arXiv(https://arxiv.org/pdf/1004.2496)

Sakurai 1960, CPAM

(https://onlinelibrary.wiley.c om/doi/epdf/10.1002/cpa.3160130303)

Singh et al. 2013, arXiv(https://arxiv.org/pdf/2405.20989)

コンa05

X線フラッシュ XRF080330の残光の理論的解釈須藤 洋平

## X 線フラッシュ XRF080330 の残光の理論的解釈

須藤 洋平 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

X線フラッシュ(X-Ray flash: XRF) は、通常、ガンマ線バーストと呼ばれる現象の Class の一部として扱われる。ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst: GRB) とは、1 日に数回の頻度で天球面上の一点から数百 keV 程度のガンマ線が 0.1 秒から 100 秒程度の間に観測される天体現象で (即時放射)、GRB 発生後には数日から数ヶ月、時には数年にわたり X 線や可視光、電波、GeV-TeV のガンマ線などの周波数帯域の「残光」と呼ばれる電磁波放射が観測される。一方、X 線フラッシュ(X-Ray flash: XRF) は、典型的な GRB と比較して即時放射の観測される光子の典型的なエネルギーが低く、即時放射においてガンマ線よりむしろ X 線が主に観測される現象であるが、スペクトル以外の性質は典型的な GRB と類似している。XRF について、単なる通常のガンマ線バーストの変種なのか、それとも別の起源をもっているのかなどは未だ未解明である。本研究では、XRF 080330 というイベントに着目した。XRF 080330 は即時放射のガンマ線のエネルギーが典型的な GRB と比べて少なく、XRF に分類されている。本研究では XRF 080330 の残光を、典型的な GRB をジェットの斜め方向から見たものとして説明できるか試み、観測結果に一致するような物理量を調べた。その結果、XRF 080330 の残光は典型的な GRB の残光を斜めから見たものとして説明可能であることが分かった。

## 1 Introduction

ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst : GRB) と は、1日に数回の頻度で天球面上の一点から数百 keV 程度のガンマ線が0.1秒から100秒程度の間に観測さ れる天体現象で(即時放射)、GRB 発生後には数日か ら数ヶ月、時には数年にわたりX線や可視光、電波、 GeV-TeV のガンマ線などの周波数帯域の「残光」と呼 ばれる電磁波放射が観測される。GRBは、即時放射の 継続時間によって short GRB と Long GRB に区別さ れる。継続時間が2秒以下のイベントをshort GRB, 2秒以上のイベントを Long GRB とするものが広く 使われている定義である。さらに Long GRB は即時 放射の25 keV から50 keV のfluenceと50 keV から 100 keV の Fluence の比によって Classical GRB(C-GRB)、X-ray rich Gamma-Ray Burst(XRR)、そし て X-ray flash(XRF) の3つに区分される (Sakamoto et al., 2008)。これらの天体現象が同一起源もしくは 同一メカニズムであるかは未だ未解明である。一方 で、Fluence の比と相関関係があるとされる、即時 放射のエネルギースペクトルでピークを作るような 光子エネルギー $E_{\text{peak}}$ は、統計的に $Long\ GRB$ の中 で連続的に分布すると指摘されている (Sakamoto et al., 2011)。このことから XRF と他の Long GRB の

統一的解釈の可能性が示唆される。

XRF 080330 は 2008 年 3 月 30 日に Swift-BAT によって検出された (C.Guidorzi et al., 2018)。即時放射の継続時間は  $T_{90}=67s$  であり Long GRB に属する。即時放射の典型的な光子のエネルギー  $E_{\rm peak}$  は約 30 keV であり、また即時放射の  $25{\sim}50$  keV までの fluence と  $50{\sim}100$  keV までの fluence の比  $S(25-50{\rm keV})/S(50-100{\rm keV})$  は 1.5 程度であるため X-Ray flash に分類される (Sakamoto et al., 2008)。

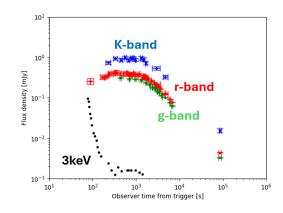


図 1: XRF 080330 の残光の観測結果 (C.Guidorzi et al., 2018)

同イベントは X 線と可視光、赤外線で残光の観測が 行われた。図1は観測された XRF080330 の残光の 観測結果である。K-band( $\sim 1.3 \times 10^{14} Hz$ ) を青プ ロット、r-band( $\sim 4.8 \times 10^{14}$ Hz) を赤プロット、g $band(\sim 6.3 \times 10^{14} Hz)$  を緑のプロットで示した。こ のイベントの残光の特徴は、可視光と赤外線の光度曲 線において、トリガーからの時刻が 100 秒から 1000 秒付近までにわたる最大光度となる時刻が波長に依 らない事 (Acromatic peak) と、その最大光度の継続 時間が長いことである。残光の標準モデル(ジェット の中心軸に対する角度方向のエネルギー分布が一様 なジェットを on-axis で見たと仮定した計算)では、 最大光度となる時刻は波長に依ると考えられている ため、標準モデルでは Acromatic peak を説明するこ とは難しいと考えられている。現在、最大光度が波 長に依らないような GRB 残光に対する解釈として は、GRB のジェットを斜めから見ることによって説 明する off axis モデルが有力である。そこで、本研究 では XRF 080330 の残光を off-axisGRB の残光放射 に対して用いられる理論モデル、典型的なパラメー タを用いて説明できるか試みた。

本集録の残りの構成は以下のとおりである。Section2で本研究で用いた GRB 残光を計算する理論モデルを紹介する。Section3で観測結果と無矛盾なようなパラメータを用いて計算を行った光度曲線を紹介する。Section4で計算結果に対する解釈を述べる。Section5で今回の内容をまとめる。

## 2 Model

本研究では、ジェットからの任意の見込み角で、GRBの残光放射の光度曲線を数値計算することができる公開コード「afterglowpy」を用いた (Ryan et al., 2020)。afterglowpyでは、点源爆発を仮定し、さらに放射領域は無限に薄いとする thin shell 近似を使用して、空間に対して一様な数密度で粒子が分布すると仮定した ISM 中を伝搬する外部衝撃波により加速された電子からのシンクロトロン放射を計算する。一般的に GRB ジェットは、爆発初期を自由膨張期としジェットは減速をせずに等速で伝搬すると考え、ジェットが星間物質を十分掃き溜めると断熱減速膨張期に入りジェットは減速をし始めると考える。しかし本研究で用いた afterglowpyでは、初期の自由膨張期

を考えずに初期ローレンツ因子を無限としたうえで 爆発の瞬間から断熱減速膨張をしジェットは初期か ら減速するというダイナミクスのうえで計算を行う。 後期にはジェット形状が崩れ一定の開き角をたもてな くなるようになり、ジェットブレイクを起こし急激に 減速することも考慮している。また、afterglowpyで は、残光放射に対する寄与を thin shell からのシンク ロトロン放射の成分のみとし残光放射の数値計算を 行っている。afterglowpyではジェットに角度に対す るエネルギー分布を与えることができるが、本研究 ではジェットのエネルギー分布が開き角度内で等方的 である Top hat Jet を仮定した。このモデルの全て のパラメータは、Isotropic-equivalent energy:  $E_{iso}$ , Half-opening angle:  $\theta_{\rm core}$ , Jet viewing angle:  $\theta_{\rm obs}$ , Circumburst density:  $n_0$ , Electron energy distribution index: pと、衝撃波中の加速粒子のパラメータ  $\epsilon_e$ ,  $\epsilon_B$ ,  $\xi_N$  である。本研究ではこのような仮定で光 度曲線を計算する afterglowpy を用いて XRF080330 の可視光・赤外線残光の観測結果と無矛盾なパラメー タを探した。

## 3 Results

afterglowpy を用いた数値計算と観測結果との比較を図2に表す。captionに記したパラメータを代入することで、afterglowpyの数値計算結果でXRF080330の可視光・赤外線残光の観測結果を説明できた。

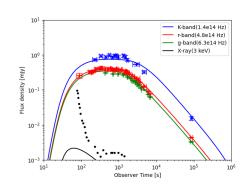


図 2:  $E_{\rm iso} = 2.2 \times 10^{52}$  erg,  $\theta_{\rm obs} = 0.1965$  rad,  $\theta_{\rm core} = 0.19$  rad,  $n_0 = 27$  cm<sup>-3</sup>,  $\epsilon_e = 0.15$ ,  $\epsilon_B = 0.025$ ,  $\xi_N = 1$ , p = 2.2 を代入した際の afterglowpy の数値計算結果。青線が K-band, 赤線が r-band, 緑が g-band である。黒は 3 keV の X 線である。

## 4 Discussion

本研究で見つけたパラメータでは、Top hat Jet をジェットの開き角  $\theta_{\text{core}}=0.19$  rad に対して 0.0065rad だけ外側の  $\theta_{\rm obs}$ =0.1965 rad という角度で GRB ジェットを斜めから見るという描像で残光放射の数値 計算を行った。その際にどのように Acromatic peak を実現しているかを定性的に議論する。GRB ジェッ トは初期にはローレンツ因子が100以上であるため、 相対論的ビーミング効果によって放射が集中する範 囲が絞られることで、ジェットの進行方向に対して 斜めにいる観測者には、明るい放射が届かない。し かし本パラメータでは10秒~50秒あたりでジェッ トの減速によってビーミング効果が弱まり、斜めに いる観測者にも明るい放射が届くようになる。この 効果で、ジェットを斜めから見た場合、残光放射は 正面から見た場合に比べて遅れた時刻で増光し始め る。その増光がジェットのダイナミクスによって残光 本来の減光 (正面から見たとした場合のパラメータ での減光) と合流するタイミングで波長に依らない 同時刻のピークを実現すると考えられる。一方で本 研究で使用した afterglowpy は初期時刻でローレン ツ因子を無限としているため、この考察を行うため には 10 秒 ~ 50 秒という時刻が、本研究で用いたパ ラメータで断熱自由膨張期に該当しないか確認する 必要がある。断熱自由膨張期から断熱減速膨張期へ 移る時刻  $T_f$  は、 $\Gamma_0$  を初期ローレンツ因子として

$$T_{\rm f} = \left(\frac{3E_{\rm iso}}{32\pi n_0 m_p c^5 \Gamma_0^8}\right)^{1/3} \tag{1}$$

である。本研究のパラメータで  $10\mathrm{s}$  に断熱減速膨張期に入っているためには、初期ローレンツ因子  $\Gamma_0$  がおよそ 150 より大きければ良い。これは GRB の初期ローレンツ因子として典型的であるため、afterglowpy が自由膨張期を考慮していない計算をおこなっているが、本計算結果に対して上記のような考察が可能であることを示している。

また、100 秒から 1000 秒にかけて長きにわたり最大光度が継続していることについても定性的な解釈をする。他のパラメータは変えずに  $\theta_{\rm obs}$ =0 rad としたグラフを図 3 の破線で記した。つまり同じパラメータの残光をジェットの真正面から観測したとすると破線のような光度曲線となる。100 秒から 1000 秒では、真正面から観測したとする観測者にとって、残

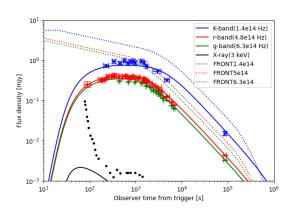


図 3: 図 2 で用いたパラメータ (実線) と他のパラメータを変えずに  $\theta_{\text{obs}}=0$  とした計算結果 (破線) の比較

光は観測者時間の -1/4 乗という緩やかな冪で減光するフェーズである。一方で斜めから見た観測者にとってこの時刻はビーミング効果が弱まり、斜めにいる観測者にも明るい放射が届くようになることによる増光が効いている時刻である。その2つの効果の競合により光度の変化が非常にゆるやかとなり、最大光度の継続時間が長くなっていると考えられる。

本研究で用いたパラメータは他の GRB 残光の解釈と比較して (zhao et al., 2020) GRB 残光を計算するパラメータとして典型的な値であると判断した。したがって XRF 080330 は典型的な GRB 残光を斜めから見たものとして解釈できるとわかった。また、可視光・赤外線残光と X 線残光を同時に説明できるよなパラメータは本研究では見つからなかった。そのため X 線残光も同時に説明するためにはモデルを改良する必要があると考えている。可視光・赤外線残光と X 線残光が今回用いた理論モデルで説明できない事は他の GRB のイベントの残光についても同様であるため X 線フラッシュ特有のものであるとは考えていない。

## 5 Conclusion

残光の数値計算の結果より、XRF 080330 の可視光・赤外線の残光は GRB 残光を計算する際に用いられる Top hat Jet モデルを Jet の斜め方向から観測したという仮定で、観測結果を説明可能なパラメータが存在することがわかり、さらにそのパラメータは GRB 残光を説明するものとして典型的であるこ

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

とが分かった。可視光・赤外線の残光放射のエネルギーフラックスを迎える時刻が波長に依らない事と、その継続時間が長いことは、Jet の斜め方向から見たと仮定することで説明可能であるとわかった。

## Reference

 ${\it T.Sakamoto}$ et al. 2008, Apj, 679:570

T.Sakamoto et al. 2011, Apj, 524:84

C. Guidorzi et al. 2018, ar<br/>Xiv, 0903.2958v1  $\,$ 

Geoffrey Ryan et al. 2020, Apj, 896:166

zhao et al. 2020, Apj, 900:112

index へ戻る

コン a06

Heavy Element Features in Kilonova Infrared Spectra

Rahmouni Salma

## Infrared Investigation of Kilonova Spectra

Salma Rahmouni (Tohoku University)

## Abstract

The observation of the kilonova AT2017gfo and investigations of its spectra confirmed that neutron star mergers are sites of r-process nucleosynthesis. However, the identification of elements responsible for the near-infrared spectral features proved to be challenging. In this study, we systematically searched for all possible infrared transitions of heavy elements using their energy levels. Our analysis reveals that most of the candidate elements with strong infrared lines are lanthanides. This is due to their complex structure leading to many low-lying energy levels, which results in strong transitions in the near to mid-infrared range. Domoto et al. (2022) have shown that La III and Ce III can explain the absorption features at  $\lambda \sim 12,000$  - 14,000 Å. While our results confirm that these two elements show the strongest infrared features, we identify Gd III among the remaining elements as the most promising candidate. By performing radiative transfer simulations, we find that Gd III lines affect the feature previously explained by La III, and future observations with space-based telescopes will allow the detection of this element.

## 1 Introduction

Binary neutron star mergers (NSM) are promising sites of the synthesis of heavy elements. After coalescence, neutron-rich matter is ejected which constitute a suitable environment for heavy element nucleosynthesis by the rapid neutron capture process (r-process). The decay of these freshly synthesized heavy elements powers an electromagnetic emission, called a kilonova.

In 2017, after the detection of gravitational waves from a neutron star merger (GW170817), an electromagnetic counterpart was identified (AT2017gfo) which was consistent with the theoretical expectations of a kilonova. This event provided direct observational evidence of the occurrence of r-process in NSM (Arcavi et al. 2017).

It is important to find the exact abundance of elements produced in mergers, and this can be achieved by identifying the absorption features that appear on the kilonova spectrum. Spectral features of Sr II and Y II were identified in the optical range by Watson et al. (2019) and Sneppen & Watson (2023), and La III and Ce III have been proposed to explain the near-infrared (NIR) features (Domoto et al. 2022). Spectral identification is done using spectroscopically accurate atomic data. However, due to the lack of experimental data and the inaccuracy of theoretical calculations, a thorough investigation of important candidate elements of all features has not yet been conducted. Furthermore, due to the lack of mid-infrared (MIR) observations, few investigations have been performed at longer wavelengths.

In this study, we select elements that can show strong infrared transitions using experimentally constructed energy levels. The method and results of this study are shown in section 2. In section 3, we highlight the importance of the possibly strong candidate Gd III. In section 4, we perform radiative transfer simulations to address the effect of Gd III on the kilonova spectra.

## 2 Candidate Elements

#### 2.1 Method

To find candidate elements that are likely to exhibit strong transitions in the NIR wavelength range, we collected the experimentally calibrated energy levels available on the National Institute of Standards and Technology Atomic Dabase (NIST ASD, Kramida et al. 2023) for singly and doubly ionized ions with  $10 \le Z \le 100$ . Using the differences between their energy levels, we selected NIR transitions, and calculated the corresponding wavelength. We therefore constructed a new accurate list of infrared transitions of heavy elements. However, energy levels in the NIST database are not fully available for some of the heaviest elements, which were excluded from our study (See Figure 1)

In our selection, we focused on the strong electric dipole transitions satisfying the parity change and the total angular momentum change ( $\Delta J = 0, \pm 1$  except  $0 \leftrightarrow 0$ ) selection rules. Another constraint we impose for our selection is a threshold on energy levels of transitions. Under LTE assump-

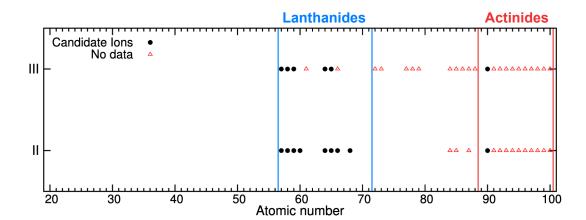


Figure 1: Singly and doubly ionized candidate elements with strong transitions in the NIR range(black dots) and elements excluded from our study due to the lack of data (red triangles).

tion, the population of excited levels can be given by a Boltzmann distribution  $n \propto e^{-E_i/kT}$  where  $E_i$  is the energy of level i. Considering a typical neutron star merger temperature  $T=5000\,\mathrm{K}$ , the energy level at  $E_i=2\,\mathrm{eV}$  is  $\sim 0.009$  less populated than the ground energy level. Strong transitions occur from highly populated energy levels, therefore, we only consider in this analysis transitions occurring below the  $2\,\mathrm{eV}$  threshold.

## 2.2 Results

The singly and doubly ionized elements that can exhibit strong transitions in the infrared range ( $\lambda=10,000-100,000$  Å) are shown as black dots in Figure 1. We find that candidate elements are mainly lanthanides (Z=57-71), with lighter elements (Z<57) not showing any strong infrared transitions. Similarly, singly ionized elements between lanthanides and actinides (Z=72-89) also exhibit no strong transitions, while data for many doubly ionized elements within that range is missing. No discussion can be made about actinides (Z=89-103) due to insufficient experimental data to construct their energy levels.

The importance of lanthanides for infrared investigation comes from their complex atomic structure. The electronic configuration of lanthanides involves the 4f, 5d and 6s orbitals as open shells, which leads to many low-lying energy levels with small energy differences. This gives rise to strong allowed transitions in the infrared range.

Our candidate elements include La III and Ce III, which agree with Domoto et al. (2022) results. Gillanders et al. (2024) have found using a simi-

lar method that the viable candidate species with strong transitions that can explain the NIR features include Gd III and Ac I as well. While the importance of Gd III is further discussed in the next Section, Ac I on the other hand is not included as atoms are unlikely to be neutral at early time.

## 3 Gd III as a candidate

After narrowing down the elements with important transitions in the infrared range in the previous section, it is important to investigate which is most likely to exhibit absorption features in the spectrum. We find that Gd III (Z=64) has many interesting properties that makes it the most promising candidate, which has not been investigated previously in the kilonova spectrum.

#### 3.1 Atomic Structure

Gd III has a ground electronic configuration of  $[Xe]4f^75d$ . This makes it the only doubly ionized lanthanide with ground electrons in the 5d orbital, besides La III. This is due to a phenomenon called exchange interaction. It means that two electrons that are exchangeable have a lower energy compared to two electrons that are not. The 4f orbital of Gd III contains 7 unpaired exchangeable electrons, which lowers the energy of the atom. The breaking of the symmetry of the 4f orbital by adding an 8th electron results in a high energy state than adding the electron in the 5d orbital. This results in lower energy levels for Gd III compared to other candidate elements. Since strong transitions occur from lower, populous energy levels, Gd III can

be considered a good candidate for further investigation.

## 3.2 Strength of Lines

Assuming LTE, the strength of bound-bound transitions in the kilonova ejecta can be evaluated using the Sobolev optical depth approximation

$$\tau_l = \frac{\pi e^2}{m_e c^2} n_{i,j} t \lambda_l f_l \frac{g_l}{\Sigma} e^{-\frac{E_l}{kT}} \tag{1}$$

where  $\Sigma$  is the partition function,  $g_l$ ,  $E_l$ , and  $f_l$  are the statistical weight and the energy of the lower level of the transition, and the oscillator strength of the bound-bound transition, respectively. A transition becomes strong if it has a high Sobolev optical depth, i.e a high transition probability (high gf-value) and a low transition energy (low  $E_l$ ). As we have shown previously, Gd III has lowerlying energy levels out of the candidate elements. Furthermore, the empirically calculated transition probabilities of a few Gd III NIR lines (VALD; Ryabchikova et al. 2015) show that this element has relatively high gf-values.

We therefore calculate the Sobolev optical depth for Gd III lines. The ion number density was obtained by solving Saha equation, while for the abundances we used the Light (L) model introducted in Domoto et al. (2021), based on a multi-component free-expatension (see Figure 1 of Domoto et al. (2022)). This abundance pattern gives the best match to GW170817 spectrum. We also assumed a typical merger temperature of T = 5000 K and density  $\rho = 10^{-14} \text{ g cm}^{-3}$ . Figure 2 shows the comparison between the Sobolev optical depth of Gd III lines and that of Ce III strongest lines investigated in Domoto et al. (2022). The optical depth of Gd III lines is about one order of magnitude smaller than that of Ce III lines. However, the strongest lines of Gd III, namely the  $\lambda = 14,336$  Å line have  $\tau \sim 1$  and can be considered comparable in strength to Ce III lines. This suggests that the effect of Gd III, especially the effect of  $\lambda = 14,336$  Å line on the kilonova spectrum is worth investigating.

# 4 Radiative Transfer Simulations

#### 4.1 Setup

To investigate the effect of Gd III lines on the kilonova spectrum, we perform radiative transfer simulations using a wavelength-dependent code where

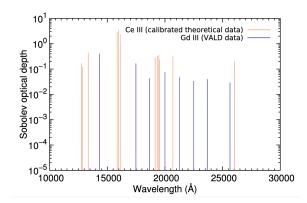


Figure 2: Sobolev optical depth of Ce III (orange) and Gd III lines(blue).

photon transfer is calculated using Monte Carlo method (Tanaka & Hotokezaka 2013). The bound-bound transitions, which have a dominant contribution in the optical and NIR wavelengths, are expressed using the expansion opacity formalism such as:

$$\kappa = \frac{1}{ct\rho} \sum_{l} \frac{\lambda_l}{\Delta l} (1 - e^{-\tau_l})$$
 (2)

Here  $\lambda_l$  and  $\tau_l$  are the wavelength and Sobolev optical depth of a transition respectively. The summation is taken over all transitions in a wavelength bin  $\Delta \lambda$ .

We calculated the synthetic spectra using the same setup as Domoto et al. (2022). Here we assumed the same L-model abundance as explained in Section 3.2, which supposes that lanthanides have similar abundances. We then added Gd III transitions to the atomic list of the simulation code to investigate how its presence affect the spectrum.

#### 4.2 Results and Discussion

Figure 3 shows the synthetic spectrum at t=1.5 days after the merger, with and without Gd III atomic data. The green ticks in Figure 3 show the blueshifted wavelengths of Gd III with VALD transition data, since they have relatively high gf-values and are most likely to affect the spectrum. The blueshift  $(v=0.15\,c)$  was chosen using Ce III feature at  $\lambda \sim 14,000\,\text{Å}$ .

The close up plot in Figure 3 show the spectral region where the difference between the blue and red spectra is most significant. This shift corresponds to the line of Gd III with the highest gf-value and the largest Sobolev optical depth (see Figure 2). It also matches the  $\lambda \sim 13,000\,\text{Å}$  feature that was previously explained by La III . After including Gd

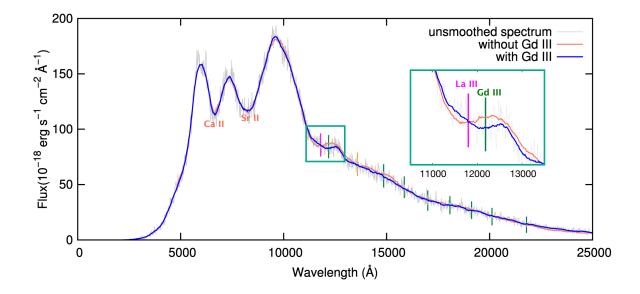


Figure 3: Synthetic spectra of kilonova at 1.5 days with and without Gd III lines shown in blue and red, respectively. The unsmoothed spectrum is shown in gray. The green, pink and orange ticks show the blueshifted wavelength of the strongest lines of Gd III, La III and Ce III, respectively. The pink and orange ticks show the feature-forming lines of La III and Ce III respectively. The features explained by Ca II and Sr II are also highlighted.

III lines, the absorption feature has become more prominent and its center has shifted by about 500 Å.

As the early-time spectrum of GW170817 has been observed by the Very Large Telescope, this feature is heavily affected by atmospheric absorption. Thus, we cannot make clear conclusions on whether Gd III affects the observed spectrum. However, if we are to observe another kilonova at early time with space-based telescopes, we would be able to accurately measure the center of the absorption feature and estimate its width. Such observations will allow us to draw conclusions on the abundance of Gd III and La III synthesized by NSMs.

## 5 Conclusion

In order to find candidate elements likely to appear on kilonova spectra in the NIR to MIR range, we systematically constructed infrared transitions of all singly and doubly ionized elements. We found that candidates with strong transitions in the infrared range are mainly lanthanides due to their low-lying energy levels that stems from their complex atomic structure. This suggests the possibility of many absorption features in the JWST wavelength range.

Furthermore, we found that the unique atomic structure and strength of lines of Gd III make it the most important non-investigated candidate el-

ement. After performing radiative transfer simulations, we found that the strongest line of Gd III widens the feature previously explained by La III and shifts its center by  $\sim 500\,\text{Å}$ . Therefore, if we can take the spectra of future kilonovae with space-based telescopes such as HST or JWST, we would be able to detect the effect of Gd III. This would help us ultimately understand how r-process nucleosynthesis occurs in neutron star mergers.

#### Reference

Arcavi, I., Hosseinzadeh, G., et al. 2017, Nature, 551, 64.

Domoto, N., Tanaka, M., et al. 2022, ApJ, 939, 8.

Domoto, N., Tanaka, M., et al. 2021, ApJ, 913, 26.

Gillanders, J., Sim, S., et al. 2024, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 529, 291

Kramida, A., Yu. Ralchenko, Reader, J., and NIST ASD Team. 2021, NIST Atomic Spectra Database.

Ryabchikova, T., Piskunov, N., et al. 2015, PhyS, 90,  $054005\,$ 

Sneppen, A., Watson, D., 2023, A&A 675, A194

Tanaka, M., & Hotokezaka, K. 2013, ApJ, 775, 113.

Watson, D., Hansen, C. J., et al. 2019, Nature, 574, 497,

----indexへ戻る

コンa07

超新星スペクトルにおけるヘリウム吸収線のNon-LTE 計算

千葉 公哉

## 超新星スペクトルにおけるヘリウム吸収線の Non-LTE 計算

千葉 公哉 (東北大学大学院 理学研究科天文学専攻)

#### Abstract

大質量星が重力崩壊後に超新星爆発を起こす際、流体不安定性の成長が重要な役割を担うことが爆発の数値シミュレーションによって分かっている。実際の爆発時に流体不安定性の成長が本当に起こっているかどうかは、爆発の際に合成される  $^{56}$ Ni の空間分布を観測的に捉えることによって検証することができる。我々は検証手段の 1 つとして、超新星スペクトルにおけるヘリウム吸収線に着目した。Ib 型超新星の観測データの解析を行い、ヘリウム吸収線の本数と超新星の光度およびそれらの時間変化の関係を明らかにした。加えて、非熱的電子による効果を考慮したヘリウムの反応速度方程式を解くコードを開発し、ヘリウム吸収線のNon-LTE 計算を行った。その結果、ヘリウム吸収線の強度は  $^{56}$ Ni の質量よりもその空間分布に強く影響を受けることが分かった。これは、ヘリウム吸収線の強度が実際に  $^{56}$ Ni の空間分布を捉える手段として利用できることを示唆している。

## 1 Introduction

太陽の約8倍以上の質量をもつ大質量星は、その 最期に重力崩壊型超新星爆発と呼ばれる大爆発を起 こすと考えられている。近年、爆発の数値シミュレー ションによって、超新星爆発が起こるためには流体不 安定性の成長が重要であることが分かってきた。そ うした不安定性の成長により、中心部で合成された 元素が空間的に混ぜられるのに加え、イジェクタの形 状は非球対称となる (Wongwathanarat et al. 2015)。

実際の爆発時に流体不安定性の成長が本当に起こっ ているかどうかは、爆発の際に合成される <sup>56</sup>Ni の空 間分布を観測的に捉えることによって検証すること ができる。<sup>56</sup>Ni の空間分布の情報を観測データから 得る手段の1つとして、我々はIb型超新星などの初 期スペクトルに現れる中性ヘリウムの吸収線(以降、 単に「ヘリウム吸収線」という)に着目した。観測さ れているヘリウム吸収線の強度を再現するためには、 非熱的電子が中性ヘリウムを電離する "Non-LTE" 効 果を考えなければならない。超新星初期スペクトル にヘリウム吸収線が現れるためには、過剰に電離し たヘリウムが再び中性に戻る過程で励起状態の数密 度が増加することが重要となる (Lucy 1991)。非熱的 電子は <sup>56</sup>Ni の放射性崩壊由来のガンマ線によって生 成されるため、ヘリウム吸収線の強度は <sup>56</sup>Ni の空間 分布のトレーサーとなると考えられる。

そこで本研究では、初期スペクトルにヘリウム吸収線が現れる Ib 型超新星の観測データの解析およ

び、ヘリウム吸収線強度の理論計算を行った。これらの結果を踏まえて、ヘリウム吸収線の強度が実際に $^{56}$ Ni の空間分布のトレーサーとなる得るかを考察する。

## 2 Methods

## 2.1 観測データの解析

超新星の初期スペクトルにおけるヘリウム吸収線の統計的な性質を調べるために、Ib型超新星の観測データを分光と測光の両面で解析した。まず、WISeREP (Yaron & Gal-Yam 2012) に Ib型超新星として記録されている超新星のうち、初期スペクトルを利用できるものを選出した。5000Åから8000Åの可視光域に着目し、スペクトルの形状やデータの質、観測日の日数や分布を選出の条件とした。この結果、計31天体を選出することができた。

次に、これら 31 天体に測光データがあるかを Open Supernova Catalog (Guillochon et al. 2017) を使って調べた。結果として、V バンドの測光データが利用できる天体が 19 天体あった。そのうち、光度が極大となる期間が観測されているものは 12 天体あり、最終的にこの 12 天体を解析に利用した。

最終的に選出した12天体のサンプルについて、各観 測日におけるヘリウムの吸収線の本数を数え、その時 間変化を調べた。超新星スペクトルにおいて、5000Å から 8000Å の波長域に現れ得る中性へリウムのラインは静止波長で 5876Å  $(2^3P-3^3D)$ 、6678Å  $(2^1P-3^1D)$ 、7065Å  $(2^3P-3^3S)$ 、7281Å  $(2^1P-3^1S)$  の 4 本である(波長の横に、遷移する状態の項記号をそれぞれ記した)。これらのラインを同定するためには、超新星イジェクタの膨張により青方偏移して観測される効果を考えなければいけない。5876Å のラインの強度が最も強いので、このラインを用いて青方偏移の程度を推定した。

この結果を測光データと関連づけることによって、 光度曲線上におけるヘリウム吸収線の本数の変化を 捉えることが可能になる。分光データと測光データ の観測日は基本的にずれているので、ある測光デー タと関連づける分光データは、測光データの観測日 前後3日以内に存在する一番近いものを選んだ。

測光データの見かけ等級を絶対等級に直す際、基本的には銀河系のダスト減光のみ補正を行った (Schlafly & Finkbeiner 2011)。 サンプルの 1 つである SN 2008D は母銀河による減光が強いことが知られているので (Modjaz et al. 2009)、母銀河による減光の補正を特別に行った。

12 天体のサンプルのうち、SN 2007uy の分光データにはヘリウムの吸収線と思われるものがどの観測日においても見つけられなかったので、以降は、この天体を除いた 11 天体で議論する。

## 2.2 ヘリウム吸収線強度の理論計算

超新星早期スペクトルに見られる吸収線の強度は、Sobolev 光学的厚み  $\tau_{\rm sob}$  を使って評価することができる。

$$\tau_{\rm sob} = \frac{\pi e^2}{mc} \lambda t_{\rm expl} f_{\rm lu} n_{\rm l}. \tag{1}$$

ここで、 $\lambda_{\text{lu}}$  はラインの波長、 $t_{\text{expl}}$  は超新星が爆発してからの時間、 $f_{\text{lu}}$  はラインの振動子強度、 $n_{\text{l}}$  はラインの下側の準位の個数密度である。吸収線が現れる条件は  $\tau_{\text{sob}} \gtrsim 1$  である。各ラインにおける  $\tau_{\text{sob}}$  を計算するためには、原子の population(各励起・電離状態の数密度分布)を計算しなければならない。

超新星イジェクタ中のヘリウムの population を考える場合、非熱的電子による電離が重要となるので、Saha-Boltzmann の式を使うことはできない。そこで、次に解説する反応速度方程式を解くことになる。

非熱的な効果を考慮して反応速度方程式を解く計算 を Non-LTE 計算という。

### 2.2.1 反応速度方程式

反応速度方程式とは、定常状態において各状態を 出入りする正味の流量がないことを数式として表現 したものであり、形式的には以下のように書くこと ができる (Lucy 1991; Hachinger et al. 2012):

$$\sum_{i=1}^{N} (\Lambda_{ij} n_i - \Lambda_{ji} n_j) = b_j \quad (j = 1, 2, \dots, N). \quad (2)$$

ここで、i,j は原子やその電離状態のエネルギー準位を指定する添字であり、 $\Lambda_{ij}n_i$  は状態 i から状態 j へ単位時間あたりに遷移する流量を表している。また、 $b_j$  は状態 j を出入りする遷移のうち、各状態の個数密度に対して線形に依存しないものである。 $\Lambda_{ij}$  や $b_j$  は、光電離の反応断面積や Einstein 係数のような原子データに依存する量である。

### 2.2.2 計算のセットアップ

本研究では、超新星イジェクタのモデルとして球 対称で一様膨張するものを考え、密度プロファイル を次のように仮定した:

$$\rho(v,t) = \begin{cases} \rho_0(t/t_0)^{-3} & (v \le v_0) \\ \rho_0(v/v_0)^{-p}(t/t_0)^{-3} & (v \ge v_0). \end{cases}$$
(3)

Lucy (1991, Section 4.1) を参考に、今回の計算では p=7、 $v_0=7000\,\mathrm{km/s}$ 、 $M_\mathrm{ej}=3\mathrm{M}_\odot$  とした。

ヘリウムのモデルとして、微細構造を無視した 19 個の中性束縛状態と 1 階電離の基底状態の計 20 個の状態からなる系を考えた。中性ヘリウムの各束縛状態に対して、電離、再結合および束縛-束縛遷移を輻射性・電子衝突性の両方で考慮した。各遷移について、Nahar (2010) から輻射性電離・再結合に関するデータ、NIST ASD (Kramida et al. 2023) から輻射性束縛-束縛遷移に関するデータ、Ralchenko et al. (2008) から電子衝突性遷移に関するデータをそれぞれ取得した。

非熱的電子による電離は、<sup>56</sup>Ni と <sup>56</sup>Co の放射性 崩壊によるエネルギー生成率 (Nadyozhin 1994) とへ リウムに対する Spencer-Fano 方程式の解 (Kozma & Fransson 1992) を使って評価した。

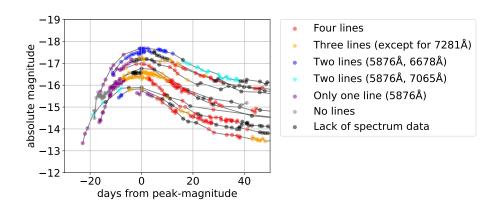


図 1: 光度曲線とヘリウム吸収線の本数との関係。等級は V バンドで観測されたものである。凡例のように、暖色から寒色に向かって、スペクトルに現れているヘリウム吸収線の本数が減少していることを示している。

今回の計算では、 $^{56}$ Ni が  $0 \le v \le v_{\gamma} (\le v_0)$  に広 がっているとして、疑似的な mixing の効果を計算に 取り入れた。以下、 $r_{\text{mix}} \coloneqq \frac{v_{\gamma}}{v_0}$  で mixing の効果の大 きさを議論する。 $r_{\text{mix}} = 0$  は  $^{56}$ Ni がすべて中心に集 約していることを表し、 $r_{\text{mix}} = 1$  がこのモデルにお ける最大の mixing を表す。

## 3 Results & Discussion

## 3.1 ヘリウム吸収線の本数の時間変化

光度曲線上にヘリウム吸収線の本数の情報を載せたものが図1である。明るさによらず、光度の極大となった後に4本全てが見えるようになっていることが分かる。Harkness et al. (1987); Lucy (1991) において述べられているように、一般に、爆発から時間が経つにつれてヘリウムの吸収線の強度は強くなる。今回の解析においても、概ねその傾向に従っていた。

一方で、この中で最も明るい天体は全体の傾向に 反した振る舞いをしている。この天体は SN 2009jf であるが、ヘリウム吸収線は 2 本しか見えておらず、かつ見えるラインも光度が極大となった後に変化している。光度がすべて  $^{56}$ Ni 放射性崩壊由来だとすると、後述のように、明るい超新星ほど吸収線の強度は強くなると考えられるので、SN 2009jf のこうした振る舞いは特異である。

## 3.2 ヘリウム吸収線の Non-LTE 計算

図 2 は各ラインにおける Sobolev 光学的厚みの時間変化を示したものである。線の種類は  $^{56}$ Ni の mixing の違いを示していて、一点鎖線  $(-\cdot-)$ 、破線  $(-\cdot-)$ 、実線  $(-\cdot)$  はそれぞれ  $r_{\text{mix}}=0,0.5,1.0$  に対応している。  $r_{\text{mix}}$  が大きいほど時間が早い側でラインの強度が上がっている。この理由は、 $^{56}$ Ni の分布が光球面に近づくことによって、非熱的電子による電離の効果がより早く現れるためである。

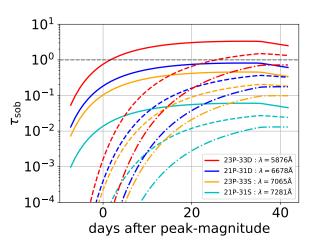


図 2: Sobolev 光学的厚みの時間変化。線の色はラインの違いを示しており、線の種類は  $^{56}$ Ni の mixing の違いを示している。一点鎖線  $(-\cdot-)$ 、破線  $(-\cdot-)$ 、実線  $(-\cdot)$  はそれぞれ  $r_{\rm mix}=0,0.5,1.0$  に対応している。 $^{56}$ Ni の合成量は  $0.1{\rm M}_{\odot}$  としている。

図3は各ラインにおける Sobolev 光学的厚みが <sup>56</sup>Ni

合成量にどのように依存するかを示したものである。 $^{56}$ Ni 合成量が増えるほどラインの強度は強くなっている。ただし、mixing の効果と比較すると、ラインの強度は、 $^{56}$ Ni 合成量よりも mixing に強く影響を受けることが分かる。これは、 $^{56}$ Ni 合成量に違いがあっても、その空間分布が少し変化することで、合成量によるラインの強度への影響を容易に打ち消すことが可能であることを意味する。図 1 における、光度が極大となった後のラインの本数が極大光度に基本的に依存していないという観測的事実は、このような機構によるものかもしれない。

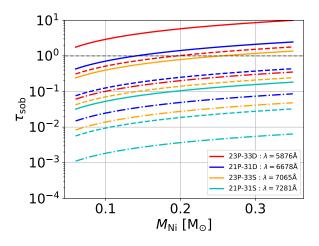


図 3: Sobolev 光学的厚みの、 $^{56}$ Ni 質量依存性。線の色、および線の種類は図  $^{2}$ と同様である。 $^{56}$ Ni 質量の範囲は、 $^{16}$ D 型超新星において典型的な値を取っている (Lyman et al.  $^{2016}$ )。光度が極大となってから  $^{20}$ D 日後の結果を示している。

今回の計算では、Ib 型超新星の典型的なパラメータを使って、光度が極大となった後にヘリウムの吸収線が4本すべて現れる状況を再現することはできなかった。図2、図3からも分かるように、7281Åのラインの強度が他3つと比べて弱いことが原因の1つである。4本の中で2番目に強いラインである6678Åの強度は7281Åの強度と同じく2¹Pの数密度に依存しているので、これらの関係を踏まえたより詳細な解析をする必要がある。

## 4 Conclusion

本研究では、<sup>56</sup>Ni の空間分布を捉える観測手段を 探るために、Ib 型超新星の観測データの解析を行っ た。その結果、明るさによらず、光度が極大となった後に  $5000\text{\AA}$  から  $8000\text{\AA}$  の 4 本のヘリウムの吸収線はすべて現れる傾向にあることが分かった。ヘリウム吸収線の Non-LTE 計算の結果を踏まえると、明るさによらないこうした普遍性は、ヘリウム吸収線の強度が 56Ni の空間分布のトレーサーに確かになり得ることを示唆している。

一方で、今回の計算では吸収線が4本すべて現れる状況は再現できなかった。今回は解析的な式で評価していた非熱的電子による電離をガンマ線の輻射輸送を解いて評価することで、より現実的な計算をすることができると考えられる。

## Reference

Guillochon, J. et al. 2017, ApJ, 835, 64

Hachinger, S. et al. 2012, MNRAS, 422, 70

Harkness, R. P. et al. 1987, ApJ, 317, 355

Kozma, C. & Fransson, C. 1992, ApJ, 390, 602

Kramida, A. et al. 2023, NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.11), [Online]. Available: https://physics.nist.gov/asd [2024, May 6]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.

Lucy, L. B. 1991, ApJ, 383, 308

Lyman, J. D. et al. 2016, MNRAS, 457, 328

Modjaz, M. et al. 2009, ApJ, 702, 226

Nadyozhin, D. K. 1994, ApJS, 92, 527

Nahar, S. N. 2010, NewA, 15, 417

Ralchenko, Y. et al. 2008, Atomic Data and Nuclear Data Tables,  $94,\,603$ 

Schlafly, E. F. & Finkbeiner, D. P. 2011, ApJ, 737, 103

Wongwathanarat, A. et al. 2015, A&A, 577, A48

Yaron, O. & Gal-Yam, A. 2012, PASP, 124, 668

----indexへ戻る

コン a08

Ia型超新星爆発モデルの輝線形状計算とその非対称性

瀧藤 晴

## Ia型超新星爆発モデルの輝線形状計算とその非対称性

瀧藤 晴 (京都大学大学院 理学研究科)

## **Abstract**

超新星爆発とは星が一生の最後に起こす大爆発現象である。そのうち Ia 型超新星爆発に分類されるものは主に白色矮星を含む連星系の爆発現象と考えられている。爆発モデルとして巨星から物質が降着するものや白色矮星 (WD) 同士の合体によるものなどが提唱されているが、すべての超新星爆発を説明するには至っていない。例えば WDー巨星連星に関するモデルについては爆発後の画像から巨星が見つかることは稀である。また WD 同士の連星に関するモデルにおいてもチャンドラセカール質量より重たい合計質量が必要になり、このような系が存在する確率は低い (Tanikawa et al.2018[2])。そこで、チャンドラセカール質量より軽い WD 連星系で爆発に至ることのできる D6 モデルという爆発モデルに注目した。D6 モデルとは、伴星の WD から主星の WD へ降着した He の圧縮に注目した爆発モデルである。主星表面で生じた爆発が内部に潜り込むことで再び強い爆発が引き起こされる。このモデルにより放たれた物質は非対称な分布をすることが知られており、iPTF14atg などいくつかの超新星爆発を説明できると期待されている。(Tanikawa et al.2018[2]) しかし、D6 モデルについての先行研究では輝線形状について触れられておらず、実際の天体を分光して得るデータと照らし合わせることが困難である。

本研究では、D6 モデルによる爆発の輝線形状がどのような形をしているのか調べることを目的として解析を行った。あらかじめ計算された速度や放射エネルギー分布、化学組成のデータを用いてメッシュごとの視線速度を計算することで輝線形状を得た。計算の結果、D6 モデルは視線方向によって輝線形状が大きく変わることがわかった。

上記のことを報告するとともに、iPTF14atg のような候補天体から観測された輝線や光度曲線との比較を通したモデルの妥当性の検証など今後の展望について報告する。

## 1 Introduction

超新星爆発は星が一生の最後に起こす大規模な爆 発現象で、スペクトルの形や光度曲線の形状などか ら様々なタイプに分類されている。その中でも Ia 型 超新星に分類されるものは炭素 C と酸素 O からな る白色矮星 (COWD) の爆発現象と考えられている。 WD には Chandrasekhar 限界質量  $(M_{ch} \sim 1.4 M_{\odot})$ が存在し、この重さを上回ると核反応の暴走によっ て WD は爆発へと至ることが知られている。ただ し、WD 単独では縮退しているために核融合反応 を起こせず、 $M_{ch}$  まで質量を増やすことが困難で ある。そこで WD への質量降着の起源として、巨 星-WD の連星系で巨星外層が WD に剥ぎ取られる シナリオ (SD シナリオ) と WD-WD の連星系が合 体するなどして主星 WD に質量が渡されるシナリオ (DD シナリオ) などが考えられてきた。しかし、こ れらのシナリオは完璧ではなく、SD シナリオでは 爆発後の画像から巨星が検出されることが稀である

という問題がある。DD シナリオにおいても、衝突によって爆発を起こす場合は2つの WD の質量和が $M_{ch}$  を超えている必要があるが、そのような系が存在する確率は Ia 型超新星の発生確率より小さいという問題がある。(Tanikawa et al.2018[2])

D6 モデル (Dynamically-Driven Double-Double-Detonation Degenerate model)(Shen et al.2018[1]) は限界質量を超えることなく爆発を 起こす DD シナリオの爆発モデルである。図1に 示したのは Tanikawa et al.2018[2] による SPH 法 を用いた計算における爆発のようすをあらわした図 である。このモデルではまず伴星 WD の表面から 主星 WD の表面へ降着した He の圧縮によって爆発 (detonation) が起こる。その衝撃波が主星を取り囲 むようにして広がった後に、発火点の反対側で衝撃 波が収れんする。次に集まった衝撃波が主星の内部 へと潜り込んでいくことで中心の C や O が圧縮や 加熱を受ける。最後に主星 WD の中心部から CO の

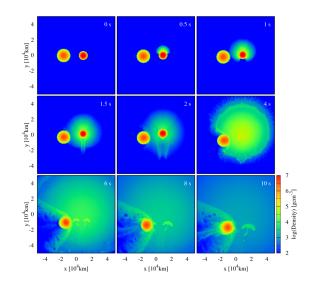


図 1: D6 モデルの爆発の流れ Tanikawa et al.2018[2] より

detonation が始まり主星全体を吹き飛ばすようにして超新星爆発が発生する。

Tanikawa et al.2018[2] では ejecta 内の CO 速度 分布に二峰性構造があることや、続く論文である Tanikawa et al.2019[3] では ejecta による伴星表面 にある物質の剥ぎ取られかたなどについて論じられている。さらに、このモデルで起源を説明できる天体の候補として iPTF14atg という超新星爆発が挙げられている。この天体は光度曲線やスペクトル進化の解析から Chandrasekhar 質量未満の WD 爆発のものとされていることなどから D6 モデルの対応 天体であることが期待されている。

しかし、Tanikawa et al.2018[2]、Tanikawa et al.2019[3] では輝線形状に関する議論がされておらず、実際の観測結果と照らし合わせることが困難である。本研究では D6 モデルによる爆発の輝線形状がどのような形をしているのか調べることを目的として解析を行った。あらかじめ計算された速度や放射エネルギー分布、化学組成のデータを用いてメッシュごとの視線速度を計算することで輝線形状を得た。

## 2 Methods

本研究では  $1.0M_{\odot}$  の主星 COWD と 0.6M. の伴星 COWD の連星系における場合の三次元モンテカルロ

計算の結果をもととして、輝線形状を計算するコードを C 言語で作成した。前提となるモンテカルロ計算の結果では空間が極座標を用いて  $(r,\theta,\phi)$  方向に (128,64,64) 個のメッシュに分けられている。また、前提計算の結果として各メッシュ上での速度 (km/s)、放射エネルギー量 (erg/s)、質量密度  $(kg/cm^3)$ 、元素存在比が与えられている。今回扱うのは爆発から 330日が経過した時点での輝線形状である。

輝線形状はドップラー効果

$$\lambda_o = \left(1 + \frac{V}{c}\right)\lambda_s \tag{1}$$

により視線方向に速度Vで移動する光子の波長変化をもととしてエネルギーの波長分布を求めたものだが、 $(\lambda_o$ は観測される波長で、 $\lambda_s$ は静止時の波長である)本研究では放射されたエネルギーがどの準位間の遷移に相当するのか議論できていないため波長分布ではなく視線速度分布を用いてプロットした。また、プロットの際にエネルギーの絶対値に関する補正などは行っていない。そのためエネルギーの絶対値ではなく、波長ごとの相対的な値の違いに注目した。

仮定として、homologous 膨張をする ejecta を考え、

$$R = Vt \tag{2}$$

のように速度構造がそのまま空間構造を反映するとした。さらに、今回は計算を単純化させるため opacity が十分小さく、光子の吸収などの効果を考慮しないという仮定もおいて計算を行った。実際、opacity $\tau$ は ejecta の半径を R, 質量を M とすると

$$\tau = \rho \kappa R \tag{3}$$

$$= \kappa \frac{M}{R^2} \tag{4}$$

$$\simeq 10^4 \kappa \frac{M}{M_{\odot}} \left( \frac{10^9 \text{cm/s}}{V} \right)^{-2} \left( \frac{1 \text{day}}{t} \right)^{-2} \tag{5}$$

と評価できるので、今回考える 330 日前後では十分 光学的に薄いと考えられる。最後に、各メッシュ上 での放射は等方的なものではなく、光子の放たれる 向きが各メッシュ上の速度に平行であると仮定して 計算を行った。

以上の仮定のもとで各メッシュごとに与えられた 速度から観測者に向かっての視線速度を計算し、あら かじめ用意した速度ビンと照らし合わせることで放 射エネルギーの視線速度分布、波長分布を得るコー ドを作成した。

## 3 Results

まず爆発から 330 日が経過した時点での放射エネルギー分布を示す。図 2 は本研究の結果ではなく、入

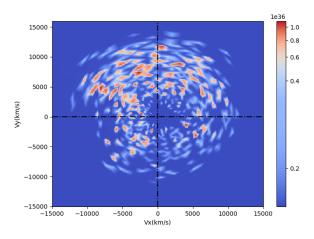


図 2: 放射エネルギーの分布 Tanikawa et al.2018[2] の結果をもとに作成

力として受け取ったデータを可視化したものである。 色の濃淡はエネルギーの強弱を表しており、赤くなる につれて高エネルギーである。縦軸横軸はそれぞれ y,x 軸方向の速度 (km/s) を表しており、homologous 膨張を考えているため速度構造が空間構造に一致し ていることに注意している。

この放射エネルギーと速度のデータをもとに X 軸正の方向および Y 軸正の方向から見た輝線形状を以下に示す。ただし、今回の計算ではエネルギーの絶対値に意味がないことを考慮し、エネルギー軸に値目盛りを記載しない。以降、X 軸正方向からみた輝線形状を X プロファイルと呼び、Y 軸正方向から見た輝線形状を Y プロファイルと呼ぶ。 X プロファイ

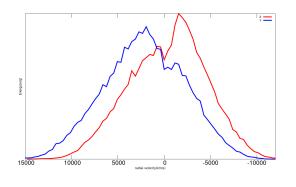


図 3: 輝線形状

ルは図2を右側からみたものに対応し、Yプロファイルは上側からみたものに対応している。横軸は速度 (km/s)であり、正の値が視線に近づく方つまり青方偏移を表し、負の値が遠ざかる方つまり赤方偏移を表している。図3における Xプロファイル、Yプロファイルのピークの位置はそれぞれ赤方偏移と青方偏移側にある。一方図2において放射の強い領域、すなわち赤みの強い部分は図の左上に位置しており、x軸負方向・y軸正方向に移動している。したがって、図3においても Xプロファイルは赤方偏移成分が強くなり、Yプロファイルは青方偏移成分が強くなるように読み取ることができ、図2から読み取れる放射エネルギーのピークと整合していると考えられる。

## 4 Discussion

図3から輝線形状には XY 方向への非対称性があることがわかった。本節では主に輝線形状の裾野の形に着目して議論を行う。図3に注目すると山状に広がった輝線形状の裾野において X,Y 2つのグラフがずれていることがわかる。特に Y プロファイルの裾野では X プロファイルのものに比べて正の方向にずれていることがわかる。このことを調べるためにガウス関数を用いて輝線形状のフィッティングを行った。

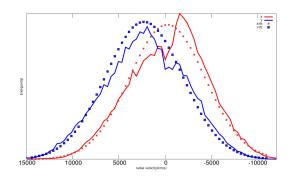


図 4: 輝線形状にガウス関数をフィットしたもの

図4は図3に対してガウス関数を用いてフィットを行ったグラフである。ガウス関数の頂点に注目すると、Xプロファイルのフィットでは原点付近に位置しているが、Yプロファイルのフィットでは視線速度が正の値に位置している。このことはx軸に関してejectaは左右対称に広がっており、y軸に関してejectaは全体的にy軸正の方向に偏っていることを

示していると考えられる。つまりこの ejecta は y 軸方向上方へ向かって全体として移動していると考えらる。図 5 に示した図 1 の一部分に注目する。1 06 モ

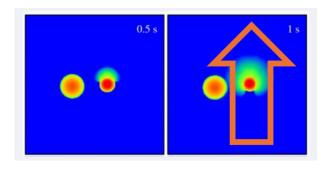


図 5: y 軸方向にかかる力図1より抜粋

デルでは主星の y 軸正側で爆発が始まり、発火点の 反対側つまり Y 軸負側の点で衝撃波が収れんし、さらに主星の内部に衝撃波が潜り込むことで爆発が進 行している。この衝撃波が潜り込む際に上向きに主 星を押し上げる力が働き、ejecta の全体的な動きに 寄与したと考えられる。

## 5 Conclusion

D6 モデルは Chandrasekhar 質量を超えずに WD 同士の連星系が爆発を起こすシナリオとして期待されている。本研究では D6 モデル計算における速度と放射エネルギーの分布から視線速度を計算することにより、2つの方向から ejecta を見込んだ輝線形状を計算することができた。X プロファイル、Y プロファイルの2つの輝線形状から、放射の強い位置をどこから見るのかによって輝線形状のピークの位置が大きく変わることがわかった。さらに、両プロファイルの全体的なずれを調べることにより、このejecta には y 軸上向きに全体的に移動していることがわかり、その運動の向きは爆発の初期に起こった衝撃波収れんによる押し上げに起因していると考えられることがわかった。

しかし、そうした動きの定量評価や、実際に輝線形状を観測と比較するには本研究では至らなかった。 今後の展望として今回の研究を発展させ、Tanikawa et al.2018[2] に挙げられた候補天体 iPTF14atg との スペクトルの面からの比較などを行いたいと考えて いる。

## Reference

- [1] Ken J Shen, Douglas Boubert, Boris T Gänsicke, Saurabh W Jha, Jennifer E Andrews, Laura Chomiuk, Ryan J Foley, Morgan Fraser, Mariusz Gromadzki, James Guillochon, et al. The Astrophysical Journal, Vol. 865, No. 1, p. 15, 2018.
- [2] Ataru Tanikawa, Ken' ichiNomoto, Naohito Nakasato. The Astrophysical Journal, Vol. 868, No. 2, p. 90, 2018.
- [3] Ataru Tanikawa, Ken' ichiNomoto, Naohito Nakasato, Keiichi Maeda. The Astrophysical Journal, Vol. 885, No. 2, p. 103, 2019.

---indexへ戻る

コンa09

# 密度が一様なCSMとの相互作用により輝く超新星の 光度曲線

千葉 遼太郎

## 密度が一様な CSM との相互作用により輝く超新星の光度曲線

千葉 遼太郎 (総合研究大学院大学 天文科学コース)

## Abstract

エジェクタと星周物質(CSM)の間の相互作用によって輝く超新星の光度が上昇を続ける時間(rise time)は、典型的には数十日程度であるが、100 日を超えるようなものもある。これまで、rise time は CSM 内の光子の拡散時間に対応すると考えられてきたが、100 日を超える rise time を説明するためには、100  $M_{\odot}$  を超える非現実的なほど大量の CSM が必要になる。近年、このような非常に長い rise time は、通常仮定される恒星風的な CSM の密度分布( $\rho \propto r^{-2}$ )ではなく、より一様に近い CSM の密度分布( $\rho \propto r^{-s}$ 、s < 1.5)を仮定することで、自然に説明できることが指摘された。本研究では、一様に近い密度分布の CSM との相互作用で輝く超新星の光度曲線が、先行研究では考慮されていなかった CSM 内部における光子の拡散の効果を考慮することにより、どのような振る舞いを示すようになるかについて検討した。一様な CSM 密度分布を仮定することで、光子の拡散の影響を、比較的単純な方法で定量的に評価することが可能となった。この仮定の下、CSM の質量・半径の違いに対応して、どのような最大光度・rise time・形状を持つ光度曲線が現れるかを導出し、実際に観測された光度曲線との比較を行った。

## 1 Introduction

一部の超新星は、周囲に星周物質 (CSM) が存在する環境で爆発する。例えば、スペクトルが IIn 型, Ibn型, Icn型に分類される超新星はいずれも、ゆっくり膨張する CSM に由来する狭い輝線を持つ。

超新星が CSM の内部で爆発すると, 超新星が噴出する物質 (エジェクタ) と CSM が衝突し, 運動エネルギーが散逸し, 散逸した運動エネルギーの一部が放射に変換される。前述した IIn 型, Ibn 型, Icn 型の超新星は, 主にこのエジェクタ-CSM 間の相互作用により輝いていると考えられている。

CSM との相互作用で輝く超新星の光度曲線は、非常に多様性に富む (Nyholm et al. 2020)。その一つの側面として、超新星が爆発してから光度が上昇し続ける時間 (rise time) は、CSM がない場合は数日程度であるが、CSM がある場合は数十日以上に伸びることが知られている。典型的には、相互作用によって光度が供給される超新星の rise time は CSM の内部を光子が拡散する時間スケールに対応すると考えられてきた (Chevalier & Irwin 2011; Moriya et al. 2013)。しかし、rise time が 100 日を超えるような超新星の存在が知られており (Miller et al. 2010; Smith et al. 2024)、これほど長い rise time を CSM内の光子拡散で説明しようとすると、1000  $M_{\odot}$  を超える大量の CSM が必要になってしまう (Khatami &

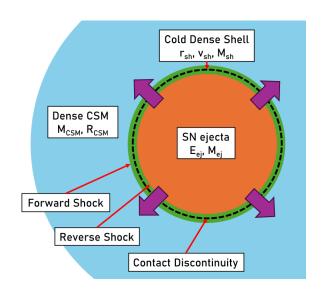


図 1: CSM とエジェクタの衝突を表した模式図。

Kasen 2023)。CSM は超新星爆発の前駆星からの質量放出によって形成されると考えられているので、これほど大量の CSM が形成されるとは考えづらい。

近年、一様に近い CSM の密度分布を考えることによって、非常に長い rise time を自然に説明できる可能性が提案された (Moriya 2023)。 CSM の密度分布が一様に近く、光子拡散が無視できる場合、 rise time は後述する CDS が CSM の内部をどのように運動するかで決まり、 CSM 質量によらず 100 日を超

えうる。

本研究では、一様な密度分布の CSM との相互作用で輝く超新星のモデルに、先行研究では取り入れられていなかった光子拡散の効果と CSM の半径の影響を取り入れ、光度曲線がどのような形状になるのかについて検討した。また、得られた結果を実際の超新星の光度曲線と比較した。

## 2 Methods

まず、エジェクタと CSM の相互作用によって輝く 超新星のモデルを設定する。

総質量  $M_{\rm ej}$ , 総運動エネルギー (爆発エネルギー)  $E_{\rm ej}$  の超新星エジェクタが, 総質量  $M_{\rm CSM}$ , 半径  $R_{\rm CSM}$  の, 球殻状の CSM の内部を膨張する状況を考えるものとし (図 1 も参照), 超新星爆発を起こす直前の星の半径は  $R_{\rm CSM}$  より十分小さいものとする。また, 超新星の光度は主に相互作用により供給されているものとする。

CSM が十分高密度な場合、エジェクタと CSM の 衝突によって形成される 2 枚の衝撃波面の間の領域は、放射冷却によって薄い球殻状になることが知られており、CDS (cold dense shell) と呼ばれる。CDS の厚さを無視する場合、CDS の性質はその質量  $M_{\rm sh}$  と半径  $r_{\rm sh}$  で完全に特徴づけることができる。これらの量の時間変化は、質量保存則と運動量保存則から求めることができ、それぞれの保存則を立式すると次のようになる。

$$\frac{\mathrm{d}M_{\mathrm{sh}}}{\mathrm{d}t} = 4\pi r_{\mathrm{sh}}^2 [\rho_{\mathrm{ej}}(v_{\mathrm{ej}} - v_{\mathrm{sh}}) + \rho_{\mathrm{CSM}}(v_{\mathrm{sh}} - v_{\mathrm{CSM}})], \tag{1}$$

$$M_{\rm sh} \frac{\mathrm{d}v_{\rm sh}}{\mathrm{d}t} = 4\pi r_{\rm sh}^2 [\rho_{\rm ej}(v_{\rm ej} - v_{\rm sh})^2 - \rho_{\rm CSM}(v_{\rm sh} - v_{\rm CSM})^2].$$
(2)

ここで、 $v_{\rm sh}:={\rm d}r_{\rm sh}/{\rm d}t$ は CDS の速度、 $\rho_{\rm ej}$ 、 $v_{\rm ej}$  はそれぞれエジェクタの密度分布と速度分布, $\rho_{\rm CSM}$ 、 $v_{\rm CSM}$ はそれぞれ CSM の密度分布と速度分布。以下では、簡単のために CSM の密度分布として  $\rho_{\rm CSM}(r)=Dr^{-s}$ と言うべき乗の形を仮定する。

数値計算の結果によると, CSM 内部で膨張するエジェクタの密度分布は以下のように書ける (Chevalier

& Soker 1989; Matzner & McKee 1999).

$$\rho_{\rm ej}(v_{\rm ej}, t) \propto \begin{cases} t^{-3} (v/v_{\rm tr})^{-\delta} & (v > v_{\rm tr}), \\ t^{-3} (v/v_{\rm tr})^{-n} & (v < v_{\rm tr}). \end{cases}$$
(3)

CCT,  $\delta \approx 0$ ,  $n \approx 10$  T

$$v_{\rm tr} = \sqrt{\frac{2(5-\delta)(n-5)E_{\rm ej}}{(3-\delta)(n-3)M_{\rm ej}}}.$$
 (4)

エジェクタと CSM の衝突によって失われた運動エネルギーの一部が、放射に変換される。変換の割合を $\varepsilon$ とおくと、単位時間あたりに相互作用で生成される放射のエネルギー  $L_{\rm int}$  は

$$L_{\text{int}} = \varepsilon \frac{\mathrm{d}E_{\text{kin}}}{\mathrm{d}t} = 2\pi\varepsilon r_{\text{sh}}^2 [\rho_{\text{ej}} (v_{\text{sh}} - v_{\text{ej}})^3 + \rho_{\text{CSM}} (v_{\text{sh}} - v_{\text{CSM}})^3]$$
(5)

と表せる。ここで,  $E_{\rm kin}$  は衝撃波面を通過していないエジェクタと CSM の総運動エネルギー。以下では, 観測の結果から  $\varepsilon=0.3$  と言う値を仮定する (Fransson et al. 2014)。

式 1, 2 において  $\rho_{\rm ej}$ ,  $\rho_{\rm CSM}$  を与えると,  $M_{\rm sh}$ ,  $r_{\rm sh}$  の時間変化を求めることができる。 $r_{\rm sh}$  の時間変化を式 5 に代入することで,  $L_{\rm int}$  の時間変化が求められる。これを求めると, CSM 密度の指数 s が s>1.5 を満たすときは  $L_{\rm int}$  は単調に減少するが, CSM の密度分布が比較的一様に近く s<1.5 を満たすときは,  $L_{\rm int}$  は増加したのち, 密度分布が  $r^{-\delta}$  に比例する内側のエジェクタ (式 3 を参照) が相互作用を開始するときに減少に転じることが分かる。以下では, s<1.5 を仮定し, 内側のエジェクタが相互作用を開始する時間を  $t=t_{\rm tr}$  と定める。

式 1,2 を解いて求めた  $t=t_{\rm tr}$  における CDS の半径が  $R_{\rm CSM}$  より大きい場合,  $L_{\rm int}$  が減少に転じるよりも前に CDS が CSM の端に到達し, エジェクタと CSM の相互作用が終了する。この場合,  $L_{\rm int}$  は相互作用の終了に伴って急激に減少する。CDS が CSM の端に到達する瞬間を,  $t=t_{\rm em}$  と定める。

以上をまとめると, s<1.5 のとき,  $L_{\rm int}$  は増加の後減少し, 最大となるのは  $t=t_{\rm tr}$  または  $t_{\rm em}$  のときである。どちらで最大になるかは, CSM の質量と半径によって決まる。

次に、ここまでで設定した相互作用で輝く超新星のモデルに、拡散の効果を取り入れる。これ以降、CSMの密度分布について、s=0を仮定する。

衝撃波面を通過していない CSM の光学的厚み  $\tau_{\rm CSM}$  は、CSM の不透明度を  $\kappa_{\rm CSM}$  として、

$$\tau_{\rm CSM}(t) = \kappa_{\rm CSM} D[R_{\rm CSM} - r_{\rm sh}(t)] \tag{6}$$

と表わされる。エジェクタと CSM の相互作用によ り発生した光子は、CSM が光学的に十分厚いと、拡 散している間に CDS に追いつかれ、系を抜け出す ことができない。 $\tau_{CSM}$ が十分小さくなって初めて、 光子は CSM を抜け出せるようになる。この現象を "shock breakout" と呼ぶ。Shock breakout が発生す る条件は、1程度の大きさの係数を無視すれば、

$$\tau_{\rm CSM}(t) = \frac{c}{v_{\rm sh}(t)} \tag{7}$$

と表わされる。Shock breakout が起こる時間スケー ルは、CSM 内を光子が拡散して抜けるまでの時間ス ケールに等しく、これは CSM が十分光学的に厚い  $(\tau_{\rm CSM}(t)\gg 1)$  とき,

$$t_{\text{diff}}(t) = \frac{\kappa_{\text{CSM}} D[R_{\text{CSM}} - r_{\text{sh}}(t)]^2}{c}$$
(8)

と表わされる。

CSM が光学的に十分厚ければ、shock breakout が 発生する。爆発してから shock breakout が発生する までの間、相互作用により発生した光子は、CDS に閉 じ込められる。閉じ込められる光子の総エネルギー は,  $L_{\text{int}}(t)$  を t=0 から  $t_{\text{br}}$  (shock breakout が発 生する時間)まで積分した値に等しい。このエネル ギーが、shock breakout に伴って、CSM の拡散時間 スケールと同程度の時間をかけて CSM を抜け出し ていく。よって、shock breakout に伴う光度の最大

$$L_{\rm br} \approx \frac{1}{t_{\rm diff}(t_{\rm br})} \int_0^{t_{\rm br}} L_{\rm int}(t) dt$$
 (9)

と表わせる。この結果、光度曲線は  $t = t_{br}$  から  $t_{br}$  +  $t_{\text{diff}}(t_{\text{br}})$  にかけて上昇し,  $t = t_{\text{br}} + t_{\text{diff}}(t_{\text{br}})$  のとき の光度は  $L_{\rm br} + L_{\rm int}(t_{\rm br})$  となる。

CSM の光学的厚みが足りない場合, shock breakout は起こらない。この場合、光度曲線は t=0 から  $t = t_{\text{diff}}(0)$  まで上昇し、それ以降の光度曲線の形状 は  $L_{\rm int}$  の時間変化と同様である。

#### Results 3

図 2 は、このモデルにおいて、一様な CSM と相

りうるか、概形を示したものである。光度曲線の形状 は, shock breakout の有無, および  $t_{\rm br}$ ,  $t_{\rm tr}$ ,  $t_{\rm em}$  の大 小によって 5種類に分類できる。いくつかの場合に は、ピークが2つある光度曲線が得られる。

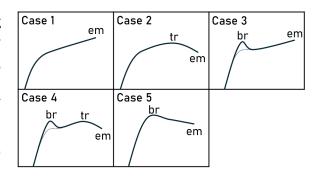


図 2: 光度曲線の定性的な形状の分類。

Breakout の有無、および  $t_{\rm br}$ ,  $t_{\rm tr}$ ,  $t_{\rm em}$  の値は、爆 発のパラメータ  $M_{\rm ej}$ ,  $E_{\rm ej}$ , エジェクタ密度分布の指 数  $\delta$ , n, CSM の質量  $M_{\text{CSM}}$ , 半径  $R_{\text{CSM}}$ , 不透明 度  $\kappa_{\text{CSM}}$  から決定される。図 3 は,  $M_{\text{ei}} = 10 \text{ M}_{\odot}$ ,  $E_{\rm ej} = 10^{51} \ {\rm erg}, \ \delta = 0, \ n = 10, \ \kappa_{\rm CSM} = 0.1 \ {\rm cm^2 \ g^{-1}}$ として、 $M_{\text{CSM}}$ 、 $R_{\text{CSM}}$  と 2 で示した光度曲線の形状 の対応を示したものである。ただし, shock breakout の有無に対応する境界については、その大まかな位置 を示している。

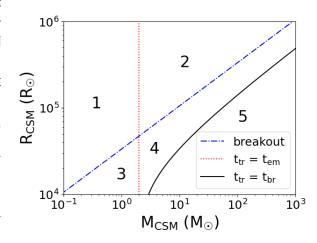


図 3: CSM の質量  $M_{\text{CSM}}$ , 半径  $R_{\text{CSM}}$  と, 図 2 で示 した光度曲線の概形との対応の一例。

さらに、同じパラメータを用いて、図2で示した光 度曲線における各ピークの時刻と光度の対応を求め ると、図4のようになる。図4には比較のために、光 互作用する超新星の光度曲線がどのような形状にな 度曲線にピークを複数持つ実際の超新星の, 各ピーク

の位置も示している。

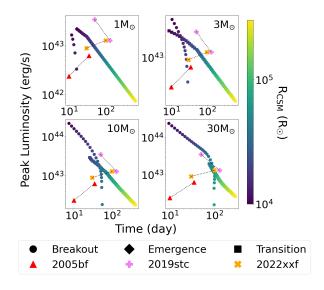


図 4: 爆発から各ピークまでの時間と各ピークの光度 を、異なる  $M_{\rm CSM}$ ,  $R_{\rm CSM}$  に対して求めた例。グラフ右上の値は  $M_{\rm CSM}$  を表す。

一様な CSM との相互作用で輝く超新星は、光度曲線に 2 つピークを持つ可能性があるという予測の妥当性を確かめるために、実際の光度曲線との比較を行った。比較した超新星は SN 2005bf (Folatelli et al. 2006) と SN 2022xxf (Kuncarayakti et al. 2023) の2 つである。それぞれの光度曲線におけるピーク光度とピーク間の間隔を、一様な CSM との相互作用で輝く超新星のモデルで再現するパラメータを求めると、表1のようになった。なお、式7 (shock breakout の発生条件) における係数の不定性のため、2 通りの係数を仮定して用いて求めた。

SN	SBO	$E_{\rm ej}$	$M_{ m ej}$	$M_{\rm CSM}$	$R_{\text{CSM}}$
	条件	(B)	$({ m M}_{\odot})$	$({ m R}_{\odot})$	$(10^4~{\rm R}_{\odot})$
05bf	1	1.05	14.0	3.20	2.2
	2	0.58	4.75	1.15	2.0
22xxf	1	9.1	165	37.9	6.4
	2	4.7	52.4	16.7	6.3

表 1: SN 2005bf, 2022xxf の光度曲線のピーク光度 とピーク間隔に合うパラメータ。ここで、"SBO 条件 1" は  $\tau_{\rm CSM}=c/v_{\rm sh}$  を、"2" は  $2\tau_{\rm CSM}=c/v_{\rm sh}$  を shock breakout 発生の条件に用いて求めた値。

## 4 Conclusion

一様な密度分布を持つ CSM とエジェクタの相互作用によって輝く超新星の光度曲線は、shock breakoutの有無と、 $t_{\rm br}$ 、 $t_{\rm tr}$ 、 $t_{\rm em}$  の3つの時間スケールの大小によって決まる、様々な形状を取ることが分かった。さらに、光度曲線として、数ヶ月離れた2つのピークを持つようなものが現れる可能性があることも分かった。そして、このような光度曲線を持つ実際の超新星との比較を行い、光度曲線の特徴を再現するようなパラメータが存在することを示した。

光度曲線にピークを複数持つ超新星の観測例は限られている。Vera C. Rubin 観測所のような,より突発天体の検出能力が高い施設を用いることで,今後超新星の光度曲線の多様性は増していくと考えられる。今回の結果は,相互作用により輝く超新星の光度曲線について考える上で,CSM の密度分布の多様性についても考慮する必要があることを示している。

## Acknowledgement

指導教員の守屋尭氏, また結果について議論していただいた冨永望氏, 高橋亘氏, H. Kuncarayakti 氏に感謝の意を表します。

## Reference

Chevalier & Irwin 2011, ApJL, 729, L6
Chevalier & Soker 1989, ApJ, 341, 867
Folatelli et al. 2006, ApJ, 641, 1039
Fransson et al. 2014, ApJ, 797, 118
Khatami & Kasen 2023, arXiv, 2304.03369
Kuncarayakti et al. 2023, A&A, 678, A209
Matzner & McKee 1999, ApJ, 510, 379
Miller et al. 2013, MNRAS, 404, 305
Moriya et al. 2013, MNRAS, 435, 1520
Moriya 2023, MNRAS, 524, 5309
Nyholm et al. 2020, A&A 637, A73
Smith et al. 2024, MNRAS, 530, 405

---indexへ戻る

コンa10

対不安定型超新星における 12C(α,γ)16O 反応の最重 要温度

川下 大響

## 対不安定型超新星の質量上限と $^{12}$ C $(\alpha,\gamma)^{16}$ O 応答性

川下 大響 (東京大学大学院 総合文化研究科)

## **Abstract**

対不安定型超新星は 200 太陽質量程度で低金属の星が起こすとされている爆発現象であり、コンパクト天体を遺さないことから、これによってもたらされるブラックホール不存在質量領域である PI mass gap との関係で注目されている。恒星進化において元素合成は重要な要素であるが、特に重要視されている  $^{12}$ C( $\alpha$ , $\gamma$ ) $^{16}$ O は恒星進化程度の温度帯で制度良く決まっていないことが知られており、この不定性は PI mass gap の範囲を大きく変化させることが報告されていた。我々はこの  $^{12}$ C( $\alpha$ , $\gamma$ ) $^{16}$ O 反応率不定性が対不安定型超新星の明るさを支配する  $^{56}$ Ni の合成量にも大きく影響することを発見し、以前の夏の学校でも報告した。しかし、これらの研究はエラー範囲の上限と下限を全温度帯において極端に取った計算によるものであり、実際の反応率とは大きくかけ離れた数値に基づいた計算となっている。今回はこの問題に注目し、温度に対してランダムに生成した核反応率テーブルを用い多数の恒星進化計算を行うことで、ニッケル合成量と最も関係のある反応温度帯を見出すことを試みた。計算の結果、対不安定型超新星のプロセスとして比較的早い時点に対応する温度において強い相関が発見された。

## 1 Introduction

Very massive star (VMS) と呼ばれる質量レンジの 恒星は、最期に対不安定型超新星 (Pair-instability supernova: PISN) という爆発現象を起こす (e.g., Barkat et al. 1967; Fryer et al. 2001; Heger et al. 2003)。金属 欠乏星であれば初期質量 140-260M<sub>☉</sub> の恒星が PISN に至ると考えられているが、金属量の増加に伴い質 量損失の影響が大きくなると最終的な質量が不足し て PISN に至らない可能性がある (c.f. Farmer et al. (2019)) ため、特に初代星・初代銀河との関係で重要 な現象である。また、PISN は Ia 型超新星と同じく 原子核反応の暴走によって生じるため、超新星の最 大光度を決定する 56Ni の合成が極めて盛んに起き、 通常の超新星の 100 倍程度明るく輝く可能性がある と考えられている。そのため、PISN は超高輝度超新 星 (Superluminous supernova: SLSN) を説明するモデ ルの1つとしても考えられている。これまで PISN と確定した観測例はなかったが (c.f. Gal-Yam et al. (2009))、銀河や星の元素組成から PISN の痕跡を見 出したとする報告 (e.g. Aoki et al. (2014), Xing et al. (2023)) をはじめ、近年は PISN の直接観測に成功し たとする有力な報告 (Schulze et al. 2024) もされてお り、注目を集めている。

先述した爆発機構から、PISN は熱核反応型超新星爆発 (thermonuclear supernova) にカテゴリーされ、

通常の恒星進化の終着点である重力崩壊型超新星爆 発 (core-collapse supernova) と異なりその跡地にはブ ラックホールなどのコンパクト天体を遺さず、完全に 星を破壊する。これにより、ブラックホールの質量分 布には PISN を起こす親星の質量レンジに対応する間 隙 (PI mass gap) があると予言されている (e.g. Heger & Woosley (2002))。しかし最近、GW190521(Abbott et al. 2020a,b, 2021; Estellés et al. 2022) を筆頭にこの範 囲内にブラックホールが存在することを示唆する重力 波イベントが多数検出されており ((Abbott et al. 2021; The LIGO Scientific Collaboration et al. 2021; Abbott et al. 2023); c.f. Moreno Méndez et al. (2023)), PI mass gap の範囲に強く影響を与えうる  $^{12}$ C $(\alpha,\gamma)^{16}$ O 反応 率 (Takahashi (2018); Farmer et al. (2019, 2020); Costa et al. (2021); c.f. deBoer et al. (2017)) に注目が集まっ ている。

筆者は、PISN において特徴的である  $^{56}$ Ni の生成と、同様に観測情報に影響する爆発エネルギーに対して  $^{12}$ C( $\alpha$ , $\gamma$ ) $^{16}$ O 反応率がどのように影響するか、また実際の光度曲線がどのように応答するかについて研究し、一昨年の第  $^{52}$ 回天文・天体物理夏の学校、ならびに昨年の第  $^{53}$ 回天文・天体物理夏の学校において発表した。しかし、これらの研究、さらにはこれまでの先行研究のほとんどは、その不定性を全温度帯にわたって標準値の定数倍としたり (e.g.

Takahashi (2018))、または不定性範囲の限界線そのものを核反応率テーブルとして採用 (e.g. Farmer et al. (2019, 2020); Costa et al. (2021); Farag et al. (2022)) して計算している。これは、ざっくりとどの核反応が現象に対して重要か、極端な場合にどのくらい奇妙な現象があり得るかを検討する上では有用だが、それがどのような物理プロセスで起きるかを見極める上では不十分である。特に、不定性の大きい原子核反応の知見を用いているために将来の観測から原子核物理への制限が期待されるところ、これらのアプローチからは仮に観測データが得られたとしても、そこから当該核反応率が標準より高そうか低そうかという定性的議論から進むことができない。

そこで本研究では、PISN における  $^{12}$ C $(\alpha,\gamma)^{16}$ O 反 応の最重要温度を特定することを試みる。本研究の 完成により、PISN の光度曲線情報から、ある具体的 温度における  $^{12}$ C $(\alpha,\gamma)^{16}$ O 反応率の制限が可能になることが期待される。

## 2 Methods

本研究ではランダムな核反応率テーブルを生成し、モンテカルロ法によって  $^{56}$ Ni 生成量と最も関係の強い反応温度を見出すことを試みる。

基本的には一昨年の第 52 回天文・天体物理夏の学校、ならびに昨年の第 53 回天文・天体物理夏の学校において発表した研究で用いたのと同様の方法で恒星進化計算を行った。具体的には、恒星進化コード MESA(Paxton et al. 2011, 2013, 2015, 2018, 2019; Jermyn et al. 2023) において Marchant et al. (2019) のセットアップを用い、初期質量  $100M_{\odot}$ 、 $Z=10^{-5}$  のもと He 星の恒星進化計算を行った。原子核反応ネットワークは approx21\_plus\_co56.net を用いている。ただし  $^{12}$ C( $\alpha$ , $\gamma$ ) $^{16}$ O 反応に関する処方が異なり、STARLIB (Sallaska et al. 2013) をもとに、その標準値に対し温度ごとに、ある程度の幅の中で生成した乱数を掛け、核反応率テーブルを生成した。

図 1 (Kawashimo et al. 2024) は STARLIB (Sallaska et al. 2013) による  $^{12}$ C( $\alpha,\gamma$ ) $^{16}$ O 反応率の不定性範囲を示している。これによれば、 $2\sigma$  範囲(いわゆる 95%信頼区間)は最も不定性が大きい温度においておよそ 0.5 倍から 2 倍の間である。そのため、今回は 0.5 から 2 の間で各温度について乱数を生成し、そ

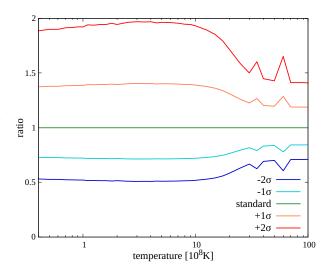


図 1: STARLIB (Sallaska et al. 2013) による、 $^{12}$ C( $\alpha, \gamma$ ) $^{16}$ O 反応の不定性範囲。最も標準的とされる値を基準として、それに対する比で示されている。 Kawashimo et al. (2024) より。

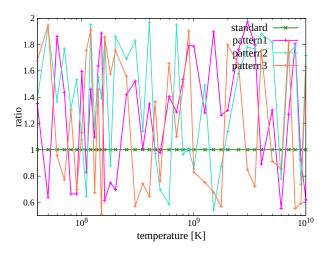


図 2: 実際に生成したランダム核反応率テーブルの例。STARLIBにおける標準値(緑)を基準として、それに対する比で示されている。

れを各温度における標準的な反応率に掛けることで、 ランダムな核反応率テーブルを得た。図2は実際に 生成した核反応率テーブルの例を示している

## 3 Results and Discussions

今回は 4500 ケースのモデルを生成し、そのうち 4061 ケースで PISN として爆発に成功した。各モデ

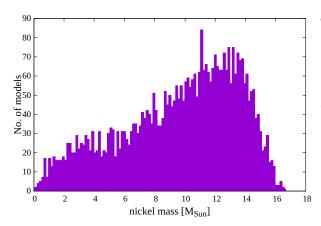


図 3: 各モデルで生成された <sup>56</sup>Ni 量の分布。

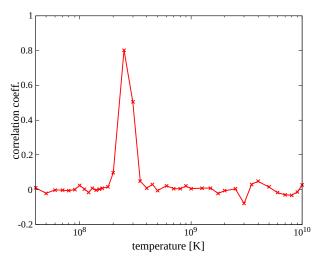


図 4: 生成  $^{56}$ Ni 量と、各温度における反応率の相関係数。

ルで生成された <sup>56</sup>Ni 量の分布は図 3 に示す。

図 4 は生成  $^{56}$ Ni 量と、各温度における反応率の相関係数を示す。これによれば、生成  $^{56}$ Ni 量は明らかに  $T=2.5\times10^8$ K 付近の反応率と極めて強く相関していることがわかる。この温度帯はいわゆる He 燃焼の温度と対応しているため、 $^{12}$ C( $\alpha,\gamma$ ) $^{16}$ O 反応が最も支配的に起きると考えれば、合理的である。もっとも、高温付近で逆相関的なふるまいが見られることは非自明である。一つの可能性として、本計算では逆反応についてテーブルの調整を行っていないが、 $^{12}$ C( $\alpha,\gamma$ ) $^{16}$ O 反応は高温付近では逆反応が卓越するため、その影響が現れている可能性がある。そのため、高温付近についてはより正確な計算を行い、再検討する必要がある。

## 4 Conclusion and future works

今回は、PISN、特にその  $^{56}$ Ni 合成における  $^{12}$ C( $\alpha$ , $\gamma$ ) $^{16}$ O 反応の最重要温度を明らかにするため、モンテカルロ法を用いて探索した。その結果、 $T=2.5\times10^8$ K 付近の反応率と極めて強い相関が見られた。この温度は、従来知られていた He 燃焼プロセスの温度と一致する。

もっとも、He 燃焼プロセスは主に  $3\alpha$  反応と  $^{12}$ C( $\alpha$ , $\gamma$ ) $^{16}$ O 反応により構成されているため、 $3\alpha$  反応との競合については議論の余地がある。また、今回 の計算では  $^{12}$ C( $\alpha$ , $\gamma$ ) $^{16}$ O 反応についてのみ乱数により核反応率テーブルを作成したが、本来はその逆反応である  $^{16}$ O( $\gamma$ , $\alpha$ ) $^{12}$ C 反応についても対応するテーブルを作成する必要がある。今後は、 $3\alpha$  反応をはじめとする他反応との競合性を、逆反応を含めたより正確な理論モデルによって検討する必要がある。

## Reference

Abbott, R., Abbott, T. D., Abraham, S., et al. 2020a, PRL, 125, 101102

-.. 2020b, ApJL, 900, L13

-.. 2021, PRX, 11, 021053

Abbott, R., Abbott, T. D., Acernese, F., et al. 2023, Physical Review X, 13, 041039

Aoki, W., Tominaga, N., Beers, T. C., Honda, S., & Lee, Y. S. 2014, Science, 345, 912

Barkat, Z., Rakavy, G., & Sack, N. 1967, PRL, 18, 379

Costa, G., Bressan, A., Mapelli, M., et al. 2021, MNRAS, 501, 4514

deBoer, R. J., Görres, J., Wiescher, M., et al. 2017, Reviews of Modern Physics, 89, 035007

Estellés, H., Husa, S., Colleoni, M., et al. 2022, ApJ, 924, 79

Farag, E., Renzo, M., Farmer, R., Chidester, M. T., & Timmes, F. X. 2022, ApJ, 937, 112

Farmer, R., Renzo, M., de Mink, S. E., Fishbach, M., & Justham, S. 2020, ApJL, 902, L36

Farmer, R., Renzo, M., de Mink, S. E., Marchant, P., & Justham, S. 2019, ApJ, 887, 53

Fryer, C. L., Woosley, S. E., & Heger, A. 2001, ApJ, 550, 372Gal-Yam, A., Mazzali, P., Ofek, E. O., et al. 2009, Nature, 462, 624

## 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

- Heger, A., Fryer, C. L., Woosley, S. E., Langer, N., & Hartmann, D. H. 2003, ApJ, 591, 288
- Heger, A., & Woosley, S. E. 2002, ApJ, 567, 532
- Jermyn, A. S., Bauer, E. B., Schwab, J., et al. 2023, ApJS, 265, 15
- Kawashimo, H., Sawada, R., Suwa, Y., et al. 2024, MNRAS, 531, 2786
- Marchant, P., Renzo, M., Farmer, R., et al. 2019, ApJ, 882, 36
- Moreno Méndez, E., De Colle, F., López-Cámara, D., & Vigna-Gómez, A. 2023, MNRAS, 522, 1686
- Paxton, B., Bildsten, L., Dotter, A., et al. 2011, ApJS, 192, 3
- Paxton, B., Cantiello, M., Arras, P., et al. 2013, ApJS, 208, 4
- Paxton, B., Marchant, P., Schwab, J., et al. 2015, ApJS, 220, 15
- Paxton, B., Schwab, J., Bauer, E. B., et al. 2018, ApJS, 234, 34
- Paxton, B., Smolec, R., Schwab, J., et al. 2019, ApJS, 243, 10
- Sallaska, A. L., Iliadis, C., Champange, A. E., et al. 2013, ApJS, 207, 18
- Schulze, S., Fransson, C., Kozyreva, A., et al. 2024, A& A, 683, A223
- Takahashi, K. 2018, ApJ, 863, 153
- The LIGO Scientific Collaboration, the Virgo Collaboration, Abbott, R., et al. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2108.01045
- Xing, Q.-F., Zhao, G., Liu, Z.-W., et al. 2023, Nature, 618, 712

# コンa11

# 鉱物資料を用いた過去の超新星由来のニュートリノ 探索

山﨑 眞尋

## 鉱物試料を用いた過去の超新星由来のニュートリノ探索

山崎 眞尋 (九州大学理学府物理学専攻 粒子系理論物理学研究室)

## Abstract

太陽質量の8倍以上の質量をもつ星は、その一生の最後に重力崩壊して超新星爆発と呼ばれる大爆発(重力崩壊型超新星爆発、Core Collapse Supernova, CCSN)を起こして中性子星を残すか、ブラックホール(Black Hole, BH)となる。いずれの場合にも、その過程で大量のニュートリノが宇宙空間に放出される。このニュートリノを観測するために、近年、Paleodetector と呼ばれる鉱物試料を用いた方法が提案されている。Baum et al. (2020)による先行研究では、Paleodetector における観測量である damage track length spectrum の理論的計算が行われていた。本研究では、ニュートリノの発生源として新たにブラックホール形成を考慮にいれ、先行研究を参考にして damage track length spectrum の理論的計算を行った。その結果、ブラックホール形成の寄与を含めると、damage track length spectrum が増加する領域があることがわかった。また、大質量星が重力崩壊を起こした際、最終的に超新星爆発を起こすのか、ブラックホールになるのかは星の初期質量によると考えられている。現在、その境界となる質量についての共通の理解は得られていないため、本研究では境界となる質量を変更した場合の議論も行った。結果として、境界となる質量が小さくなれば、damage track length spectrum が大きくなることがわかった。

## 1 Introduction

太陽質量の8倍以上の質量をもつ星は、その進化の最終段階で重力崩壊を起こす。崩壊した星は、その過程でニュートリノを放出し、超新星爆発を起こして中性子星を残すか、ブラックホールを形成する。この一連の流れで放出されるニュートリノを観測することは、今までに詳細な理解が得られていない超新星爆発の詳細なメカニズムを知ることに繋がる。

そのニュートリノを観測するために、例えば日本 のスーパーカミオカンデなど、世界中で大型の観測 装置が運用されている。それとは別のアプローチと して、地球上に古くから存在する鉱物試料を用いた Paleodetector と呼ばれる観測方法が提案されてい る。過去の地球に飛んできたニュートリノが鉱物試 料中の原子核と相互作用すると、原子核は反跳して 飛跡を残す。その飛跡は現在まで鉱物試料の内部で 保存されるため、その飛跡を顕微鏡で見ることがで きれば、ニュートリノが飛んできた証拠になるとい うのが Paleodetector の概要である。Paleodetector として使用する鉱物試料の質量は数百g程度であり、 大型の観測装置と比較して非常に小さいが、古い鉱 物試料を用いることでニュートリノとの相互作用に 晒されてきた時間が長くなり、十分な飛跡を得るこ とができると考えられている。Paleodetector の利点 等しいとした。

は、現代の観測装置と異なり過去の地球に飛んできたニュートリノについて調べることができることである。Paleodetectorによってニュートリノを観測することが可能になれば、過去に地球の周辺で起こった星々の超新星爆発やブラックホール形成の様子を知ることができる可能性がある。

## 2 Setups

## 2.1 ニュートリノのスペクトル

本研究では、ニュートリノのスペクトルとして Ashida & Nakazato (2022) で用いられた、超新星爆 発およびブラックホール形成の際に放出されるニュー トリノの数値データを使用した。また、ニュートリ ノのスペクトルは flavor と呼ばれる種類によって異 なるので、ニュートリノのスペクトルとして

$$\left(\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E_{\nu}}\right)_{\mathrm{total}} = \left(\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E_{\nu}}\right)_{\nu_{e}} + \left(\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E_{\nu}}\right)_{\bar{\nu}_{e}} + 4\left(\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E_{\nu}}\right)_{\nu_{e}} \tag{1}$$

を用いることにする。ただし、 $\nu_x$  は  $\nu_\mu$ 、 $\bar{\nu}_\mu$ 、 $\nu_\tau$ 、 $\bar{\nu}_\tau$  を表し、これらのニュートリノのスペクトルは全て等しいとした。

### 超新星爆発、ブラックホール形成が起 2.2 きる頻度

以下では太陽質量を $M_{\odot}$ 、星の質量をMとする。 星は重力崩壊したのち、超新星爆発を起こして中性 子星を残すか、ブラックホールを形成する。また、そ の結末は星の初期質量で決まると考えられている。そ の境界となる質量を以下では $M_{\min}$ とする。宇宙に ある星の質量の範囲は  $0.1 M_{\odot} \sim 100 M_{\odot}$  と考えられ ており、そのうち  $8M_\odot$  以上の質量をもつ星が重力 崩壊を起こすと考えられている。宇宙に存在する星 の初期質量の分布を表す初期質量関数(Initial Mass Function, IMF) を $\psi$ 、星形成の頻度を $R_{SF}$ とする と、宇宙空間で超新星爆発が発生する頻度 R<sub>CCSN</sub> は

$$R_{\text{CCSN}} = R_{\text{SF}} \frac{\int_{8M_{\odot}}^{M_{\text{min}}} \psi(M) dM}{\int_{0.1M_{\odot}}^{100M_{\odot}} M \psi(M) dM}$$
(2)

となる。同様に、ブラックホールが形成される頻度  $R_{\rm BH}$  lt

$$R_{\rm BH} = R_{\rm SF} \frac{\int_{M_{\rm min}}^{100M_{\odot}} \psi(M) dM}{\int_{0.1M_{\odot}}^{100M_{\odot}} M \psi(M) dM}$$
(3)

となる。本研究では、Li et al. (2011) より、銀河系 内での超新星爆発の発生頻度を $0.023\,\mathrm{year}^{-1}$ として、 (2) と (3) の比をとることで

$$\frac{R_{\rm BH}}{R_{\rm CCSN}} = \frac{\int_{M_{\rm min}}^{100M_{\odot}} \psi(M) \mathrm{d}M}{\int_{8M_{\odot}}^{M_{\rm min}} \psi(M) \mathrm{d}M} \tag{4}$$

より

$$R_{\rm BH} = 0.023 \times \frac{\int_{M_{\rm min}}^{100M_{\odot}} \psi(M) dM}{\int_{8M_{\odot}}^{M_{\rm min}} \psi(M) dM} \, \text{year}^{-1}$$
 (5)

としてブラックホールが形成される頻度を求めた。 また、初期質量関数について、Salpeter  $\mathrm{IMF}(\psi \propto$  $M^{-2.35}$ ) を用いた。

#### 2.3damage track length spectrum

地球からある超新星までの距離を $R_{\rm E}$ とし、 $R_{\rm E}$ に 対する銀河系内の超新星の存在確率を表す分布関数 を  $f(R_{\rm E})$  とすると、地球に飛来するニュートリノの スペクトルは

$$\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}E_{\nu}} = R_{\mathrm{CCSN}} \left(\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E_{\nu}}\right)_{\mathrm{total}} \int_{0}^{30} \frac{f(R_{\mathrm{E}})}{4\pi R_{\mathrm{E}}^{2}} \mathrm{d}R_{\mathrm{E}} \quad (6) \qquad F(E_{\mathrm{R}}) = 3 \frac{\sin\left(qr_{n}\right) - qr_{n}\cos\left(qr_{n}\right)}{\left(qr_{n}\right)^{3}} e^{(qs)^{2}/2}$$

と求められる。ただし、 $f(R_{\rm E})$  について、乱数を用 いて銀河系の中心を原点とする三次元極座標上のラ ンダムな位置に超新星を出力し、それを用いて分布 関数を作成した。この時、銀河系内における超新星 の分布は軸対称で、動径座標rと高さzの関数とし て、 $\exp(-r/r_d) \times \exp(-|z|/H)$  に比例するとする。 ここで、 $r_d = 2.9 \,\mathrm{kpc}$ 、 $H = 95 \,\mathrm{pc}$  とし、地球は銀河 系中心から 8.12 kpc の地点にあるとした。また、そ の分布関数に対して地球から最大 30 kpc 離れた星を 考慮に入れ、積分を実行して計算した。以下の図1 に  $f(R_{\rm E})$  の概形を示す。

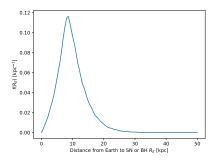


図 1: 銀河系内の超新星の分布関数

地球に飛来したニュートリノが鉱物試料内の原子 核とコヒーレント散乱すると、原子核は反跳エネル ギー $E_{
m R}$ を得て反跳する。また、その標的原子核の 質量を $m_T$ とすると、原子核が反跳した際の標的原 (4) 子核の質量あたりの反跳エネルギーに対する反跳原 子核のスペクトルは

$$\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}E_{\mathrm{R}}}\right)_{\mathrm{T}} = \frac{1}{m_{\mathrm{T}}} \int \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}E_{\mathrm{R}}} \frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}E_{\nu}} \mathrm{d}E_{\nu} \tag{7}$$

と計算できる。ここで、 $\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}E_\mathrm{R}}$ はニュートリノと原子 核の微分散乱断面積であり

$$\frac{d\sigma}{dE_{\rm R}}(E_{\rm R}, E_{\nu}) = \frac{G_{\rm F}^2}{4\pi} Q_{\rm W}^2 m_{\rm T} \left(1 - \frac{m_{\rm T} E_{\rm R}}{2E_{\nu}^2}\right) F^2(E_{\rm R})$$
(8)

と表される。ただし、 $G_{
m F}$  はフェルミ結合定数、 $Q_{
m W}$  は 標的原子核の原子番号、質量数をそれぞれ  $Z_{\mathrm{T}}$ 、 $A_{\mathrm{T}}$ 、 弱混合角を  $\theta_{W}$  として以下で定義される式である。

$$Q_{\rm W} = (A_{\rm T} - Z_{\rm T}) - (1 - 4\sin^2\theta_{\rm W})Z_{\rm T}$$
 (9)

また、 $F(E_{
m R})$  は

$$F(E_{\rm R}) = 3 \frac{\sin(qr_n) - qr_n \cos(qr_n)}{(qr_n)^3} e^{(qs)^2/2} \quad (10)$$

で定義される Helm nuclear form factor であり、 $q=\sqrt{2m_{\mathrm{T}}E_{\mathrm{R}}}$  は momentum transfer、 $r_{n}\approx c^{2}+\frac{7}{3}\pi^{2}a^{2}-5s^{2}$  は effective nuclear radius である。ここで、 $a\approx0.52\,\mathrm{fm}$ 、 $c\approx(1.23A_{\mathrm{T}}^{1/3}-0.6)\,\mathrm{fm}$ 、 $s\approx0.9\,\mathrm{fm}$  とした。また、反跳エネルギー  $E_{\mathrm{R}}$  に対する飛跡の長さをx、特に標的 T に対する飛跡の長さを $x_{\mathrm{T}}$  として、質量分率(鉱物試料の質量に対する標的原子の質量の比)を $\xi_{\mathrm{T}}$  とすると damage track length spectrum は

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}x} = \sum_{\mathrm{T}} \xi_{\mathrm{T}} \frac{\mathrm{d}E_{\mathrm{R}}}{\mathrm{d}x_{\mathrm{T}}} \left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}E_{\mathrm{R}}}\right)_{\mathrm{T}} \tag{11}$$

と求めることができる。本研究では、鉱物試料として Halite (岩塩、NaCl) を想定して damage track length spectrum の計算を行った。

## 3 Results

## 3.1 ブラックホール形成の寄与を加えた 場合の damage track length spectrum

ここでは、Ashida & Nakazato (2022) のモデルのうち状態方程式(Equation of States, EOS)として Shen EOS の場合を用いてニュートリノのスペクトルを計算した。また、ここでの議論では  $M_{\min}=50M_{\odot}$  (Beacom 2010)とした。まず、以下の図 2 に超新星爆発とブラックホール形成から放出されるニュートリノのスペクトル  $\frac{d\phi}{dE_{\nu}}$  を示す。図中の青線は超新星爆発、オレンジ線はブラックホール形成によるスペクトルを表している。図 2 より、超新星爆発の場合と比較してブラックホール形成の場合のスペクトルはピークが高エネルギー側にあり、ピークの高さは 2 桁程度小さいことがわかる。

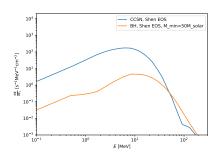


図 2: 超新星爆発とブラックホール形成のニュートリ ノスペクトル

次に、図3にこのニュートリノスペクトルを用いて計算した damage track length spectrum  $\frac{dR}{dx}$  を示す。図中の青線は超新星爆発、オレンジ線はブラックホール形成、緑線はそれらの和による damage track length spectrum を表している。図3より、超新星爆発と比較してブラックホール形成による damage track length spectrum は飛跡が長い領域で超新星爆発の damage track length spectrum を超えており、それらの和についても超新星爆発のみの場合と比較して長い飛跡をより多く観測できることがわかる。

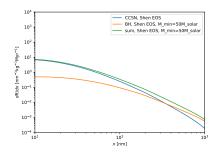


図 3: 超新星爆発とブラックホール形成の damage track length spectrum( $M_{\min}=50M_{\odot}$ )

# $M_{ m min}$ を変化させた場合の damage track length spectrum

ここでは、前節で用いた  $M_{\min}=50M_{\odot}$  と  $M_{\min}=18M_{\odot}$  (Smarrt 2015) の場合について比較することにする。まず、それぞれの場合のニュートリノのスペクトルを図 4 に示す。ここでは、図 2 に加えて  $M_{\min}=18M_{\odot}$  の場合のスペクトルを緑線で表している。図 4 より、 $M_{\min}$  の値をより小さくとれば、式 (3) の分子の積分範囲が増えることに対応し、重力崩壊後にブラックホールとなる星の割合が増えるのでブラックホール形成によるスペクトルのピークが 1 桁程度増加することがわかる。

次に、 $M_{\rm min}=18M_{\odot}$  について、damage track length spectrum を計算した結果を次の図 5 に示す。図 3 と比較して、ブラックホール形成由来の damage track length spectrum が 1 桁程度大きくなって おり、超新星爆発由来のものとの和をとると、飛跡が  $x\simeq 2\,{\rm nm}$  以上の領域ではむしろブラックホール形成からのニュートリノによる飛跡が主になることが わかる。

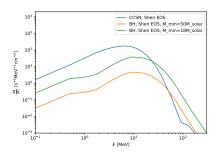


図 4: 超新星爆発とブラックホール形成のニュートリ ノスペクトル

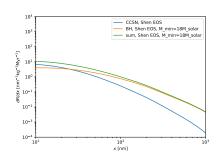


図 5: 超新星爆発とブラックホール形成の damage track length spectrum  $(M_{\min} = 18M_{\odot})$ 

## 4 Discussion

# 4.1 ブラックホール形成による damage track length spectrum の変化

図 3 のように、ブラックホール形成の効果を取り入れると、damage track length spectrum について、飛跡がより長い領域のスペクトルがおおきくなることがわかった。これは、図 2 のようにブラックホール形成のスペクトルが高エネルギー側にシフトしていることが理由だと考えられる。また、例えば  $M_{\min}=50M_{\odot}$ について式 (4) を計算すると

$$R_{\rm BH} = R_{\rm CCSN} \times 0.0559 \tag{12}$$

となり、ブラックホール形成は超新星爆発の5%程度しか起きないことがわかる。これらのことから、ブラックホール形成によるdamage track length spectrumは超新星爆発の場合と比較して飛跡が短い領域では小さくなり、それらの和をとっても超新星爆発のみを考慮した場合と結果はほとんど変化しないが、飛跡が長い領域ではむしろブラックホール形成によってdamage track length spectrum が大きくなると考えられる。

# $M_{\min}$ による damage track length spectrum の変化

前節の議論に対して  $M_{\rm min}=18M_{\odot}$  とした場合には、式 (4) は

$$R_{\rm BH} = R_{\rm CCSN} \times 0.453 \tag{13}$$

となってブラックホール形成が超新星爆発と遜色ない程度に発生する。これにより、高エネルギー側にピークをもつブラックホール形成によるスペクトルの影響がより顕著になり、図5のように飛跡が短い領域についてもdamage track length spectrum が大きくなり、飛跡が長い領域についてはむしろブラックホール形成による効果の方が支配的になることが考えられる。

## 5 Conclusion

今回、ブラックホール形成によるニュートリノの寄与を含めた場合と、超新星爆発を起こす星とブラックホールを形成する星の質量の境界である  $M_{\min}$  を変化させた場合について、Paleodetector の観測量である damage track length spectrum がどのように変化するかについて議論した。その結果、飛跡が長い領域について、ブラックホール形成まで考慮に入れればより大きな damage track length spectrum を得られること、また、 $M_{\min}$  がより小さければ、ブラックホールが形成される頻度が大きくなり、飛跡の長さに関わらず damage track length spectrum が大きくなることがわかった。

## 6 References

- Y. Ashida and K. Nakazato 2022, ApJ, 937, 30
- S. Baum et al., 2020, Phys. Rev. D, 101, 103017
- J. F. Beacom 2010, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 439-462
- W. Li et al., 2011, Mon. Not. R. Astron. Soc. 412, 1473
- S. J. Smartt, 2015, Publications of the Astronomical Society of Australia, 32, e016

<del>-----i</del>ndexへ戻る

コンa12

銀河系内ブラックホールX線連星Swift J1727.8-1613の X線スペクトルの変動調査

中本 太一

## ブラックホール候補天体 Swift J1727.8-1613 の X 線スペクトル変動の 調査

中本 太一 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

ブラックホールと恒星の近接連星系はブラックホール X 線連星と呼ばれており、銀河系内で最も明るい X 線源の一種である。その多くは急な増光を示し、X 線光度の変化に伴って X 線スペクトルの形状が異なる複数の状態になることが知られている。ブラックホールへの質量降着率が小さく X 線で暗い時期には、エネルギーの高い X 線が卓越する low/hard 状態にあるが、増光と共にエネルギーの低い X 線が卓越する high/soft 状態に遷移する。high/soft 状態よりさらに増光すると、エネルギーの高い X 線の割合が再び増加し、エネルギーの低い X 線と同程度の割合になると very high 状態となる。スペクトルの変化は降着円盤の状態変化に伴って生じるとされるが、その仕組みや降着円盤の構造は完全には理解されていない。

そこで本研究では、これまでに見つかっているブラックホール X 線連星の中で最大級の増光を示し、現在も多くの X 線観測装置による観測が続けられている Swift J1727.8-1613 に着目し、X 線観測装置 NICER で得られた X 線スペクトルを解析することで、増光中の降着円盤の構造とその変化を調査した。観測で得られた X 線スペクトルに対し、降着円盤の多温度黒体放射成分とべき型成分 (円盤光子を種光子とする逆コンプトン散乱成分) を組み合わせたモデルを適用したところ、様々な X 線光度の時期でモデルがデータをよく再現していることが分かった。その結果、増光初期からピーク光度付近までは low/hard 状態にあり、その後、very high 状態を経て high/soft 状態に変化しているという結果を得ることができた。また、high/soft 状態では降着円盤の内縁がブラックホールの最内縁安定円軌道付近まで伸びることを前提とし質量の推定を試みた。

## 1 Introduction

X線連星とは、ブラックホールまたは中性子星と恒星から成る近接連星系であり、恒星から降着してきたガスは、ブラックホールの周りに、X線で明るく輝く降着円盤を形成する。アウトバーストと呼ばれる突発的な増光をするものが多く、恒星からの質量降着率の変化に伴う降着円盤の構造変化を理解する上で理想的な天体である。

X線連星は、光度変化に伴って降着円盤の状態、スペクトルの形状が変化する。質量降着率が高く、明るい時期には high/soft 状態と呼ばれる軟 X線側が卓越した山型のスペクトル形状をとる。これは降着円盤の多温度黒体放射成分を表しており、high/soft 状態では降着円盤の内縁がブラックホールの最内縁安定円軌道まで伸びると考えられている。質量降着率が小さく、暗い時期には low/hard 状態と呼ばれる硬 X線側が卓越した冪型のスペクトル形状をとる。これは降着円盤周辺に高温降着流が発達しているため

だと考えられる。high/soft 状態よりさらに明るい状態は very high 状態と呼ばれ、軟X線、硬X線の両方で明るいスペクトルをとる。very high 状態では、高温のコロナによって大量の高エネルギー電子が発達すると考えられているが、詳しい構造は不明である。図1にそれぞれの状態の模式図を示す。

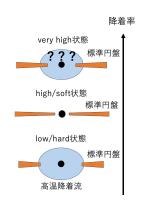


図 1: スペクトル型毎の降着円盤の状態の模式図

## 2 Observations

今回の研究対象である Swift J1727.8-1613 は銀河 系内のブラックホール候補天体であり、Swift 衛星に よって 2023 年 8 月に発見された。本研究では X 線 観測装置 NICER のデータから X 線スペクトルを解析し、中心天体の同定、質量推定をすることを目標 とした。

図 2 にアウトバースト時の光度曲線を示す。一番上のグラフは 2-6keV 帯 (軟 X 線側) での光度曲線、中段のグラフは 6-20keV 帯 (硬 X 線側) での光度曲線、一番下のグラフは 2-6keV 帯と 6-20keV 帯の光度の比であるハードネス比を表したものである。光度変化に伴ってハードネス比が変化していることから、光度変化に伴ってスペクトルの形状も変化していることがわかる。

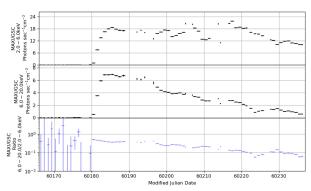


図 2: Swift J1727.8-1613 の光度曲線とハードネス比 (MAXI)

## 3 Method

X線スペクトルに X線連星ブラックホールの典型 的な物理モデルをフィッテングさせることでスペクト ルの解析を行い、スペクトルの形状や物理パラメー タから降着円盤の状態を把握する。長期にわたる期 間のスペクトル解析を行うことで、X線連星の質量 推定や降着円盤の状態がどのように変化しているか 調べる。

本研究では降着円盤からの多温度黒体放射成分と 高温のコロナ、降着流による power-law 成分をモデ ルとして使用した。降着円盤の光度をL、内縁半径 を $R_{in}$ とすると多温度黒体放射成分は、

$$L = 2 \int_{R_{in}}^{\infty} \sigma T(r)^4 \times 2\pi r dr \tag{1}$$

視線方向と円盤面が成す角をi、天体と観測者との距離をD(10kpc)とすると、観測されるフラックスfは、

$$f \propto \frac{\cos i}{4\pi D^2} L \tag{2}$$

また、 $T(r) = T_{in}(\frac{r}{r_{in}})^{-\frac{3}{4}}$  より、

$$L = 4\pi r_{in}^2 \sigma T_{in}^4 \tag{3}$$

フラックスは、

$$f \propto \left(\frac{r_{in}}{D}\right)^2 \cos i \times \sigma T_{in}^4$$
 (4)

モデルフィットのパラメータとして  $norm=\left(\frac{r_{in}}{D}\right)^2\cos i$ 、 $T_{in}$  が得られる。この値によって降着円盤の内縁半径が得られる。

high/soft 状態では降着円盤の内縁が最内縁安定円軌道まで伸びるという仮定から、中心天体の質量を推定する。 $r_s$ をシュワルツシルト半径、Z(a)をスピンパラメータaの関数とすると最内縁安定円軌道は $r_{ISCO}=Z(a)r_s$ と表される。

エネルギーE(keV)とすると power-law スペクトルは次のように表される。

$$A(E) = KE^{-\alpha} \tag{5}$$

K は放射強度、 $\alpha$  は光子指数を表す。 power-law 成分は low/hard 状態で特に強く現れる。

## 4 Results

まずスペクトル形状の変化について。増光の初期 (MJD60181)、増光のピークあたり (MJD60225)、ピーク後 (MJD60319) のスペクトルを図 3 に示す。図 3 からスペクトルの形状が low/hard  $\rightarrow$  very high  $\rightarrow$  high/soft と変化していることがわかる。また、中性子星に特有の 1-2keV あたりに発生する単温度黒体放射成分は見られなかった。

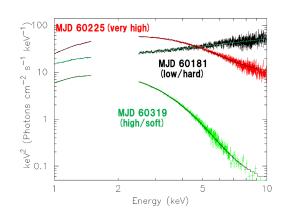


図 3: Swift J1727.8-1613 のスペクトル

## 5 Discussion

スペクトルに、中性子星に特有の単温度黒体放射 成分が見られなかったことから、中心天体はブラッ クホールであると考えられる。

スペクトルのパラメータの変動を図4に示す。 $T_{in}$ の値は増光と共に増加し、その後減少している。多温度黒体放射成分の norm は、増光初期 (low/hard 状態) から増光のピーク (very high 状態) に非常に大きく、減光とともに減少し MJD60320 あたり (high/soft 状態) ではほぼ一定となっている。これは降着円盤の内縁が最内縁安定円軌道まで伸びていることを示唆していると考えられる。K は増光初期からピークあたりで大きく、減光とともに減少している。このことから増光の初期からピークあたり (low/hard 状態~very high 状態) で高温のコロナ、降着流が発達していると考えられる。

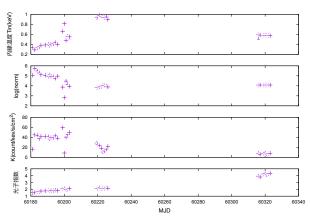


図 4: ベストフィットパラメータの時間変化

次に、high/soft 状態のパラメータから中心天体の質量を考える。high/soft 状態の内縁半径の平均値を用いて、中心天体の質量を観測者との距離の関数で表すと図 5 のようになる。図 5 の黄色部分は円盤傾斜角i を  $0^{\circ} \le i \le 70^{\circ}$  で変化させたときに光速で回転しているブラックホールが取りうる質量範囲を表し、緑部分は無回転ブラックホールの場合に取りうる質量範囲を表す。赤の点線は文献値の  $D \sim 1.5(kpc)$  を表す。スピンパラメータに文献値  $a = 0.995^{+0.001}_{-0.004}$  を適用し

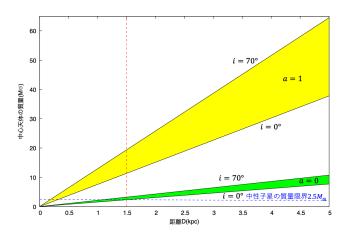


図 5: 中心天体の質量

たときのグラフを図 6 に示す。図 6 中の  $i=47.9^\circ$  中心天体がブラックホールであるとすると、中性子星の質量限界より天体までの距離 D は  $D \geq 0.26(kpc)$  となる。また、恒星質量ブラックホールの質量上限を $30M_{\odot}$  とすると、D の上限は  $D \leq 5.3(kpc)$  となる。よって、天体との距離 D に  $0.26 \leq D(kpc) \leq 5.3$  という制限ができる。

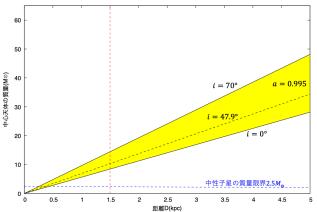


図 6: 中心天体の質量 (a=0.995)

## 6 Conclusion

スペクトル形状、ベストフィットパラメータの変化から、降着円盤の状態が low/hard  $\rightarrow$  very high  $\rightarrow$  high/soft と変化しており、スペクトルに中性子星に特有の単温度黒体放射成分が見られなかったことから、中心天体はブラックホールであると考えられる。また、high/soft 状態のベストフィットパラメータから降着円盤の内縁半径および最内縁安定円軌道半径が得られた。得られた内縁半径から、質量範囲の推定、天体との距離の制限を試みた結果、図 5、図 6 のような結果が得られ、天体との距離 D について $0.26 \le D(kpc) \le 5.3$  という制限が得られた。

## 7 Reference

Ebisawa et al. 1994 Draghis et al. 2023 Veledina et al. 2023 竹内 2021 田村 2011 嶺重 2016, 日本評論社

# コンa13

IXPE衛星による恒星質量ブラックホールSwiftJ1727.8-1613の準周期的変動 QPO と偏光 X 線の変動の相関とその起源について

二之湯 開登

# IXPE 衛星による恒星質量ブラックホール Swift J1727.8-1613 の準周期的振動 QPO に伴う偏光の変動とその起源について

二之湯 開登 (東京理科大学大学院 創域理工学研究科)

## Abstract

ブラックホール連星 (BHB) では、伴星からの質量降着によりブラックホール (BH) 周囲に X 線を放射する降着流が形成される。X 線のスペクトル解析の結果は、BHの周囲の、光学的に厚く幾何学的に薄い降着円盤と光学的に薄く幾何学的に厚いコロナの存在を示している。また、BHBではしばしば準周期的な X 線強度変動 QPO が観測される。周波数が 10 Hz 程度の低周波 QPO は、降着円盤の内側の高温コロナの Lense-Thirring 歳差運動 (Ingram et al. 2009) によって生じると考えられている。しかし、時間変動解析とスペクトル解析だけでは、QPO の放射機構に強い制約が与えられていない。近年、X 線偏光観測衛星 IXPE により、降着円盤やコロナでの逆コンプトン散乱による偏光 X 線が観測され、降着円盤とコロナの幾何構造の理解が進みつつある。IXPE による QPO の偏光観測は BH 近傍の降着流の運動に新たな知見を与えると期待される。2023 年 8 月のアウトバーストにより発見された恒星質量 BH Swift J1727.8-1613 では、IXPE でも、QPO が観測された (eg., Ingram et al. 2024)。我々は、短時間 X 線強度変動を捉える「ショット解析」(Negoro et al. 1994)を用いた偏光検出法を構築し、IXPE による Swift J1727.8-1613 の観測について、低周波 QPOの解析を行なった。ショット解析により低周波 QPO 由来の変動を捉えた QPO profile を得ることができ、QPO による強度変動の振幅の高い時間帯と低い時間帯とで、偏光状態が変わることを発見した。ただし、低周波 QPO は信号が小さく光子統計が限られるので、IXPE の系統誤差の影響があり、さらなる詳細な解析が必要である。

### 1 Introduction

ブラックホール連星 (BHB) とは、ブラックホールと恒星とが連星を成した X 線連星系である。 X 線連星系は伴星の質量によって大質量 X 線連星 (High-Mass X-ray Binary; HMXB) と小質量 X 線連星 (Low-mass X-ray binary; LMXB) に大別される。 HMXB の質量降着は主に伴星表面からの星風起源、 LMXB はロッシュローブを通して伴星からガスが流れ込むことによって質量降着が起きる。 こうして伴星からはぎ取られたガスはブラックホール周囲に降着円盤を形成する。 この降着円盤は約 100 万度に達し、 X 線を放射する。 さらに、これまでの X 線の観測により、約10 億度にまで達する高温のプラズマである「コロナ」が形成されていることが知られている。

BHB のような質量降着を伴う系、特に LMXB BHB では、アウトバーストと呼ばれる大きな増光を示す。BHB はほとんどの時期を静穏期 (quiescent state) で過ごすが、ひとたびアウトバースが起こすと、q-track pattern(Homan, & Belloni 2005) によって記

述される状態遷移が観測される。BHB は quiescent state から徐々に光度をあげ low/hard state (LHS) にいたり、the hard intermediate state (HIMS) を経由して soft intermediate state (SIMS) high/soft state (HSS) へと至るという状態遷移を示す。質量降着率の違いによる降着流の幾何構造の変化によってスペクトル状態が変化していると考えられており、LHSは、コロナからの逆コンプトン散乱が、HIS では降着円盤からの黒体放射が支配的になる。

さらに、この状態遷移の期間においてしばしば準周期的振動 QPO(Quasi-Periodic Oscillation) が観測される。パワースペクトルの 0.1-20 Hz にピークが現れるものを低周波数 QPO(Low-Frequency QPO; LFQPO) と呼ばれる。LFQPO はピーク周波数、rms、振幅の大きさで Type-C、Type-B、Type-A に分類される。Type-C QPO は最も強い信号として LHS からHIMS にかけて、Type-B、Type-C は HSS への遷移中に観測される (Ingram, & Motta (2019) を参照)。LFQPO はこれまで様々な研究がなされてきたが、その起源の詳細は未解明である。QPO の起源を最もよ

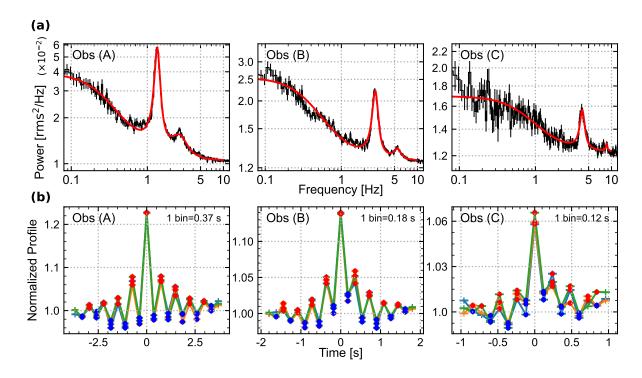


図 1: 観測 (A)(E)、(B)(中央)、(C)(E) における時間特性。 (a) 各観測におけるパワースペクトル。パワースペクトルは multiple Lorentzian model でフィットされた。 (b) 各観測における QPO profile。 QPO のピーク周波数に合わせて 1 bin の大きさが異なる。赤、青の点はそれぞれ QPO 起源の振動の山と谷の位置を示す。

く説明できると考えられているのが、Lense-Thirring 歳差運動である (Stella, & Vietri 1998)。 Ingram et al. (2009) によってさらに発展され、ブラックホールの 回転軸と降着円盤の回転軸の不一致による、降着円盤 内側の高温のインナーフロー (コロナ) が歳差運動し て光度が変動することで、QPO として信号が検出さ れると考えられている。このモデルは、GRS J1655-40 などの観測により支持されている (e.g., Motta et al. (2014))。しかし、降着円盤が再内縁安定円軌道に まで到達し、降着円盤内側の歳差運動を必要としな い QPO や、コンプトン成分の変動性によって良く 説明できる QPO も観測されている (e.g., Zhang et al. (2022))。QPO の起源は X 線のスペクトル解析や 周波数解析によって議論がなされてきたが、降着流 の詳細な運動の制約は難しい。そのため、X線によ る QPO の偏光観測は BH 近傍の降着流の物理に新 たな情報をもたらすと期待できる。

Swift J1727.8-1613 は 2023 年 8 月 24 日に ~7 Crab にまで達する明るいアウトバーストにより初めて発見された LMXB に分類されるジェットを持つ BHB である (e.g., Kennea, & Swift Team (2023))。 X

線偏光観測衛星 IXPE はアウトバースト直後から Swift J1727.8-1613 の観測を計 5 回行い、アウトバーストに伴う QPO の観測を断続的に行った初めての偏光観測である (e.g., Ingram et al. (2024))。 9 月の観測により偏光度  $4.1\% \pm 0.2\%$ 、偏光角  $2^{\circ}.2 \pm 1^{\circ}.3$  を有意に検出し (Veledina et al. 2023)、偏光角がジェットに並行であることから、Cygnus X-1 と同様に、コロナは降着円盤に沿った形で分布していると考えられる。IXPE による QPO の偏光観測によって、QPO の偏光特性からその起源に迫ることができる。

## 2 Data Analysis and Results

### 2.1 Timing analysis

本研究では Swift J1727.8-1613 の 2023 年のアウトバースト期間中に行われた IXPE の観測うち、QPO に信号が比較的強く観測された観測 (観測 (A)、(B)、(C)) の解析を行った。各観測での QPO の特徴を分析するために、パワースペクトルを作成し、multiple Lorentzian model (Belloni et al. 2002) でフィットを

行った (図 1(a))。ここで、パワースペクトルはポア ソンノイズはひかれず、フィッティングモデルにコンスタント成分を含めた。すべての観測で、すくなくとも 2 つの強い QPO と弱い QPO が観測された。さらに、観測 (A) から (C) になるにつれて、最も強い QPO の周波数が  $\sim 1.35~\rm Hz$  から、 $\sim 4.1~\rm Hz$  と高周波数に遷移していることが確認できた。

IXPE は史上最高感度で偏光 X 線の観測を行うが、 QPO のような短時間の X 線強度変動の偏光を有意 に検出することは、統計的な問題で難しい。本研究で は、光度曲線から似た特徴を示す増光現象を畳み込む ことで統計をあげて、増光現象を捉える「ショット解 析 (Negoro et al. 1994)」による偏光検出法を用いた (Ninoyu et al. 2024)。S/N 比が最も良い QPO の振動 を分析するために、各観測で最も強い QPO のピーク 周波数  $\nu_{\mathrm{OPO}}$  を用いて、光度曲線の 1 bin の大きさ  $\Delta t$ を  $\Delta t = 1/\nu_{\text{QPO}}/M$  と設定した。ここで M は自然数 である。Ninoyu et al. (2024) と同様にして、光度曲線 から突出したピークを選別し、ピークを合わせて畳み 込み、図 1(b) のように "QPO profile" を得た。ピー クの選定には、ピーク間の距離とピークの高さを閾値 として採用し、0.01 s ずつ検索窓をずらし光度曲線を 調べ、ピーク判定を行った。最も S/N 比がよくなる ものを最終的な閾値として決定した。QPO profile は ピーク間の距離 D に対して、ピークを t = 0 s とした ときの -D/2 < t < D/2 の範囲を畳み込んで作成さ れ、図 1(b) は  $-D/2 \le t \le -D/4$ ,  $D/4 \le t \le D/2$ の範囲の平均カウントレートで規格化した。各観測 の QPO profile は各観測の QPO のピーク周波数に 対応した小さな振動を示した。また、その振幅はピー クにむかって増大し、ピーク後に減衰しており、こ の増大から減衰にかかる時間は QPO のピーク周波 数が高周波になるほど短くなることがわかった。

### 2.2 Spectral analysis

QPO profile に見られた QPO 起源の小さな振動から、振動の山の時間帯 (QPO Peak, 図 1(b) の赤の点) と谷の時間帯 (QPO Bottom, 図 1(b) の青の点) を取得し、それぞれの時間帯のスペクトルを抽出した (図 2)。各観測はそれぞれ光子指数が  $\sim 1.8, \sim 2.3, \sim 2.6$  を示しており、観測 (A) は LHS、観測 (B)、(C) は HSS のスペクトル状態が観測された。さらに図 2 の下段は各観測の時間へのスペクトルモデル (powerlaw)

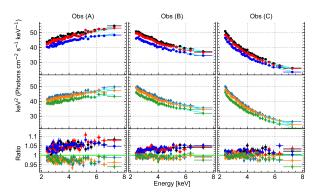


図 2: 各観測における QPO が明るくなる時間 (QPO Peak、上段) と暗くなる時間 (QPO Bottom、中段) のスペクトルと、時間平均スペクトルのモデルとの比 (下段)。各パネルでの色の違いは IXPE に搭載されている 3 つの検出器 それぞれで取得されたスペクトルに対応する。

との比を示している。どの観測においても QPO Peak が明るくかつ hard なスペクトルが観測された。QPO Peak と QPO Bottom とで QPO のパワーが大きい観測ほど、そのスペクトルの違いが現れた。

## 2.3 Polarization analysis

IXPE の偏光データの解析方法には、(I) スートクスパラメータ I,Q,U の可算性を利用した偏光の算出、(II) I,Q,U 各スペクトルの偏光モデルを含んだ現象論的モデルでのフィッティング、(III) 光電子の方位角分布の三角関数でのフィッティングの 3 種類がある(詳細は (Baldini et al. 2022; Ninoyu et al. 2024) を参照)。それぞれの解析方法は独立であるため、それぞれの結果をクロスチェックすることが有効である。

図 3 に、QPO Peak(青のデータ点) と QPO Bottom(緑のデータ点) のそれぞれの時間帯における 2 つのエネルギー範囲での偏光の解析結果を示す。シアンとライム色のプロットはそれぞれ 2-8 keV のエネルギ範囲での QPO Peak と QPO Bottom の偏光解析結果を示している。観測 (A) については、2-8 keVで偏光度は QPO Peak で  $\sim 5.1\%$ 、QPO Bottom で  $\sim 3.8\%$  となっていた。さらに偏光角については、5-8 keV で QPO Peak が  $\sim 0^\circ$ 、QPO Bottom が  $\sim 12^\circ$  と顕著な変化を示した。観測 (B) は偏光度に有意な変化を示さなかったが、偏光角については、2-5 keV で QPO Peak が  $\sim 5^\circ$ 、QPO Bottom が  $\sim -6^\circ$  と顕

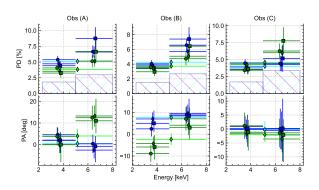


図 3: 各観測における QPO が明るくなる時間 (QPO Peak、青) と暗くなる時間 (QPO Bottom、緑) での偏光。上段に偏光度、下段に偏光角が示されていえる。上段に示されているハッチは MDP であり、これより高い偏光度であれば有意な偏光の検出を意味する。各マーカーの違いは解析方法による違いを示す。

著な変化を示した。観測 (C) は 5-8 keV の偏光度について、微小な変化が見られたが、有意性は低い。

## 3 Discussion and Conclusion

本研究では、IXPEのBHB Swift J1727.8-1613の3つの観測データに対してstacking解析を施し、QPOを時間の関数として捉え、偏光の特徴を分析した。QPO profile には QPO 起源の小さな振幅があり、包絡線を描くような振幅の大きさの変化は、QPO waveform を表している (図 1)。3つの観測を比較すると、QPOのピークは高周波数に遷移しており、それに対応するように QPO profile にみられる小さな振動の周期も短くなり、QPO waveform の増大減衰時間が短くなっていた。これは、ブラックホールのより近傍で QPO が起きていることを示唆しており、本研究の解析方法でも QPO の時間特性を観測した。

QPO profile から得られた QPO の山、谷の時間帯の偏光解析の結果、QPO の信号が最も強い観測 (A) について、偏光状態の変化が観測された (図 3)。これは、降着円盤の内側のホットインナーフローが歳差運動し、観測者に到達するコンプトン成分が卓越することを示唆している。また、降着円盤由来の X 線と、コロナからの逆コンプトン散乱による X 線の偏光角は異なることが知られている。そのため、コロナからの放射が強くなる高エネルギー側で、偏光角に変化が生じたと考えることができる。観測 (B) は

(A) とは異なる QPO の振動による偏光状態の変化パターンを示した。観測 (A) が LHS であったのに対して、観測 (B) は HSS に近いスペクトル状態の観測であったため、各状態で降着円盤及びコロナの幾何構造が変化し、QPO の起源が異なると考えることができる。本研究結果は QPO に伴う偏光の変動を示しているが、IXPE の観測は有効面積が小さく、QPOの信号が小さいため、ポアソンノイズや系統誤差が非常に大きく、より詳細な解析が必要である。特に観測 (C) は QPO のパワーが小さく十分な偏光の変動の評価はできない。

本研究で用いた短時間増光現象を集積して偏光を検出する方法は Ninoyu et al. (2024) で構築され、Cygnus X-1の1数秒スケールの増光現象に対しても適用されたものである。本研究ではさらに QPO という短時間強度変動の現象に対して適用し、信号の強い QPO については有意な偏光を検出することができた。この解析方法は他の BHB や AGN、中性子星などの増光現象にも適用し、比較することで、コンパクト天体周辺での降着流の物理の統一的な理解が可能だと考えている。

## Reference

Homan, J., & Belloni, T., 2005, Ap&SS, 300, 107–117Ingram, Adam R., & Motta, Sara E., 2019, New Astron. Rev., 85, 101524

Stella, L., & Vietri, M., 1998, Apjl, 492, L59-L62

Ingram, A., Done, C., & Fragile, P., C., 2009, MNRAS, 397, L101-L105

Motta, S. E., et al., 2014, MNRAS, 437, 2554-2565

Zhang, Y., et al., 2022, MNRAS, 512, 2686-2696

Nakajima, M., et al., 2023, The Astronomer's Telegram, 16206, 1

Kennea, J., A., & Swift Team, 2023, GRB Coordinates Network, 34540, 1

Ingram, A., et al., 2024, Apj, 968, 76

Veledina, A., et al., 2023, Apjl, 958, L16

Belloni, T., Psaltis, D., & van der Klis, M., 2002, ApJ, 572, 392-406

Negoro, H., Miyamoto, S., & Kitamoto, S., 1994, ApJL, 423, L127

Ninoyu, K., et al., 2024, PASJL

Baldini, L., et al., 2022, SoftwareX, 19, 101194

----indexへ戻る

コン a14

Cir X-1のXRISM 観測から知られるより新しい系の描像について

厚地 凪

## Cir X-1のXRISM 観測から知られるより新しい系の描像について

厚地 凪 (東京大学大学院 理学系研究科/宇宙科学研究所)

## Abstract

Cir X-1 は非常に若い (<4600 歳) 中性子星連星系であり、初期のコンパクト天体連星の進化や降着円盤の物理を考察するうえで非常に重要な天体である。系の軌道周期は 16.6 日であり、X 線スペクトルの様相はそれぞれ stable, dip, flaring とよばれる 3 つの軌道位相によって全く異なった特徴を示すことが先行研究によって知られている。このうち、今年 2 月に X 線観測衛星 XRISM の PV target として dip 期のスペクトルが観測され、その高いエネルギー分解能によって、Cir X-1 のスペクトルは今までに観測されなかったさまざまな奇妙かつ特異的な特徴を示すことがわかった。そのなかでも特に興味深いのは、6-3-7-1keV 付近の鉄輝線領域の振る舞いである。エネルギー分解能の問題から、既存の研究では各輝線のドップラー速度を完全に分解することができておらず、系の物理的特徴に関する情報を欠いていた。XRISM の観測結果からは、同種のイオンの異なる電子遷移に対応する輝線が大きく異なるドップラー速度を持っていることや、さらに過去に存在が知られたものとは電離階数の異なるイオンが存在していることが発見された。これらの情報から、Cir X-1 系の降着円盤の構造について得られる新たな知見を示す。

## 1 序論

Circinus X-1 (以下 Cir X-1) は、中性子星と低質 量星からなる X 線連星系である。この系は地球から およそ 9.4 kpc(Heinz et al. 2015) の距離に位置して おり、軌道傾斜角は約 65° である (Tominaga 2024)。 また、軌道周期は16.6 日 (Nicolson 2007) であり、軌 道は離心率の大きい楕円形であると考えられている (Jonker, Nelemans, & Bassa 2007)。これにより、 本天体は軌道位相に応じて幾何学的状況や降着現象 の様相が数時間から数日のスケールで激しく時間変 化し、X 線光度やスペクトルの形状はこのような短 期的変動によって全く異なったものとなる。Cir X-1 は、近星点を $\phi=0$ にとった位相において、光度が 激しく変動する  $\phi = 0.00 - 0.29$  の flaring 期、光度が 漸減する  $\phi = 0.29$ -0.84 の stable 期、光度が大幅に 減少する  $\phi = 0.84-1.00$  の dip 期の 3 つの状態を軌 道に応じて 16.6 日周期で繰り返している (Tominaga 2024)。図 1 は、JAXA の全天 X 線監視装置 MAXI による Cir X-1 の長期的な光度変動のモニターデー タである。本研究では、特に図1中青帯部分にあた る Cir X-1 の dip 期に着目してスペクトル解析を行 い、得られたパラメータから系の情報について得ら れる示唆を議論する。

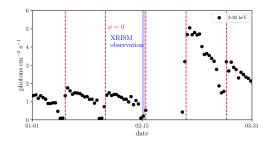


図 1: 2024 年における Cir X-1 の X 線光度の長期 変動

## 2 観測装置および解析方法

本研究では、X線分光撮像衛星 XRISM による Cir X-1 の観測データを解析に用いる。 XRISM は、極低温冷凍技術の採用により、マイクロカロリメータによる X線検出器 Resolve を搭載した X線衛星であり、その開発および 2023 年 9 月の打ち上げは、NASA、ESA といった世界各国の研究機関との連携のもと、JAXA の主導で行われた。本衛星は、 $\sim 6\,\mathrm{keV}$  のエネルギー領域において有効面積  $\gtrsim 180\,\mathrm{cm}^2$ 、エネルギー分解能  $\lesssim 4.5\,\mathrm{eV}$  を実現している。 これは、2017 年に打ち上げられた、NASA による X線望遠鏡 NICERの同領域におけるエネルギー分解能 137 eV のおよそ 30 倍にあたる。

本研究で用いる観測データは、XRISM サイエンスチームに向けて先行公開された性能検証期のものである。Cir X-1 の観測 (observation id: 300028010) は、2024-02-15 06:19:04 から 2024-02-16 00:51:04(ともに UT) にかけて、実積分時間 35 ks にわたって行われた。図 2 は、本研究で用いた観測データの光度曲線である。

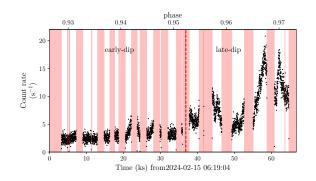


図 2: 本研究で観測した Cir X-1 の 0.1-20 keV 帯域 における光度の時間変動

図中の複数の赤い帯状の領域は、衛星の磁気異常帯 (SAA 領域) 通過や天体の地没、および冷凍機の再磁化作業などによって天体からの X 線検出が有効でない時間領域を示す。また、以下では軌道位相 0.95付近の図中の赤い縦点線の前後で時間領域を 2 つに区切り、これより前側の比較的低光度な状態を前期、後側の比較的高光度な状態を後期と称する。本研究では、前期と後期に分割した観測イベントファイルからそれぞれスペクトルを作成し、解析ソフトウェア xspec を用いたスペクトルフィッティングを行う。

## 3 結果

図3は、XRISM 衛星による観測によって得られた Cir X-1の dip 期のそれぞれ前期、後期のスペクトル とそのフィッティング結果である。

ここで、図の上側の水色と藍色のデータ点はそれぞれ前期、後期における単位時間、単位エネルギーあたりの光子カウント数を表しており、赤色および桃色の線はモデルフィッティングの結果である。また、図の下側はデータとモデルの残差をデータの誤差で割ったものである。以下に述べる通り、エネルギーEにおけるスペクトル強度I(E)が式 (1) のよ

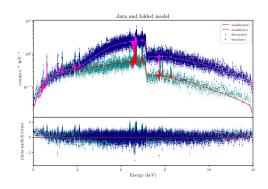


図 3: Cir X-1 の dip 期のスペクトル

うに表現されるモデルを用いた。

$$I(E) = \{C_d M_d(E, T_d) \\ \times [f' A_c(E, N'_c) \\ + (f - f') A_c(E, N_c) A_w(E, N_w, \xi_w) + (1 - f)] \\ + C_p M_p(E, N_p, \xi_p)\} \times A_i(E, N_i)$$
(1)

ここで、 $M_d$  は降着円盤放射モデル diskbb (Mitsuda et al. 1984) であり、円盤内縁温度  $T_d$  の関数である。 これに対して $C_d$ は円盤の内縁半径と天体までの距離 および視線に対する角度で決まる定数である。これら 2つのパラメータは連続成分の放射を決定している。 Ac は中性物質による光電吸収モデル tbabs (Wilms, Allen & McCray 2000) であり、吸収物質の水素柱密 度  $N_c$  および  $N_c'$  の関数である。これに対して f お よび f' は降着円盤放射に対する吸収物質の被覆率で 決まる定数である。これらの吸収ファクターと被覆 率により、連続成分の吸収が決定されている。また、  $A_w$  は電離物質による吸収モデル warmabs であり、 吸収物質の水素柱密度  $N_w$  およびイオン化パラメー 度が決定している。ここで、イオン化パラメータは 中心天体の光度 L、電子密度  $n_{\rm e}$ 、中心天体からの距 離 r に対して  $\xi = L/(n_e r^2)$  で決定される値である。  $M_p$  は光電離プラズマによる放射モデル photemis で あり、その水素柱密度 $N_n$ およびイオン化パラメータ  $\xi_p$  の関数である。このパラメータによって輝線強度 が決定している。最後の $A_i$ は星間物質による吸収を 表す  $N_i = 2 \times 10^{22} \,\mathrm{cm}^{-2}$  の tbabs である。ここで、 フィッティングから得られた各パラメータは表1の 通りである。

表 1: フィッティングパラメータの一覧

$\begin{array}{ll} f' & 0.823(3) & 0 \\ f & 0.9791(3) \\ N'(\text{cm}^{-2}) & > 10^{28} \\ N(10^{23}  \text{cm}^{-2}) & 77.8(6) \\ C_d & 17.3(6) \\ \end{array}$		前期	後期
$N'(\text{cm}^{-2})$ $> 10^{28}$ $N(10^{23} \text{ cm}^{-2})$ $77.8(6)$ $C_d$ $17.3(6)$	f'	0.823(3)	0
$N(10^{23} \mathrm{cm}^{-2})$ 77.8(6) $C_d$ 17.3(6)	f	0.9791(3)	
$C_d$ 17.3(6)	$N'(\mathrm{cm}^{-2})$	$> 10^{28}$	
	$N(10^{23}\mathrm{cm}^{-2})$	77.8(	6)
_ ()	$C_d$	17.3(	6)
$T_d(\text{keV})$ 2.13(1)	$T_d(\text{keV})$	2.13(	1)
$N_w(10^{22}\mathrm{cm}^{-2})$ 5.3(5)	$N_w(10^{22}\mathrm{cm}^{-2})$	5.3(5)	
$\log \xi_w (\operatorname{erg  cm  s}^{-1}) \qquad \qquad 2.92(2)$	$\log \xi_w (\operatorname{erg} \operatorname{cm} \operatorname{s}^{-1})$	2.92(2)	
$C_p$ 0.08(60)	$C_p$	0.08(6	60)
$N_p(10^{21}\mathrm{cm}^{-2})$ 5(30)	$N_p(10^{21}\mathrm{cm}^{-2})$	5(30	)
$\log \xi_p (\text{erg cm s}^{-1})$ 3.093(9)	$\log \xi_p ({ m ergcms}^{-1})$	3.093(	(9)

また、図4は、図3のスペクトルにおける鉄の特性X線領域、すなわち6.3–7.1 keV の部分を拡大表示し、各輝線および吸収線を gaussian で個別にフィッティングしたものである。

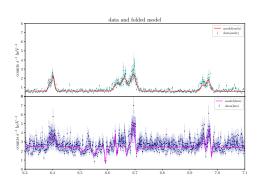


図 4: Cir X-1 の dip 期の鉄領域のスペクトル

このとき、フィッティングから得られた前期、後期のそれぞれにおける各輝線および吸収線のパラメータは表 2 および表 3 の通りである。表中の無印のものは輝線、1 つ以上の\*がついているものは吸収線であり、2 つの\*がついているものは基底状態において $n \geq 2$  に電子が存在するイオンにおいて 1s 軌道の電子の励起を伴う、多重励起反応に関連する吸収線である。なお、フィッティングに際しては輝線比が物理学的要請から自明であるもの(Fe I K $\alpha$  1, 2 およびFe XXVI Ly $\alpha$  1, 2) や輝線源の熱速度が同一であると考えられるもの(Fe XXV w, x, y)に関しては適宜パラメータに制約を課した。

表 2: 各鉄輝線および吸収線のプロファイル (前期)

$\overline{E_0}$	ID	$norm \times 10^4$	$\sigma$	$v_{\rm redshift}$
(keV)		$(s^{-1}  keV^{-1})$	(eV)	$(10^2  \mathrm{km  s^{-1}})$
6.389	Ι Κα 2	0.56(3)	4.5(4)	-0.9(13)
6.402	I K $\alpha$ 1	1.13(6)	4.5(4)	-0.9(13)
6.634	XXV z	1.1(2)	9(1)	-1(4)
6.661	XXV y	1.9(2)	9(1)	-3(1)
6.675	XXV x	0.1(2)	9(1)	-3(1)
6.694	XXV w	2.4(2)	9(1)	-3(1)
6.946	XXVI Ly $\alpha$ 2	0.66(4)	7.0(5)	-2(1)
6.967	XXVI Ly $\alpha$ 1	1.32(8)	7.0(5)	-2(1)

表 3: 各鉄輝線および吸収線のプロファイル (後期)

	200 1 1/20 10 20 20 20 20 20 E	DV1/4* - >	/ 1// (1/	~/93/
$E_0$	ID	$norm \times 10^4$	$\sigma$	$v_{ m redshift}$
(keV)		$(s^{-1} keV^{-1})$	(eV)	$(10^2  \mathrm{km  s^{-1}})$
6.391	Ι Κα 2	0.65(7)	8(1)	-0.2(38)
6.404	I K $\alpha$ 1	1.3(1)	8(1)	-0.2(38)
6.480	XIX**	-0.14(9)	2(3)	7(32)
6.512	$XX^{**}$	-0.5(2)	7(2)	2(12)
6.553	XXI**	-0.9(2)	6(1)	3(6)
6.592	XXII**	-0.64(7)	1.7(5)	3(7)
6.629	XXV z	0.4(1)	0.8(14)	-3(26)
6.633	XXIII**	-0.3(1)	1(2)	2(28)
6.663	XXV y	0.8(2)	6(2)	-2(3)
6.670	XXIV**	-0.6(3)	3(2)	4(7)
6.677	XXV x	0.2(4)	6(2)	-2(3)
6.687	XXV $x^*$	-0.3(4)	3(1)	1(7)
6.695	XXV w	3(1)	6(2)	-2(3)
6.705	XXV $w^*$	-0.7(5)	3(1)	1(7)
6.950	XXVI Ly $\alpha$ 2	0.85(9)	5.8(6)	-0.7(28)
6.957	XXVI Ly $\alpha$ 2*	-0.34(6)	1.6(6)	2(4)
6.971	XXVI Ly $\alpha$ 1	1.7(2)	5.8(6)	-0.7(28)
6.978	XXVI Ly $\alpha$ 1*	-0.7(1)	1.6(6)	2(4)

#### 4 考察

#### 4.1 連続成分の解釈

本天体のスペクトルの連続成分は、 $\lesssim 4\,\mathrm{keV}$  の部分は dip 前期、後期で光度がほぼ変わらず、 $\gtrsim 4\,\mathrm{keV}$  の部分は後期で光度が大きく上昇するという特徴を示す。これは、 $\lesssim 4\,\mathrm{keV}$  のスペクトルでは中性物質による吸収を受けない成分の寄与が支配的であることに起因しており、 $\mathrm{Cir}$  X-1 の周囲における極めて不透明な吸収体の存在を仮定することで以下のように説明できる。

式 (1) において、主に連続成分の光度に寄与するパラメータは $C_d$ 、 $M_d$  と 2 つの  $A_c$ 、および f、f' であるが、このうち前期と後期で値が変化するものはf' しかない。式 (1) の 2 行目は、f'=0、すなわち後期 (1) であれば円盤黒体放射で発せられたすべての

光子のうち f の割合が柱密度 N の中性吸収体に吸収 され、残った1-fの割合が吸収を受けずに透過す るという単純なモデルになっている。f' が非零の値 を持つ前期では、吸収を受けない光子の割合はその ままに、吸収を受ける光子の割合は f' が柱密度 N'、 f - f' が柱密度 N の吸収体に按分されることになる。 ここで、N' は非常に大きいため、柱密度 N の吸収 体による吸収のあとで柱密度 N' の吸収体による吸収 を受けても、スペクトルは柱密度 N'の吸収体単体に よる吸収を受けた結果と変わらない。すなわち、前 期では、柱密度 N' の吸収体が、柱密度 N の吸収体 の隠している領域の中に出現することによって、円 盤黒体放射によって発せられた光は、fの割合が柱 密度 N の中性吸収体に吸収され、残った 1-f の割 合が吸収を受けずに透過すると同時に、吸収を受け た光子のうち一定の割合(f'/f)のものがさらに柱 密度 N' の中性吸収体に吸収され、図 3 に示された前 期・後期 dip のスペクトルの違いを生んでいる。こ のように不透明な吸収体を仮定するモデルは、3つ の位相におけるスペクトル変化の要因を円盤内を漂 う粗い吸収体に求めた先行研究 (Tominaga 2024) と 整合的である。ただし、数学的に全く等価な結果を 与えるモデルとして、スペクトルの形状変化の原因 を降着率の変化などによる円盤黒体放射の変化に求 めることも可能であることに注意が必要である。

#### 4.2 線成分の解釈

本天体のスペクトルの線成分は、大別して前期では輝線が見えやすく、後期では吸収線が見えやすい。これは、Cir X-1 周囲の電離ガスの状況変化によるものであると考えられる。

式 (1) において、主に連続成分の光度に寄与するパラメータは  $A_w$  と  $C_p$  および  $M_p$  である。後期で鉄領域に特徴的な吸収線を作っている柱密度  $N_w$  の電離吸収体は、前期では吸収体による遮蔽によって寄与が小さく、また輝線を作っている柱密度  $N_p$  の電離ガスは、 $\xi_p$  および  $N_p$  の値を変えないまま連続成分の増光によって後期で相対的な寄与を小さくしている。後期では、電離階数が 1 ずつ異なる複数種類の鉄イオンによってジグザグ状の構造が現れている。また、輝線は全体として赤方に、吸収線は青方に偏移しており、視線方向に対する放射物質と吸収物質の速度は互いに逆向きであることが分かる。実はこれらは

単一のパラメータ $\xi_p$ では説明できず、複数の $\xi_p$ をもつスペクトルの足し合わせによって作られている可能性が高い。同様に、禁制線である Fe XXV z と許容線であるw,yのもつドップラー速度が全く異なることも、系内に異なる遷移が起きうる物理的状況が混在しており、それらを足し合わせた寄与によって非常に多様な電離階数および励起状態に対応する輝線・吸収線が作られていることを示唆している。

#### 5 結論

XRISM 衛星の達成した X 線観測におけるエネルギー分解能の飛躍的向上によって、従来の X 線天文学では不可能だった、異なる電離階数のイオンの輝線・吸収線がなすジグザグ状の構造の検出や、輝線・吸収線シフトの詳細な解析によるドップラー速度の正確な見積もりが可能となった。これにより、Cir X-1のスペクトルは不透明な中性物質による降着円盤の遮蔽や、複数種のイオンを含み多様な状態にあるプラズマの構造の時間変化を記録していることが分かった。

#### 謝辞

本研究の遂行にあたって、宇宙科学研究所の辻本 匡弘准教授、東京大学・宇宙科学研究所の海老沢研 教授、京都大学の榎戸輝揚准教授には手厚いご指導 と成果発表に向けた多大なるご尽力をいただきまし た。この場を借りてお礼申し上げます。

#### Reference

Heinz et al., 2015, ApJ 806.2 265

Nicolson, G. D., 2007, The Astronomer's Telegram 985  $\,1\,$ 

Jonker, Nelemans, and Bassa, 2007, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 374.3 999–1005

Tominaga, M., 2024, 東京大学大学院理学系研究科天文学 専攻博士論文

Mitsuda K. et al., 1984, Publications of the Astronomical Society of Japan 36 741-759

Wilms, Allen & McCray, 2000, ApJ 542 2 914-924

----indexへ戻る

コンa15

強磁場激変星における衝突電離平衡プラズマの輝線に よる白色矮星の質量推定

市川 太一

#### 強磁場激変星の衝突電離平衡プラズマ輝線による白色矮星の質量推定

市川 太一 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

#### Abstract

連星系にある白色矮星 (WD) の質量 ( $M_{WD}$ ) は白色矮星の連星系から Ia 型超新星への進化を理解する上で重要なパラメータである。WD の磁場が強い激変星を強磁場激変星 (MCV) と呼び、WD への降着ガスは磁力線にとらえられ降着柱を形成する。降着が超音速になることで衝撃波が発生し、ガスが数十 keV に温められプラズマ化する。この高温プラズマは熱的制動放射で冷却・減速し、WD 表面に落ちていく。そのため、降着円筒は多温度プラズマとなり、各場所の温度に応じて電離したイオンから輝線が放射される。

先行研究では、MCV である RXJ1712.6–2414 を、優れたエネルギー分解能 ( $\Delta E/E_{\rm rest}\approx 3.3\times 10^{-4}$ ) ( $E_{\rm rest}$  は静止系でのエネルギー) を持つ Chandra 衛星の High-Energy Transmission Grating (HETG) で分光観測されている。得られた X 線スペクトルの H-like Mg, Si, S イオンの K $\alpha$  線から、降着円筒のモデルが予測する速度勾配によるイオン速度のドップラー偏移よりも大きい赤方偏移を発見し、これが WD の重力場による重力赤方偏移であると結論付けた。観測された赤方偏移と、理論的な重力赤方偏移とプラズマ流ドップラー偏移の和を比較することで、 $M_{\rm WD}$  を  $0.9M_{\odot}$  以上と見積もった。Hayashi et al. (2023)

本研究は、先行研究の手法を同種の MCV である EX Hya, NY Lup に適用した。HETG の分光観測から得られた X 線スペクトルの H-like Mg, Si, S イオンの K $\alpha$  線から赤方偏移を発見し、その赤方偏移と理論的な重力赤方偏移およびプラズマ流ドップラー偏移の和を比較することで、EX Hya: $0.8M_{\odot}>M_{\rm WD}>0.4M_{\odot}$ 、NY Lup: $M_{\rm WD}>0.9M_{\odot}$  であると推定した。推定された  $M_{\rm WD}$  が妥当かの議論を行う予定である。

#### 1 Introduction

#### 1.1 白色矮星とその進化

白色矮星 (WD) は  $8M_{\odot}$ (太陽質量) 以下の恒星が進化において晩期に外層を失って形成する天体。地球サイズで太陽ほどの質量をもつ。核融合反応がもはや起こっていないため、電子の縮退圧で支える中心核のみから構成される。

近接連星系にある WD である激変星 (CV) は、その WD 質量 ( $M_{WD}$ ) が伴星からの降着によってチャンドラセカール限界 (Chandrasekhar, 1931)( $\sim 1.4 M_{\odot}$ ) を超えることによって Ia 型超新星に進化するとされている。 Ia 型超新星は絶対光度がほぼ一定であることが経験的に知られており、このことを利用して見かけの光度から光度距離を計算できる重要な現象であるため、 $M_{WD}$  は重要なパラメータである。しかし、観測的には  $1.4 M_{\odot}$  付近の重い WD は少ない。そこで「重い白色矮星の探査」を大目標に、本研究では Hayashi et al. (2023)を他の天体に適用し  $M_{WD}$  を推定することはできるのかを調べる。先行研究は重力赤方偏移という不定性の少ない物理量を用いて  $M_{WD}$  を推定するという手法であり、原理的には他の天体に適応できるという点で優れていると考える。

#### 1.2 強磁場激変星の X 線放射

CV の中でも WD の磁場が強いものを強磁場激変星 (MCV) と呼ぶ。MCV では判星からの降着は磁力線に沿って WD 磁極に集中的に降着し、降着柱を形成する。降着柱内を自由落下する降着物質が超音速になると衝撃はが発生する。衝撃波によってガスが>10keV に温められ、プラズマ化する。この高温プラズマは熱的制動放射で冷却・減速しながら WD 表面に落ちていく。そのため、降着注は多温度プラズマとなり、各場所の温度に応じて電離したイオンから輝線が放射される。この放射を観測する。

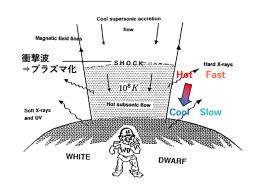


図 1: MCV 降着柱の模式図 (Patterson, 1994)

#### 1.3 先行研究

Hayashi et al. (2023) は、 MCV である RXJ1712.6-2414 を Chandra 衛星の High-Energy Transmission Grating (HETG) を用いて分光観測を 行ている。X 線スペクトルの H-like Mg, Si, S イオンの  $K_{\alpha}$  線から、降着円筒のモデルが予測する速度 勾配によるプラズマ速度のドップラーシフトよりも 大きい赤方偏移を発見した。 観測された赤方偏移を、理論的な重力赤方偏移とプラズマ流ドップラーシフトの和と比較することで、WD の重力場による 重力赤方偏移であると結論付けた。そして、その重力赤方偏移からと  $M_{\rm WD} > 0.9 M_{\odot}$  と見積もった。

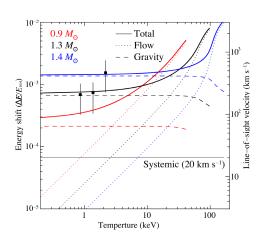


図 2: 先行研究の  $M_{\rm WD}$  推定。 $\Delta E/E_{\rm rest}$  ( $E_{\rm rest}$ : 静止系でのエネルギー)と視線方向のプラズマ速度。 $\bullet$  は観測点でT は対応するイオンの emissivity を表す。各エラーバーは、信頼度 90%の統計誤差と系統誤差の和。太い実線は WD の質量を  $0.9M_{\odot}(\mathbf{赤})$ 、 $1.3M_{\odot}(\mathbf{黑})$ 、 $1.4M_{\odot}(\mathbf{青})$  として計算したもの。破線、点線、細線はそれぞれ重力赤方偏移、プラズマ流速 (Hayashi & Ishida, 2014)、連星系速度を表す。計算にはポールオン形状を仮定している。

#### 2 Methods

#### 2.1 本研究での観測天体・機器

観測機器は先行研究と同様に Chandra 衛星の HETG を用いた。HETG は HEG, MEG から成り、 そのエネルギー決定精度は  $\Delta E/E_{\rm rest}=3.3\times 10^{-4}$  と高精度である。

観測天体は以下条件から

- 先行研究と同種の MCV であること
- Chandra のデータアーカイブである TGCat (https://tgcat.mit.edu/) に多 くのデータがあること
- 比較的重い質量が予想されていること

EX Hya, NY Lup の二天体とした。EX Hya は Yuasa et al. (2010) では  $M_{\rm WD}=0.42^{+0.02}_{-0.02}M_{\odot}$ 、Beuermann & Reinsch (2008) では  $M_{\rm WD}=0.790\pm0.026M_{\odot}$  とされる。一方 NT Lup は Zhuo-Li Yu et al. (2022) で  $M_{\rm WD}=0.82^{+0.14}_{-0.09}M_{\odot}$  とされている。

#### 2.2 手法

MCV のプラズマから観測された輝線の赤方偏移 ( $\Delta E/E_{\mathbf{rest}}$ ) をプラズマ流によるドップラーシフト、重力赤方偏移の和であると仮定する。プラズマ速度 v は Aizu model (Aizu, 1973) より、WD 表面からの 高さを z として

$$v = \left(\frac{3\mu m_{\rm H}}{4k} \sqrt{\frac{2GM_{\rm WD}}{R_{\rm WD}}}^{-1}\right) T(z) \tag{1}$$

重力赤方偏移は

$$z = \left(1 - 2.9 \frac{M_{\rm WD}}{M_{\odot}} \frac{1}{R_{\rm WD}}\right) \tag{2}$$

で表せる。ここで、式 1,2 は (Nauenberg, 1972) より  $M_{
m WD}$  の関係式となるため、 $E_{
m rest}$  から  $M_{
m WD}$  が推定できる。

$$R_{\rm WD} = 0.78 \times 10^9 \left[ \left( \frac{1.44 M_{\odot}}{M_{\rm WD}} \right)^{\frac{2}{3}} - \left( \frac{M_{\rm WD}}{1.44 M_{\odot}} \right)^{\frac{2}{3}} \right]^{\frac{1}{2}}$$
 cm (3)

#### 3 Results

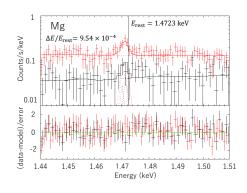
観測データを TGCat から入手し、Chandra の解析ソフト Ciao-4.16 を用いてデータ処理した後、Xspec(version 12.13.1) においてスペクトルフィッティングを行った。すると、二天体に K $\alpha$ 1 と K $\alpha$ 2 からなる H-Like Mg, Si, S 輝線を発見し、これらに注目してエナジーシフト  $\Delta E/E_{\rm rest}$  を測定した。モデルは power-law + 二本の zgauss を使用し、中心エネルギーを  $E_{\rm rest}$  固定し、norm・z をフリーとした。ごく狭いエネルギー範囲であるため、吸収は考慮していない。得られた  $\Delta E/E_{\rm rest}(=z)$  を表 1 に示す。

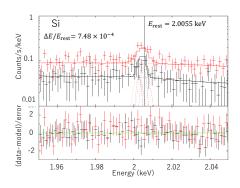
表 1: 各天体・輝線の 90%信頼区間  $\Delta E/E_{\mathrm{rest}}(10^{-4})$ 

天体	Mg	Si	S
NY Lupi	$9.54^{+3.35}_{-9.00}$	$7.48^{+0.01}_{-0.65}$	$26.7^{+10.8}_{-21.6}$
EX Hya	$3.23^{+0.24}_{-0.26}$	$4.25_{-0.53}^{+0.47}$	$7.15_{-0.81}^{+0.81}$

#### 3.1 NY Lup

得られたスペクトルを示す





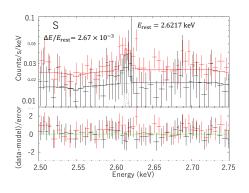
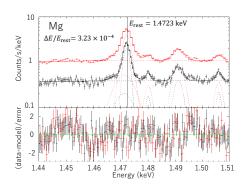
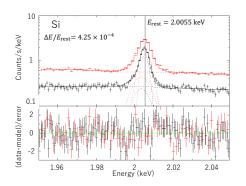


図 3: NY Lup  $\mathbf{HEG}(\mathbf{\bar{\pi}})$  と  $\mathbf{MEG}(\mathbf{\bar{x}})$  から得られたスペクトル。H-Like Mg, Si, S 輝線をそれぞれ示す。太線はベストフィットであり、点線はその成分。下半分は残差。縦線は静止系でのエネルギー $E_{\mathrm{rest}}$  を示す。 $\Delta E/E_{\mathrm{rest}}$  は得られたエネルギーシフト。

#### 3.2 EX Hya

得られたスペクトルを示す





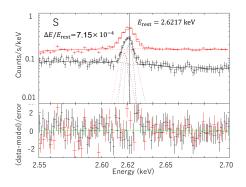
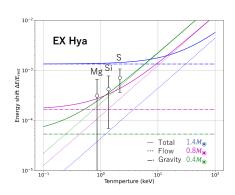


図 4: EX Hya **HEG(赤)** と **MEG(黒)** から得られ たスペクトル。詳細は 3 と同様

#### 4 Discussion

#### 4.1 推定された質量

得られた  $\Delta E/E_{\mathrm{rest}}$  を各  $M_{\mathrm{WD}}$  の値での理論  $\Delta E/E_{\mathrm{rest}}$  を示すグラフにプロットした。



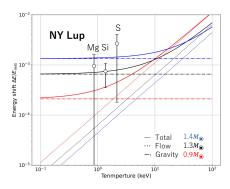


図 5: 各天体の  $\Delta E/E_{\rm rest}$  vs プラズマ温度 T グラフ。  $\circ$  は測定点で T はその輝線の emissivity、エラーバーは信頼区間 90%の統計誤差を示す。。破線、点線、細線はそれぞれ重力赤方偏移、プラズマ流速による赤方偏移を表す。それぞれの色により  $M_{\rm WD}$  の値は異なる。

観測点とそのエラーバーが理論線を超えているか を見て  $M_{
m WD}$  をそれぞれ

- NY Lup ... 0.9M<sub>☉</sub> 以上の可能性がある
- EX Hya ...  $0.4 \sim 0.8 M_{\odot}$  の範囲

と推定した。これらの値を予想されていた質量と 比較すると

表 2: 他の研究との  $M_{\mathrm{WD}}$  比較  $(M_{\odot})$ 

 天体	本研究	 先行研究
NY Lupi	0.9 以上	$0.82^{+0.14}_{-0.09}$
EX Hya	$0.4 \sim 0.8$	$0.42^{+0.02}_{-0.02}$ or $0.790^{+0.026}_{-0.026}$

NY Lup、EX Hya の 2 天体とも予想されていた 質量と推定した質量に矛盾はなかった。しかし、EX Hya において  $0.42M_{\odot}$  か  $0.79M_{\odot}$  かを決めることは できなかった。

#### 4.2 課題

本研究には課題が3つ存在する。

- 1, 視線方向と降着流の向き。降着流の向きは WD の 自転によって変わっていくため考慮しなければなら ないが本研究では考慮に入れていない。
- 2, 少なくとも EX Hya は Aizu model では再現できないと思われる。式 2 ではプラズマ速度を表すことができない。
- $3,K_{\alpha 1},K_{\alpha 1}$  の強度 I をフリーでフィッティングしている。物理的に最も考えられる強度比  $K_{\alpha 1}:K_{\alpha 1}=2:1$  とすると表 3 となり、機器の精度を超える有意な赤方偏移が検出されない。

表 3: EX Hya フィット方法ごとの  $\Delta E/E_{\rm rest}(10^{-4})$ 

	Mg	Si	S
norm free	$3.2^{+0.2}_{-0.2}$	$4.2^{+0.4}_{-0.4}$	$7.2^{+0.8}_{-0.8}$
$I_{\alpha 1}/I_{\alpha 2}=2$	$1.5^{+0.2}_{-0.2}$	$2.3^{+0.3}_{-0.3}$	$3.5^{+0.8}_{-0.8}$
$I_{\alpha 1}/I_{\alpha 2}=1$	$0.46^{+0.2}_{-0.2}$	$0.75^{+0.4}_{-0.4}$	$1.4^{+0.8}_{-0.8}$

#### 4.3 展望

複数の課題が残っているが、特に重要な  $K_{\alpha 1}$ :  $K_{\alpha 1}=2:1$  としてフィットを行うと有意な赤方偏移が検出さないという点の物理的な意味を考察することで今後発展させていく。

#### Reference

Chandrasekhar, S. 1931, ApJ, 74, 81.

Patterson, J. 1994, PASP, 106, 209.

Nauenberg, M. 1972, ApJ, 175, 417.

Aizu, K. 1973, Progress of Theoretical Physics, 49, 1184.

Beuermann, K., & Reinsch, K. 2008, A&A, 480, 199.

Hayashi, T. & Ishida, M. 2014a, MNRAS, 438, 2267.

Yuasa, T., Nakazawa, K., Makishima, K., et al. 2010, A&A, 520, A25.

Hayashi, T., Mori, H., Mukai, K., Terada, Y. & Ishida, M. 2023, ApJ, 953, 30.

### コンa16

## 多色撮像観測による IW And 型矮新星の研究 笠井 理香子

#### 多色撮像観測による IW And 型矮新星の研究

笠井 理香子 (広島大学大学院 先進理工系科学研究科)

#### Abstract

矮新星は激変星の一種であり、アウトバーストと呼ばれる増光現象を繰り返す。これは降着円盤の変化によって引き起こされるため、矮新星は降着円盤の物理を研究するための天然の実験場として注目されてきた。 IW And 型矮新星はスタンドスティル中に光度が周期的に変動した後、再増光するといった特徴がある。これは従来の理論モデルでは説明が困難であり、メカニズムの詳細はまだ解明されていない。本研究では天体の色変化から IW And 型矮新星に見られる特徴を調べることを目的とし、広島大学かなた望遠鏡を用いた IW And 型矮新星の多色撮像観測を行った。

観測の結果、IW And 型矮新星 KIC9406652 で期待されていた IW And 型特有の中間状態が観測された他、スタンドスティル終了時の再増光とそこから静穏時までの減光も観測することができた。また色指数と等級の比較より、通常の標準降着円盤モデルでの色変化とは異なる天体が明るくなる一方で色が赤くなる現象が初めて観測された。これにより期間中に降着円盤の半径が増加していることを示唆する結果が得られた。

#### 1 Introduction

#### 1.1 矮新星

矮新星とは白色矮星 (主星) とロッシュローブを満たす晩期型主系列星 (伴星) から成る近接連星系であり、主星の周囲ではラグランジュ点を通過した伴星からのガスが降着円盤を形成している。アウトバーストと呼ばれる 2-5 等程度の増光を 10 日から数百日程度の間隔で繰り返し、円盤不安定モデルで説明される。

矮新星は主に3つのクラスに分けられ、アウトバースト (ノーマルアウトバースト) を周期的に繰り返す SS Cyg 型矮新星、静穏期と増光期の中間程度の光度 に一定期間とどまる Z Cam 型矮新星、ノーマルアウトバーストに加えて 0.5–1 等程度明るくかつ 2 週間 ほど継続するスーパーアウトバーストと呼ばれる現象を起こす SU UMa 型矮新星に分けられる。

#### 1.2 降着円盤の熱的不安定性

降着円盤は中性水素ガスで構成された粘性の小さい低温状態と、電離水素ガスで構成された粘性が大きい高温状態が存在する。降着円盤が低温状態にある時、伴星からのガスが降着円盤内にたまるにつれて円盤の面密度が増加する。臨界点に到達すると電離水素ガスとなり高温状態に遷移する。この時に解

放されるエネルギーが増加することで降着円盤の光度が増加する。その後は面密度が徐々に減少し、臨界点で再び低温状態に遷移する。降着円盤はこの2つの安定した状態を不連続に振動しており、低温状態と高温状態のサイクルが存在するため矮新星は静穏期とアウトバースト期を繰り返している。

#### 1.3 IW And 型矮新星

IW And 型矮新星とは近年発見された Z Cam 型矮新星のサブクラスである (Hameury& Lasota (2014), Kato (2019))。 IW And 型矮新星にみられる特徴として、スタンドスティルの最中に光度が周期的に変動する、スタンドスティルが減光ではなく増光で終了するといった特徴が挙げられる。

降着円盤の熱的不安定性モデルでは増光期と静穏期しか存在せず、IW And 型矮新星に見られるスタンドスティル終了時の増光現象が説明できない。IW And 型矮新星の挙動を説明するモデルとして、伴星からの質量輸送率が変動することが原因とする説(Hameury& Lasota (2014))や降着円盤が軌道面に対して傾いていることが原因とする説(Kimura et al. (2020))などが提唱されているが、メカニズムの詳細はまだ解明されていない。

#### 2 Methods

#### 2.1 観測

観測にはかなた望遠鏡 (広島大学 1.5 m 光赤外線望遠鏡) と可視近赤外同時カメラ HONIR を使用した。対象天体は先行研究におて IW And 型矮新星に分類された天体のうち、等級と色指数を 0.01 等の精度で測定するため、静穏時でも 14-15 等台よりも明るく、かつ期間中に東広島天文台から位置的に観測可能な天体を選んだ。本研究ではより細かな色変化とスペクトルの傾きを求め、伴星からの寄与を差し引くために可視 4 バンド (B,V,Rc,Ic) と近赤外 3 バンド (J,H,Ks) の計 7 バンドでの多色撮像観測を行った。

#### 2.2 降着円盤温度の推定

伴星からの寄与を差し引いた降着円盤本来の温度を求めるため、降着円盤の黒体放射成分に伴星からの黒体放射成分を加えた二成分黒体放射モデル $10^{a_1}B_{\lambda}(T_1)+10^{a_2}B_{\lambda}(T_2)$ を使用した。ここで $B_{\lambda}(T)$ は単位面積単位波長あたりに放射されるエネルギーである。統計モデルはベイズモデルとし、マルコフ連鎖モンテカルロ法(Markov chain Monte Carlo methods; MCMC)を用いて各パラメータ  $(a_1,T_1,a_2,T_2)$ の最適値を求める。

#### 3 Results

#### 3.1 光度曲線

IW And 型矮新星 KIC 9406652 の可視側の多バンド光度曲線を図 1 に、近赤外側の多バンド光度曲線を図 2 に示す。また、期間中の KIC 9406652 が IW And 型矮新星のどの状態であったかを明確にするため、ASAS-SN で作成した KIC 9406652 のg バンドの光度曲線を図 1 中に示す。図の縦軸は等級、横軸は MJD(修正ユリウス日) である。

MJD 60237–MJD 60270 では、g 等級で 0.6 等程度増光した後、12 等付近で 0.4 等程度の振幅で振動している。g 等級は増光期が 11.5 等、静穏期が 12.5 等付近であることから、この期間は IW And 型矮新星特有の中間光度での振動状態であることが分かる。この光度変動は主に可視側のバンドでも同様の変化

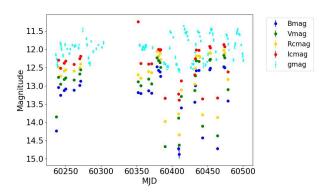


図 1: 可視側 (B,V,Rc,Ic,g) の多バンド光度曲線

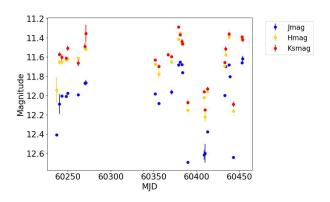


図 2: 近赤外側 (*J*,*H*,*Ks*) の多バンド光度曲線

が見られる。また、B バンドから I バンドで等級はほとんど同じ変動をしている一方、J から長波長側になるにつれて変動の振幅は小さくなった。

MJD 60352-MJD 60384 では、0.1 等の範囲で光度がほぼ一定になった後、MJD60379 で増光しアウトバーストの増光期とほぼ同じ等級になった。このことから、同期間で KIC 9406652 は Z Cam 型矮新星にもみられる通常のスタンドスティル状態であることが分かる。

MJD 60409 以降は増光期と静穏期を周期的に繰り返しているため、ノーマルアウトバーストを繰り返す状態になったと考えられる。

#### 3.2 色指数

色指数 B-V の時間変化を図 3 に示す。等級の時間変化との比較都のため、B 等級と V 等級の光度曲線も同図中に示す。左側の縦軸は等級、右側の縦軸は色指数、横軸は MJD である。IW And 状態の期間中、静穏期からの増光時は青くなるのに対し、IW

And 状態では増光に対し色の変化は小さい。特に終盤では明るくなる変化に対して色は赤くなる。これは標準降着円盤における色変化とは異なる結果である。一方、ノーマルアウトバーストの期間中は増光期に青く静穏期に赤くなる標準降着円盤の熱的不安定性と同様の色変化が見られる。

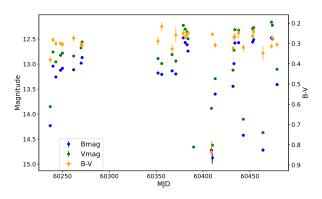


図 3: 色指数 B-V、B 等級、V 等級の時間変化

#### 3.3 可視光-近赤外線フラックス分布

例として MJD 60271 のフラックス分布と各パラメータの最適モデルを図 4 に示す。青線が高温側の成分  $10^{a_1}B_{\lambda}(T_1)$  の最適モデル、橙線が低温側の成分  $10^{a_2}B_{\lambda}(T_2)$  の最適モデル、赤線が 2 成分の合成とその不定性である。図 4 より B バンドや V バンドでは高温成分が支配的であるが、Ic バンドになると低温成分の寄与が含まれるようになり、その割合は約25%ほどである。短波長側から長波長側になるにつれて低温成分の寄与は大きくなり、H バンドや  $K_s$  バンドでは低温成分が高温成分を卓越している。結果として、伴星からの寄与を除いた降着円盤本来の成分を議論する際には、伴星からの寄与が小さい B バンドや V バンドを用いる必要がある。

IW And 状態における高温成分と低温成分の温度の時間変化を図5に示す。青点が高温成分の温度 $T_1$ 、橙点が低温成分の温度 $T_2$ である。各温度の変化幅は $T_1$ は9400K $\sim$ 12200K、 $T_2$ は2400K $\sim$ 4000Kであり、 $T_2$ は、 $T_1$ より変化幅が小さい。

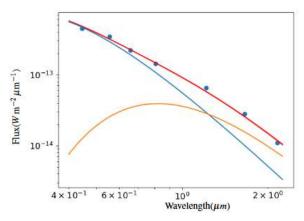


図 4: MJD 60271 のフラックス分布と最適モデル

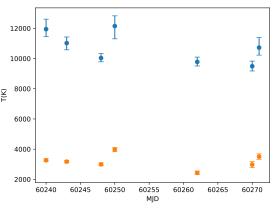


図 5: IW And 状態における KIC 9406652 の温度変化

#### 4 Discussion

シュテファン・ボルツマンの法則から天体の光度 は半径と温度に依存する。この場合明るくなりつつ 赤くなるためには、半径 R が増加する必要がある。 標準降着円盤では降着円盤の内側がより温度が高く、 外側になるにつれて低温になる。そのため、低温側 の面積が増加することは降着円盤が外側に向かって 広がっていることを意味している。

先行研究においてもスタンドスティル中に IW And 型矮新星の円盤半径が増加することが示唆されており、食を用いた IW And 型矮新星のアウトバースト機構の検証 (Shibata et al. (2021)) では同様の結果が得られている。また、スタンドスティル中にネガティブスーパーハンプの周波数が緩やかに増加したことからも同時期の円盤半径の増加が示唆されてい

る (Kimura et al. (2020))。本研究の結果は、スタンドスティル中の円盤半径の増加を多色撮像の観点から支持するものになったと言える。

しかし、現在提唱されている IW And 型矮新星のモデルと円盤半径の増加を比較すると、説明が難しい点が多く存在する。伴星からの質量輸送率が変動するモデルでは円盤が広がることを説明しておらず、円盤が傾いたモデルもスタンドスティル中に円盤半径は減少する。以上から、IW And 現象中の円盤半径の増加を説明するためにはこの2モデルとは違うモデルを考える必要性が示唆された。

#### 5 Conclusion

本研究では広島大学かなた望遠鏡を用いた IW And 型矮新星の可視光・近赤外線領域での多色撮像観測を行った。観測の結果、IW And 型矮新星 KIC 9406652 で IW And 型矮新星特有の中間光度での光度振動と再増光をはじめとした IW And 型矮新星で期待されていた現象を観測することができた。また色指数と等級の時間変化の比較すると、IW And 状態で通常の標準降着円盤モデルでの色変化とは異なる、明るくなりつつ赤くなる現象が観測された。これは期間中に降着円盤の半径が増加していることを示唆しており、先行研究で確認されていたスタンドスティル中の円盤半径の増加を多色撮像の観点から支持する結果となった。

#### Reference

T.Kato 2019, PASJ

M.Kimura, Y.Osaki, T.Kato& S.mineshige 2020, PASJ

J-M Hameury & J-P Lasota 2014, A&A

M.Shibata, et al. 2021, 日本天文学会 2021 年春季年会

M.Kimura, Y.Osaki, & T.Kato 2020, PASJ

Shappee, B. J., et al. 2014, The Astrophysical Journal  $\,$ 

Kochanek, C. S., et al. 2017, PASP

---indexへ戻る

コンa17

X線連星SS433のジェット伝播に対する恒星風起源の 乱流の評価

丹 海歩

#### X 線連星 SS433 ジェットの伝播に対する恒星風起源の擾乱の影響

丹 海歩 (総合研究大学院大学/国立天文台)

#### Abstract

SS433 は A 型超巨星とコンパクト星からなると推定される X 線連星であり、らせん状のジェット噴出が観測されている (Stephenson& Sanduleak, 1977)。コンパクト星の周りには超臨界降着円盤が形成され、このジェットは約  $100 \mathrm{pc}$  以上伝搬し、電波星雲 W50 を形成していると考えられている。SS433 ジェットの数値計算としては、らせんジェットの形成、W50 との相関など、 $0.1 \mathrm{pc} \sim 100 \mathrm{pc}$  のスケールに着目された研究が主である。我々は、これまで注目されてこなかった中心天体から  $1\mathrm{AU} \sim 0.01 \mathrm{pc}$  の領域に着目し、伴星による星風とジェットの相互作用の効果の影響を調べることにした。

本発表では、ジェットに印加するトロイダル磁場を変化させることでジェットのプラズマベータを変化させ、ジェット伝播のプラズマベータ依存性を調べた結果について報告する。

#### 1 Introduction

SS433 はわし座の方向 5.5kpc に位置する X 線連 星系であり (Blundell, K.M.& Bowler, M.G, 2004)、 A 型超巨星とコンパクト星からなる。コンパクト星 の周りには恒星から流れ込んだガスによる降着円盤 が形成されている。SS433 は観測から光速の 26%で 伝播する螺旋ジェットを持つことが確認されており、 VLBA の観測からジェットの噴出方向が変化している 様子が捉えられている (Mioduszewski et al. 2004)。 また、2018年にSS433の radio ear から TeV ガンマ 線が観測されたことも SS433 が注目される理由の一 つである (Abeysekara et al. 2018)。これまで、 $10^{15}$ eV までの宇宙線の加速源は超新星、10<sup>18</sup> eV 以上の エネルギーの宇宙線の加速源は AGN だと考えられ ていた。TeV ガンマ線の観測からSS433のジェット が宇宙線を 10<sup>18</sup>eV 近くまで加速することがわかった ことで、SS433 のジェットが  $10^{15} \sim 10^{18} \text{ eV}$  の間の エネルギーの宇宙線の加速源の可能性を持つことが わかった。

しかし、SS433 ジェットは中心天体から 20pc より外側では螺旋ジェットから X 線で明るいコリメートジェットに転換して 100pc 以上伝播する様子が観測されており、この部分のメカニズムは未解明のままである。

このような未解決問題に迫る手段の一つとして数値 計算があり、これまで 1pc から注入した SS433 ジェットが 100pc 以上伝播できることが明らかにされている (Ohmura et al. 2021)。

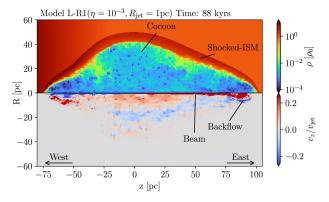


図 1: SS433 ジェット数値計算の密度分布 (Ohmura et al. 2021)

本研究では、ジェットに印加するトロイダル磁場を変化させることで、ジェット伝播のプラズマベータ依存性について調べた。加えて、本研究では、SS433ジェットのコリメーション機構を解明するために観測では見えない「円盤スケール (中心天体から 100km)」と VLBI の観測で見えている「螺旋ジェットスケール (中心天体から 0.1pc)」の間 にあるこれまで研究されてこなかった「伴星とジェットの相互作用」に着目して数値計算を行った。

#### 2 Methods

計算には、公開 MHD コードである CANS+を用いた (Matsumoto et al.2019)。計算の基礎方程式は理想 MHD 方程式である。

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

$$\rho \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla \left( p + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi} \left( \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B} \right)$$
(2)

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( e + \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \nabla \cdot \left[ \left( e + p + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) \mathbf{v} - \frac{(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{4\pi} \right] = 0$$
(3)

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \tag{4}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{5}$$

計算は HLLD 近似リーマン解法を用いており、MP5 法で補完している。図 2 のような初期条件設定で、 ジェットの伝播を時間追跡した。計算に用いた基本的 なパラメータは表 1 に示した。

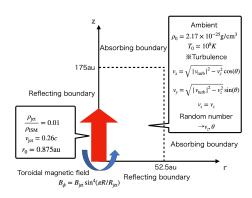


図 2: 計算の初期設定

ジェットの磁場の値を変化させることで、上記のパラメータのうちプラズマベータの値を変化させてジェット伝播のプラズマベータ依存性についても調べた。プラズマベータは  $0.1,\ 0.3,\ 0.7,\ 0.9,\ 1.2$  について調査した。

表 1: 本計算に用いた計算の初期条件

公主, 中间界10/111 70 13/10/10/10/10/10/10/10/10/10/10/10/10/10/		
$2.17 \times 10^{-24} \text{g/cm}^3$		
$10^{8}K$		
0.26c		
10		
0.1		

#### 3 Results

#### 3.1 ジェット伝播のプラズマベータ依存性 の調査

ジェットのプラズマベータの値を変えた結果を示す。縦軸はジェットの進行方向を示し、横軸は動径方(4)向を示している。また、磁気圧は対数プロットしている。

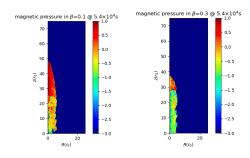


図 3:  $\beta=0.1$  におけ 図 4:  $\beta=0.3$  における磁気圧 る磁気圧

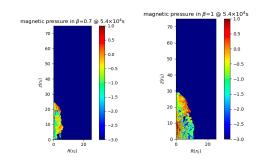


図 5:  $\beta=0.7$  におけ 図 6:  $\beta=1$  における る磁気圧 磁気圧

図3、4、5、6を見ると、初期のプラズマベータが小さくなるのに応じてジェットの先端における磁気圧が強くなっていることがわかる。

初期のプラズマベータが小さい、つまり磁気圧優勢

の場合にターミナルショックとバウショックが乖離し、二つの衝撃波の間で磁場が溜まる構造が形成されているため、ターミナルショック前後でのプラズマベータを比較し比をとった。図8に、ターミナルショックの上流および下流のプラズマベータと初期プラズマベータの関係を、図??に、ターミナルショックの上流および下流でのプラズマベータ比と初期プラズマベータの関係を示す。グラフは横軸が初期プラズマベータの値、縦軸がターミナルショック前後でのプラズマベータ比である。このグラフからも、初期プラズマベータとである。このグラフからも、初期プラズマベータの値が小さいほどターミナルショックの下流に磁気エネルギーが溜まる構造が得られることがわかる。

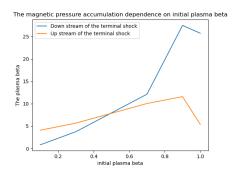


図 7: ジェットのターミナルショック下流、上流それ ぞれのプラズマベータとジェットの初期プラズマベー タの関係

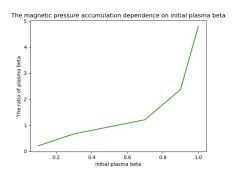


図 8: ジェットのターミナルショック下流/上流のプラズマベータ比とジェットの初期プラズマベータの関係

## 3.2 ジェット伝播に対する恒星風起源の乱流の影響評価

星風による乱流を等方であると仮定し、ambient の 各グリッドにジェット速度の1%に相当する100km/s の擾乱を与えた。この速度は、A型超巨星の典型的 なウィンド速度に相当する。今回の計算では、初期 に与えたジェットの方位角方向磁場がβ=0.3の場合 のモデルに対して、擾乱の有無による結果の違いを 比較した。その結果、ジェット速度の1%程度の擾乱 は全体構造には大きな違いを与えないことがわかっ た。AGNのWATの観測などから、ジェットの進路 に影響を与えるためには、ジェットの持つ運動量と同 程度まで力を受ける必要がある。今回はランダムな 擾乱であること、ジェットの1%の速度であること、 ジェットの伝搬距離と進行方向の断面積を加味する と、ジェットの運動量に達していないことが原因と 推測できる。今後は乱流のスケール長を考慮するな ど、より現実的な場合に関しても検証したい。

#### 4 Discussion&Conclusion

本計算において、ジェットが  $low-\beta$  の場合にジェットの先端に磁場が溜まったバルクな構造が形成される様子が見られた。この構造は、ターミナルショックとバウショックが乖離している場合に二つの衝撃波の間で形成されている。

SS433 は超臨界質量降着をしており、その降着に伴い降着円盤が磁気圧優勢になる際に大量の磁気エネルギーが放出されることでジェットのプラズマベータが低くなることが考えられる。よって、本計算で用いたような低いプラズマベータの値は SS433 において現実的である可能性がある。もし天体内に磁場が溜まる構造が形成されれば、当該領域でジェットが加速される可能性があり、SS433 のジェットが輝線観測から得られた 0.26c という準相対論的速度で遠方まで伝播するメカニズムを説明できうる。

#### Reference

Stephenson& Sanduleak,1977, Astrophysical Journal, Suppl. Ser., Vol. 33, p. 459-469

Blundell, K.M.& Bowler, M.G, 2004, The Astrophysical Journal, Volume 616, Issue 2, pp. L159-L162.

#### 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

Mioduszewski et al., 2004, NRAO Press Release

Abeysekara, A.U., Albert, A., Alfaro, R. et al. Nature  $562,\,82\text{-}85$ 

Matsumoto et al. ,2019, Publ. Astron. Soc. Japan,

T. Ohmura et al 2021 ApJ 910 149

----indexへ戻る

コンa18

### 一般相対論的流体計算で探る大質量星と中性子星の連 星相互作用

櫻井 大夕

#### 一般相対論的流体計算で探る大質量星と中性子星の連星相互作用

櫻井 大夕 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

#### Abstract

近年、中性子星やブラックホールの連星合体による重力波や Ia 型超新星の観測によって、コンパクト連星系の形成過程の 1 つである共通外層進化に注目が集まっている。しかし、中性子星連星合体の前駆天体の候補である大質量星と中性子星の共通外層進化において第一原理計算による研究が行われていない。そこで本研究では、一般相対論的流体力学コードを用いて大質量星と中性子星の共通外層進化に関する初めての第一原理計算を行った。中性子星の抗力を計算した結果、共通外層進化の文脈でよく使われる Bondi-Hoyle-Littleton 降着による抗力の値と比較して 2 桁ほど小さい値が得られた。

#### 1 Introduction

近年、LIGO や Virgo によってブラックホールや中性子星からなるコンパクト連星合体による重力波が検出され、多くの理論が実証されている (レビューとして Baiotti Rezzolla (2017) 参照)。コンパクト連星の形成過程は、連星のコアが1つの外層の中を公転する段階である共通外層進化によって特徴づけられており、かつてから多くの注目が集まっている(レビューとして (Ivanova et al., 2013) 参照)。

共通外層進化の定性的な理解として、まず連星において重い星が先に進化してもう片方の星を飲み込むことにより一つの外層の中を連星のコアが運動する。このとき、連星のコアと外層の相互作用によってコアの重力エネルギーや角運動量が外層の運動エネルギーや角運動量に変換される。その結果、数百年程度で連星間隔が2桁ほど減少する(Paczynski, 1976)。

そして、外層に十分なエネルギーや角運動量が蓄積されると外層が放出されて、宇宙年齢以内に合体できるような近接連星系やコンパクト連星系が取り残される(図1参照)。そのため、コンパクト連星合体や Ia 型超新星、X 洗連星などの形成過程において共通外層進化は非常に重要な役割を担っている。

しかし、共通外層進化のタイムスケールが数百年であることから観測による同定が難しく、共通外層進化は幅広いスケールの物理が複雑に絡み合う上に、伴星がコンパクト星の場合ではスケールハイトの問題があるため、いつ外層が放出されるかやいつ合体にいたるかについて定量的には明確にはなっていない。

また、共通外層進化によって形成されると考えられているが未発見である天体として「Thorne-Zytkow

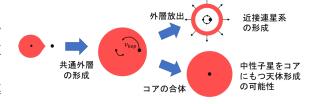


図 1: 大質量星と中性子星の共通外層進化

天体 (TZO)」がある (Thorne Zytkow, 1975)。TZO とは赤色巨星 (RG) や赤色超巨星 (RSG) のコアに中 性子星が含まれているものである。

TZO は大質量星と中性子星の共通外層進化で、外層が放出されないまま軌道間隔が減少し、RGやRSGのコアと中性子星が合体することで形成されると考えられている。観測では、天体 HV-2112 が TZO の可能性として考えられている (Maccarone de Mink, 2016)が、理論や観測の不定性から決定的な証拠は示せていない。

以上のように、大質量星と中性子星の共通外層進化の第一原理計算による定量的理解が必要とされているが、それぞれのスケールハイトの問題から今までは中性子星に働く抗力を近似して、さらに中性子星を質点とする近似を行った大質量星と中性子星の共通外層進化の計算しか行われていなかった。(Law-Smith, J. P. et al. 2023) そこで本研究では、中性子星が大質量星内で受ける抗力を正確に見積もるために、大質量星と中性子星からなる連星の共通外層進化に関する初めての一般相対論的数値シミュレーションを行う。

#### 2 Methods

本研究の概要として、大質量星外層の中を動く中性子星について調べるために、軸対称性を仮定して中性子星を中心に置いた 2 次元極座標系  $(r,\theta)$  での中性子星周りの降着流を考える。ここで、中性子星の中心は質量  $M_*=10M_\odot$ 、半径  $R_*$  の大質量星の中心から距離  $r_*$  だけ離れて位置しているものとする。

さらに外部境界から流入させる外層物質は $r_*$ をパラメータとして決定され、「一般相対論的流体コード」 (Akaho et al., 2022) を用いて降着流を計算し、中性子星に働く抗力を算出する。

計量は流体の自己重力が中性子星の重力に比べて 無視でき、中性子星が静止している座標系で計算す るため Schwarzschild 計量

$$ds^{2} = -\alpha^{2}c^{2}dt^{2} + \alpha^{-2}dr^{2} + r^{2}d\theta^{2} + r^{2}\sin^{2}\theta d\phi$$
 (1)

を用いる。ここで、lapse 関数  $\alpha$  は中性子星外部で

$$\alpha = \sqrt{1 - \frac{2GM}{c^2 r}} \tag{2}$$

で与えられる。中性子星内部の計量や初期条件は、温度  $T=5{
m MeV}$ 、電子フラクション  $Y_e=0.05$  として、古澤・富樫 EOS(Furusawa et al., 2017) を用いて TOV 方程式を満たすように決定した。その結果、中性 子星の質量は  $M_{NS}=1.4M_{\odot}$ 、半径は  $R_{NS}=12{
m km}$  となった。

また、計算領域は (10 km < r < 1000 km)、 $0 < \theta < \pi$ )として、r 方向に 384 メッシュ、 $\theta$  方向に 48 メッシュを取った。さらに、 $\gamma^{ij}$  を 3 次元の誘導計量として基礎方程式は

$$\partial_t \rho_* + \partial_i (\rho_* u^i) = 0 \tag{3}$$

$$\partial_t (S_0 - \rho_* c^2) + \partial_k ((S_0 - \rho_* c^2) v^k + \sqrt{\gamma} P(v^k + c\beta^k))$$
$$= \alpha \sqrt{\gamma} S^{ij} K_{ij} - S_i D^i \alpha \tag{4}$$

$$\partial_t S_i + \partial_j (S_i v^j + \alpha \sqrt{\gamma} P c^2 \delta_i^j)$$

$$= -S_0 c^2 \partial_i \alpha + S_j c \partial_i \beta^j - \frac{1}{2} \alpha c^2 S_{jk} \partial_i \gamma^{jk} \quad (5)$$

となる。ここで、P は圧力、 $\beta^i$  は shift ベクトルで今

回は0である。また、

$$v^j := \frac{u^j}{u^t} \tag{6}$$

$$S_0 := \sqrt{\gamma}(\rho h w^2 - P) \tag{7}$$

$$S_i := \rho_* h u_i c \tag{8}$$

$$w := \alpha u^t \tag{9}$$

$$S_{ij} := \rho h u_i u_j + P \gamma_{ij} \tag{10}$$

$$K_{\mu\nu} := -\nabla_{\nu} n_{\mu} - a_{\mu} n_{\nu} \tag{11}$$

$$a_{\mu} := D_{\mu} \ln \alpha \tag{12}$$

となっている。ただし、 $D_{\mu}$  は 3 次元共変微分である。 内部境界に関して、r=10km における密度、温度、速度はそれぞれ初期の中性子星の密度、温度で固定し、速度を 0 にしている。外部境界に関して、下流に対応する  $\pi/2 < \theta < \pi$  は自由境界、上流に対応する  $0 < \theta < \pi/2$  は、密度  $\rho_{in}$ 、温尾  $T_{in}$ 、速度  $v_{in}$  を持った物質を流し込み、それぞれ大質量星の密度  $\rho(r_*)$ 、温度  $T(r_*)$ 、中性子星のケプラー速度  $v(r_*)$  を用いる。ただし、それぞれのプロファイルは MESA (Paxton, B. et al. 2019) を用いて決定した。その結果を図 2 に示す。

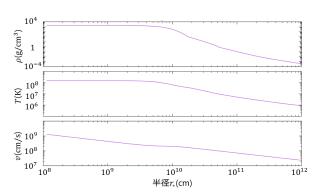


図 2:  $10M_{\odot}$  の赤色超巨星の密度分布(上段)、温度分布(中段)、中性子星の keplar 速度(下段)

また、中性子星が受ける抗力  $F_z$  を  $r_{14}=14{
m km}$  の 球面に働く力として

$$F_z = -2\pi r_{14}^2 \int_0^{\pi} \rho(r_{14}, \theta) v_z^2(r_{14}, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta$$
$$-2\pi r_{14}^2 \int_0^{\pi} P(r_{14}, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta \tag{13}$$

によって求める。ただし、 $v_z$ 、 $v_r$  はそれぞれ z 方向の速度、r 方向の速度である。

#### 3 Results

図3に2次元降着流の密度分布をカラーマップで示し、速度分布をベクトル場で示す。

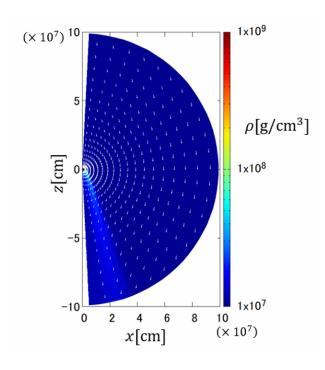


図 3: 中性子星周りの降着流

図3において衝撃波が1000km付近まで生じていることが分かる。また、中性子星周りの降着流の流れ場を調べるために図3の中心から100km付近までの拡大図を図4に示す。

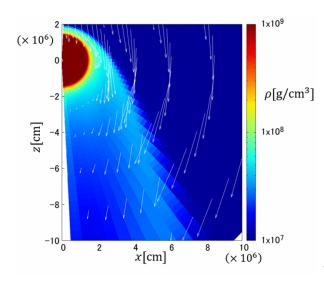


図 4: 図3の中性子星付近の拡大図

衝撃波の角度依存性を調べるために  $\theta=\pi/4,\pi/2,3\pi/4$  における圧力分布と Mach 数分布を それぞれ図 5 と図 6 に示す。

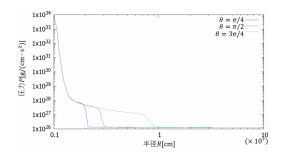


図 5:  $\theta = \pi/4, \pi/2, 3\pi/4$  における圧力分布

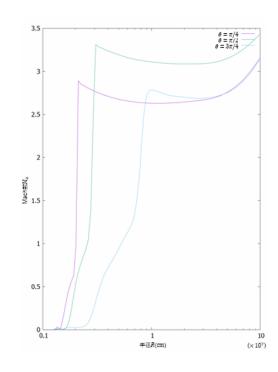


図 6:  $\theta = \pi/4, \pi/2, 3\pi/4$  における Mach 数分布

最後に式 (13) を用いて得られた抗力の値を表 1 に示す。ただし、 $\zeta_{NS}$  は Hoyle-Lyttleton 降着半径であり、以下のように与えられる。

$$\zeta_{NS} = \frac{2GM_{NS}}{v_{\infty}^2} \tag{14}$$

表 1: 中性子星に働く抗力

$F_z(\mathbf{g}\cdot\mathbf{m}/\mathbf{s}^2)$	$F_z(\pi R_{NS}^2 \rho_{in} v_{in}^2)$	$F_z(\pi\zeta_{NS}^2\rho_{in}v_{in}^2)$
$-2.9\times10^{39}$	$-2.1\times10^{-2}$	$-2.9 \times 10^{-2}$

#### 4 Discussion

図3のカラーマップや図5の圧力分布から分かるように弓型の衝撃波が発生していることが分かる。また、図からホイルリットルトン降着と同じように進行方向の後ろ側から降着していることが分かった。これは中性子星前面は衝撃波によって降着しづらくなっており、密度差が少ない後流から降着してしまうためだと考えられる。

抗力は、Hoyle-Lyttleton 降着半径から得られる 抗力の大きさよりも2桁小さいことが分かった。こ れらは衝撃波によって物質がはじかれていることに よって降着の勢いが弱められているためだと考えら れる。よって、先行研究 (Fryer et al., 1996) のよう に Hoyle-Lyttleton 降着の値をそのまま共通外層内 での降着率として用いるのは不適切だと考えられる。

また、抗力の値から中性子星は数時間でコアに落下するため、その間にブラックホールに崩壊せずに安定して降着し、赤色巨星のコアと合体することが分かった。そのため、本結果はTZOの形成をサポートする結果となっているが、中性子星周りの降着流が共通外層に及ぼす影響や赤色巨星の密度勾配、対流の効果を無視しているため、それらを考慮すると抗力の値が変化する可能性がある。そのため、それらを考慮したより現実的なモデルで共通外層が放出される条件を探すことが今後重要になる。

#### 5 Conclusion

結論として、単純な仮定から求められた Hoyle-Lyttleton 降着半径を用いた抗力は相対 論的重力や衝撃波といった重要な物理を無視して おり、共通外層内の降着率よりも2桁ほど高く見 積もられてしまっていると考えられる。そのため、 Hoyle-Lyttleton 降着率を使って共通外層進化の過程を考察することは適していないと結論づけられる。

今後は赤色巨星の密度勾配や対流の効果を考慮したシミュレーションを行い、より現実的なモデルでの抗力の値を調べることによって大質量星と中性子星の共通外層進化の結果が明らかになると考えられる。

#### Acknowledgement

指導教員として終始多大なご指導を賜った山田先生に深謝致します。また、同研究室の赤穂氏には本研究で用いた一般相対論的流体コードの提供および数多くの適切なご助言を賜りましたことに関して感謝申し上げます。

#### Reference

Akaho, R., Harada, A., Nagakura, H., et al. 2022, TheAstrophysical Journal,

Baiotti, L., & Rezzolla, L. 2017, Reports on Progress in Physics, 80, 096901, doi: 10.1088/1361-6633/aa67bb

Furusawa, S., Togashi, H., Nagakura, H., et al. 2017, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 44, 094001, doi: 10.1088/1361-6471/aa7f35

Ivanova, N., Justham, S., Chen, X., et al. 2013, The Astronomy and Astrophysics Review, 21, 59, doi: 10.1007/s00159-013-0059-2

Law-Smith, J. P., Everson, R. W., Ramirez-Ruiz, E., de Mink, S. E., van Son, L. A. C., Götberg, Y., Zellmann, S., Vigna-Gómez, A., Renzo, M., Wu, S., Schrøder, S. L., Foley, R. J., & Hutchinson-Smith, T. (2022). arXiv. https://doi.org/10.48550/arXiv.2011.06630

Maccarone, T. J., & de Mink, S. E. 2016, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, 458, L1, doi: 10.1093/mnrasl/slw004

Paczynski, B. 1976, in IAU Symposium, 73, 75

Paxton, B., Smolec, R., Schwab, J., et al. 2019, The Astrophysical Journal Supplement Series, 243, 10, doi: 10.3847/1538-4365/ab2241

Thorne, K. S., & Zytkow, A. N. 1975, The Astrophysical Journal, 199, L19, doi: 10.1086/181839 <del>-----i</del>ndexへ戻る

コンa19

相対論的に高温な非磁化プラズマ中を伝播する衝撃波 のPICシミュレーション

上井戸 一紀

#### 相対論的に高温なプラズマ中の無衝突衝撃波の PIC シミュレーション

上井戸 一紀 (東京大学大学院 理学系研究科)

#### Abstract

相対論的に高温なプラズマ中の衝撃波 (ホットショック) は様々な高エネルギー天体に存在することが期待されるが, 殆どの衝撃波研究は冷たい領域中を伝播する衝撃波 (コールドショック) についてであり, ホットショックの運動論的性質は明らかでない。我々は世界で初めてホットショックの運動論的なシミュレーション研究を行い, (1) 無衝突としてホットショックは形成され, (2) コールドショックと同程度の磁場生成が起こり, (3) 粒子加速の効率が弱いことを明らかにした。特に, コールドショックと同程度の磁場生成ができるというホットショックの性質は, ガンマ線バースト残光のシンクロトロン放射光の説明には, 現状の理論モデルでは磁場が足りないという問題点の解決に繋がるかもしれない。

#### 1 Introduction

衝撃波は超新星残骸 (SNR) やガンマ線バースト (GRB),活動銀河核 (AGN) など様々な高エネルギー天体現象に存在すると考えられている。高エネルギー荷電粒子である宇宙線は、 $10^{15.5}$  eV 以下のエネルギー帯は我々の銀河の SNR の衝撃波で加速され、 $10^{15.5}$  eV 以上の超高エネルギー宇宙線は宇宙論的距離にある GRB や AGN 等で生じる衝撃波で加速されると考えられている。また、GRB 残光で見られる光は、衝撃波により何桁も増幅された磁場の周囲を運動する高エネルギー荷電粒子のシンクロトロン放射であると考えられている。従って、衝撃波研究の主なテーマには粒子加速と電磁場生成の 2 つがあると言える。

宇宙は密度が小さいため、衝撃波の形成には粒子同士の衝突よりも、粒子と電磁場の相互作用が効率的に働く。このような衝撃波のことを「無衝突衝撃波」と呼ぶ。無衝突衝撃波には様々なプラズマ現象が登場し、プラズマ物理学の代表的な応用の場の1つとなっている。

衝撃波のパラメータには、上流磁場の強さ、衝撃波の速さなどがあり、いずれも精力的に研究が成されている。しかし、上流温度 T については多くが  $kT \ll mc^2$  (k, m, c はそれぞれ、Boltzman 定数、粒子の質量、光速)の場合(コールドショック)を考えており、上流温度を相対論的にした場合  $(kT\gg mc^2, \, \text{ホットショック})$  の研究は殆どない。そのようなホットショックは宇宙空間に存在することが期待される(Matthews 2019; Tomita et al. 2022)にも関わらず、どのような運動論的性質(流体近似しては見られないプラズマ

不安定による電磁場生成や加速粒子のこと)を示すかは明らかでない。そこで、我々は世界で初めてホットショックについての運動論的シミュレーションを行い、その性質を明らかにした。また、ホットショックを応用した新たな GRB 残光モデルを提唱した (Kamiido & Ohira 2024)。

#### 2 Methods

流体近似をせずに、大量の荷電粒子を用意して、各粒子の運動方程式と Maxwell 方程式をセルフコンシステントに解く Particle-In-Cell (PIC) シミュレーションを用いる。模式図を図 1 に示す。PIC を用いる理由は、流体近似をすると、計算リソースは非常に小さくなるが、粒子の分布として常に Maxwell 分布を仮

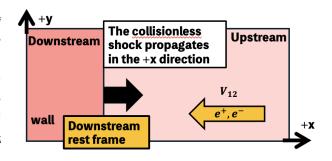


図 1: シミュレーションの模式図。+x 方向から -x 方向に向けて磁化していない電子陽電子プラズマを注入し、壁で反射させると、電磁場起こり、無衝突衝撃 波が形成される。

定しているので、分布関数が Maxwell 分布でない場合に起こるプラズマ不安定(電磁場生成)や、Maxwell 分布から外れた高エネルギー加速粒子の効果が見られないからである。 コードは、オープンコードである Wuming (Matsumoto et al. 2024) を相対論的高温な場合にも成り立つように改造して使用する。 2 次元のシミュレーションボックスを用意し、x=0 を反射境界として-x の向きに粒子を注入しすると、電磁場と無衝突衝撃波が形成される。このシミュレーションは下流静止系に対応している。

電子陽電子非磁化プラズマ中のホットショックについて、PIC シミュレーションを行った。具体的なパラメータは以下。上流温度は  $kT=5mc^2$  とした。シミュレーションボックスの大きさは  $L_x \times L_y = 6200\,c/\omega_p \times 104\,c/\omega_p$  で、 $\omega_p = (4\pi n_\infty e^2c^2/3kT)^{1/2}$  は上流の電子のプラズマ振動数、 $n_\infty$  は上流のプラズマ粒子の数密度である。セルのサイズと時間ステップ幅はそれぞれ、 $\Delta x = \Delta y = 0.1\,c/\omega_p$ 、 $\Delta t = 0.1\,\omega_p^{-1}$  とした。ホットショックについて、異なる 5 つの上流速度  $V_{12}/c = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9$  でシミュレーションを行った。ホットショックとコールドショックの比較のため、冷たい上流プラズマの場合( $kT/mc^2 = 0.01$ 、 $\Gamma_{12} = [1-(V_{12}/c)^2]^{-1/2} = 24.57$ )についてもシミュレーションを行った。

#### 3 Result

全てのシミュレーション結果は、時刻  $t=3600\,\omega_p^{-1}$ を示している。図 2 は 1 次元の密度構造をシミュレーションフレーム (下流静止系) で y 方向に平均して表している。コールドショックだけでなく、ホットショックについても有限時間で衝撃波のような構造ができていることが分かる。

図 3 は、下流静止系での上流速度と上流と下流の密度比の関係をホットショックについて記している。赤点はシミュレーション結果で、破線は 2 次元の Rankine-Hugoniot 関係である。シミュレーション結果は Rankine-Hugoniot 関係と良く一致しており、無衝突衝撃波が  $t\sim 1000\,\omega_p^{-1}$  の間に完全に形成されたと言える。

衝撃波がどのようにできたか、どのようなプラズマ 不安定がホットショックの場合に起きたかを調べるた めに、密度と磁場のz成分の2次元分布を図4,5に

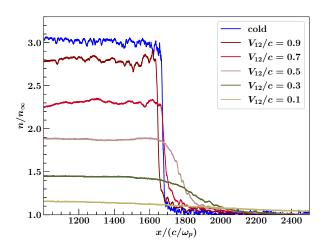


図 2: y 方向に平均した密度の 1 次元分布 (Kamiido & Ohira 2024)。それぞれ上流の密度で規格化されている。青線はコールドショック  $(kT/mc^2=0.01,$   $\Gamma_{12}=24.57)$  を、他の線は各上流速度のホットショック  $(kT/mc^2=5)$  を表している。

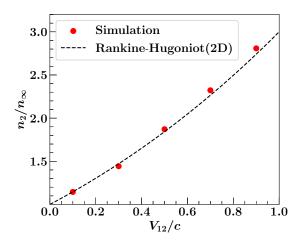


図 3: 上流と下流の密度の比 (Kamiido & Ohira 2024) 。赤点はホットショック  $(kT/mc^2=5)$  のシミュレーション結果。破線は二次元の Rankine-Hugoniot 関係式を表している。

描いた。密度の規格化は上流密度  $n_{\infty}$ , 磁場の規格化は  $\sqrt{8\pi E_{\rm n}}$ , とし,

$$E_{\rm p} = \int mc^2 \sqrt{(u/c)^2 + 1} f(u_x, u_y, u_z) \, \mathrm{d}^3 u \quad (1)$$

は上流の粒子のエネルギー密度, u は粒子の四元速度,  $f(u_x,u_y,u_z)$  はバルク速度を持った Maxwell-Jüttner 分布の分布関数を表す。具体的な  $E_{\rm p}$  の表式は, 第二

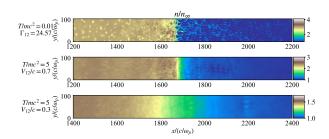


図 4: 密度の 2 次元分布 (Kamiido & Ohira 2024)。上 のパネルはコールドショック ( $kT/mc^2=0.01$ ,  $\Gamma_{12}=24.57$ ) を、下の 2 つのパネルはホットショックの内 2 つ ( $kT/mc^2=5$ ,  $V_{12}/c=0.3$ , 0.7) を示している。

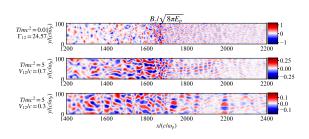


図 5: 磁場の 2 次元分布 (Kamiido & Ohira 2024)。 パネルの並びは 4 と同様。

種変形 Bessel 関数  $K_1(x)$ ,  $K_2(x)$  を用いて,

$$E_{\rm p} = \Gamma_{12} n_{\infty} mc^2 \left( \frac{K_1 (mc^2/kT)}{K_2 (mc^2/kT)} + \frac{3 + (V_{12}/c)^2}{mc^2/kT} \right)$$
(2)

と書ける。冷たい場合の極限  $(kT \ll mc^2)$  は、

$$E_{\rm p} = \Gamma_{12} n_{\infty} mc^2 \tag{3}$$

となる。

図 5 を見ると、どの場合にも、衝撃波面近傍で磁場の生成、増幅が起こっていることが分かる。ホットショックの生成磁場の構造はコールドショックのものと似ており、温度非等方性(運動量空間の非等方性)に由来する Weibel 不安定によると考えられるが、ホットショックでは、磁場の特徴的な長さが約  $10-40\,c/\omega_p$  と長くなっていることが分かる。これは、Weibel 不安定性の性質を考えることで説明できる。Weibel 不安定の最大成長波長は、温度非等方性が小さくなるほど大きくなる。そのため、ホットショックでは温度非等方性が小さく大きな波長の磁場、コールドショックでは温度非等方性が小さく大きな波長の磁場、コールドショックでは温度非等方性が大きいため小さな波長の磁場が見えている。

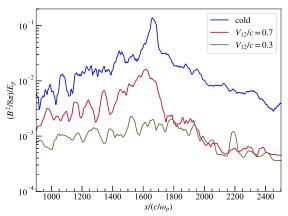


図 6: y 方向で平均した磁場の1次元分布。

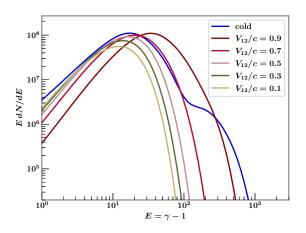


図 7: 下流  $(800 < x/(c/\omega_p) < 1600)$  のエネルギースペクトル (Kamiido & Ohira 2024)。

図 6 は,図 5 の磁場の大きさを y 方向に平均した 1 次元分布である。見やすいように、 $20c/\omega_p$  で平滑化している。ホットショックはコールドショックに比べて、上流エネルギーから磁場へのエネルギー変換の割合は 1 桁程度以上小さいが、その減衰は緩やかなことが分かる。これは、前述の通り磁場の特徴的な空間スケールは温度が高く、衝撃波速度が遅い程大きくなるが、減衰の時間スケールは長くなることを表していると考えられる。

最後に、エネルギースペクトルを示す (図 7)。コールドショックの場合は Maxwell 分布に非熱的分布 (冪分布) が加わったものが見られる。冪分布の部分が、衝撃波により加速された粒子に対応している。この衝撃波による非加速粒子が宇宙線であると考えられている。一方、ホットショックについては非熱的成分

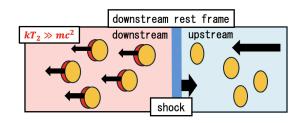


図 8: 不均一密度領域を通過する相対論的速度のコールドショックの模式絵 (下流静止系)。青線はメインの衝撃波, ピンク領域は平均速度ゼロの下流領域で, 相対論的高温。高密度領域 (オレンジ) は衝撃波を通過しても直ぐに減速せず, 下流遠方に流れていき, ホットショックを形成する (赤)。

は見られなかった。これは、今回のシミュレーションではコールドショックについては相対論的速度で考えているのに対し、ホットショックについては非相対論的速度で考えていたからだと思われる。より長時間計算すれば、ホットショックについても粒子加速は起こると期待される。

#### 4 Application to Gamma-Ray Bursts

ホットショックをガンマ線バースト (GRB) に応用することを考える。GRB 残光の標準的な理論モデルは、相対論的速度のコールドショックが宇宙空間を伝わり、Weibel 不安定により磁場増幅を起こし、高エネルギー電子がその磁場の周りを運動することでシンクロトロン放射をし、その放射を我々が観測するというものである。しかし、シミュレーションによるとコールドショックの生成磁場は直ぐに減衰してしまい (Spitkovsky 2008)、観測が示唆する広い放射領域に磁場を持てないという問題点がある。

ホットショックの応用として、この理論と観測の齟齬を解決できるかも知れない新たなモデルを提唱する (図 8)。密度不均一な領域を伝搬する相対論的速度のコールドショックを考える。下流静止系では、上流領域にこのメインのショック (青線) が通過すると、平均密度の部分は減速して、静止し、下流となる。一方、密度が高い領域 (オレンジ) は慣性が大きいため直ぐには減速せず、相対論的高温になった下流のプラ

ズマを押し、ホットショックを作る。よって、多数の高密度領域 (高密度クランプ) を仮定すれば、メインのショックの下流には多量のホットショックが存在すると考えられる。前セクションで見た通り、このホットショックは Weibel 不安定によりコールドショックと同程度の磁場を作ることができるため、下流の広い領域である程度強い磁場が存在すると考えることができる。

#### 5 Summary

我々は、相対論的に高温な領域中を伝搬する衝撃波(ホットショック)の運動論的性質を世界で初めてシミュレーションにより調べ、(1)無衝突としてホットショックは生成され、(2)冷たい場合と同程度の磁場生成が起こり、(3)粒子加速の効率が弱いことを明らかにした。また、GRB 残光に密度不均一を取り入れた新たなモデルを考えると、観測の示唆する広い領域の強い磁場を説明できることも示した。

#### Reference

Kamiido K., & Ohira Y. 2024, ApJ, accepted (arXiv:2406.07244)

Matsumoto Y., Amano T., Iwamoto M., & Jikei T., 405 2024, WumingCode/WumingPIC2D: Version 406 0.52, https://doi.org/10.5281/zenodo.10990576

Matthews, J. H., Bell, A. R., Blundell, K. M., & Araudo, A. T. 2019, MNRAS, 482, 4303

Spitkovsky, A. 2008, ApJL, 682, L5

Tomita, S., Ohira, Y., Kimura, S., Tomida, K., & Toma, K. 2022, ApJL, 936, L9

コンa20

## 磁気流体のエネルギー運動量テンソル 山﨑 陸太郎

#### 磁気流体のエネルギー運動量テンソル

山崎 陸太郎 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

#### Abstract

宇宙における流体はプラズマの状態にあり、磁場と相互作用する。このような流体を扱う流体力学は磁気流 体力学 (MHD) と呼ばれる. MHD の多くの場合,比透磁率  $\mu=1$  として扱う. しかしながら,宇宙にはマ グネターという非常に強い磁場を持った中性子星があり、その付近では  $\mu=1$  とする扱いは不適切である. マグネターで起こる X 線バーストなどの現象を解明するためには、強い磁場の下での MHD の基礎方程式の 定式化が必要である. 本研究ではその前段階として、MHD のエネルギー運動量テンソルを書き下し、熱力 学との整合性を考えた.

#### Introduction 1

宇宙における流体はプラズマの状態にある. プラ ズマはマクロに見れば電気的中性であるため、電場 とは相互作用しない. 一方で、プラズマ中の電荷が逆 向きに運動することで電流は存歳するため、磁場と 相互作用する. プラズマ状態にある流体を扱う流体 力学は磁気流体力学 (MHD) と呼ばれる. MHD の多 くの場合、比透磁率  $\mu$  は 1 として扱われる. しかし ながら、宇宙にはマグネターという非常に強い磁場 を持った中性子星があり、マグネター付近では $\mu = 1$ とする扱いは不適切である. マグネター付近の, 強 い磁場の下での MHD の基礎方程式の定式化として. 本研究では一般相対論的な手法により、エネルギー 運動量テンソルを導出することを目指した.

#### エネルギー運動量テンソル

本章で、エネルギー運動量テンソルの簡単な導入 を行う. その後に、作用を変分することで、エネル ギー運動量テンソルを導出する.

#### エネルギー運動量テンソルの導入 2.1

エネルギー運動量テンソルとは、以下の様な4階 のテンソルである.

$$T_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \varepsilon & S_x & S_y & S_z \\ \pi_x & \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \pi_y & \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \pi_z & \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix}$$
(1) により定義される。 $\eta_{ij}$  は平坦な時空での計量 
$$\eta_{ij} = \text{diag} (1, -1, -1, -1)$$

 $\varepsilon$  はエネルギー密度,  $S_i$  はエネルギー流束の第 i 成 分,  $\pi_i$  は運動量密度の第 i 成分,  $\sigma_{ij}$  は応力テンソル である. 証明は割愛するが、エネルギー運動量テン ソルは対称である.

$$T_{\mu\nu} = T_{\nu\mu} \tag{2}$$

エネルギー運動量テンソルの発散をとることによっ て、エネルギーと運動量の保存を表すことができる.

$$\partial_{\mu}T^{\mu\nu} = 0 \tag{3}$$

(3) の第 0 成分がエネルギーの保存、(3) の第 i 成分 が運動量の保存を表している.

#### 2.2物質場の変分

一般相対論によると、エネルギー運動量テンソル は、物質場の作用  $\delta S_{\mathrm{m}}$  を計量  $g^{\mu\nu}$  で変分することに よって得られる.

$$\delta S_{\rm m} = -\frac{1}{2} \int d^4 x \sqrt{-g} T_{\mu\nu} \delta g^{\mu\nu}$$
 (4)

ただし、gは計量の行列式である.

本研究では、計量テンソルではなく、四脚場で作 用を変分して、エネルギー運動量テンソルを求めた. 四脚場  $e_i^{\mu}, f_{\mu}^i(x)$  は

$$g^{\mu\nu}(x) = \eta^{ij} e_i^{\ \mu}(x) e_i^{\ \nu}(x) \tag{5}$$

$$g_{\mu\nu}(x) = \eta_{ij} f^{i}_{\ \mu}(x) f^{j}_{\ \nu}(x) \tag{6}$$

$$\eta_{ij} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$$
(7)

である.四脚場は、一般座標での物理量と、局所 Minkowski 空間での物理量をつなぐ役割を果たす. (6) より,  $f_{\mu}^{i}(x)$  の行列式 e は

$$e = \det \left( f_{\mu}^{i}(x) \right) = \sqrt{-g} \tag{8}$$

である. 結局, エネルギー運動量テンソルは四脚場 を用いて,

$$T^{i}_{\mu} = -\frac{1}{e} \cdot \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta e^{\mu}} \tag{9}$$

$$T_{\mu\nu} = e_{i\mu} T^i_{\ \nu} \tag{10}$$

grangian

$$\mathcal{L} = e \left\{ \bar{\psi} (\gamma^{\mu} D_{\mu} - m) \psi + \frac{1}{4} g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} F_{\mu\alpha} F_{\nu\beta} \right\}$$
(11)

を変分した. ただし,  $\psi$  は Dirac スピノル,  $\gamma^{\mu}$  はガ ンマ行列,  $D_{\mu}$  は共変微分,  $F_{\mu\nu}$  は電磁場テンソルで ある.変分の結果は

$$T_{\mu\nu} = i\bar{\psi}(\gamma_{\nu}D_{\mu} + \gamma_{\mu}D_{\nu})\psi + \frac{1}{4}g_{\mu\nu}F_{\rho\alpha}F^{\rho\alpha} - F_{\nu\alpha}F_{\mu}^{\alpha}$$
(12)

となった. 右辺の第二項と第三項は電磁場のエネル ギー運動量テンソルなので,流体のエネルギー運動 量テンソルは

$$T_{\mu\nu}^{(F)} = i\bar{\psi}(\gamma_{\nu}D_{\mu} + \gamma_{\mu}D_{\nu})\psi \tag{13}$$

となる.

#### エネルギー運動量テンソルの期待値

(13) を用いてエネルギー運動量テンソルの期待値 を計算することによって、マクロなエネルギー運動 量テンソルを求める.

磁気流体中で磁場が一定と見なせる程度にミクロ な、しかし電子一個の大きさと比べれば非常に大き いとみなせる程度にマクロな領域について、エネル ギー運動量テンソルの期待値  $\theta_{\mu\nu}$  は

$$\theta_{\mu\nu} = \frac{1}{V} \cdot \frac{\int T_{\mu\nu} \, \mathrm{d}^3 \boldsymbol{x}}{\int \psi^{\dagger} \psi \, \mathrm{d}^3 \boldsymbol{x}}$$
(14)

となる. さらに,  $\theta_{\mu\nu}$  の統計平均をグランドカノニカ を得る. (17), (18), (19) と比較して ル分布でとった.

$$\langle T_{\mu\nu} \rangle = \frac{1}{\Xi} \sum_{\{n_i\}} \exp\{-\beta (E(\{n_i\}) - \mu N(\{n_i\}))\}$$

をマクロなエネルギー運動量テンソルとした. ただ し、 $\Xi$  は大分配関数、 $\beta$  は逆温度、E はエネルギー、  $\mu$  は化学ポテンシャル,N は粒子数, $\{n_i\}$  は電子の 占有数の組を表す.

最終的な計算結果は以下の様.

$$\langle T_{00} \rangle = \langle \varepsilon \rangle \tag{16}$$

(9) 
$$\langle T_{11} \rangle = \frac{|qB|}{(2\pi\hbar)^2} \sum_{m} \sum_{\uparrow\downarrow} \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}p_z \, \frac{m_i |qB|}{e_i} \cdot \frac{1}{\mathrm{e}^{\beta(e_i - \mu)} + 1}$$

$$T_{\mu\nu} = e_{i\mu}T^i_{\ \nu}$$
 (10) 
$$\mathcal{O}$$
 の様に表される. 本研究では、Fermion 場の La-  $\langle T_{22} \rangle = \frac{|qB|}{(2\pi\hbar)^2} \sum_m \sum_{\uparrow\downarrow} \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}p_z \, \frac{m_i |qB|}{e_i} \cdot \frac{1}{\mathrm{e}^{\beta(e_i - \mu)} + 1}$  grangian (18)

$$\mathcal{L} = e\left\{\bar{\psi}(\gamma^{\mu}D_{\mu} - m)\psi + \frac{1}{4}g^{\mu\nu}g^{\rho\sigma}F_{\mu\alpha}F_{\nu\beta}\right\}$$
(11) 
$$\langle T_{33}\rangle = \frac{|qB|}{(2\pi\hbar)^2}\sum_{m}\sum_{\uparrow\downarrow}\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}p_z\,\frac{p_z^2}{e_i}\cdot\frac{1}{\mathrm{e}^{\beta(e_i-\mu)}+1}$$
 を変分した。ただし、 $\psi$  は Dirac スピノル、 $\gamma^{\mu}$  はガ

$$\langle T_{\mu\nu} \rangle = 0 \qquad (\mu \neq \nu)$$
 (20)

となる. ただし、B は磁場の大きさ、 $m_i$  は状態 i の Landau 準位,  $e_i$  は状態 i のエネルギーである.

#### 統計力学による計算

統計力学によって, 圧力と単位体積当たりの磁化 を計算する.

グランドポテンシャル

$$J = k_B T \log \Xi \tag{21}$$

を用いて、圧力 P と単位体積あたりの磁化 M は

$$P = \frac{J}{V} \tag{22}$$

$$M = -\frac{1}{V} \frac{\partial J}{\partial B} \tag{23}$$

の様に関係する. 計算を行うと

$$P = \frac{|qB|}{(2\pi\hbar)^2} \sum_{\mathbf{r}} \sum_{\mathbf{r}} \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}p_z \, \frac{p_z^2}{e_i} \cdot \frac{1}{\mathrm{e}^{\beta(e_i - \mu)} + 1} \tag{24}$$

$$M = \frac{s_f q_f}{(2\pi\hbar)^2} \sum_m \sum_{\uparrow\downarrow} \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}p_z \, \frac{p_z^2}{e_i} \cdot \frac{1}{\mathrm{e}^{\beta(e_i - \mu)} + 1}$$

$$-\frac{s_f q_f}{(2\pi\hbar)^2} \sum_m \sum_{\uparrow\downarrow} \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}p_z \, \frac{m_i |q_f B|}{e_i} \cdot \frac{1}{\mathrm{e}^{\beta(e_i - \mu)} + 1}$$
(25)

$$\langle T_{11} \rangle = \langle T_{22} \rangle = P - MB$$
 (26)

$$\langle T_{33} \rangle = P \tag{27}$$

(15) が結論される.

#### 3 熱力学との整合

#### 3.1 $T_{\mu\nu}$ の空間非等方性

(26), (27) より, 流体のエネルギー運動量テンソ ルは

$$T_{\mu\nu}^{(\mathrm{F})} = \mathrm{diag}\left(\varepsilon, P_{\perp}, P_{\perp}, P_{\parallel}\right)$$
 (28)

のように書かれる. ただし

$$P_{\perp} = P - MB, \qquad P_{\parallel} = P \tag{29}$$

である. (28) の空間部分に着目すると、応力としての圧力が非等方的であることがわかる. 一方で熱力学的な圧力は、一意に定まるはずである. そのため、(28) のエネルギー運動量テンソルが熱力学と整合しているかは自明ではない. 本研究では、(28) のエネルギー運動量テンソルが熱力学と整合していることも確認した.

#### 3.2 熱力学との整合の確認

エネルギー運動量保存の式

$$\partial_{\mu}T^{\mu\nu} = 0 \tag{30}$$

に、四元速度  $u^{\nu}$  を内積したのちに、Maxwell 方程式

$$\partial_{\mu}\tilde{F}^{\mu\nu} = 0 \tag{31}$$

と粒子数保存の式

$$\partial_{\mu}n^{\mu} = 0 \tag{32}$$

を用いて計算を行うと,

$$D\bar{\varepsilon} = PD\left(\frac{1}{n}\right) - \bar{m}DB \tag{33}$$

を得る. 一方で熱力学関係式は

$$d\bar{\varepsilon} = T d\bar{s} + Pd\left(\frac{1}{n}\right) - \bar{m}dB$$
 (34)

である. (33) と (34) は T d $\bar{s}$  の項を除いて,一致している.これは,(28) と熱力学の整合を意味している.また,(33) における T d $\bar{s}$  の欠落は流体が完全流体であることを表している.

#### Reference

Xu-Guang Huang, Mei Huang, Dirk H. Rischke, and Armen Sedrakian Phys. Rev. D 81, 045015 – Published 18 February 2010

Miller David E and Ray P.S. , Helvetica Physica Acta 57.1984 ----indexへ戻る

コンa21

### 超新星爆発数値シミュレーションにおける AI サロ ゲートモデルの開発

高橋 正大

## 超新星爆発数値シミュレーションにおける AI サロゲートモデルの開発

高橋 正大 (東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻)

#### Abstract

超新星爆発とは大質量星が最期に起こす大爆発であり、宇宙進化や高エネルギー物理学の解明に重要な役割を果たす。爆発メカニズムは未解明であるが、ニュートリノ輻射輸送が非常に重要であると考えられており、数値シミュレーションによるアプローチが世界各地で行われている。しかしながら、超新星中のニュートリノは高次の偏微分方程式であるボルツマン方程式により記述されるため、非常に計算コストが高く、超新星爆発メカニズム解明のボトルネックとなっている。

AI(機械学習)を用いた数値計算の代替モデルであるサロゲートモデルは、超新星爆発のシミュレーションの計算コストを削減することが期待される。従って、より多くの条件下での数値計算を可能にし、超新星爆発のメカニズム解明に繋がると考えている。私達は現在、モーメント法(Thorne, 1981)に基づいたサロゲートモデルの構築を進めている。この理論では、分布関数を運動量成分で積分した物理量であるモーメントを計算することで微分方程式の次元を削減する。このとき、2次のモーメント(Eddington tensor)を0,1次のモーメントから予測する必要がある。本研究では機械学習を用いて、対流の影響やNeutrino sphere 直後のニュートリノの振る舞いを適切に反映した予測を行った。結果として、従来手法である M1-closure 法に対して、予測誤差を100分の1程度にすることができた。

#### 1 Introduction

重力崩壊型超新星爆発は、大質量星が最期に起こ す大爆発であり、その詳細な爆発メカニズムは未だ解 明されていない。ニュートリノ加熱は現在最も有力視 されている爆発メカニズムの中の1つであり、ニュー トリノ輻射輸送に関する数値シミュレーションを用 いた検証が広く行われている。本研究では、超新星 中のニュートリノ輻射輸送に関する AI を用いたサ ロゲートモデルの開発の第一歩として, Eddington tensor を推定する機械学習モデルの開発を行った。 サロゲートモデルとは、機械学習を用いた数値計算 の代替モデルであり、通常よりも計算コストが低い ことが知られている。Eddington tensor は、ニュー トリノ輻射輸送数値計算の近似解法であるモーメン ト法において近似的に与える必要のある物理量であ り、通常エネルギー密度やフラックスなどに対して 解析的に与えられる (closure relation)。よく使われ る closure relation として、M1-closure が存在する。 しかしながら、この結果はニュートリノのボルツマ ン方程式を厳密に解いた結果 (Sumiyoshi & Yamada 2012; Nagakura et al. 2014, 2019a,b) と部分的に一

致しない。よって,今回ボルツマン方程式を厳密に解いた結果を学習データに用いることで,より物理的に正しいと期待される Eddington tensor を与える機械学習モデルを構築した。機械学習モデルとして,計算効率に優れ不要な特徴量に対して頑強であると知られている勾配ブースティング決定木の一種である LightGBM(Ke et al. 2017) を用いて,どの物理量が Eddington tensor の推定に有効であるかを確かめる研究を行った。

#### 2 M1-closure

M1-closure 法において, Eddington tensor は以下のように与えられる。(Thorne 1981; Levermore 1984; Shibata et al. 2011)

$$k_{\nu,\text{M1}}^{ij} = \frac{3\chi_{\nu} - 1}{2} k_{\nu,\text{thin}}^{ij} + \frac{3(1 - \chi_{\nu})}{2} k_{\nu,\text{thick}}^{ij}$$
 (1)

 $u = -u_{\mu}p^{\mu}$  はニュートリノのエネルギー, $k_{\nu}^{ij} = \frac{P_{\nu,\text{FR}}^{ij}}{E_{\nu,\text{FR}}}$  は Eddington tensor であり, $P_{\nu,\text{FR}}^{ij}$  はニュートリノのエネルギー運動量テンソル, $E_{\nu,\text{FR}}$  はエネルギー密度である。また, $k_{\nu\,\text{thick}}^{ij}$  はそれぞ

れ光学的に薄い領域と厚い領域における Eddington tensor,  $\chi_{\nu}$  は Eddington factor であり、それぞれ以下の式に従う。

$$k_{\nu, \rm thin}^{ij} = \frac{F_{\nu, \rm FR}^{i} F_{\nu, \rm FR}^{j}}{|F_{\nu, \rm FR}|^{2}}$$
 (2)

$$k_{\nu,\text{thick}}^{ij} = \frac{1}{3} (\gamma^{ij} + 4v^i v^j) + F_{\nu,\text{FR}}^i v^j + F_{\nu,\text{FR}}^j v^i$$
 (3)

$$\chi_{\nu} = \frac{3 + 4f_{\nu}^2}{5 + 2\sqrt{4 - 3f_{\nu}^2}},\tag{4}$$

 $v^i$  は流体速度, $\gamma^{ij}$  は射影テンソル, $F^i_{
u,FR}$  はエネルギーフラックス, $f_{
u}=|F_{
u,FR}|/E_{
u,FR}$  はフラックスファクターであり,FR は流体静止系における物理量であることを示す。M1-closure では 2 つのリミッティングケースの内挿補間により Eddington tensorを与える。

#### 3 Result

トレーニングデータは、ボルツマン輻射流体シミュレーションから得られた 300ms 後のスナップショットを使用し、Eddington tensor の各成分を対象とした。LightGBM は、M1-closure と比較して、Eddington tensor の成分をより高い精度で予測できることが確認された。特に、ニュートリノスフィア付近や衝撃波付近でも優れた予測精度を示した。また、特徴量エンジニアリングにより、予測精度がさらに向上することが確認された。図 1 から、ほとんど全てのエネルギー領域で M1 closure よりも高い精度で予測ができていることが分かる。また、図 2 は実際のプロットを表している。M1-closure よりも、ボルツマン輻射流体計算の結果をより良く再現していることが分かる。

Eddington tensor の予測に際して、最も大切であったのは Non-local な物理量である。つまり、ある 1 グリッドの Eddington tensor を予測するためには、そのグリッド内の情報だけではなく他のグリッドの情報が重要であるということである。加えて、エネルギー密度やエネルギーフラックスを直接取り入れるのではなく、無次元化やスケーリングをしたり、異なる 2 つの量を組み合わせて新しい量を生成することが予測に対して肝要であった。

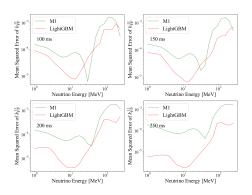


図 1: LightGBM による  $k_{\nu}^{11}$  ( $k_{\nu}^{ij}$  のフラックス方向 に射影した後の 1,1 成分) の予測に対する予測誤差 (平均二乗誤差)。緑が M1 closure によるもの,赤線が LightGBM によるもの。

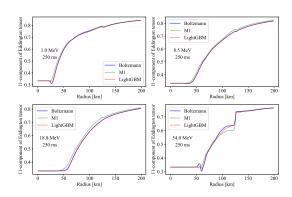


図 2: M1-closure と LightGBM による  $k_{\nu}^{11}$  のプロット。縦軸は  $k_{\nu}^{11}$  の値,横軸は超新星の半径。天頂角は  $\pi/2$  の部分を表している。

#### 4 Discussion

LightGBM における予測には2つの問題点がある。1つは、予測時間に関する問題である。LightGBMでは推論に際して並列計算をすることができず、実際に数値計算に組み込むときにボトルネックとなり得る。2つ目は、このモデルによる推論結果は物理的な制約を満たしているとは限らないということである。以上の問題点を解決するために、今回 LightGBM のモデル構築により分かった特徴量エンジニアリングの重要性と Non-local な情報が大切であるという事実を反映し、RNN(Recurrent Neural Network)系のモデルである Long Short-Term Memory (Hochreiter & Schmidhuber 1997)を用いたモデル構築を進めている。このモデルはエネルギー保存則を満たすようにモデルを設計しており、より物理法則に従う推論

結果を出力することができる。

#### 5 Conclusion

LightGBM を用いた機械学習モデルは、M1-closure よりも高精度に Eddington tensor を予測することができる。将来的には、異なる質量や回転を持つ星に対しても予測することができる汎用的なモデルを構築することを目指す。また、物理的要求を組み込んだ機械学習モデルを用いることで、さらに精度を向上させることが期待される。

#### Reference

- Sumiyoshi, K., & Yamada, S. 2012, The Astrophysical Journal, 199, 17
- Nagakura, H., Sumiyoshi, K., & Yamada, S. 2014, The Astrophysical Journal, 214, 16
- Nagakura, H., Sumiyoshi, K., & Yamada, S. 2019a, The Astrophysical Journal, 878, 160
- Nagakura, H., Sumiyoshi, K., & Yamada, S. 2019b, The Astrophysical Journal, 880, L28
- Thorne, K. S. 1981, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 194, 439
- Levermore, C. D. 1984, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 31, 149
- Shibata, M., Kiuchi, K., Sekiguchi, Y.-i., & Suwa, Y. 2011, Progress of Theoretical Physics, 125, 1255
- Ke, G., Meng, Q., Finley, T., et al. 2017, in Advances in Neural Information Processing Systems, ed. I. Guyon, U. V. Luxburg, S. Bengio, H. Wallach, R. Fergus, S. Vishwanathan, & R. Garnett, Vol. 30 (Curran Associates, Inc.).
- Hochreiter, S., & Schmidhuber, J. 1997, Long shortterm memory, Neural Computation, 9(8), 1735-1780

----indexへ戻る

コンa22

# Physics-Informed Neural Networks を用いた陰解法の初期値推定

栗城 琉偉

栗城 琉偉 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

#### **Abstract**

超大光度 X 線源などの明るい天体における降着円盤の構造や、アウトフローの形成及び構造、ブラックホールの成長過程といった問題を解くためには、一般相対論的輻射磁気流体力学シミュレーションによる計算を行う必要がある。磁気流体と輻射は散乱・吸収過程を通じて相互作用する。そのような相互作用において陰解法を用いてエネルギー・運動量保存則を解くことが求められ、陰解法で磁気流体・輻射の相互作用を解く際にニュートン法を用いている。ニュートン法では、導関数を利用して反復計算を行ってエネルギーや運動量などの保存量から、流体の速度や圧力などの基本量を求める。しかし、与える初期値によっては収束に時間がかかるという問題や、そもそも収束しない場合があるという課題がある。そこで本研究では、機械学習モデルを用いて収束点に近い初期値を推測することで、収束の高速化及び安定化を目指す。 本研究では、機械学習の手法として PINNs(Physics-Informed Neural Networks) という手法を用いる。PINNs とは、ニューラルネットワークモデルの学習過程において損失関数に物理的条件を課したものである。今回は損失関数としてエネルギー・運動量保存則を用いており、損失関数の値を小さくするような学習をさせることでエネルギー・運動量保存則を満たす、良い初期値を推定することができるようなニューラルネットワークを構築する。講演では、構築したニューラルネットワークの詳細や推定の結果、及びさらに良い推定をするための改善点について議論する。

#### 1 Introduction

ニュートン・ラフソン法とは、ある方程式 f(x) に関して f(x)=0 となる解を数値的かつ反復的に解く手法を指す。まず、初期値  $x_0$  を決定し、 $f(x_0)$  と x 軸の交点を求める。このようにして求めた解  $x_{n+1}$  と  $x_n$  の差が収束判定値より小さくなるまで繰り返し、その時の x を近似解と決定する。この手法では、近似解から遠い初期値を与えた場合解の収束に時間がかかるという問題と、関数が複雑な場合与える初期値によっては解が収束しないという問題がある。これらの問題を解決するために Pysics-Informed Neural Networks(PINNs) という機械学習の手法を用いた研究を行った。

#### 2 Methods

PINNsとは、ニューラルネットワークに物理方程式を直接組み込んだ機械学習の手法である。まずニューラルネットワークは値を入力する入力層、入力した値を重みやバイアスや活性化関数によって変換する中間層、最終的な値を出力する出力層で構成されている。値を入力層に入力した際に重みやバイアスがラ

ンダムに決定され、出力された推定値と正解値の誤差を表す損失関数と呼ばれる関数が最小化されるように重みとバイアスが再調整される。このプロセスを何度も繰り返すことによって損失関数が小さくなるような学習がなされる。本研究では"磁気流体のエネルギー・運動量保存則"、"粒子数保存則"、"輻射のエネルギー・運動量保存則"、"全エネルギー・運動量保存則"、"全エネルギー・運動量保存則"の4つの式を支配方程式とし、これらの誤差関数を損失関数としている。なお、現在の研究では簡単にするために四元速度が0、磁場が0の場合を考えているため粒子数保存則を除いた3本の誤差関数を損失関数として学習を行った。(T:流体のエネルギーテンソル、G:四元輻射力、 $\Delta t:$ 時間間隔、p:圧力)本研究におけるニュー

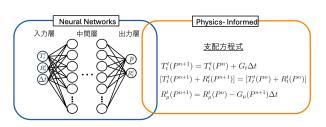


図 1: ニューラルネットワークの概略図

ラルネットワークは  $T^t_\mu$ ,  $R^t_\mu$ ,  $\Delta t$  の保存量を入力し、p,  $R^t_\mu$  の基本量を出力する構造である。まず基本量  $p=1\sim20$ ,  $R^t_\mu=-100\sim-80$  をそれぞれ 30 個に等分割し、 $\Delta t=10^{-3}\sim10^3$  の指数を 100 個に等分割したそれらの全ての組み合わせを入力値の組み合わせとした。つまり合計 90,000 個のデータを用意した。これらの基本量の組みから保存量  $T^t_\mu$ ,  $R^t_\mu$  を計算し、ニューラルネットワークに入力した。ニューラルネットワークの構造はノード数 128、レイヤー数 4、学習データ数を 90,000 個とし、合計 200,000 回の学習を行った。

#### 3 Results

テストデータの組  $(p, R_t^t, \Delta t)$  を用意し、保存量を計算して学習させたモデルに入力すると、基本量の組を得ることができる.  $(p, R_t^t)$  の値を固定して  $\Delta t = 10^{-3} \sim 10^3$  の値を 10,000 等分したテストデータ 10,000 個を入力したところ、以下の図を得た.

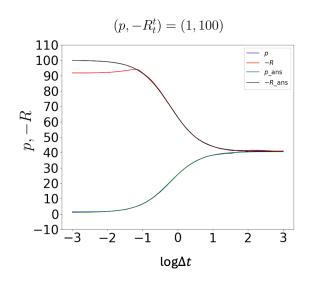


図 2:  $(p, -R_t^t) = (1, 100)$  のときにおける推定値と正解値

緑と黒の線はそれぞれpと $-R_t^t$ の正解値である。また,青と赤の線はそれぞれpと $-R_t^t$ の推定値である。緑と青の線が一致していればpに関して精度の良い推定がなされていることを示す。同様に黒と赤の線が一致していれば $-R_t^t$ に関して精度の良い推定がなされていることを示している。しかし,得た結果によると $\Delta t = (-3 \sim -1)$ の範囲において $-R_t^t$ がよく推

定できていないことが明らかになった. 次に, テストデータ  $(p,R_t^t)$  のどの組において推定の精度が悪いのかということを調べた.  $\Delta t$  の値を固定して  $p=(1\sim 20)$  と  $R_t^t=(-100\sim-80)$  をそれぞれ 100 分割し, p と  $R_t^t$  を小さい順に並べた組み合わせ  $(p,R_t^t)$  を 100 個用意した. そして  $\log \Delta t=(-3,-2,-1,0,1,2,3)$  のそれぞれの場合について推定値と正解値の差及び比を求めた.

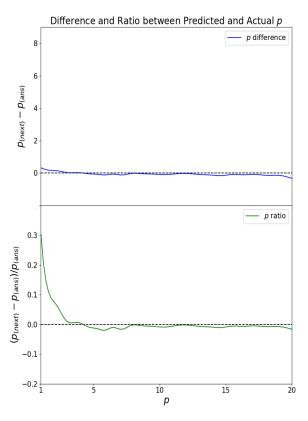


図 3:  $\Delta t = -3$  のときにおける p の差と比

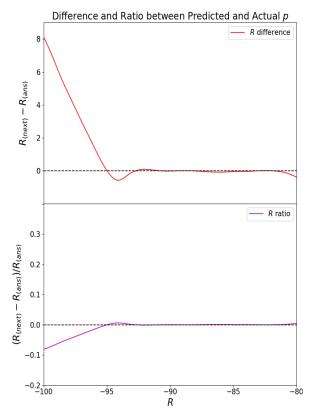


図 4:  $\Delta t = -3$  のときにおける R の差と比

 $\Delta t = -3$  のとき  $(p, R_t^t) = (1, -100)$  のときのみならず  $(p, R_t^t) = (7, -93)$  付近まで推定値と正解値の不一致が顕著であることがわかった.図 2 から分かる通り, $\Delta t = -3, -2$  では推定値と正解値が顕著に異なっていたが, $\Delta t = -1, 0, 1, 2, 3$  では良い精度で推定できていることが分かった.

#### 4 Discussion

 $\Delta t$  が小さいとき且つ  $(p,R_t^t)=(1,-100)$  から  $(p,R_t^t)=(7,-93)$  の範囲において推定値と正解値が大きく外れる要因に関して議論する。これらの原因として入力データの基本量の組  $p,R_t^t,\Delta t$  の差が大きいと正しい学習をすることができないということが考えられる。ニューラルネットワークではそれぞれの物理方程式に関する損失関数を最小化するように学習を行うが,入力する基本量の差が大きい場合,更新する重みとバイアスの優先度に影響が出る可能性がある。そこで,これらの基本量から計算することができる保存量の組  $(T_t^t,R_t^t)$  の常用対数をとること

で学習における入力データの優先度の差を小さくし、 再び学習モデルを構築することで結果がどのように なるのかということについて調べることが本研究に おける次のステップである.

#### 5 Conclusion

PINNsを用いて非相対論的輻射磁気流体力学シミュレーションを行う際に必要な陰解法 (ニュートン・ラフソン法) の初期値推定を行った. しかし推定の精度が最大で約 10% 正解値から外れる場合があることが分かった.

#### 6 Future Outlook

現在、研究の初期段階として特殊相対論的に四元速度が 0、磁場が 0 である場合の簡単なニューラルネットワークモデルを構築している。しかし、将来的には一般相対論を組み込み、四元速度と磁場が 0 でない、完全なニューラルネットワークモデルを構築することを本研究の目的としている。また、PINNs によって推定した値を一般相対論的輻射磁気流体力学シミュレーションに用いたときに、従来の方法と比較してどれほど高速化、安定化することができるかということに関して定量的に議論することも研究目標の一つである。

### 7 参考文献

### Acknowledgement

共同研究者: 大須賀 健, 朝比奈 雄太

#### Reference

[輻射輸送と輻射流体力学 (改訂版)] 梅村 雅之, 福江 純, 野村英子 2024, 日本評論社

[輻射電磁流体シミュレーションの基礎] 松本 倫明, 大須 賀 健, 須佐 元

----indexへ戻る

コンa23

# 活動銀河核PDS 456のフレアに伴う X 線スペクトルの 時間変動の解析

佐藤 璃輝

#### 活動銀河核 PDS 456 のフレアに伴う X 線スペクトルの時間変動の解析

佐藤 璃輝 (東京大学大学院 理学系研究科)

#### **Abstract**

超高速アウトフローは中心ブラックホール (BH) 近傍から高階電離した重元素が 0.3c で放出される Wind であり、銀河と BH の共進化の謎の鍵を握る。活動銀河核 PDS 456 は超高速アウトフローが恒常的に観測されている天体である。私は、超高速アウトフローが運ぶエネルギーを推定するために、PDS 456 に着目した。 PDS 456 は 2024 年 3 月に可視・X 線帯域の 6 つの望遠鏡、XRISM・NuSTAR・XMM-Newton・Swift・ NICER・せいめいを用いて観測された。本研究では、吸収を受けない直接 X 線成分が検出される硬 X 線帯域を観測できる NuSTAR、および軟 X 線に感度を持ち直接 X 線成分からの吸収を観測できる XRISM/Xtend によるスペクトルに着目した。このスペクトルを用いて広帯域の時間変動解析を行い、超高速アウトフローの BH からの距離を見積もった。

#### 1 Introduction

銀河の形成およびその成長過程を解明するためには、すべての銀河中心に普遍的に存在すると考えられている大質量ブラックホール (BH) の理解が重要である。バルジの質量と中心 BH の質量に比例関係があることが観測からわかっており (Häring & Rix (2004))、銀河と大質量 BH はそれぞれの進化に対して相互に本質的な役割を果たしていると考えられている (銀河と BH の共進化)。しかし、バルジ ( $\sim 10^{17}~{\rm km}$ ) と大質量 BH( $\sim 10^7~{\rm km}$ ) はスケールが  $10~{\rm ft}$  も異なる現象であり、これほどのスケールを結びつける共進化のメカニズムの解明は宇宙最大の謎の一つである。

共進化を説明するためには中心 BH とバルジの間 の相互作用を解き明かさなければならない。中心BH がバルジの大きさまでエネルギーを与えられるメカ ニズムは限られ、中心BHからの銀河風が重要である と考えられている (Häring & Rix (2004))。 とりわけ 銀河風の中でも、高階電離した重元素を含むガスが BH の降着円盤から 0.01c–0.3c の速度で吹き飛ばさ れる超高速アウトフローは共進化を説明できるほど の莫大なエネルギーを運ぶ星間風の有力候補である (Crenshaw & Kraemer (2012))。実際、超高速アウ トフローは PDS 456、PG 1211+1413、IRAS 13224-3809 などの様々な活動銀河核 (AGN) で BH 周囲の コロナから放射される X 線の吸収線の青方遷移とし て確認されている。そこで、超高速アウトフローの共 進化における寄与を定量的に評価するためには、超 高速アウトフローがどれくらいのエネルギーを運ん

でいるのか推定する必要がある。

超高速アウトフローは、BH 周辺を囲んで存在しているコロナからの X 線放射 (直接 X 線) に対する吸収として観測される (図 1)。超高速アウトフローが運ぶエネルギーを求めるために、この吸収を利用してアウトフローの質量を見積もる必要がある。アウトフローの質量放出率  $\mathrm{d}M/\mathrm{d}t$  はアウトフローを構成する電離物質の質量密度を  $\rho_{\mathrm{ion}}$ ・アウトフローの連さを v・アウトフローの中心 BH からの距離を R・アウトフローの放出角度を立体角で表して  $\Omega$  とすると、

$$\frac{\mathrm{d}M}{\mathrm{d}t} = \rho_{\mathrm{ion}} \Omega R^2 v$$

となる。密度  $\rho_{\text{ion}}$  は吸収の大きさから測定され、速さ v は吸収線の Doppler シフトから計算できる。放出角  $\Omega$  を見積もるためには、視線方向に限られた情報しか持たない吸収線の観測では不十分であり、アウトフローから反射して Doppler シフトで広がった輝線成分 (図 1) を観測する必要がある。数個の活動銀河核で、超高速アウトフロー由来の広がった輝線成分の観測が報告されている (Pounds & Reeves (2009)、Nardini et al., (2015) など)。

質量放出率を求めるためには、BHとアウトフローの距離 R の推定も必要である。ところが、遠方の銀河は点源であるから、直接に高い空間分解能で BHとアウトフローの距離を測定することができない。本研究の目的は、BHとアウトフローの距離を調べることであり、私は時間変動に着目した。例えば、図2のように、有限の大きさ  $l(\neq 0)$  の放射源の明るさが時

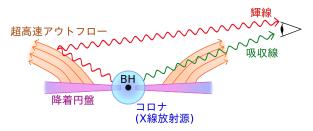


図 1: BH 周辺の構造。超高速アウトフローが降着 円盤から放出されている。BH 周辺のコロナから X 線が放射されて超高速アウトフローに吸収される成 分 (図中緑) と反射した成分 (図中赤) がそれぞれ吸 収線と輝線として観測される。

間変動するとき、観測者にとってその変動がどのように見えるか考える。光が放射される場所に応じて、観測者に光が届く時間が変わり、最大で  $\Delta t = l/c$  の違いが生じる。したがって、放射源の明るさが変動したとき、観測者にとって時間変動は  $\Delta t$  のタイムスケールで平滑化される。この性質を利用して、 $\Delta t$  の時間変動が観測されたならば放射源のサイズは  $l \leq c\Delta t$  となることがわかる。このように、時間変動から距離の情報を引き出すことができる。

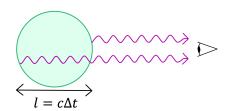


図 2: 放射源が時間変動するとき、放射源のサイズに応じて観測者にとって時間変動が平滑化されて見えるメカニズムを示した模式図。

本研究では活動銀河核 PDS 456 に着目した。PDS 456 は超高速アウトフローが恒常的に観測されている 天体である (Reeves, O' Brien & Ward (2003))。さらに、超高速アウトフロー由来の広がった鉄輝線 (Fe XXV He $\alpha$ ・Fe XXVI Ly $\alpha$ ) が観測されており、超高速アウトフローが球面に近い大きい放出角 ( $\Omega \sim 3\pi$ ) で放出されていることが明らかになっている (Nardini et al. (2015))。したがって、BH とアウトフローの間の距離を見積もることができれば、PDS 456 の超高速アウトフローが運ぶエネルギーを計算することが可能になる。PDS 456 は激しい光度変動を示し、BH 近

傍のコロナからの直接 X 線の変動 (Reeves, Braito, Porquet, Lobban, Matzeu & Nardini (2020)) やアウトフローの吸収体の変動 (Behar, Kaspi, Reeves, Turner, Mushotzky & O'Brien (2010)) などの多様な変動が以前より観測されている。したがって、PDS 456 は時間変動解析を行うのに適した天体である。

#### 2 Observations and Methods

2024年3月にXRISM衛星・NuSTAR衛星・XMM-Newton 衛星・Swift 衛星・NICER・せいめい望遠鏡を用 いて PDS 456 を観測した。この観測では Swift 衛星に より、3/9から3/11にかけてX線帯域(0.3-10keV) で約1桁増光し、数日で元の明るさに減光する現象 が確認された。本研究では、この観測の NuSTAR 衛 星と XRISM/Xtend によるスペクトルを解析した。 NuSTAR 衛星は硬 X 線 (≥ 10 keV) を観測すること が可能であり、BH 周囲に存在するコロナからの直 接X線を周囲の物質からの吸収を受けずに観測する ことができる。一方、XRISM/Xtend によるスペク トルは軟 X 線 (数 keV 以下) バンドにおける直接 X 線の吸収を測定することが可能である。この双方を 同時に解析して、広いエネルギー帯域で吸収および 直接X線の双方を決定した。その上で、スペクトル の時間変動を調べることで、超高速アウトフローの BHからの距離を調べた。

本研究では、まず XRISM/Xtend と NuSTAR の 観測期間が重なっている時間で積分したスペクトルをモデルフィットした。その上で、期間を 4 つに分けて (図 3) その期間のスペクトルをそれぞれ描くという手法でスペクトルの時間変動を確認した。期間は、フレアの開始時・フレアが起きている間・フレアから静穏期にかけての期間・静穏期の 4 つで分けた。

#### 3 Results

XRISMの観測データは未公開であるから、本集録に載せることはできず、講演において示す。本集録では公開情報である NuSTAR 衛星における観測結果を示す。

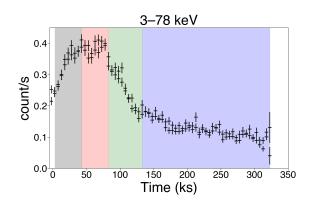


図 3: NuSTAR 衛星の観測によって得られた、 3-78 keV のエネルギー帯におけるライトカーブ。ライトカーブからはフレアが発生したことが確認できる。ライトカーブ中の色分けされた領域は時間変動解析のために設定した4期間の範囲であり、黒はフレア開始時、赤はフレアの最中、緑はフレア終了時、青は静穏期である。

#### 全時間解析

NuSTAR 衛星による全時間におけるスペクトルを示した。吸収線および輝線の位置を読み取るために、冪指数 2 の冪函数と比をとってプロットした。冪函数は吸収を受けない直接 X 線を表す。このスペクトルからは 8.8 keV 付近に吸収線があり、6.5 keV 付近に輝線があることが確認できる。吸収線の位置から、超高速アウトフローの速度は 0.25c であると読み取れる。

#### 時間変動の解析

NuSTAR 衛星スペクトルのうち吸収を受けない  $10-30 \, \mathrm{keV}$  のバンドにおける光度曲線を求めた (図 5)。さらに、鉄吸収線および軟 X 線吸収の影響がない  $10 \, \mathrm{keV}$  以上にエネルギーを限定したスペクトルを 4 つの期間ごとに描いた (図 6)。フィッティングモデルは

#### $\mathrm{const} \times \mathrm{pow}$

であり、const は NuSTAR に搭載されている 2 つの 測定装置の器差を考慮に入れた定数であり、pow は コロナからの直接 X 線を表すための冪函数である。 その冪函数の冪指数および normalization の 4 期間 における時間変動を図 7 に示した。

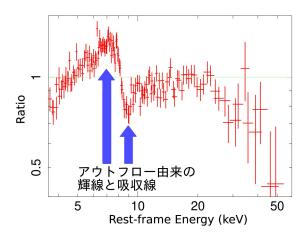


図 4: NuSTAR 衛星による全時間のスペクトルに対し、冪指数 2 の冪函数と比をとったグラフ。プロットの色は NuSTAR に搭載されている 2 つの観測装置 FPMA(赤)、FPMB(青) に対応する。

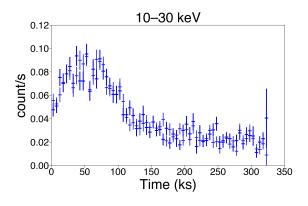


図 5: NuSTAR 衛星の観測によって得られた、  $10-30 \,\mathrm{keV}$  のエネルギー帯におけるライトカーブ。 直接 X 線が少なくとも  $50 \,\mathrm{ks}$  以下のタイムスケール で時間変動していることが読み取れる。

#### 4 Discussion

XRISMの観測データは未公開であるから、本集録に載せることはできず、それを踏まえた議論も講演にて行う。ここでは、NuSTARの時間変動解析のみからわかることを2点挙げる。

まず、図7を見ると、コロナからの冪函数の normaliztion の時間変動よりも冪指数の時間変動の方が小さいことが読み取れる。冪指数の時間変動に関しては、時間変動がないと仮定しても矛盾しない結果を示す。冪函数の normalization は直接 X 線のフラックスを表す一方、冪指数は直接 X 線を放射するコロ

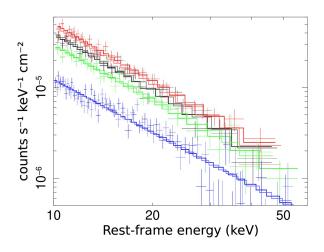


図 6: 4 期間毎の NuSTAR のエネルギースペクトル。横軸は天体静止系でのエネルギー、縦軸は単位有効面積・単位エネルギーあたりのカウントレートである。スペクトルの色は期間に対応しており、黒はフレア開始時、赤はフレアの最中、緑はフレア終了時、青は静穏期である(図3の色と同じ)。

ナの温度と optical depth に依る。冪指数が時間変化していないということは、Fine tuning でなければコロナの温度と optical depth のどちらも変化していないことを示唆する。直接 X 線は降着円盤内縁部に存在するコロナ中の電子が可視・紫外光を逆コンプトン散乱した結果放射される。つまり今回のフレアでは、コロナの物理的性質を変えないまま、コロナに入射される可視・紫外光が増加したと考えられる。

また、図 5 より直接 X 線が少なくとも 50 ks 以下のタイムスケールで時間変動していることが読み取れることから、X 線放射源であるコロナのサイズの上限を決めることができる。有限の大きさの放射源の明るさが変動したとき、観測者にとって時間変動は  $\Delta t = l/c$  のタイムスケールで平滑化される。平滑化されてもなお 50 ks のタイムスケールの時間変動が確認されたということは  $\Delta t < 50$  ks であり、コロナのサイズは  $l < 12r_s$  と求まる。ただし、 $r_s$  は中心 BH のシュワルツシルト半径であり、PDS 456 の中心 BH 質量を  $4 \times 10^8 M_{\odot}$  (Li et al., (2024)) として計算した。

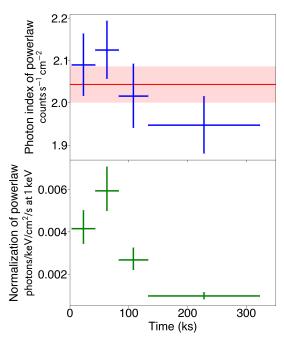


図 7: 4期間におけるスペクトルの冪指数の時間変動 (上段) と冪函数の normalization の時間変動 (下段)。横軸は時間である。プロットの横方向のエラーバーはとった期間の長さを表し、縦方向のエラーバーはフィッティングに伴い見積もられた誤差で、 $1\sigma$  をエラーバーにしている。上段の冪指数の時間変動に関しては定数関数でフィットを行った。その結果と信頼区間  $(1\sigma)$  を赤い線と赤い領域で示した。フィットによる p 値は 0.26 である。

#### Reference

Behar E., Kaspi S., Reeves J., Turner T. J., Mushotzky R., O' Brien P. T., 2010, ApJ, 712, 26

Crenshaw D. M., Kraemer S. B., 2012, ApJ, 753, 75

Häring N., Rix H.-W., 2004, ApJ, 604, L89

Li Y.-R., et al., 2024, Spectroastrometry and Reverberation Mapping (SARM) of Active Galactic Nuclei. I. The H $\beta$  Broad-line Region Structure and Black Hole Mass of Five Quasars, doi:10.48550/ARXIV.2407.08120

Nardini E., et al., 2015, Science, 347, 860

Pounds K. A., Reeves J. N., 2009, MNRAS, 397, 249

Reeves J. N., O' Brien P. T., Ward M. J., 2003, ApJ, 593, L65

Reeves J. N., Braito V., Porquet D., Lobban A. P., Matzeu G. A., Nardini E., 2020, MNRAS, 500, 1974 ----indexへ戻る

コン a24

セイファート銀河由来のX線とニュートリノの相関の 評価

宮里 優生

### セイファート銀河由来の X 線とニュートリノの相関の評価

宮里 優生 (千葉大学大学院 融合理工学府物理学コース)

#### Abstract

南極点でのニュートリノ観測実験 IceCube は、数百 GeV から PeV レベルの高エネルギー宇宙ニュートリノを観測し続けている。これらの多くの起源は不明であるが、近年、セイファート銀河の高温コロナがその加速現場候補に挙がっており、このモデルではニュートリノの信号強度がX線の強度に相関すると期待される。そこで本研究では、X 線で明るいセイファート銀河に注目し、X 線とニュートリノの観測データの時間的相関を評価する方法を考案、検証して、現在の IceCube のニュートリノ感度で相関解析が可能かを調べる。対象とするセイファート銀河として、NGC4151 を選定した。この銀河は、IceCube の観測で  $2.9\sigma$  の有意性でニュートリノ起源天体であるとされていることに加え、地球に近く X 線で明るい銀河であり、ニュートリノと X 線の長期的な観測結果を用いる本研究に適している。

まず最初のステップとして、X線とニュートリノの観測データの間にいくつかのパラメタを持つ単純な相関関数を仮定し、日本の全天 X線監視装置 MAXI の観測結果とこの相関関数を用いてニュートリノデータを生成した。その後、そのデータが、別に生成した疑似的な観測結果をよく再現するようにパラメタを最適化した。X線とニュートリノにある強度の相関があると仮定したときにフィットされた相関強度のパラメタのヒストグラムの mean 値が、相関がないと仮定したときのヒストグラムの何%の位置にあるかを、その相関強度の相関判別信頼度と定義することで、相関関係を判別できる IceCube のニュートリノ観測数に制限を付けることができた。すなわち、NGC4151 からの検出ニュートリノが 3804 日で 34.4 個以上なら 90%以上の信頼度で、本手法を用いて同銀河からの X線とニュートリノの相関関係をいうことができる。

#### 1 Introduction

#### 1.1 背景と目的

活動銀河核(AGN)は中心に大質量ブラックホールを持ち、その周りには、巨大な重力ポテンシャルにより形成されるガスの降着円盤や、コロナと呼ばれる高温のプラズマ流が存在する。また、重力エネルギー由来の莫大なエネルギーが細く絞られた状態で放射されるジェットを持つこともあり、このジェットが地球を向いているものはブレーザーと呼ばれる。かつては、銀河系外の宇宙線や宇宙ニュートリノの起源天体として、このブレーザーやガンマ線バーストなどの相対論的ジェットを持つ天体が主に議論されてきた。しかし、南極点下に数千個の光検出器を埋め込みニュートリノ観測を行うIceCube実験の運用と解析が進むにつれ、これらはニュートリノ信号の主要な起源天体でないことが明らかになりつつある。

そのような中で現在注目されているのが、ジェット が弱い、または観測されていない活動銀河核である

セイファート銀河である。近年提唱されているセイ ファート銀河の高温コロナにおける磁気乱流などによ る宇宙線加速の理論 (disk corona model) は、シミュ レーション等による裏付けに加え、IceCube の探査で セイファート銀河 NGC1068 が恒常的なニュートリ ノ放出天体として高確率で同定されたことで、さら に現実味を増している。(木村成生, 天文月報 2023 年 12月)この理論モデルでは、コロナにおいて宇宙線加 速とともに熱エネルギー生成も行われると考えられ るため、宇宙線由来のニュートリノと熱的コンプト ン散乱により放射される X 線が時間的に相関すると 期待される。X線のセイファート銀河観測データと、 方向データから同銀河由来と推定される IceCube の ニュートリノ観測データを解析し、その時間的相関 を明らかにすることができれば、コロナにおける宇 宙線加速理論を実験的に検証することにつながる。

本研究では、 $2.9\sigma$  でニュートリノ起源天体であるとされ、(IceCube collabration 2023) X線でも明るい地球近傍のセイファート銀河 NGC4151 に注目する。 X 線の観測データとニュートリノの観測データの間

に単純なボックス型の相関関数を仮定して、IceCube の実データではなくトイシミュレーションを通して 相関の有無を判断できるパラメタの範囲に制限を付け、IceCube の観測で相関を判断できるか調べる。

#### 1.2 IceCube によるニュートリノ観測

IceCube は、過去 3804 日の観測で総計 794,301 個のトラックイベントを観測した。また、その探索 エリアは Dec > -5° の北半球である。(IceCube collabration 2024) これらを等方的に飛来するノイズで あると考え、NGC4151 の方向を、1.5°×1.5°と定め ることで、3804日間で~79.7個のニュートリノノイ ズが同方向から検出されると計算できる。また、図 3 に示す MAXI の NGC4151 観測データの bin であ る 70 日では、 $\overline{P_{\prime\prime}^{
m noise}}\sim 1.46$  個のニュートリノノイ ズが同方向から検出されると見積もれる。一方で、 特定の方向から入射したニュートリノ数の期待値は、 想定するモデルによって異なる。disk corona model のときと、ニュートリノフラックスが単純なエネル ギーのべき乗で記述される power-law model のとき のそれぞれで、3804 日観測で NGC4151 から期待さ れる超過ニュートリノ数は、表1ように報告されて いる。(IceCube collabration 2024) ノイズと超過分 を合わせたものが、ニュートリノ検出の観測的な制 限となる。

表 1: NGC4151 からの超過ニュートリノ数

	期待値 $(\hat{n}_s)$	上限 $(n_{UL})$
disk corona	23	39.5
power-law	30	61.4

#### 2 Methods

図 3 に示す MAXI のライトカーブデータ  $P_{\rm X}(t)$  を、仮定した伝達関数 f(t-t') と  $\overline{P_{\nu}^{\rm noise}}$  を用いてニュートリノの観測数のデータ  $P_{\nu}(t)$  にうつす。このニュートリノデータが、IceCube の実データの代わりに生成した疑似的なニュートリノデータをよく再現するように、伝達関数のパラメタを最適化する。その後、最適化された相関の強度のパラメタ C のヒストグラムをガウシアンでフィッティングし、シグナ

ルがあるときのガウシアンの mean 値が BG のとき のガウシアンの何%の位置にあるかをそのシグナル の相関判別の信頼度と定義することで、シグナルの 強さ (飛来数) と相関判別の信頼度の関係を求める。 具体的には、

$$f(t - t') = \begin{cases} \frac{C}{2\Delta T/\text{days}} & (-\Delta T \le t - t' \le \Delta T) \\ 0 & (\text{else}) \end{cases}$$
 (1)

とボックス型の伝達関数を仮定し、

$$P_{\nu}^{\text{expected}} = \int P_{X}(t')f(t-t')dt' + \overline{P_{\nu}^{\text{noise}}}$$
 (2)

としてニュートリノの観測数のデータを生成する。 図 1 と図 2 に伝達関数 f(t) と (2) 式のイメージを示す。

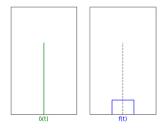


図 1: 伝達関数 f(t) のイメージ

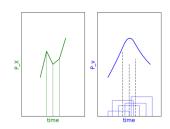


図 2:  $P_{\nu}^{\text{expected}} = \int P_{\mathbf{X}}(t') f(t-t') dt'$  のイメージ

次に、 $P_{\nu}^{\text{expected}}$  と  $P_{\nu}^{\text{observed}}$  を比較する  $\chi^2$  を計算し、最小の  $\chi^2$  を与える、つまり  $P_{\nu}^{\text{observed}}$  をよく再現するような  $\mathbf{C}$  や  $\Delta T$  をフィットする。  $\chi^2$  は、データポイントの数  $\mathbf{n}$  を用いて以下のように定義する。

$$\chi^2 = \frac{1}{n} \sum_{t}^{n} \frac{\left(P_{\nu}^{\text{expected}}(t) - P_{\nu}^{\text{observed}}(t)\right)^2}{P_{\nu}^{\text{expected}}(t)} \tag{3}$$

(1) 式において、左辺は 70 日ごとのニュートリノの数なのに対し、右辺の  $P_{\nu}^{\text{observed}}$  は 図 3 から分かるようにフラックスである。したがって、本研究に

おいて伝達関数 f(t-t') の出力 C は  $cm^2$  の単位を持つ。また、MAXI のプロットが 70 日 bin の離散的なものであることと、伝達関数がボックス型であることから、フィットされる  $\Delta T$  の値も離散的になる。

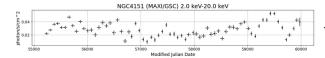


図 3: NGC4151 方向からの X 線観測データ (MAXI)

# 2.1 バックグラウンド (BG) シミュレーション

X線と相関するニュートリノがないとき、つまり BG の  $P_{\nu}^{\mathrm{observed}}$  に対して、フィットされる C や  $\Delta T$  を 見る。なお、このときの  $P_{\nu}^{\mathrm{observed}}$  は  $\sigma = \overline{P_{\nu}^{\mathrm{noise}}}$  のポアソン分布(Poisson $_{\mathrm{BG}}$ )とする。  $P_{\nu}^{\mathrm{observed}}$  は 10000 回生成し、C や  $\Delta T$  を都度フィットする。  $P_{\nu}^{\mathrm{observed}}$  = Poisson $_{\mathrm{BG}}$  に対して (2) 式を最小にする (1) 式の f(t-t') のパラメタ C と  $\Delta T$  を探すため、フィットされる  $C(=C_{fit})$  は 0 に近くなるはずだが、Poisson $_{\mathrm{BG}}$  の が小さいことから、実際には 0 より少し大きい値にフィットされると予想できる。

#### 2.2 シグナルシミュレーション

BG に加えてX線と相関するニュートリノ成分があるとき、 $P_{\nu}^{\mathrm{observed}}$  に対してフィットされる C や  $\Delta T$  を見る。この相関は  $C=C_{\mathrm{fix}},$   $\Delta T=\Delta T_{\mathrm{fix}}$  のときの f(t-t') を用いて記述されるとし、

$$P_{\nu}^{\text{observed}} = \int P_X(t')f(t-t')dt' + \text{Poisson}_{BG}$$

である。高温コロナモデルでは時間幅  $\Delta T$  は十分小さいと考えられるので、 $\Delta T_{\rm fix}$  は MAXI のデータの最小 bin である 70 days に固定する。また、これも $P_{\nu}^{
m observed}$  は 10000 回生成し、C や  $\Delta T$  を都度フィットする。理想的にはフィットされるパラメタ  $C_{fit}$ ,  $\Delta T_{fit}$  は、 $C_{\rm fix}$ ,  $\Delta T_{\rm fix}$  と一致するはずだが、 $C_{\rm fix}$  が十分小さいとき、2.1 と同じ理由でフィット値がずれると予想できる。

#### 3 Results and Discussion

#### 3.1 BG シミュレーション

BG シミュレーションにおいてフィットされた C とのヒストグラムを図 4 に示す。C のピークは 0 から少しずれた位置  $2.5 \times 10^{-6} \ cm^2$  あたりにあるが、その理由は 2.1 に述べたとおりだと考えられる。

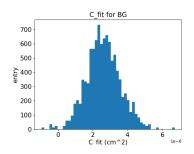
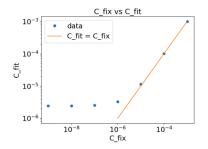


図 4: フィットされた伝達関数のパラメタ (BG シミュレーション)

#### 3.2 シグナルシミュレーション



 $\Delta T_{\rm fix}$ を 70 日に設定し、 $C_{\rm fix}$ を様々に変えて  $C_{fit}$ を得た結果を 図 5 に示す。縦軸の  $C_{fit}$  は、各  $C_{\rm fix}$  に対して得られた  $C_{fit}$  のヒストグラムをガウシアンでフィッティングし、その平均値に代表させた。2.2 で述べたように、十分大きな  $C_{\rm fix}$  に対しては  $C_{\rm fix} = C_{fit}$  となっているが、 $C_{\rm fix} = 10^{-5}$   $cm^2$  あたりを境にずれだし、最終的には BG シミュレーションのときにフィットされた  $C_{fit}$  に収束することが分かる。つまり、このシミュレーションにおいて、あまりに小さい相関強度では信号を BG と区別することができないことが分かる。一方で、 $C_{\rm fix}$  が大きすぎると 1.2 で

述べた IceCube の観測制限にかかるため、相関強度には上限もある。

図 6 のように各  $C_{\text{fix}}$  のときの  $C_{fit}$  のヒストグラ ムをガウシアンでフィッティングし、その平均値が、 BG のときの  $C_{fit}$  ヒストグラムのガウシアンフィッ ティングの何%にあるかを調べた。 $C_{\text{fix}}$  が大きい、す なわち X 線とニュートリノの間の想定した相関が強 いほど  $C_{\text{fit}}$  のヒストグラムは BG のヒストグラムか らずれ、相関の判断の信頼度が高くなっていることが 分かる。 各 $C_{\rm fix}$  が導くニュートリノ検出数のデータ から、 $C_{\text{fix}}$  と NGC4151 からの超過ニュートリノ数を 対応させ、ニュートリノ超過数と相関判断信頼度の関 係を図7のように得た。表1から、本研究で想定した disk corona model における NGC4151 からの 3804 日間での超過ニュートリノ数の UL は 39.5 であった が、この数のニュートリノ超過があれば、本手法を用 いて 97%の信頼度で X 線とニュートリノの相関の有 無を判断することができる。また、90%以上の信頼度 で相関を判断するためには、34.4/(3804 日) 個以上の 超過ニュートリノが必要なため、disk corona model の典型的な超過ニュートリノ数期待値 23/(3804 日) では、本手法を用いての判断は難しい。

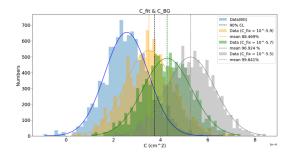


図 6:  $C_{\text{fix}}$  と BG の  $C_{fit}$  での比較

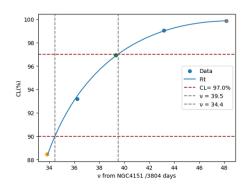


図 7: BG と  $C_{\text{fix}}$  の判別可能性

#### 4 Conclusion and Outlook

本内容では、X線とニュートリノの相関関係を 調査する第一歩目として、きわめて単純なモデルを仮 定し検証した。MAXIの70日 binのX線観測データ がボックス型の伝達関数 (1) で (2) 式のようにニュー トリノと相関していると仮定したとき、本手法を用 いることで、図7に示したように一定のニュートリノ 検出数があれば高い確率で両者の相関を判断するこ とが可能である。仮にこの手法を用いて実際のデー タを解析して極端に相関が見えれば、また見えなけ れば、その方向からの超過ニュートリノが多い、少 ないことを意味して、宇宙線加速メカニズムを制限 することができる。一方で、disk corona model から 期待されるニュートリノ超過数の典型的な値では相 関の判断が難しく、ニュートリノ超過数の上限値で も信頼度は約 97% (2.17σ) にすぎない。また現段階 ではニュートリノのエネルギーフラックスや  $\Delta T$  の 離散性などの問題には触れられていない。

今後の展望としては、伝達関数の形をガウシアンなど少しでも現実的なものにアップデートするほか、今回パラメタのフィットに用いた  $\chi^2$  テストが適切な手段だったのか検討し、必要があれば新たな比較方法を考案する。また、さらに次のステップとして、現在個数で行っている議論を周波数空間に移して行うことで、本手法では議論することが難しかった複雑な要素を組み込むつもりである。

#### Reference

木村成生 2023, 天文月報 2023 年 12 月

IceCube collaboration 2023, arxiv.org/abs/2307.15349

IceCube collaboration 2024, arxiv.org/pdf/2406.07601 コンa25

# ガンマ線で増光を示したブレーザー OP 313 のかなた 望遠鏡による偏光撮像観測

橋爪 大樹

### ガンマ線で増光を示したブレーザー OP 313 のかなた望遠鏡による 偏光撮像観測

橋爪 大樹 (広島大学大学院 先進理工系科学研究科)

#### **Abstract**

宇宙に無数に存在する銀河のうち、その中心部の狭い領域から母銀河に匹敵するほどのエネルギーを放射している銀河の中心核を活動銀河核(AGN)と呼ぶ。AGNには相対論的速度で噴出するプラズマ流(ジェット)を持つ天体があるが、ジェットの発生機構や加速機構は未だ明らかにされていない。ジェットが観測者の方向を向いているブレーザーは AGNの中でも光度変動が激しく、シンクロトロン放射によって偏光した電磁波が観測される。シンクロトロン放射は磁場に垂直な方向に偏光するため、ブレーザーの偏光方位角の回転の有無や偏光とライトカーブの相関を調べることで、ジェットの磁場構造や放射機構についての情報が得られる。

本研究では、2023 年 11 月と 2024 年 2 月に Fermi 衛星によってガンマ線による歴史的な増光が示されたブレーザー OP 313 の、広島大学かなた望遠鏡を用いた可視光及び近赤外線による偏光撮像観測を行った。観測の結果、ガンマ線と相関した明るさの変動が捉えられた。さらに、偏光度と偏光方位角も変動しており、1 日 1 点の観測からは偏光度が 10%以上急激に増加する様子も捉えた。また偏光方位角の変動から、ジェット中の磁場の回転の様子も見られた。本講演では OP 313 の、昨年末以降における可視光近赤外帯域での挙動について報告し、OP 313 の放射やジェットの磁場についての考察を述べる。

#### 1 Introduction

宇宙に無数に存在する銀河のうち、その約10% ほどは太陽系程度の狭い中心領域から銀河全体の 放射を凌駕するほどの明るさで輝く。このような 銀河を活動銀河、その中心核を活動銀河核(Active Galactic Nuclei; AGN)と呼ぶ。図1は AGN の想像 図である。中心部に  $10^6 M_{\odot} - 10^9 M_{\odot}$  ほどの大質量 ブラックホールが存在し、その周りに降着円盤、高 温コロナ、光学的に厚いダストトーラスが存在す る。ブラックホール周りの物質が回転しながら落 ちていく際に重力エネルギーを解放し、電波から ガンマ線までの幅広い波長域で明るく輝く。AGN には相対論的速度で噴出するプラズマ流(ジェッ ト)を持つものがある。ジェットの速度は光速の 99% にも達し、その飛距離は長いもので 100 万光 年にもわたるものもある。一方、ジェットの発生 機構や加速機構は未だ明らかにされておらず、宇 宙物理学の大きな問いの1つとなっている。

AGN は電波領域での明るさや可視スペクトルの輝線などの特徴により系統的に分類されている。電波域で暗いものはセイファート銀河、明るいものは電波銀河と呼ぶ。電波銀河はジェットを持つという特徴があるが、これが観測者の方向を向いている AGN がブレーザーである。ブレーザーは激しい光度変動に加え、他の AGN では見られない TeV ガンマ線までの電磁放射を特徴とする。また、降着円盤や周辺のダストトーラス、銀河からの放射による寄与が小さいため、ジェットの構造や物理状態を探る手段として適した天体である。加えて、ブレーザーからはシンクロトロン放射に

よって偏光した電磁波が観測される。シンクロトロン放射は磁場に垂直な方向に偏光するため、偏光観測をすることでジェット内部の磁場構造を理解することができる。例えば、ブレーザーの偏光方位角の回転の有無や偏光とライトカーブの相関を調べることで、ジェットの内部構造や放射機構についての情報が得られる。ブレーザーは可視域での輝線の強弱によって系統的に区別される。スペクトル中で強い輝線が見られ、比較的遠方に位置するのが Flat-Spectrum Radio Quasar (FSRQ)、強い輝線や吸収線がなく、比較的近傍に位置するのが BL Lac 天体である。

OP 313 は、2023 年 11 月と 2024 年 2 月に Fermi 衛星によってガンマ線による歴史的な増光が示されたブレーザーである。タイプは FSRQ で、赤方偏移は z=0.9973 である。本研究ではガンマ線帯域での増光を受け、広島大学が保有するかなた望遠鏡を用いて、2023 年 12 月より OP 313 の可視光及び近赤外線による偏光撮像観測を行った。本集録では、2章で観測に用いたかなた望遠鏡と Fermi 衛星について紹介し、3章で観測結果を述べる。4章では観測結果をもとに考察を行い、5章で結論を述べる。

#### 2 Methods

#### 2.1 かなた望遠鏡

かなた望遠鏡は広島大学宇宙科学センター附属 東広島天文台に設置されているリッチー・クレチ

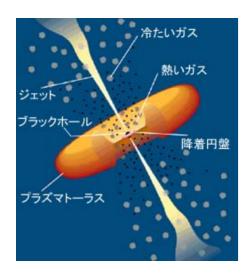


図 1: AGN の想像図 [1]

アン式望遠鏡である。主鏡の有効径は 1.5 m と国内で4番目の大きさであり、駆動力は6度/秒と同サイズの望遠鏡の中では高い。また、広島大学宇宙科学センターが占有する望遠鏡であるため、モニター観測を行う上で有利である。

#### **2.1.1 HONIR**

HONIR はかなた望遠鏡のカセグレン焦点に設置された観測装置で、可視光と近赤外線の2バンドで同時撮像・偏光観測が可能という世界的にも珍しい機能を持つ。以下に HONIR の仕様を示す。

表 1: HONIR の仕様 [2]

	可視バンド	近赤外バンド		
検出器	CCD	HgCdTe		
		VIRGO		
	(Hamamatsu	(Raytheon)		
	Photonics)			
フィルター	B, V, R, I, Y	<i>Y,J,H,K</i> s		
波長域 (μm)	0.5 - 1.0	1.15 - 2.40		
視野	$10' \times 10'$	$10' \times 10'$		
ピクセルスケ	0.294"/pixel	0.295"/pixel		
ール				
ピクセル数	$2048 \times 4096$	$2048 \times 2048$		

#### 2.2 Fermi ガンマ線宇宙望遠鏡

Fermi ガンマ線宇宙望遠鏡は、米日伊などで共同開発された GeV ガンマ線宇宙望遠鏡である。2008年6月11日に打ち上げられ、2008年8月4日に科学観測を開始してから現在に至るまで、ガンマ線帯域で全天をモニターしている。Fermi 衛星に搭載されている Large Area Telescope (LAT) は、シ

リコンストリップセンサーからなるトラッカーと CsI シンチレータからなるカロリメーターで構成され、電子陽電子対生成によって生じた荷電粒子をトラックすることで 100 MeV から 500 GeV 以上のエネルギー帯域において、ガンマ線のエネルギーと到来方向を再構成している。

#### 2.3 ストークスパラメータと 偏光度・偏光方位角

偏光を表す4つのベクトル量(I,Q,U,V)をストークスパラメータといい、Iは光の強度、QとUは直線偏光成分、Vは円偏光成分を表す。偏光はこれら4つのパラメータを用いて加算的に記述するが、偏光度PDと偏光方位角 $\theta$ を

$$PD = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \quad \theta = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{U}{Q}$$
 (1)

として記述されることも多い。偏光度は磁場の揃い具合を、偏光方位角は磁場の向きを表す。

#### 3 Results

#### 3.1 ライトカーブ

図2は、かなた望遠鏡で観測を開始した 2023 年 12月20日から2024年7月5日までのOP313の ライトカーブである。横軸は MJD、縦軸は、上段 が可視光(Rバンド、青点)及び近赤外線(Jバン ド、赤点)の等級、下段はFermi衛星が観測した ガンマ線のフラックスを表している。なお Fermi 衛星のデータ解析結果は、Fermi-LAT Light Curve Repository ([3, 4]) にて示されたものである。可視 光・近赤外線・ガンマ線ともに、ブレーザーの特徴 である激しい光度変動が確認された。また、ガン マ線で増光が確認されたところを図中に破線で示 した。ガンマ線での増光と同時に可視光・近赤外 線でも明るくなる様子を捉えることができた。特 に 2024 年 2 月末、Fermi 衛星が観測開始以降ガン マ線で最も明るくなったタイミングで、可視光で も大きな増光が確認できた。

図3は横軸を可視等級、縦軸をガンマ線フラックスとした散布図である。ここからガンマ線フラックスの変動と可視光での明るさの変動には相関があることがわかる。相関係数は-0.75であった。

図4は横軸を可視等級、縦軸を色指数とした散布図であり、下に向かうほど青い。色指数は、Rバンドの等級を $m_R$ 、Jバンドの等級を $m_J$ とした時、

$$R - J = m_{\mathsf{R}} - m_{\mathsf{I}} \tag{2}$$

と表すことができる。図4から OP 313 は、可視光 で明るくなるほど青くなることがわかる。両者の 相関係数は 0.66 であった。

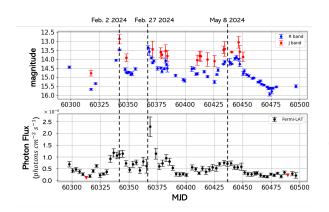


図 2: OP 313 のライトカーブ。上段はかなた望遠鏡で取得したR バンド (青) とJ バンド (赤) の等級、下段はFermi が観測したガンマ線のフラックス。Fermi の解析結果は、Fermi-LAT Light Curve Repository にて示されたものである。いずれの波長帯でも、激しい光度変動が見られる。

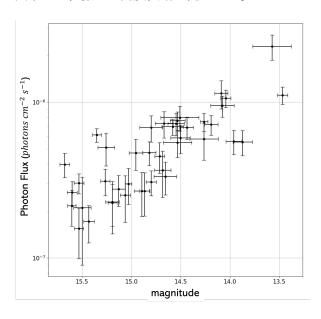


図 3: 横軸を可視等級、縦軸をガンマ線フラックスとした散布図。両者の間に相関があることがわかる。相関係数は-0.75 であった。

#### 3.2 偏光度・偏光方位角

図5は、OP 313 の偏光度(中段)と偏光方位角(下段)を1日1点プロットしたもので、それらの変動を表す。青点は可視光 (R バンド)、赤点は近赤外線 (J バンド)のデータである。偏光度はR バンドで最大 25% にも及び、大きく偏光していることがわかる。さらに偏光度が数日以内に 10% 以上急激に増加、減少する様子も捉えることができた。またライトカーブと偏光度の部分的な相関も見られる。

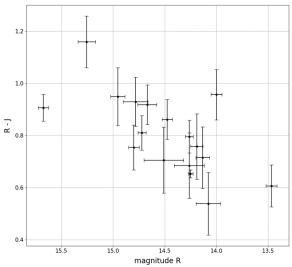
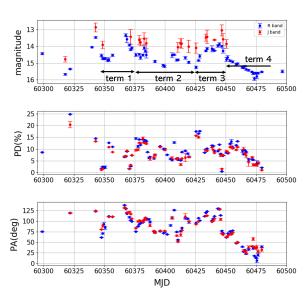


図 4: 横軸を可視等級、縦軸を色指数  $(m_R - m_J)$  とした散布図、m は各バンドの等級。可視光で明るくなるほど青くなることがわかる。両者の相関係数は 0.66 であった。



増光時のジェット中の磁場の様子を探るため、観測期間を4つに分け(図5のターム1-4、ターム1,3 では増光しており、ターム4では減光している)、それぞれでストークスパラメータQ,Uを時間経過とともにベクトルマップで表示した(図6)。

カラーバーは MJD を表し、青から赤に向かうほど 日付が新しい。結果、ジェット中の磁場が、ターム 1-3 では反時計回りに、ターム 4 では時計回り に回転している様子が捉えられた。これは、増光 時と減光時では、ジェット中の磁場が異なる方向 に回転する可能性を示唆している。

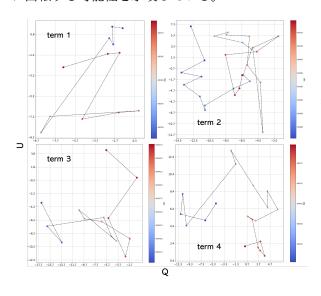


図 6: 各タームごとの Q-U プロット、タームの区切り方は図5を参照。 カラーバーは MJD を表し、青から赤に向かうほど日付が新しい。 ジェット中の磁場の回転が、ターム 1-3 では反時計回りに、ターム 4 では時計回りに見られる。

#### 4 Discussion

図2と図3から、可視光での明るさの変動とガンマ線フラックスの変動に相関があることが確認された。これは、現在有力な光度変動メカニズ結の候補である Shock-in-Jet モデルに矛盾しない結果である。このモデルは、ジェット中を相対論的速度のシェルが移動しており、シェル同士が論をすることで衝撃波が発生し、1次フェルミ加速により粒子加速されるというものである。加速された粒子がシンクロトロン放射を行って高エネルギー側の放射が増し、時間が経つと放射が低エネルギー側に移動するため、今回得られた光度変動を説明することができる。

OP 313 は FSRQ であるため、降着円盤由来の熱的な放射も考えられる。しかし、ライトカーブと偏光度が部分的に相関していることと、図4に見られたような、可視光やガンマ線の光度が増すと可視-近赤外域の色が青くなる、いわゆる bluer-whenbrighter という傾向を示していることから、増光時の放射はジェット由来のシンクロトロン成分が優勢であると考えられる。

偏光方位角の変動、Q-Uプロットからは、増光時と減光時でジェット中の磁場が異なる方向に回転する可能性が示唆された (図5,6)。これは同種族の別天体 3C454.3 でも見られた結果であり ([5])、OP 313 も、増光時とそうでない時でジェット中の磁場構造に変化があり、放射領域が異なる可能性があると考えられる。

#### 5 Conclusion

本研究では、2023年11月と2024年2月にFermi 衛星によってガンマ線による歴史的な増光が示さ れたブレーザー OP 313 の、広島大学かなた望遠鏡 を用いた可視光及び近赤外線による偏光撮像観測 を行った。観測の結果、ブレーザーの特徴である 激しい光度変動が確認された。可視光での明るさ の変動とガンマ線フラックスの変動の間には相関 があり、Shock-in-Jet モデルに矛盾しない結果が得 られた。偏光度は R バンドで最大 25% にも及び、 大きく偏光していることがわかる。さらに偏光度 が数日以内に 10% 以上急激に増加、減少する様子 も捉えることができた。また、ライトカーブと偏 光度が部分的に相関していることと、光度が増す と色が青くなることから、増光時の放射はジェッ ト由来のシンクロトロン放射が優勢であると考え られる。さらに偏光方位角の変動からジェット中 の磁場の回転の様子も確認でき、増光時は放射領 域が異なる可能性が示唆された。

#### References

- [1] C. M. Urry et al., "Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei," Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Vol.107 (1995) pp.803-845.
- [2] H. Akitaya et al., "HONIR: an optical and near-infrared simultaneous imager, spectrograph, and polarimeter for the 1.5-m Kanata telescope," SPIE, 6 August 2014.
- [3] https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/ access/lat/LightCurveRepository/#
- [4] S. Abdollahi et al., "The *Fermi-LAT* Lightcurve Repository," The Astrophysical Journal, 265:31 (11pp), April 2023.
- [5] M. Sasada et al., "Multi-Wavelength Photometric and Polarimetric Observations of the Outburst of 3C 454.3 in 2009 December," Publications of the Astronomical Society of Japan, Volume 64, Issue 3, 25 June 2012, 58.

---indexへ戻る

コンa26

# 可視赤外測光による活動銀河核 NGC4151 の時間変動 解析

趙 光遠

#### 可視赤外測光による活動銀河核 NGC4151 の時間変動解析

趙 光遠 (東京理科大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

活動銀河核で観測される X 線中性鉄輝線 (6.4 keV) は一次 X 線放射を周辺物質中の鉄が光電吸収・再放射して生じる。その放射領域は大きな立体角と柱密度をもつダストトーラスが有力と考えられてきたが、特定には至っていない。一方で降着円盤放射を吸収して加熱されたダストトーラスからは赤外線を再放射し、その内縁半径の光伝搬時間に対応した可視変光に対する赤外線変光の遅延が観測される。そこで我々は中性中性鉄輝線放射領域を明らかにするため、NGC4151 の XRISM 衛星の半年間 5 回にわたる観測と連携し、可視赤外線多波長分光測光モニター観測を実施している。

赤外線測光モニター観測は岡山 91 cm 赤外望遠鏡 OAOWFC、なゆた望遠鏡 NIC により、2023 年 1 月から J,H,Ks(1.26  $\mu$ m,1.65  $\mu$ m,2.20  $\mu$ m) で観測を行っている。精密な変光測定のため NGC4151 近傍の星を基準とした相対測光を実施し、とくに広い視野をもつ OAOWFC では視野内の複数の星を使った同時観測相対測光により高い測光精度を得た。一方で可視測光については ASAS-SN 望遠鏡及び AVA のアーカイブデータを用いて g band(430 nm) の光度曲線を作成した。結果、可視光・赤外線ともに数週間  $\sim$  数ヶ月以上のタイムスケールで、変動幅 20%程度の明らかな変光が見られた。一方で両者の増減光の様子が異なり、過去 Koshida et al. (2009) などで報告されているダストトーラス放射の反響応答に対応した可視変光に対する赤外線変光の遅延の様子が見られる。今後詳細な解析を行う同時に、中性鉄輝線の変動との比較もしたい。

#### 1 Introduction

活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) は、銀河中心に存在する超大質量ブラックホールに物質が降着するさいに解放される位置エネルギーを源として、ブラックホール周辺のコンパクトな領域から様々な波長域における巨大な放射が生じる現象である。その中心部には高温の降着円盤があり、その周囲には高速に運動する電離ガス雲やダストトーラスと呼ばれる構造が存在し、降着円盤からの紫外線可視連続放射を吸収し、それぞれ可視広輝線 (半値全幅>1000 km/s)や赤外線を放射している。降着円盤からの放射は光伝搬時間後に各領域に到達するため、降着円盤からの放射強度が変動すると、各領域からの放射は円盤から各領域までの距離に応じた遅延をもって変動する。

またこれらの構造は、ブラックホール周辺の高温コロナからの X 線連続放射を吸収し、中性鉄蛍光輝線として再放射する。この輝線は鉄原子が低電離度であれば、周辺物質の温度やダストの有無によらずにほぼ同様に生じるため、物質分布の良い指標となりえる。しかし、中性鉄蛍光輝線の起源はまだ特定されてなく、ダストトーラス、降着円盤外縁部、広輝線領域などの色々な構造が候補として提唱された

(e.g., Nandra 2006, Minezaki & Matsushita 2015, Zoghbi et al. 2019, Noda et al. 2023)。XRISM 衛星の Resolve の超高エネルギー分解能観測により得られる中性鉄輝線プロファイルをもとにした速度場情報から、中性鉄輝線の放射領域に関する研究に大きな進歩が期待される。そこで我々は近傍の明るい AGN である NGC 4151 の XRISM 衛星による複数回の観測と連携し、可視赤外線測光・分光モニター観測を遂行している。それぞれ降着円盤や広輝線領域、ダストトーラスを放射領域とした可視連続放射、可視輝線および赤外線連続放射の光度変動の解析と中性鉄輝線のプロファイル・光度変動との比較により、広輝線領域やダストトーラスと比較して中性鉄輝線領域を同定する。本研究では可視赤外線多波長測光モニター観測の結果について報告する。

# 2 Observations and Data reduction

ダストトーラス内縁部に存在する高温ダストからの熱放射の時間変動を観測するため、赤外線測光モニター観測を実施した。観測は国立天文台ハワイ観測所岡山分室 91cm 望遠鏡に搭載された Okayama

Astrophysical Observatory Wide Field Camera (OAOWFC; Yanagisawa et al. 2019) と兵庫県立大学なゆた望遠鏡 (口径 2m) に搭載された Nishiharima Infrared Camera(NIC; Ishiguro et al. 2011) によって行った。モニター観測は 2023 年 9 月の XRISM 衛星打ち上げに先行して 2023 年 2 月から観測を開始した。図 1 に観測に用いた望遠鏡・観測装置のモニ

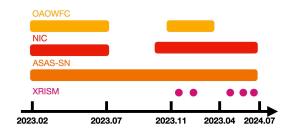


図 1: 各装置の観測時期

ター観測期間と XRISM 衛星の観測時期を示す。今後、2023年2月から7月までの期間を第1観測期、2023年10月から2024年7月までの期間を第2観測期と呼ぶことにする。

中心降着円盤からの可視連続放射の時間変動の観測データとしては、全天可視モニター観測を実行している All-Sky Automated Survey for Supernovae project(ASAS-SN)と近傍活動銀河核の可視多波長モニター観測を実施している AGN Variability archive (AVA) のデータアーカイブを利用した。

#### 2.1 OAOWFC

OAOWFC は広い視野  $(0.48\times0.48$  平方度) をもち、観測ターゲット NGC 4151 と周辺の複数の恒星を同一視野内に収めることができることが大きな特長となっている。OAOWFC では J, H, Ks の 3 つの近赤外線波長  $(それぞれ\lambda=1.26, 1.65, 2.2 \text{ um})$  で撮像観測を行った。いずれのバンドについても、露出時間 10 秒の画像の位置を微少量ずらしながら 15 枚撮影することで 1 セットの観測とし、OAOWFC の観測プログラムや天候状況に応じて 1 観測日に 1 セットないしは複数セットの観測を行った。

画像データは共同研究者の国立天文台柳澤顕史氏によって暗電流成分の差し引き (ダーク差引) と画像素子間の感度むらの補正 (フラット補正) が行われた。さらに The Image Reduction and Analysis Facility(IRAF) v2.18 を用いて、1 セットの観測の画像の median stacking をして背景光成分 (スカイ画

像)を取り出し、各画像からスカイ画像を差し引く処理を行うことで、背景のむらを減らした。

以上の処理後の画像について、SExtractor を用いて画像中に複数の天体を検出し、それらの座標位置 (2MASS Point Source Catalog による) に基づき観 測画像の座標位置データを較正した。次にターゲット NGC 4151 とその周辺にある 4 つの恒星について IRAF を用いて開口測光を行った。異なる大きさの 測光アパーチャを検討し、最終的に、直径 8.3 arcsec の測光アパーチャを採用した。

最後にターゲット周辺の 4 つの恒星を参照星として、これらの J, H, Ks バンドの明るさ (2MASS Point Source Catalog の値を採用) を基準として NGC 4151 の測光値を較正した。計算式を式 1 に示す。

$$M_{\rm cal} = \frac{\sum^{\rm n} \left( M_{\rm tar} - \frac{1}{4} \sum_{i}^{4} \left( M_{\rm ref,i} - M_{\rm cat,i} \right) \right)}{N_{\rm obs}}$$
(1)

参照星の IRAF 測光値  $M_{\rm ref}$  と参照星の 2MASS 等級  $M_{\rm cat}$  の間の差を計算し、四つの参照星に対してその 差の平均を求め、これを NGC 4151 の IRAF 測光値 から差し引くことで NGC 4151 の較正された等級が 計算できる。1 セットの観測では  $N_{\rm obs}=15$  枚の画像 が取得されているため  $N_{\rm obs}$  個の値の平均を取って、 1セットの観測における NGC 4151 の等級とした。 このようにターゲットと参照星を同じ視野で同時に 観測している (視野内相対測光) 場合、ターゲットの 測光をするうえで観測条件の変化の影響を受けにく く、高い測光精度を達成するために強力である。例 えば観測中に雲が通過したとしても、画像中のター ゲットと参照星の明るさは同程度に減光するため最 終的なターゲットの等級値に系統的な誤差が生じな い。なお、視野内相対測光であっても雲などによっ て大きな減光が生じた場合には、画像中の天体が暗 くなり測光値のS/Nは悪化する。そこで観測データ についてクオリティチェックを行い、雲や天候状況に よって大きく暗くなった観測データは取り除いた。

1 観測日中複数回の観測があった場合には各観測セットごとの NGC 4151 の測光値の平均値をその観測日における測光値 ( $M_{\rm daily}$ ) とし、Ensemble 誤差 ( $\sigma_{\rm daily}$ ) を 1 セットの観測で達成できる測光精度の指標とした。最終的に、各観測日における測光誤差は 1 セットの観測における Ensemble 誤差もしくは IRAF の測光誤差値の平均値のどちらか大きい値と

 $\sigma_{\text{daily}}$  を用いて式 2 のように評価した。

$$\sigma_{\rm err} = \sqrt{\sigma_{\rm obs}^2 + \sigma_{\rm daily}^2}$$
 (2)

#### 2.2 NIC

NICでも OAOWFC と同じく J, H, Ks の3つの 近赤外線波長撮像観測を行った。NGC 4151 周辺から2つの恒星を参照星として選び、まず1つの参照 星について露出時間5秒の画像の位置を微少量ずらしながら10枚撮影し、次にNGC 4151、最後にもう一つの参照星について同様の観測を行うことで1セットの観測とした。各観測日には各バンド1セットの観測を行った。

得られた画像データは IRAF を用いてダーク差引、フラット補正、スカイ差引を行い、処理後の画像データについて IRAF を用いて開口測光を行った。異なる大きさの測光アパーチャを検討し、最終的に、直径 3.2 arcsec の測光アパーチャを採用した。なおOAOWFC に対して NIC はピクセルスケールが小さくシーイングが良好であるため空間分解能に優れることが特長となっている。

最後に2つの参照星の2MASS等級を基準として、 NGC4151の等級の較正を行い、式3のように示す。

$$M_{\rm cal} = \overline{M}_{\rm tar} - \frac{\sum_{i=1}^{n} \left( \frac{\sum_{i=1}^{2} M_{\rm ref,i}}{N_{\rm obs}} - M_{\rm cat,i} \right)$$
(3)

1 セットの観測の各画像について求められた NGC 4151 の等級の平均を取り、それを 2MASS 等級で較正した参照星等級の平均値を差し引いて、目標天体の校正等級  $M_{\rm cal}$  とした。なお 1 セットの観測における Ensemble 誤差を測光誤差に採用した。

#### 3 Results

図 2 に NGC 4151 の近赤外線光度曲線を示す。なお OAOWFC と NIC は測光アパーチャの大きさが異なるため、測光値における母銀河フラックスの寄与の大きさが異なる。そこで観測時期が重なっている範囲の両者の光度曲線が一致するように、片方の光度曲線に一定値の Flux を加算して表示している。

OAOWFC と NIC の 2 つの観測装置を使ったデータを組み合わせることで、長期間にわたって密で長期的な欠測のない、高い測光精度の近赤外線光度曲線を得ることができた。とくに OAOWFC では視野内相対測光の手法を採用できたため、望遠鏡口径が

小さいにもかかわらず NIC と比べて高い測光精度を 達成することができた。

NGC 4151 の近赤外線フラックスは滑らかな変光を示している。Jおよび Ks バンドでは第 1 観測期・第 2 観測期ともに数ヶ月のタイムスケールで約 15%の変光が観測された。一方、OAOWFC の H バンドの光度曲線では一部の時期に滑らかではない不規則な変光が見られた。これは観測や解析上に何かしらの問題があると予想されるため、今後ははこれを省いて議論する。

#### 4 Discussion

#### 4.1 ダストトーラスの反響探査法

得られた可視赤外のライトカーブを用いてそれらの時間の違いを比較することで NGC 4151 の降着円盤からダストトーラス内縁までの距離を推定する。そのために、赤外線域はダストトーラスの比較的に内縁から放射された Ks バンドのデータを使用する。

#### 4.2 第一次観測期

図3に第1観測期における可視光度曲線と赤外線 Ks バンド光度曲線を示す。可視光度曲線が ~10 日のタイムスケールで ~10%の変光を示すのに対して、赤外線光度曲線は滑らかである。これは近赤外線放射領域であるダストトーラス内縁部の幾何学的サイズが大きく、短タイムスケールの時間変動が観測されにくくなっているためであると考えられる。

可 視 光 度 曲 線 に は MJD = 60060~60110 の 時期に、赤外線 Ks バンド光度曲線には MJD = 60050~60150 の 時期に数十日タイムスケールでの極小期が見られる。この時間差をダストトーラス放射の反響応答の遅延時間と考えると、遅延時間は約50日となる。NGC 4151 は過去に長期間の可視赤外線モニター観測が実施され、遅延時間解析が行われている。Koshida et al. (2009)では2001年から2006年にかけて観測時期によって30日から70日の可視赤外線変光遅延が測定されており、今回の結果はその範囲内である。

#### 4.3 第二次観測期

図4に第2観測期における可視光度曲線と赤外線 Ks バンド光度曲線を示す。

可視光度曲線が短いタイムスケールの変光を示し つつ観測期間全体にわたっては大きく変光していな いのに対して、赤外線光度曲線は長いタイムスケー

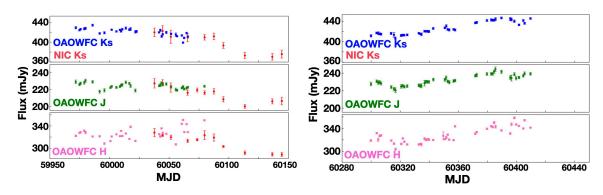


図 2: 左図と右図はそれぞれは第一次と第二次観測期の赤外ライトカーブである。青:OAOWFC Ks バンド、赤:NIC Ks バンド、緑:OAOWFC J バンド、ピンク:OAOWFC H バンド

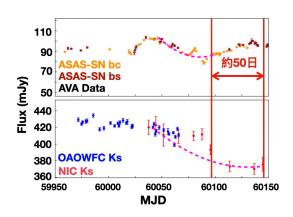


図 3: 第一次観測期における可視赤外ライトカーブ。 青:OAOWFC の Ks バンド、赤:NIC の Ks バンド、 ダークレッドと黄色はそれぞれ bs と bc カメラの ASAS-SN の g バンドデータ

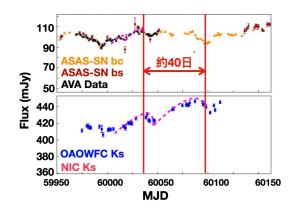


図 4: 第二次観測期における可視赤外ライトカーブの 比較。データ点の色分けは図 3 と同様である

ルでは増光を継続している。両者の光度曲線が異なる様子を示すのはやはりダストトーラス放射の 反響応答現象の影響と思われる。可視光度曲線の MJD =  $60320 \sim 60360$  の特徴が赤外線 Ks バンド 光度曲線の MJD =  $60320 \sim 60400$  に対応している と考えると、両者の間の遅延時間は約 40 日となる。 これは第 1 観測期における遅延時間と大きな差はな く、Koshida et al. (2009) で報告されている過去の 報告の範囲内である。

#### 5 Conclusion

本研究では NGC 4151 を目標天体とし、XRISM 観測 (2023.12-2024.7) のフォロアップ観測として OAOWFC,NIC のデータを解析した。二時期において密かつ連続な赤外線ライトカーブが得られ、Ks バンドのデータと可視 ASAS-SN と AVA のライトカーブを比較することで、第一次と第二次観測期にそれぞれ50 日と 40 日の遅延が見えた。未来では XRISM で得られた中性鉄輝線の起源距離と比較することにより、その放射領域を同定したいと考えている。

#### Reference

Takeo Minezaki et al 2004 ApJ 600 L35

Takeo Minezaki & Kyoko Matsushita 2015 ApJ 802 98

Shintaro Koshida et al 2009 Ap<br/>J $700~\mathrm{L}109$ 

Shintaro Koshida et al 2014 ApJ 788 159

Ryan C. Hickox et al. Ann.Rev.Astron.Astrophys 2018

Oknyansky, V. L. et al. 2014 Astronomy Letters

K.Nandra, 2006 MNRAS, Volume 368

A. Zoghbi et al, 2019 ApJ 884 26

Hirofumi Noda et al. 2023 ApJ 943 63

Yanagisawa et al. 2019 PASJ Volume 71 Issue 6

Ishiguro et al. 2011 Annu. Rep. Nishi-Harima Astron. Obs.

---indexへ戻る

コンa27

# 可視分光モニター観測による活動銀河核 NGC 4151 の 物質状態推定

平田 悠馬

#### 可視分光モニター観測による活動銀河核 NGC 4151 の物質状態推定

平田 悠馬 (東京理科大学大学院 理学研究科)

#### **Abstract**

活動銀河核 (AGN)X 線スペクトルに見られる中性 Fe K $\alpha$  輝線 (6.4 keV) は内部構造分布調査のために重要な役割を果たすと期待されるが、放射領域は未だ特定されていない。最高のエネルギー分解能を誇る XRISM 衛星 Resolve( $E/\Delta E \sim 1200$ @6.4 keV) での観測により Fe K $\alpha$  輝線研究の大きな進展が期待されている。そこで我々は、Fe K $\alpha$  輝線放射領域を明らかにするべく、NGC 4151 について 2023 年 12 月に 2 回、2024 年 5,6 月に 3 回の XRISM 衛星による観測と連携した可視赤外線測光・分光モニター観測を遂行している。可視分光モニター観測はせいめい望遠鏡 KOOLS-IFU の VPH495( $\lambda/\Delta\lambda \sim 1500$ ) となゆた望遠鏡 MALLS( $\lambda/\Delta\lambda \sim 7500$ ) により、2023 年 12 月から実施している。スペクトルの時間変動を精密に測定するため、狭輝線 [OIII]( $\lambda500.7$  nm) を用いて光度と波長の再較正を行った。H $\beta$  広輝線は単一のガウス分布で説明できない左右非対称に大きく広がったプロファイルを示しており、その輝線幅は full width zero intensity(FWZI)  $\geq$  8000 km/s に達している。また、広輝線光度は半年で 10% ほど変動しており、さらにそれが、可視連続光の光度時変動に追随している様子が見られた。これは H $\beta$  広輝線の反響応答によるものと思われる。広輝線プロファイルも変動しており、2024 年 2 月以降、青方偏移成分が減光したのに対して赤方偏移成分は増光した。以上のことから H $\beta$  広輝線領域の複雑な様相が明らかになった。今後、Fe K $\alpha$  輝線とH $\beta$  広輝線のプロファイル・時間変動の比較に取り組んでいきたい。

#### 1 Introduction

銀河中心には  $10^6 \sim 10^{10}~M_{\odot}$  ほどの超大質量ブラックホール (SMBH) が普遍的に存在する。SMBH に質量降着が起きると、非常にコンパクトな領域から電波  $\sim$ X 線まで広い波長範囲において、銀河全体の光度と同程度かそれ以上の放射が観測されることがある。このような領域を活動銀河核 (AGN) と呼ぶ。

AGNでは降着円盤内縁から紫外線が放射され、この紫外線が SMBH 付近の高温コロナにより逆コンプトン散乱を受け一次 X 線放射となる。周辺物質中に含まれる中性・低電離の鉄は内殻電子によって一次 X 線放射を光電吸収し、エネルギー  $6.4~{\rm keV}$  付近に蛍光輝線(中性 Fe K $\alpha$  輝線)を放射する。このFe K $\alpha$  輝線は様々な AGN の X 線スペクトルに明るい輝線として観測されており、ガスやダストによる吸収を受けにくいため、AGN 内部の物質分布と構造の研究に有効であると期待される。2023 年 9 月 7 日に打ち上げられ、最高のエネルギー分解能を誇るXRISM 衛星 Resolve( $E/\Delta E\sim 1200@6.4~{\rm keV}$ ) での観測により Fe K $\alpha$  輝線の速度幅や詳細なプロファイルに関する研究の大きな進展が期待される。一方で、

AGN の物理的描像の理解には各構造の物質状態も重要であり、Fe K $\alpha$  輝線放射領域と AGN 内部構造の位置関係の対応づけが求められる。しかし、Fe K $\alpha$  輝線の放射領域は未だ特定されておらず、降着円盤外縁部、広輝線領域、ダストトーラス、母銀河の星間ガスなどが候補となっている (e.g., Nandra 2006, Takeo Minezaki, & Kyoko Matsushita 2015, Zoghbi et al. 2019, Noda et al. 2023)

NGC 4151 は近傍(z=0.00335)の明るい AGN で、多数のモニター観測により数日から数年以上のタイムスケールでの時間変動が確認されている。この天体は XRISM 衛星により、2023年12月に2回、2024年5,6月に3回の観測が行われた。そこで我々は、上記観測と連携した可視赤外線測光・分光モニター観測を遂行しており、同時モニター観測により Fe K $\alpha$ 輝線放射領域と AGN 内部構造の対応づけを試みている。本研究では分光モニター観測の解析を行った。

# 2 Observations and Data reduction

解析には、兵庫県立大学なゆた望遠鏡(主鏡口径 2.0m)の Medium And Low-dispersion Long-

slit Spectrograph(MALLS;Arai et al. (2012)) と 京都大学せいめい望遠鏡(主鏡口径 3.8m)の Kyoto Okayama Optical Low-dispersion Spectrograph with optical-fiber Integral Field Unit(KOOLS-IFU;Matsubayashi et al. (2019)) を利用した。

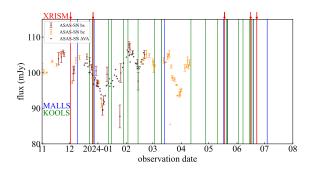


図 1: 可視光 g-band 光度曲線に赤線:XRISM、青線:MALLS、緑線:KOOLS の観測日を重ねた図。

#### 2.1 MALLS

MALLS では  $H\beta$  輝線および [OIII] 輝線について 高い波長分解能による分光観測を行った。回折格子 に Grating(Medium)、スリット幅 1.2 秒を使用し、 波長分解能は  $\lambda/\Delta\lambda \sim 7500$  である。そのため  $H\beta$ 狭輝線と Ηβ 広輝線の成分分離や Ηβ 狭輝線の速度 幅測定など詳細なプロファイル解析に優れる。一方 で、観測にスリットを用いるため extended narrow emission-line region(e.g., V. Das et al. (2005)) のす べてを観測できず、NGC 4151 の全 [OIII] フラックス を観測できないことに注意が必要である。MALLS の 観測データは、The Image Reduction and Analysis Facility(IRAF) v2.18 を用いて、DARK 引き、flat 割 り、コンパリソンランプによる波長較正、参照星によ る輻射強度構成を行いスペクトルを作成した。また、 観測天体方向の視線速度が変化するため、これを補 正した (heliocentric 補正)。さらにわずかに残る波長 較正誤差を、ピーク波長に対して対称的なプロファ イルを示すピークフラックス上部 25% の 1 次モーメ ントより中心波長を求め、各観測日の中心波長を平 均値にシフトさせることで較正した。

#### 2.2 KOOLS-IFU

KOOLS-IFU では  $H\beta$  輝線の分光測光モニター観測を行った。回折格子に VPH495 を用いており波長分解能は  $\lambda/\Delta\lambda\sim1500$  である。これは XRISM 衛星 Resolve に近い波長分解能を持つため比較に適して

いる。また、活動銀河核放射の全てを IFU 開口内に 捉えることができるため、輝線光度の時間変動を追 求するのに最適である。そこで開口直径6秒以内の フラックスを積分して解析を行った。大口径の高い 集光力のおかげで短時間で S/N 比の良いデータを得 ることができるため、比較的短い総観測時間でモニ ター観測を遂行することができた。KOOLS-IFU の 観測データは共同研究者の京都大学岩室史英氏によ り解析が行われ、heliocentric 補正まで完了したスペ クトルデータが得られた。わずかに残る波長較正誤 差は MALLS と同様に較正し、フラックス較正誤差 は [OIII] 輝線フラックスが観測期間のタイムスケー ルで一定と考えられる (Peterson et al. 2013) ことを 利用して、[OIII] 輝線の波長積分フラックスを計算 し、それが全観測日で一定になるように各観測日の スペクトル全体を定数倍した。

#### 3 Results & Discussion

#### 3.1 multi epoch spectra

図 2 に NGC 4151 の各観測日の可視スペクトルを 示す。MALLSで7回、KOOLS-IFUで19回の観測 データが得られた。スペクトルには連続放射に加え て  $H\beta$  輝線と [OIII] 輝線が見られ、 $H\beta$  輝線について は [OIII] 輝線と同等の波長幅をもつ狭輝線成分とそ れより波長方向に大きく広がった広輝線成分が確認 できる。さらに Hβ 広輝線および輝線のあいだの連 続放射のフラックスが時間変動している様子がわか る。特に Ηβ 輝線の時間変動に注目するため、スペ クトル上で Ηβ 輝線と他の輝線との間の極小値を示 す波長 475-480 nm と 494-495.5 nm のフラックスを 直線で結んだスペクトル(ベースライン)を Ηβ 輝 線以外の連続光成分等の影響と考え、これを差し引 いて Ηβ 輝線のみを抽出する。図 2 の挿入図にベー スライン差し引き後の Ηβ 輝線のスペクトルを示す。 Ηβ 広輝線は波長方向に大きく広がっており、ピーク 波長に対して非対称な輝線プロファイルが確認され る。波長方向の広がりは FWZI>8000 km/s ほどで ある。この輝線プロファイルは Ηβ 広輝線領域のガ ス雲の複雑な構造と運動を反映しているものと考え られる。さらにこの輝線プロファイルの赤方偏移側 と青方偏移側のフラックスは異なる時間変動を示し ており、Hβ 広輝線はフラックスだけでなく輝線プロ ファイルも時間変動していることがわかった。

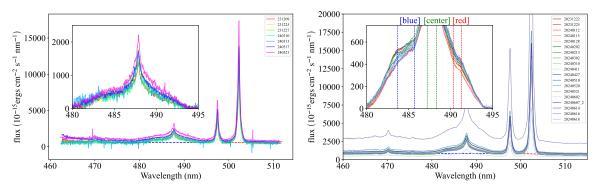


図 2: 左図:2023 年 12 月-2024 年 7 月に MALLS で観測したスペクトル。色は各観測日で異なる。破線はベースライン (赤: $H\beta$  輝線;475-480, 494-495.5 nm、青:[OIII] 輝線;499-500, 504-510 nm)。枠内はベースラインを引いた  $H\beta$  輝線の拡大図である。右図: 左図と同様に表した KOOLS のスペクトルとベースライン。枠内はベースライン引き、[OIII] 輝線によるフラックス較正をした  $H\beta$  輝線拡大図であり、フラックス変動が激しい波長 (blue:483.7-485.7 nm, center:487.2-488.3 nm, red:490.3-491.3 nm) を破線で示す。

1994 年から 2021 年にかけての長期観測では  $H\beta$  輝線の非対称な輝線プロファイルが数年スケールで大きく変化する様子が確認されており (Chen et al. 2023)、この長期的変動は円盤状の広輝線領域における放射強度のムラと円盤の回転によって解釈することができる (Storchi-Bergmann et al. 2017)。今回観測された  $H\beta$  広輝線の非対称プロファイルの時間変動はその長期的遷移の一部を観測していると解釈することもできるが、短い観測期間中に明瞭なプロファイル変動が観測されており、他の広輝線領域モデルも検討する必要がある。

#### 3.2 Velocity resolved light curve

 $H\beta$  広輝線フラックス及びプロファイルの時間変動を解析するために、図 2(右図枠内) に示した 3 つの波長範囲 (483.7-485.7~nm, 487.2-488.3~nm, 490.3-491.3~nm) のそれぞれで積分した  $H\beta$  輝線フラックスの光度曲線を作成した。図 3 に 3 つの波長範囲の  $H\beta$  輝線フラックスの光度曲線を示す。なお、487.2-488.3~nm のフラックスには  $H\beta$  狭輝線成分 (時間変動しないと考えられる) も含まれている。活動銀河核連続放射フラックスの時間変動と比較するため、ASAS-SNで観測された g-band  $(\lambda_c = 464~\text{nm}, \Delta\lambda = 128~\text{nm})$ の光度曲線も図 3 に示した。

赤方・青方・中心成分は同期した変動が見られ、半年で10-20%ほどの変動が観測された。一方で3成分が異なった時間変動を示す様子も見られ、MJD~63500以降、赤方成分は増光、青方成分は減光しており、中心成分は明らかな増減光が見られない。また、可視

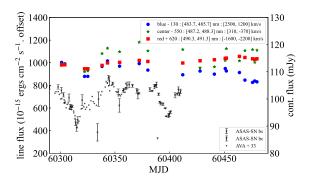


図 3: 図 2(右図枠内) にある波長範囲の  $H\beta$  輝線フラックスの光度曲線。赤、青、緑は各波長範囲に対応し、黒点は ASAS-SN で観測された可視光 g-band 光度曲線。縦軸は任意に offset してある。

連続光と  $H\beta$  広輝線フラックスの時間変動の相関を考えると、ASAS-SN の MJD=60320 付近の極小前後の光度変化に対して 3 成分とも数日遅れて光度変化しているように見える。このような遅延応答は  $H\beta$  広輝線の反響現象と解釈でき、 $H\beta$  広輝線領域は降着円盤から数光日の距離にある。 $H\beta$  広輝線フラックスの遅延は先行研究 (e.g.,Rosa et al.2018, Bentz et al. 2022, Chen et al.2023) と一致するが、 $H\beta$  広輝線フラックスの観測頻度が時間変動や遅延時間に対して十分でないために、定量的評価には慎重な解析が必要である。

#### 3.3 Profile decomposition analysis

 $H\beta$  広輝線成分を抽出するために、ベースラインを 差し引いた  $H\beta$  輝線プロファイルから  $H\beta$  狭輝線成分

を差し引く。この解析では波長分解能が高い MALLS の分光データを使用した。図4に Hβ 差し引きの様 子を示す。狭輝線領域からは Hβ 狭輝線と [OIII] 狭

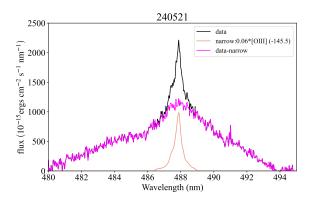


図 4: 黒: $H\beta$  輝線、オレンジ:[OIII] 輝線のスケール& シフトによる狭輝線成分、マゼンタ: 差し引き後

輝線が両方でており、両者のプロファイルは同一と 考えられる。そこで、[OIII] 輝線付近からベースラ イン (499-500,504-510 nm、図 2 を参照) を差し引い て [OIII] 輝線プロファイルを得て、by eye で狭輝線 構造が残らないように波長とフラックスのスケーリ ングを行い、差し引いた。

図 5 に、Ηβ 狭輝線差し引き後の Ηβ 広輝線プロ ファイルを示す。Ηβ 狭輝線ピークに近い波長にピー クを持つ対称的なプロファイルをもつ広輝線成分の に加えて、これまでに確認されてきた大きな波長の 広がりをもつ非対称な広輝線プロファイルが見られ る。そこで、中央および赤方偏位・青方偏位した3つ のガウシアンプロファイルによって Hβ 広輝線プロ ファイルをフィットを試みた。図5にフィット結果も 示す。3成分ガウシアンプロファイルによって $H\beta$ 広 輝線プロファイル形状をよく再現できた。

表 1: フィッティングパラメーター

		/ /	/ 1 - /	
	成分	$\lambda_c$	FWHM	積分 flux (10 <sup>-15</sup>
	112,71	(nm)	(km/s)	$ergs cm^{-2} s^{-1}$
•	center	488.1	1903	3190
	blue	484.5	3134	2810
	$\operatorname{red}$	491.1	1840	1340

表 1 の成分ごとの中心波長のズレから、2000 km/s近い赤方・青方偏移をしていることが確認できた。速 度幅はおよそ 1800-3100 km/s ほどであり、赤方・青 方成分のフラックス比はおよそ 1:2 である。

2002-2006 年の観測では赤方遷移成分のピークシフ トは 2000-3000 km/s ほど (Shapovalova et al. 2009)

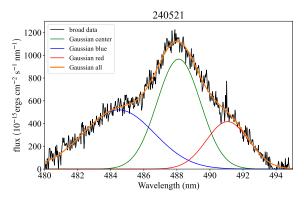


図 5:  $H\beta$  広輝線の 3 ガウシアンフィット。緑: 中心、 青: 青方、赤: 赤方成分、黄: モデル合計を示す。

であり、本観測とおよそ一致している。Hβ 広輝線の FWHM は 4600-7400 km/s 程度を時間変動している (Chen et al. 2023) が、この測定は Hβ 輝線全体の FWHM であり、本研究では成分分解を行っているた め、この値より小さい FWHM は妥当である。また、 鉄輝線の FWHM は  $2250^{+400}_{-360}$  km/s であり (Shu et al. 2010)、中心成分と誤差の範囲で一致する。以上 より、Fe Kα 輝線との比較のための結果が得られた。

#### Conclusions 4

本研究では NGC 4151 の XRISM 連携観測におけ る KOOLS,MALLS のデータを解析した。スペクト ルから非対称なプロファイルが変動していく様子が 確認された。成分ごとにフラックス変動を追うこと で、先行研究と同様の数日スケールの遅延が見られ た。また、Hβ 広輝線についてガウシアン 3 成分で再 現し、Fe K $\alpha$  と比較するための良い結果が得られた。 今後は、XRISM 衛星や可視赤外測光の観測結果と直 接比較を行うことで AGN の詳細な構造が見えてく ると考えている。

#### Reference

Arai et al. 2012 Annu. Rep. Nishi-Harima Astron. Obs. 22, 34-39 A. I. Shapovalova et al 2009, A&A, Vol 509, A106, 20 A. Zoghbi, J. M. Miller, & E. Cackett 2019 ApJ 884 26

B. M. Peterson et al 2013 ApJ 779 109

G. De Rosa et al 2018 ApJ  $866\ 133$  Hirofumi Noda et al 2023 ApJ  $943\ 63$ 

Misty C. Bentz, Peter R. Williams, & Tommaso Treu, 2022 ApJ 934 168

Sha-Sha Li et al 2022 ApJ 936 75

Takeo Minezaki, & Kyoko Matsushita 2015, ApJ 802 98 Thaisa Storchi-Bergmann et al 2007 ApJ 670 959

T. Storchi-Bergmann et al 2017, ApJ 835 236

V. Das et al 2005, AJ 130 945 X. W. Shu, T. Yaqoob, & J. X. Wang, 2010 ApJS 187 581 Yong-Jie Chen et al 2023, MNRAS, Vol 520, Issue 2, 1807-1831

<del>-----i</del>ndexへ戻る

コンa28

# 高エネルギー宇宙線の起源天体の同定に向けた遠方宇 宙における潮汐破壊現象の探査

敏蔭 星治

### 高エネルギー宇宙線の起源天体の同定に向けた 遠方宇宙における潮汐破壊現象の探査

敏蔭 星治 (東北大学大学院理学研究科天文学専攻)

#### Abstract

高エネルギー宇宙ニュートリノが天文学における新たなメッセンジャーとして加わったことで、電磁波観測と組み合わせることによる高エネルギー宇宙線の起源天体の同定に期待が高まっている.これまでに一部の活動銀河核(TXS 0506+056 [1], NGC1068 [2])で高エネルギー宇宙ニュートリノイベントとの相関が認められたが、これらの天体種族が観測されている高エネルギー宇宙ニュートリノフラックスのすべてを説明できるかは明らかになっていない.また、これらの活動銀河核と同様にブラックホールによって駆動される潮汐破壊現象(TDE)において、高エネルギー宇宙ニュートリノとの関連が示唆されているが [3, 4], 特に高赤方偏移における TDE の発生率が十分に調べられていないために、未だ起源天体「候補」に留まっている.そこで、本研究では、Subaru HSC-SSP transient surveyで得られた突発天体時系列観測データに基づいて TDEの探査を行った.まず、超新星、活動銀河核、潮汐破壊現象の疑似観測データセットをシミュレーションによって構築し、これらを高い精度で分類可能な選抜基準を決定した.この基準を可視光時系列観測データに適用することによって、光度曲線に基づいて TDE 候補 8 天体を選び出した.これらの候補天体について、母銀河の情報を用いて光度曲線を詳細に解析し、発生率を推定した結果について報告する.

#### 1 Introduction

IceCube ニュートリノ観測所による高エネルギー 宇宙ニュートリノ観測の発展に伴い、高エネルギー 宇宙ニュートリノが天文学における新たなメッセン ジャーとして加わった. 検出された高エネルギー宇 宙ニュートリノの起源として、これまでに一部の活 動銀河核 (Active Galactic Nuclei, AGN) が対応天 体 [1, 2] として報告されている. しかしながら, 現時 点でこれらの天体が高エネルギー宇宙ニュートリノ フラックスの全てを説明可能であるかは未だ明らか になっていない. そこで、活動銀河核と同様にブラッ クホール (BH) が駆動する突発的な天体現象に高エ ネルギー宇宙ニュートリノ起源として注目が集まっ ている. 実際に、超大質量 BH の潮汐力により恒星が 引き裂かれ降着する潮汐破壊現象 (Tidal Disruption Event, TDE) が高エネルギー宇宙ニュートリノ到来 方向で発見されている [3, 4]. しかしながら, TDE の 発生率や光度分布の測定は近傍宇宙のみに限られて おり [5, 6], 高エネルギー宇宙ニュートリノから示唆 される起源天体の赤方偏移分布 (z > 0.5, [7]) をカ バーできていない. このため, 未だ TDE は起源「候 補」に留まっている.

このボトルネックを解消するため、本研究では、遠方宇宙における TDE の発生率の推定に向けて、すばる望遠鏡による突発天体探査で観測された可視光時系列データに基づいてこれまでに十分観測されてこなかった赤方偏移  $(z \ge 0.5)$  を含む領域で TDE を探査した。まず、近傍宇宙で観測された TDE の光度曲線に基づいて、超新星(Supernova、SN)や AGN などの突発天体と TDE を光度曲線のみから分類する手法を確立した。この手法を実際の観測データに適用することで TDE 候補天体を選抜した。

#### 2 Methods

#### 2.1 HSC-SSP transient survey

本研究では、Subaru HSC-SSP transient survey [8, 9] により観測された突発天体の可視光時系列データを用いた.この突発天体サーベイでは、すばる望遠鏡に搭載された Hyper Suprime-Cam (HSC) の広視野かつ深い撮像性能を活かし、約半年間、7-10 日ほどの時間間隔でマルチバンド (g,r,i,z,y) 観測が行われた.各バンドの限界等級はおおよそ  $\sim 26$  等級で、典型的な明るさの TDE であれば赤方偏移 1 を超えるよ

表 1: 光度曲線テンプレート

天体種族	光度曲線モデル	
SN Ia	SALT2-extended [12, 13]	
SN Ibc	観測テンプレート [14, 15]	
SN II	観測テンプレート [14, 15, 16]	
AGN I,II,III	AGN I,II,III 観測に基づく光度曲線モデル [17]	
TDE 観測テンプレート [18]		

うな遠方での検出が可能である. COSMOS (Cosmic Evolution Survey [10]) 領域における半年間の観測によって、65,387 の突発天体候補が検出され、うち 1824 天体が光度曲線データと母銀河の赤方偏移などの情報に基づいて、SN 候補として報告された [9]. Subaru HSC-SSP transient survey は、分光追観測による突発天体の分類がほとんど行われていないものの、赤方偏移 1 を超えるような遠方宇宙における突発天体サーベイとして現時点で利用可能な最も大きなサンプルの 1 つである. そこで、本研究では、これまでに十分調べられてこなかった TDE の発生率や光度分布、赤方偏移進化を調査するため、光度曲線のみを用いた TDE の分類手法を開発し、TDE を探査した.

#### 2.2 光度曲線シミュレーション

Subaru HSC-SSP transient survey の観測データから TDE を分類する手法を開発するため、TDE や超新星などのモデルテンプレートに基づいて突発天体の観測をシミュレートできるパッケージ SNCosmo [11] を利用した。今回は TDE とともに観測において検出される SN (Type Ia, Ibc, II)、AGN (Type I, II, III) を理論モデル・観測テンプレート (表 1) に基づいて、各天体の疑似観測データを構築した。観測のスケジュールや限界等級は、Subaru HSC-SSP transient survey の観測に従った。

今回は、TDEの発生率を求めることが目標のひとつであるため、シミュレーションではそれぞれの発生率を考慮せず、各天体種族ごとに10,000天体、合計70,000天体の光度曲線データセットを構築した.生成された光度曲線の例を図1に示した.ここでは各天体の明るさ・時間進化を示すため絶対等級における光度進化を描いているが、実際の観測では各天体の

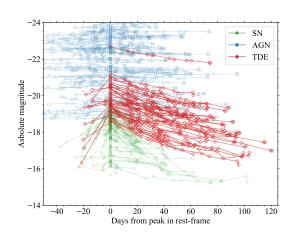


図 1: シミュレーションによって生成した光度曲線. 超新星 (SN), 活動銀河核 (AGN) はそれぞれサブクラスを含めてプロットした.

赤方偏移は母銀河の同定や母銀河の赤方偏移を決定する際の不定性に影響される.このため,以下の光度曲線に基づく候補天体の選抜においては,赤方偏移を用いない分類手法を考案した.

#### 2.3 光度曲線に基づく TDE 選抜手法

近傍における観測から、典型的な TDE の光度曲線に見られる特徴として、光度曲線のタイムスケールが長く ( $\Delta t \sim 100~{\rm day}$ )、その間に高温 ( $T \geq 10,000~{\rm K}$ ) を保つことが挙げられる [18]. 今回は、こうした特徴を考慮して、以下のように分類基準を設定した.

- 1. 各バンドでの検出が3回以上.
- 2. g バンドにおけるピーク以降, 光度曲線が単調減少. ただし, 20%以内のゆらぎを許容する.
- 3. g, r バンドにおけるフラックスの比 (g/r) が  $5\sigma$  検出の間, 常に 0.85 以上.
- 4. g バンド における 減光率 をピークのフラック スで規格化した値 (decline rate/peak flux) が  $5.0 \times 10^{-3}$  以上.

ここで基準 3,4 における閾値は、分類基準となる値を変動させながら各天体種族の Passing rate を比較することによって、TDE の Passing rate を維持し

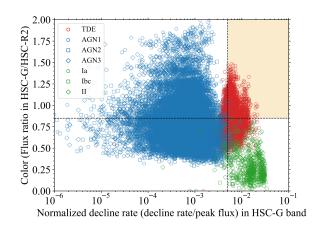


図 2: シミュレーションにより生成された光度曲線から測定した減光率と color の分布. 黄色で網掛けされた領域に位置する天体を TDE 候補とした.

ながら、他の天体種族の大部分を除く事ができるよ うに設定した. 基準3で用いた光度曲線の色を縦軸 に、規格化された減光率を横軸にプロットしたもの が図 2 であり、この特徴量空間において SNe, AGN と TDE がそれぞれ分かれて存在していることが見 て取れる. これらの分類基準をシミュレーションに よる各 10,000 天体の光度曲線にかけることで、各天 体種族が基準を通る Passing rate を計測した. その 結果, 基準を満たした天体数はそれぞれ, SN Ia: 0, SN Ibc: 0, SN II: 0, AGN1: 2, AGN2: 0, AGN3: 0, TDE: 1867 天体となった. この値は、近傍で求められ た典型的な SNe・TDE の発生率を仮定しても (SNe  $Ia \simeq 10^4 \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}, \text{ CCSNe} \simeq 10^5 \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1},$ TDE  $\simeq 10^3 \; \mathrm{Gpc^{-3} \; yr^{-1}}$ ), それぞれの天体の混入率 は, SNe Ia:  $\leq 0.5$  %, CCSNe:  $\leq 5$  % となり, 純度 の高い TDE サンプルを選び出すのに十分な基準で あると考え、実際の観測データへと適用した.

#### 2.4 分類手法の実観測データへの適用

まず、決定した分類基準を実際の観測データへ適用するため、実観測データについてもシミュレーションデータと同様に必要な特徴量を測定した。図3にそれぞれの分類基準において残った天体の数を示した。最終的に、COSMOS領域で8天体のTDE候補が選び出された。

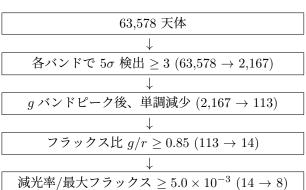


図 3: TDE 候補天体選出の流れ

#### 3 Results

選び出された 8 天体について、母銀河の赤方偏移などを用いてさらに詳細な解析を行った。選ばれた天体のうち 6 天体は reference image 上に存在する広がった母銀河候補の中心に位置しており、残り 2 天体 (ajlh, aodl) は reference image 上の検出と同じ場所に点源天体の存在が認められた。今回は、これらの天体を各候補天体の母銀河であると仮定して、以下の解析を行った。母銀河の赤方偏移に基づいた TDE 候補天体の光度曲線の例を図 4 に示した。ここでは近似的な K 補正を加えた絶対等級  $(M=m-\mu+2.5\log(1+z))$  を用いた。選び出された天体の絶対等級は、 $-18.4 \ge M_{\rm peak} \ge -20.2$  に分布しており、赤方偏移分布は  $0.25 \le z \le 1.54$  であった。

#### 4 Discussion

今回の photometric TDE サンプルに基づいて, 遠方における TDE 発生率を推定した. 各天体の発生率は, 観測期間:T, 検出効率: $\epsilon$ , 赤方偏移:z を用いて以下の式で表される.

$$R = \frac{(1+z)}{\epsilon T V_{\rm max}}$$

ここで  $V_{\rm max}$  は各天体と同等の明るさの天体が発生したときに検出可能な領域の共動体積を限界等級から見積もったものである. 実際には光度関数などの詳細な評価が必要だが、シミュレーションから検出効率を $\sim 0.2$  と仮定した. また、選び出された天体は広い赤方偏移分布を持つので、赤方偏移で分けて発

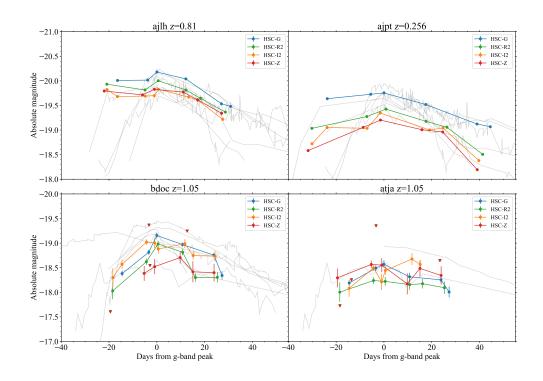


図 4: TDE 候補天体として選び出された天体の光度曲線の例. 背景に, 同等のピークの明るさを持つ TDE の g-band 光度曲線を灰色で示した [18].

生率を見積もると、 $z \le 0.5$ : $\sim 2 \times 10^2 \, \mathrm{Gpc^{-3} \ yr^{-1}}$ ,  $0.5 \le z \le 1.0$ : $\sim 1.8 \times 10^3 \, \mathrm{Gpc^{-3} \ yr^{-1}}$ ,  $1.0 \le z$ : $\sim 1.0 \times 10^3 \, \mathrm{Gpc^{-3} \ yr^{-1}}$  と見積もられた. 近傍の観測 ( $z \le 0.5$ ) による TDE の発生率は、 $3.1^{+0.6}_{-1.0} \times 10^2 \, \mathrm{Gpc^{-3} \ yr^{-1}}$  [6]、 $(8 \pm 4) \times 10^2 \, \mathrm{Gpc^{-3} \ yr^{-1}}$  [19]、と見積もられている。今回  $z < 0.5 \, \mathrm{のサンプルを基}$ に推定した値は先行研究の 25-70%程度となった。

#### 5 Conclusion

本研究では、遠方宇宙における TDE の発生率を推定するため、光度曲線に基づいた TDE の分類手法を考案し、Subaru HSC-SSP transient survey で得られた観測データに適用した。その結果、 $0.25 \le z \le 1.54$ の広い赤方偏移範囲から 8 天体の TDE 候補が選び出された.選び出された天体から TDE の発生率は、 $z \le 0.5: \sim 2 \times 10^2 \; \mathrm{Gpc^{-3} \; yr^{-1}}, \, 0.5 \le z \le 1.0: \sim 1.8 \times 10^3 \; \mathrm{Gpc^{-3} \; yr^{-1}}, \, 1.0 \le z: \sim 1.0 \times 10^3 \; \mathrm{Gpc^{-3} \; yr^{-1}}$ と見積もられた.

#### Reference

- [1] IceCube Collaboration, Science, 361(6398):eaat1378, 2018.
- $[2] \ \ {\it IceCube\ Collaboration}, \ {\it Science}, \ 378 (6619) : 538 543, \ 2022 .$
- $[3] \quad \text{R. Stein et al., Nature Astronomy, } 5:510-518, \ 2021.$
- $[4] \quad \text{S. Reusch et al., } \textit{Physical Review Letters}, \ 128(22):221101, \ 2022.$
- $[5] \ \ {\rm van\ Velzen\ et\ al.},\ ApJ,\ 908(1){:}4,\ 2021$
- $[6] \ \ Y. \ Yao \ {\rm et \ al.}, \ \textit{ApJ}, \ \textit{Letter}, \ 955(1){:}L6, \ 2023.$
- [7] IceCube Collaboration et al., A&A, 607:A115, 2017.
- [8] H. Aihara et al., PASJ, 70:S4, 2018.
- [9] N. Yasuda et al., PASJ, 71(4):74, 2019.
- $[10] \quad \text{N. Scoville et al., $ApJ$, $Supplement, $172(1)$:$1-8, 2007.}$
- [11] K. Barbary et al. Astrophysics Source Code Library, record ascl:1611.017, 2016.
- [12] J. Guy et al., A & A, 466(1):11-21, 2007
- [13] J. Guy et al., A & A, 523:A7, 2010.
- [14] R. Kessler et al., PASP, 121(883):1028, 2009.
- [15] M. Sako et al., ApJ, 738(2):162, 2011.
- [16] R. L. Gilliland et al., ApJ, 521(1):30-49, 1999.
- [17] Y. Kimura et al., ApJ, 894(1):24, 2020.
- [18] E. Hammerstein et al., ApJ, 942(1):9, 2023.
- [19] S. van Velzen, ApJ, 852(2):72, 2018.

### コンc01

r過程元素の放射性加熱率とキロノヴァ光度曲線 小笠原 優斗

### r過程元素の加熱率とキロノヴァの光度曲線 [1] のレビュー

小笠原 優斗 (京都大学大学院理学研究科)

#### **Abstract**

本講演では [1] をレビューする。宇宙に存在する元素のほとんどは恒星の内部で合成されるが、鉄より重い元素は恒星内では合成されず、その起源は宇宙の成り立ちの最大の問題の一つである。重元素合成過程の一つである r 過程が起こる最有力候補は連星中性子星合体であるが、これが十分な重元素を供給できるかは分かっていない。キロノヴァは、主に連星中性子星合体に付随する r 過程元素の崩壊熱放射による爆発現象である。連星中性子星合体の機構や、合成される元素の組成には不定性があり、それらをキロノヴァの観測によって検証する必要がある。 キロノヴァの最も簡単な解析モデルは [2] によって提唱された。その後のモデル改良もあり、キロノヴァの光度のオーダー評価が得られた。ここでは爆発の内部構造を一様にする近似のもとで、単純な輻射輸送モデルで光度曲線が計算された。

しかし、2017 年の連星中性子星合体に付随するキロノヴァで初めて観測された光度曲線はこの近似のもとでは一部再現できず、キロノヴァ放射領域をより精密に議論する必要が出てきた。特に、キロノヴァの初期段階では、拡散時間より力学的時間の方が短いため、輻射輸送を正確に取り扱う必要がある。 そこで [1] では、数値計算により加熱率を求め、崩壊により生じる光の散乱を考慮に入れた、光度曲線の計算が初めて行われた。その結果このモデルは観測された光度曲線をよく再現し、加えてこの合体で生成された  $\mathbf{r}$  過程元素の質量が  $0.05\pm0.01_{\odot}$  であることを示した。これは、宇宙に存在する重元素の起源のほとんどが中性子星連星であることを強固に示唆している。

#### 1 Introduction

連星中性子星が合体を起こすと、高速の中性子が 大量に発生するため、中性子が短い時間で捕獲される r 過程 (r-process) が進行し、<sup>5</sup>6Fe 以降の重元素が 合成される。その後合成された重元素の一部は崩壊 しながら宇宙空間に放出され、キロノヴァとして観 測される。この現象で r 過程元素が生成、放出される事は分かったが、その量や組成について、全宇宙の r 過程元素の供給源として十分かどうかについては未だに未解明である。この問題を解決するために、連星中性子星合体 GW170817 の光度曲線から、一度の連星中性子星合体から放出される r 過程元素の量と組成を推定する。

放出される r 過程元素の量は、Katz の手法を用いると、キロノヴァの加熱率  $\dot{q}_{th}$  より求める事が可能である。加熱の要因は核エネルギーにあり、核エネルギー、運動エネルギー、熱エネルギー、輻射エネルギーと変換されていく事によって光度曲線に反映される。そのため、観測される光度曲線を再現するようなモデルを打ち立て、加熱率を逆算することによって放出される r 過程元素の量を推定する事ができる。

このように光度曲線から放出される質量を推定する 試みはこれまでいくつか行われてきたが、いずれも 輻射によるエネルギー輸送が鈍い  $t\lesssim t_{\rm diff}$  の期間 について有効なモデルではなかった。本公演でレビューする Hotokezaka(2020) ではこの問題を解決し、 GW170817 が放出する r 過程元素の質量の妥当性を 強固なものとしている。

#### 2 model

キロノヴァのモデルとして、次のようなものを考える。連星中性子星合体により生じた重元素が合成され、それが崩壊しながら球対称広がっていく。崩壊により生じたエネルギーEの粒子は、

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = -K_{\rm st}\rho_{\rm m}v_{\rm c} - 3(\gamma_{\rm ad} - 1)\frac{E}{t} \tag{1}$$

に従ってエネルギーを失っていく。ここで t は時間、 $K_{\rm st}$  は停止断面積、 $\rho_{\rm m}$  は質量密度、  $v_{\rm c}$  は放出物の速さ、 $\gamma_{\rm ad}$  は比熱比をします。第 1 項は衝突、第 2 項は断熱膨張によるエネルギー損失を表している。

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

球対称に広がる放出物をシェルごとに分け、各シェルのラベルにiを用いると、輻射優性の各シェルーごとの内部エネルギーの時間発展は

$$\frac{\mathrm{d}E_i}{\mathrm{d}t} = -\frac{E_i}{t} + \dot{Q}_i(t) - L_{\mathrm{rad},i}(t) \tag{2}$$

で記述される。ここで、 $E_i$  は i 番目のシェルの内部 エネルギー  $\dot{Q}_i(t)$  は加熱率、 $L_{\mathrm{rad},i}(t)$  は光度を表す。 加熱率の原因が崩壊粒子の衝突である事から、式 (1) と式 (2) をつなぐ関係として、

$$\dot{Q}_i(t) = \sum_{i} \int_{t_{0,j}}^{t} dt' v_i K_{\text{st}}(E_{i,0}; t', t) \frac{N_i(t')}{\tau_i}$$
 (3)

がある。ここで、j は崩壊する重元素の種類を表し、 $\tau_i$  は重元素の寿命を表す。

内部エネルギーと光度の関係は

$$L_{\mathrm{rad},i} \sim \frac{E_i}{t}$$
 (4)

と推定されるが、これは光の散乱を考慮に入れていない。キロノヴァ最初期は、密度が高いため光が散乱され直進できず、各シェル同士が輻射によるエネルギーの交換が少なくなる。この傾向を光度に反映させるために、実行的な係数  $f_{\mathrm{esc},i}(t)\sim\mathrm{erfc}\left(\sqrt{\frac{t_{\mathrm{diff},i}}{2t}}\right)$ を用いて、

$$L_{\text{rad},i} \sim f_{\text{esc},i} \frac{E_i}{t_{\text{esc},i}}$$
 (5)

と表す事によって  $t < t_{\text{diff}}$  における散乱の効果を反映させている。

#### 3 Results

図 1 は Section 2 のモデルを用いて GW170817 の 光度曲線に fitting したものである。fitting された光度曲線を実現する加熱率 (図中の破線) がわかっているので、その加熱率から Katz の手法を用いて放出される r 過程元素の総量が  $\sim 0.05 M_{\odot}$  であると推定される。図 $\bigcirc$ は、崩壊の末最終的に放出される r 過程元素の種類をいくつかの条件に限定して光度曲線を描いたものである。 $t \sim 10^0 {\rm day}$  と、 $t \sim 10^1 {\rm day}$  の光度曲線を比較することによって、GW170817 は 72 < A < 209 (緑色の破線) である事がわかった。

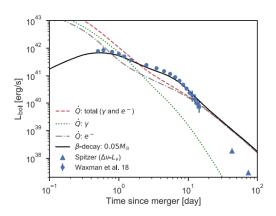


図 1: Hotokezaka(2020) のモデルを用いて GW170817 に fitting した光度曲線。横軸が合体からの時間。縦軸が光度。青丸が観測された光度曲線。

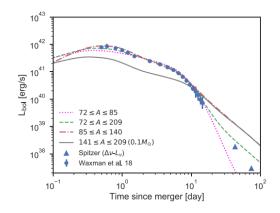


図 2: 図 1 と同じだが、最終的に放出される物質の種類 (A) を制限した場合。

#### 4 Discussion

銀河系に存在する  ${\rm r}$  過程元素のうち、A>69 の元素の質量は  $23000 M_{\odot}$  であると推定されており、1 度に放出される  ${\rm r}$  過程元素の質量と、その頻度からこれを満足するかどうかを反判定できる。図 3 の緑色の領域が条件を満足する領域である。今回のイベントを図にプロットすると、連星中性子星合体により生成される  ${\rm r}$  過程元素の量は、十分銀河系の  ${\rm r}$  過程元素を供給できる事を示唆している。

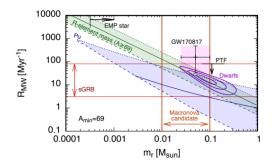


図 3: r 過程元素の合成頻度と、一度に合成される量の関係。緑色の部分が我々の銀河系の r 過程元素の量を説明できる領域。GW170817 は緑色の部分にかかっているため、十分な量の r 過程元素を供給できる事が示唆される。

### 5 Conclusion

連星中性子星合体は我々の銀河系に存在する r 過程元素を十分供給する事がわかった。

### 6 Reference

[1]Hotokezaka, Kenta and Nakar, Ehud. "Radioactive Heating Rate of r-process Elements and Macronova Light Curve." The Astrophysical Journal, vol. 891, no. 2, 2020, p. 152. doi:10.3847/1538-4357/ab6a98. arXiv:1909.02581.

[2]Katz, Boaz, Kushnir, Doron, and Dong, Subo. "An exact integral relation between the Ni56 mass and the bolometric light curve of a type Ia supernova." arXiv e-prints, 2013, arXiv:1301.6766. doi:10.48550/arXiv.1301.6766.

[2]Hotokezaka, Kenta, Beniamini, Paz, and Piran, Tsvi. "Neutron star mergers as sites of r-process nucleosynthesis and short gamma-ray bursts." International Journal of Modern Physics D, vol. 27, no. 13, 2018, p. 1842005. doi:10.1142/S0218271818420051. arXiv:1801.01141.

----indexへ戻る

コンc02

# 多地点測定でのガンマ線バースト到来方向の決定精度 の検討と MoMoTarO 実証

鶴見 美和

# 多地点測定でのガンマ線バースト到来方向の決定精度の検討と MoMoTarO 実証

鶴見 美和 (京都大学大学院 理学研究科)

### Abstract

2019年に始まったアルテミス計画を皮切りに、近年の国際宇宙探査で人類の月への進出が急速に進展している。現在、開発している中性子・ガンマ線検出器 Moon Moisture Targeting Observatory (MoMoTarO) は、月面から漏出する中性子を用いた月面の水資源探査や中性子寿命の測定に加え、ガンマ線バースト (Gamma-ray Burst;GRB) の観測も目指している。GRB は中性子星の合体や大質量星の超新星爆発によって高エネルギーのガンマ線が発生する突発現象である。2017年の連星中性子星合体のイベントでは、ガンマ線から近赤外線に至るまで多くの波長の電磁波が重力波に引き続いて観測され、合体に伴う諸現象やその時間発展を詳しく知ることができた。今後さらなる重力波観測と近赤外追観測の連携に向け、GRB の到来方向を数度以下の高い精度で迅速に決定することが求められている。GRB を複数地点で測定し、到来時間差を用いて方向を決定する手法は古くから行われているが、地球周回だけでなく月軌道上や月面にも観測点を追加できれば、地球から月までの38万kmという距離を活かして、位置決定精度を格段に向上できる。我々のチームの過去の調査では、地球周回、ラグランジュポイント、月の北極の3点にガンマ線の観測点を置いた場合の方向決定精度を見積もった。その結果、到来時間差を ms 程度の不確かさで決定することができれば数度以下の精度で位置を決定できることが分かった。本発表では、Geant4を用いて、MoMoTarO に搭載されている 7×7×1 cm³のガンマ線検出用のシンチレータで GRB が検出された時のライトカーブをシミュレーションし、実際に MoMoTarO を用いて ms の精度での到来時間差の決定が可能かどうか議論する。

# 1 GRB とマルチメッセンジャー天文学

ガンマ線バースト (Gamma-ray Burst;GRB) は、0.1 秒から数十秒にわたって宇宙のある一点から数 MeV 程度の高エネルギーのガンマ線が放射される、宇宙で最大光度の電磁波放射天体現象である。このような突発天体の起源は、継続時間が 2 秒以上の長いガンマ線バースト (long GRB) は大質量星の重力崩壊、2 秒以下の短いガンマ線バースト (short GRB) は中性子星連星合体であると考えられている。

2017 年 8 月 17 日の連星中性子星合体イベントでは、ガンマ線から近赤外線に至るまで多くの波長の電磁波が重力波と一緒に観測された (LIGO and Virgo scientific collabration et al. 2017)。まず初めにLIGOと Virgoによって重力波が検出され、同時に Fermi衛星によって short GRB も観測された (Goldstein et al. 2017)。図 1(左)に LIGOで観測された重力波とFermi衛星によって観測された GRB のライトカーブを示す。この 11 時間後には、南米チリに設置され

ている Swope 望遠鏡による近赤外線での観測によって、対応天体と母銀河が特定された (Coulter et al. 2017)。その後日本チームのすばる望遠鏡を含む多くの望遠鏡で、可視光から近赤外線にわたる広い波長域で対応天体が観測された (LIGO and Virgo scientific collabration et al. 2017; Tominaga et al. 2018)。これらの観測により合体に伴う諸現象やその時間発展を詳しく知ることができ、多波長で連携して観測を行う「マルチメッセンジャー天文学」の幕開けとなった。図 1(右) にこのイベントの天球上での発生位置の特定範囲を示す。LIGO/Vergoでは 31  $\deg^2$ 、Fermiでは 1100  $\deg^2$  の精度で位置が決定されたため (LIGO and Virgo scientific collabration et al. 2017)、誤差が大きく追観測に大きなリソースが必要となった。

今後、重力波天文台の感度が向上していくにつれて、より遠方の連星中性子星合体も観測できるようになり、検出数は増えていくと考えられる。これらのイベントの発生方向を数度以下の精度で迅速に決定することができれば、電波から可視光、X線での追観測を迅速に実施して、光赤外の対応天体キロノ

バと、その母銀河をいち早く特定できる。重力波から光度距離を、母銀河から赤方偏移を決めることができれば、新しい宇宙論の観測手法によって宇宙論パラメータの矛盾の解消をできるのではないかと期待されている。遠方の重力波イベントの対応天体は、GRBでしか見つけることができないため、今後さらなる重力波観測と近赤外追観測の連携に向け、GRBの到来方向を数度以下の高い精度で迅速に決定することが求められる。

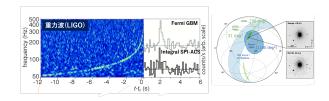


図 1: (左)LIGO で観測された重力波 (GW170817) の信号と Fermi 衛星と Integral 衛星によって観測された対応する GRB のライトカーブ。(右)GW170817 の天球上での発生位置の決定。(Goldstein et al. 2017; LIGO and Virgo scientific collabration et al. 2017)

## 2 MoMoTarO プロジェクト

現在アメリカを中心に国際宇宙探査で進められて いるアルテミス計画によって、近年人類の月への進 出が盛り上がりを見せている。月面でのサイエンス 創出を目指す MoMoTarO プロジェクトでは、中性 子による月面の水資源探査、中性子寿命の測定に加 え、地球と月との基線長の長さを生かして GRB の到 来方向の決定精度の向上を支えることも目指してい る。これら3つの目標を達成するために、このプロ ジェクトでは 1U サイズ  $(10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3)$  の MoMo-TarO 検出器を開発している。検出器には中性子を検 出するための <sup>6</sup>Li をドープしたプラスチックシンチ レータである EJ-270  $(7 \times 7 \times 3 \text{ cm}^3, 7 \times 7 \times 1 \text{ cm}^3)$ GRB を検出するための結晶シンチレータ GAGG  $(Gd_3(Ga,Al)_5O_{12}(Ce))(7\times7\times1 \text{ cm}^3)$  を搭載してい る。本研究では、MoMoTarO 検出器を使って月周辺 で GRB を検出することによる、到来方向の決定精 度の向上について検討を行う。

# 3 到来時間差を使った GRB の到 来方向決定

本研究では GRB の到来方向の決定の手法として、 GRB を複数地点で観測し、その到来時間差から方 向を決定する方法を用いる (Hurley et al. 2011)。図 2(左) に到来時間差よる位置決定の模式図を示す。こ の手法は IPN (Inter planetary network) と呼ばれる、 地球周回や惑星間の衛星を使って GRB の到来方向 を決定するためのネットワークでも用いられており、 1994 年以降、数百個の GRB イベントの位置決定に 貢献している。図 2(右) には IPN において、衛星が 地球近傍にある場合と、遠方の惑星間空間にあった 場合での位置決定精度の違いを示す。実際に地球周 回のみの衛星を使って GRB の位置を決定した場合 に比べて、惑星間の衛星も使った場合の方が感度が 2 桁程度良くなっている。MoMoTarO 検出器を使っ て、地球周回だけでなく月軌道上や月面にも観測点 を追加することができれば、地球から月までの38万 km という距離を活かして、位置決定精度を格段に向 上できる。

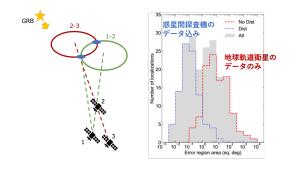


図 2: (右)IPN による位置決定の手法。(左)IPN の有無による位置決定精度の違い (Svinkin et al. 2022)。

Woerkom、仏坂、榎戸らによる先行研究では、到来時刻差を使って GRB の位置決定を行う場合、数度以下の位置決定精度を出すためには、到来時刻差の精度がどのくらい必要かを推定した (Woerkom 他, "Triangulating Gamma-Ray Bursts with a Lunar Rover")。このシミュレーションでは、地球周回、月周回、地球と太陽のラグランジュポイントの 3 点にGRB の測定器がある場合を仮定した。ランダムに発生させた GRB を 3 つの検出器の点で検出したとし、到来時刻の差とその誤差をランダムに加えて到来方向の再構成を行うことで、位置決定の精度をシミュ

レーションした。図 3 に到来時刻差の誤差に対する位置決定精度の誤差を示す。このシミュレーションの結果、次のことがわかった。(1) 到来時刻差の誤差を 5 ms にできれば、50% の GRB を 0.5 deg、90% の GRB を 3 deg の精度で位置決定できる。(2) 到来時刻差の誤差を 2 ms にできれば、50% の GRB を 0.27 deg、90% の GRB を 1.8 deg の精度で位置決定できる。

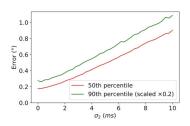


図 3: 到来時刻差の誤差に対する位置決定精度の誤差。赤は 50%、緑は 90% の GRB を示す。緑の値は 0.2 倍で示されている。

## 4 到来時間差の誤差の見積もり

本研究ではさらに、実際の検出器でのガンマ線の 検出効率や、GRBのスペクトル、継続時間を考慮し、 どの程度の到来時差の精度が出せるのかについて検 討を進めた。本解析では、地球周回の検出器としてす ざく衛星の HXD-WAM(Yamaoka et al. 2017) を仮 定する。それぞれの検出器の性能は表1にまとめる。

表 1: 検出器の性能

2、 以四 間 2 国 地				
	MoMoTarO	HXD-WAM		
シンチ種類	GAGG	BGO		
シンチサイズ $(cm^3)$	$7 \times 7 \times 1$	$23\times38\times2.7$		
エネルギー帯域 (MeV)	0.1-10	0.05-5		

### 4.1 検出光子数の見積もり

それぞれの検出器で典型的な short GRB が観測された時の検出光子数を見積もった。今回扱う 2 台の検出器は検出可能なエネルギー範囲が違うため、エネルギーごとに検出数を数えることができる Geant4 を用いてシミュレーションを行なった。 Geant4 のバージョンは 10.4.3 を使用した。典型的な GRB として

表 2: 典型的な GRB のパラメータ

継続時間 (s)	1.05
フラックス $(ph/s/cm^2)$	2.54 (0.1-1 MeV)
モデル	PLAW
index	-1.55

表 3: Gean4 シミュレーションの入力光子数と検出 光子数

	Mol	MoTarO	HXD-WAM
入射光子数	女 463	56	140408
検出光子数	女 299	03	130473

Fermi 衛星によって観測された short GRB の平均的なフラックス、power lowの index、継続時間を用いた (Kienlin et al. 2020; Poolakkil et al. 2021)。表 2に典型的な GRB のパラメータをまとめる。

Geant4でシミュレーションする際の入射光子数は、典型的なスペクトルをそれぞれの検出器のエネルギー範囲、検出器のサイズ、典型的な継続時間で積分することで求めた。シミュレーションセットアップのイメージを図4に示す。表1に示すシンチレータを真空中に設置し、平面から1方向に放射する線源をシンチレータの1面に照射した。MoMoTarO検出器のGAGGは、筐体を模した2.5 mmのアルミで囲んだ。検出光子数はシンチレータ内でエネルギーデポジットをしたイベントの総数とした。表3にそれぞれの検出器に入力した光子数と検出光子数をまとめる。

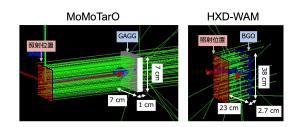


図 4: Geant4 のシミュレーションイメージ。(左)Mo-MoTarO。(右)Suzaku HXD-WAM。

### 4.2 ライトカーブシミュレーション

Geant4のシミュレーションから得られた検出光子数を用いて、2つの検出器で同じGRBが検出された時の模擬ライトカーブを作成した。時間分解能は1

ms とした。模擬ライトカーブの生成過程は、まず 10 秒間に1つのパルスを生成し、パルスのトータルカ ウント数がそれぞれの検出光子数、継続時間が平均 的な T90 の値である 1.05 秒になるように調整した。 T90とはGRBの解析で用いられる指標で、イベント 全体の光子数の5%を超える時間から95%を超える時 間の差分で表す。得られたカウントレートを期待値 とした、ポアソン分布に従う乱数を発生させ、GRB のライトカーブとした。続いて、バックグラウンド として、100 cps をポアソン分布でランダムに振った 値を追加した。バックグラウンドの値は GRB alpha の値を参考にした (András et al. 2023)。 最後に、月 と地球の距離と光速を考慮して、月周回に設置され ている MoMoTarO 検出器のライトカーブを 1.28 秒 ずらした。生成した模擬ライトカーブを図5に示す。 青が HXD-WAM、オレンジが MoMoTarO 検出器で 観測される典型的な GRB のカウントレートである。

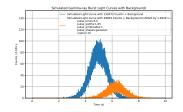


図 5: 模擬ライトカーブ。青は HXD-WAM、オレン ジは MoMoTarO のライトカーブを示す。

### 4.3 相互相関を使った到来時刻差の推定

二つのライトカーブの相互相関をとり、到来時間差の見積もりを行なった。相互相関とは二つの信号の類似性を確認するために使われる手法である。二つのライトカーブの相互相関を取った結果を図6(左)に示す。-1.28 秒で最も値が大きくなっており、模擬ライトカーブの時刻差を算出できていることがわかる。続いて、到来時刻差の誤差を見積もるため、モンテカルロシミュレーションを行なった。模擬ライトカーブの誤差を期待値としたガウス分布に従う乱数を模擬ライトカーブのカウントレートに足し合わせて、相互相関を用いて到来時刻差を算出する行程を10000回行い、その分布から到来時刻差とその誤差を算出した。図6(右)にモンテカルロシミュレーションによる到来時刻差の分布を示す。到来時刻差を分

布の平均、誤差を標準偏差で計算した結果、到来時刻差は-1.2844 s、誤差は0.0201 s となった。二つのライトカーブは1.28 秒ずらしているため、到来時刻差は妥当であると言える。また到来時刻差の精度は20 ms となり、必要な精度である ms に比べて1 桁大きい結果となった。

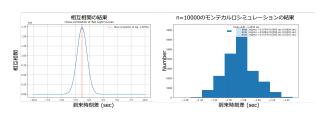


図 6: 相互相関の結果 (左) と、モンテカルロシミュレーションによる到来時刻差の分布 (右)

### 5 まとめと今後の展望

月周回の MoMoTarO 検出器と地球周回の大型検出器を使って、数度以下の位置決定に必要な数 ms の到来時刻差の精度が出せるのかを検討した。その結果、典型的な GRB の場合、到来時刻の誤差は 20 ms程度となり、必要な精度に比べて 1 桁程度大きいことが分かった。今後は、典型的な GRB よりも光子数が多いイベントや少ないイベントの場合、時間分解能を変えた場合、大型衛星の検出器のサイズを変更した場合に到来時刻差の精度がどのように変化するかを調べ、ms 精度での到来時刻差の測定に向けて検討していく。

### Reference

András et al., 2023, Astronomy and Astrophysics

- A. von Kienlin et al., 2020, ApJ
- S. Poolakkil et al., 2021, ApJ
- D. S. Svinkin et al 2022 ApJS
- A. Goldstein et al 2017 ApJL
- N. Tominaga et al 2018 PASJ
- D.A. Coulter et al 2017 Science
- B. P. Abbott et al 2017 ApJL

Kevin C. Hurley 2011 AIP Conf. Proc.

K. Yamaoka 2017 PASJ

# コンc03

# 超新星フォールバックのための境界条件開発 篠田 兼伍

### 超新星フォールバックのための境界条件開発

篠田兼伍 (東京大学大学院 理学系研究科天文学専攻 D1)

### Abstract

超新星におけるフォールバックは、爆発後の電磁放射 (Chevalier 1989) やニュートリノ (Houck & Chevalier 1991) の放出源として、また超新星における中性子星やブラックホールの形成やその周りの円盤形成やその発光現象の起源 (Dexter & Kasen 2013; Perna et al. 2014) として考えられてきた。特に興味深いのは、水素層とヘリウム層の境界で生じた逆行衝撃波が中心天体に落ち込む現象である。この結果、降着率は著しく増大し、中心天体である中性子星やブラックホールの質量、スピン、キック速度に影響を与えると考えられている。しかし数値計算において、従来の境界条件では逆行衝撃波が落ち込む際に非物理的な反射波が発生すると報告されている (Ertl et al. 2016; Gabler et al. 2021)。この問題を解決するため、非反射境界条件 (Thompson 1987; Suzuki & Inutsuka 2006) を球座標内側のシンク境界条件に適用し、さらに計算領域の最内セルを用いてゴーストセルの値を平均化することで反射波を抑える境界条件を開発した。本発表では流体シミュレーションコード Athena++ (Stone et al. 2020) を用いて衝撃波菅問題や Sedov 解などの解析解を持つ問題に対する境界条件の振る舞いと、実際の超新星爆発計算で得られた逆行衝撃波が内側境界に落ち込んだ際の振る舞いを報告する。

### 1 Introduction

重力崩壊型超新星爆発 (以下、超新星) は、 $8M_{\odot}$ を超える大質量星の恒星進化の最終段階に起きる爆発である。超新星はその爆発過程で中心に中性子星やブラックホールを形成するため、爆発内部でエジェクタの一部が中心天体の重力場によって落ちていくフォールバック降着という現象が起こる。

超新星のフォールバック降着が重要となる問題として、水素外層のある II 型超新星と水素外層のない Stripped-Envelope 超新星 (SE 超新星) における <sup>56</sup>Ni 問題が挙げられる。この二つの超新星における違いは外層のみで、内部構造は同じであると考えられていた (Smartt 2009)。しかし、近年の観測では内部構造を反映する <sup>56</sup>Ni 量が II 型超新星より SE 超新星の方が少ないことが報告され (Meza & Anderson 2020)、 SE 超新星と II 型超新星 で爆発中心の性質が異なる可能性があると結論づけられている。

一方、衝撃波が水素外層を伝搬する途中で逆行衝撃 波を形成し、フォールバック降着量を増加させる見 込みがある (Woosley & Weaver 1995; Zhang et al. 2008)。この逆行衝撃波によって、II 型超新星 での <sup>56</sup>Ni 放出量が抑制される可能性があるが、水素外層 によるフォールバック降着量の増加を定量的に求め た計算は現在まで行われてきていない。また、逆行 衝撃波が中心に落ち込む系では内側境界から反射波が出てしまい、フォールバック降着量が定量的に計算できない問題がある (Ugliano et al. 2012; Ertl et al. 2016; Gabler et al. 2021)。

本研究では <sup>56</sup>Ni 問題解決のため、水素外層の有無がフォールバック降着量に与える影響について定量的に計算した。今回取り組んだ計算でも同様の反射波が発生し、一番興味のある典型的な超新星爆発エネルギーの領域での定量的な評価が困難であることを明らかにした。

反射波を発生させない境界条件として、流体の特性速度ごとに流体の発展方程式を変える非反射境界条件 (Thompson 1987) があげられる。実際、この境界条件では1次元球座標での磁気流体計算で反射波を抑えることが報告されている (Suzuki & Inutsuka 2006)。しかし、重力が働き、衝撃波のような不連続面が流入してくる系での非反射境界条件の振る舞いについてはこれまで考えられてない。本研究では一番興味のある典型的な爆発エネルギー領域での反射波を抑制することを目標に、座標系の曲率項と重力、さらに不連続面の流入に対して反射波を抑制する新しい境界条件の開発を行なった。

### 2 Methods

流体力学計算には Athena++(Stone et al. 2008, 2020) を用いた。使用した親星は無回転で、1 次元 球対称での計算を行った。

### 2.1 Equations

今回の計算では粘性、磁場を持たない自己重力流 体方程式を解いた。

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

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + P^*) = \rho \mathbf{g}$$
 (2)

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot \{ \mathbf{u}(e+p) \} = \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{g}$$
 (3)

ここで、 $\rho$  は密度、 $\rho$ u は運動量密度、 $e=\varepsilon+\rho$ u·u/2 は束縛エネルギーを含まない全エネルギー密度、 $\varepsilon$  は 内部エネルギー密度、 $P^*$  は対角テンソルであり、その成分はガス圧力 p である。ソース項は自己重力のみであり、 $\mathbf{g}=-\nabla\phi$ 、 $\phi(r)=\int_r^\infty GM_r/r^2$  とした。なお、 $M_r$  は r における内包質量である。使用するEOS は断熱指数  $\gamma=5/3$  とした。

#### 2.2 Initial Condition

本計算は、水素外層がある II 型超新星と水素外層を持たない SE 超新星の対照実験を目的とする。本セクションでは Woosley et al. (2002) の親星をベースとした、 ヘリウムコアまでは II 型超新星と同じ構造を持つ SE 超新星親星の作成した。以下簡単のため、用いた親星を、モデル名と  $M_{\rm ZAMS}$  で表記する。例えば、s モデルの  $M_{\rm ZAMS}=15M_{\odot}$  の場合はs15 と表記する。

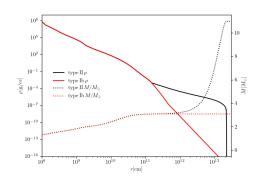


図 1: u11 における密度と内包質量の半径分布

### 3 Results

図 2は  $E_{\rm tb}=1.0\times10^{51}{\rm erg}$  での  $\dot{M}$ ,  $M_0$  の時間発展である。この場合逆行衝撃波は内側境界に落ち込んではいるものの、その後すぐに反射波が発生しているため  $\Pi$  型での  $\dot{M}$  が抑制されている (図 2上パネル)。このフォールバックが抑制される効果によって、 $t\gtrsim 2\times10^6{\rm s}$  の領域では  $\Pi$  型超新星の  $M_0$  より SE 超新星の  $M_0$  が大きくなっている (図 2下パネル)。図 3は反射波の発生前後の速度、密度の時間発展をプロットしたものである。上パネル、下パネルより、反射波発生直後は中心境界での速度が絶対値として小さくなり、密度も一桁ほど減少する。 $\dot{M}\propto\rho v_r$  なので、この反射波が原因でフォールバック降着量が抑制されているのは明らかである。この反射波は明らかに非物理的であり、4で詳しく議論する。

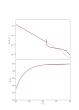




図 3: s18,  $E_{
m tb} = 1.0 imes 10^{51} {
m erg}$  における反射波発生前後の速度 (上パネ

図 2:  $\mathrm{s}18$ ,  $E_{\mathrm{tb}}=1.0\times\nu$ )、密度 (下パネル) の  $10^{51}\mathrm{erg}$  での計算結果。 時間発展。

### 4 Discussion

図 3からは典型的な爆発エネルギー  $\sim 10^{51} {\rm erg}$  では非物理的な反射波の影響が顕著に現れ、 $\Delta M_0$  の定量的な評価が不可能であることが判明した。このような非物理的な反射波の存在は多数報告されている (e.g., Ertl et al. 2016; Gabler et al. 2021)。

今回境界条件として用いたのは、密度と圧力をゴーストセルにコピーし、速度は境界を跨いで質量流速を保存させるようにゴーストセルの $v_r$  を変化させるものである。本境界条件は境界内側に物質があることを想定していないのにも関わらず、内側境界から動径方向外側へ反射波が出てしまっている。したがって本計算で用いた境界条件は「境界内側に物質がない」ことを正しく反映されていない。では、「境界内側に物質がない」ことを反映する境界条件とはどういうものだろうか?次のセクションでは「境界内側に物質がない」、すなわち反射波を出さない、「非反射境界条件」の紹介とその実装方法とテスト問題での結果を紹介する。

### Non-Reflecting Boundary Con-4.1

前章では逆行衝撃波が中心に落ち込む際、無視で きない強さの反射波が発生することを確認した。こ のような状況は複数の研究から報告されており (e.g., Ertl et al. (2016), Gabler et al. (2021))、反射波の 影響を無視する、または影響を考慮して降着率を計 算するといった処方箋が取られている。しかしその 処方箋が物理的に正しいものかどうかは不明であり、 降着率を過大、過小評価している恐れがある。した がって本章では「1次元球対称座標系での不連続面 流入の非反射境界条件」の開発を行い、現状を報告 する。

#### 4.2非反射境界条件とは

まず、非反射境界条件とは何か、これについて説 明する。理想気体における圧縮性流体の特性曲線で 得た左固有ベクトル  $I_i$  とソース項 C を組み合わせて

$$dV_i := \mathbf{I}_i \cdot d\mathbf{U} + \frac{\mathbf{I}_i}{2} \cdot \mathbf{C} dt \tag{4}$$

を定義する。これは

$$\frac{\partial V_i}{\partial t} + \lambda_i \frac{\partial V_i}{\partial r} = \mathbf{I}_i \cdot \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\mathbf{I}_i}{2} \cdot \mathbf{C} + \lambda_i \left( \mathbf{I}_i \cdot \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial r} + \frac{\mathbf{I}_i}{2\lambda_i} \cdot \mathbf{C} \right)$$
 microming wave の場合、(6) は望ましくない振る に すなわち反射波を発生させる。

を満たす。したがって流体の3つの非線形方程式は、 スカラー移流方程式の形に変形することが可能であ る。

しかし式 (4) の定義が成り立つ場合は、A, C がど こでも一定である時のみ、または(4)の右辺に2つ 以上の微分が現れない時のみである。流体の場合こ の条件は満たされないが、局所的に流体方程式が線 形である仮定を用いる。

図 2 より、動径方向内向きの波  $(\lambda_i < 0)$  を outgoing wave、動径方向内向きの波  $(\lambda_i \geq 0)$  を incoming wave とする。境界においてどちらの波が来るかで解 く方程式が異なる。outgoing wave の時、

$$\frac{\partial V_i}{\partial t} + \lambda_i \frac{\partial V_i}{\partial r} = 0 \tag{6}$$

として通常の流体方程式を解く。重要なのは incoming wave の場合である。

今回考える問題は衝撃波が通った後は定常的に物 質が流れていく場合であり、波が境界を通り過ぎる 際の反射波を最小にする特性を持つ、非反射境界条 件が望ましい。ここで用いるのは Hedstrom の非反 射境界条件 (Hedstrom 1979) である。この境界条件 は次のように説明できる。

incoming wave の振幅は境界において時間的に 一定である。

数学的に言い換えると、以下のように表現できる。

$$\left. \frac{\partial V_i}{\partial t} \right|_{r=a} = 0 \tag{7}$$

 $V_i$  の中身をあらわに書くと (7) は

$$\left( \mathbf{I}_{i} \cdot \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\mathbf{I}_{i}}{2} \cdot \mathbf{C} \right) \Big|_{r=a} = 0 \tag{8}$$

と表現できる。なお、r=a は内側境界の位置である。 このスカラー移流方程式における非反射境界条件の 考えを流体の非線形方程式に適用したのがThompson (1987) である。彼の主張は以下の通りである。

- outgoing wave の場合、境界での解は (6) によっ て一意に決定される。

このような場合、 incoming wave に対して何かし らの処方箋を考慮する必要がある。しかし、両者の 波について(8)に帰着させるのは容易であり、次の ように表現できる。

$$\left(\bar{\boldsymbol{I}}_{i} \cdot \frac{\partial \bar{\boldsymbol{U}}}{\partial t} + \mathcal{L}_{i} + \bar{\boldsymbol{I}}_{i} \cdot \bar{\boldsymbol{C}}\right)\Big|_{r=a} = 0 \qquad (9)$$

$$\therefore \mathcal{L}_{i} = \begin{cases} \lambda_{i} \bar{\boldsymbol{I}}_{i} \cdot \frac{\partial \bar{\boldsymbol{U}}}{\partial r} & \text{(outgoing wave)} \\ 0 & \text{(incoming wave)} \end{cases}$$
 (10)

#### 4.3 初期条件

境界条件の解析を容易にするため、テスト問題と して1次元直交座標での衝撃波問題 (Sod 1978) を選 択した。密度、圧力、速度の初期分布は

$$U_{R} = \begin{pmatrix} \rho_{R} \\ p_{R} \\ v_{R} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{11}$$

$$U_{\rm L} = \begin{pmatrix} \rho_{\rm L} \\ p_{\rm L} \\ v_{\rm L} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.125 \\ 0.1 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{12}$$

とし、

$$U(x) = \begin{cases} U_{L} & (x < x_0) \\ U_{R} & (x \ge x_0) \end{cases}$$
 (13)

とした。本計算では境界条件が計算領域に与える影響を定量的に見積もるために、3 つのケースを用意した。

- 1. 2で用いた境界条件  $(x \in [1.0, 2.0], N_x = 1000)$
- 2. 導出した非反射境界条件  $(x \in [1.0, 2.0], N_x = 1000)$
- 3. 2で用いた境界条件  $(x \in [0.0, 2.0], N_x = 2000)$

### 4.4 結果

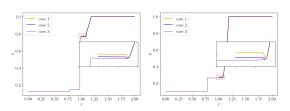


図 4: t = 0.08s におけ 図 5: t = 0.08s における case 1, case 2, case 3 の密度プロファイル。3 の圧力プロファイル。

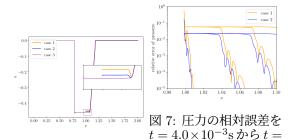


図 6: t=0.08s におけ  $1.64\times 10^{-1}$ s まで  $4.0\times$ る case 1, case 2, case  $10^{-2}$ s ごとにプロットし3 の速度プロファイル。た図。

図  $4\sim$  図 6はそれぞれ t=0.08s における密度、圧力、速度プロファイルである。 case 1、 case 2 の両者で反射波の存在が確認され、、全ての流体変数で case 1 より case 2 の方が精度が高いことが確かめられた。

### 5 Conclusion

本研究では次の2つを行った。

1つ目の研究は、水素外層を持つ II 型超新星と 水素外層を失った SE 超新星において <sup>56</sup>Ni 放出量 の系統的乖離  $\Delta M_{\rm 56Ni} \sim 0.02 M_{\odot}$  があるという、 いわゆる <sup>56</sup>Ni 問題を解決するため、水素外層の有 無でのフォールバック降着量の長時間爆発計算を Athena++(Stone et al. 2008, 2020) を用いて行った。 その結果、衝撃波が水素外層を伝播することによっ て形成された逆行衝撃波が内側へ落ち込むか否かが、 フォールバック降着量を桁で変化させることを明ら かにした。しかし内側境界からの非物理的な反射波 の存在によって、典型的な爆発エネルギーでのフォー ルバック降着量の正確な評価ができないことが確認 された (図 2、図 3、図)。反射波の存在は先行研究 でも確認されており (Ugliano et al. 2012; Ertl et al. 2016; Gabler et al. 2021)、今日まで境界条件の改良 による反射波の抑制は行われなかった。

2 つ目の研究は、上記の反射波を抑制を目的とした、球対称 1 次元での自己重力を考慮した保存変数での非反射境界条件の開発を行った。すでに流体の原始変数における非反射境界条件の開発は行われてきた (Thompson 1987; Wu et al. 2001; Suzuki & Inutsuka 2006) が、自己重力を考慮した保存変数での非反射境界条件の開発は現在まで行われていなかった。今回の取り組みでは外力のない 1 次元直交座標での衝撃波菅問題 (Sod 1978) を通して、この非反射境界条件が反射波を抑制することを勾配ゼロの境界条件と比較することで確認した (図 4、図 5参照)。

従来の境界条件に用いられているゼロ勾配境界条件は反射波を発生させてしまう一方、非反射境界条件は反射波を抑制させることから、本研究によって得られた非反射境界条件は 56 Ni 問題を解決するための重要なピースとなることが考えられ、ひいては境界からの反射を考えない系全てでの数値計算の精度向上に役立つことが期待できる。

今後の展望として、非直交座標、外力がある場合でのテスト問題を通した非反射境界条件の精度向上を行うことが考えられる。上記の計算で十分な精度を保つことが実現できれば、「水素外層の有無によるフォールバック降着量の影響が <sup>56</sup>Ni 問題を解決するか否か」を明らかにできると期待できる。

----indexへ戻る

 $\exists > c04$ 

# IIn型超新星爆発の星周物質の形成過程

村田 一晟

### IIn型超新星爆発の星周物質の形成過程

村田 一晟 (京都大学大学院 理学研究科)

### Abstract

超新星爆発とは大質量星が最期に起こす爆発である。近年の広視野、高頻度の観測で、爆発から数日以内のデータを得ることができるようになったことで、超新星の親星の近傍に物質があり超新星と相互作用を起こしている証拠が見つかってきた。この星周物質は親星からの質量放出によるものだと考えられているが、観測から予測される質量放出率は現行の恒星進化モデルでは説明できない大きさである。特に IIn 型に分類される超新星では爆発の数年前に通常の 10000 倍以上の質量放出が必要と言われている。この質量放出を説明するために大きく分けて 2 つのモデルが提唱されている。1 つは赤色超巨星の進化の最期に予想される活動に起因する質量放出である。赤色超巨星は進化の最期に水素外層にエネルギーが注入されるという説があり (Shiode & Quataert 2014)、このエネルギーによって大質量放出を誘発するというモデルで、これまでにも調査されてきた。しかし、Ouchi & Maeda (2019) では星の膨張が起きるが、観測を説明できるような質量放出は起こせないという結果だった。もう 1 つは連星系の質量輸送を起源とする質量放出である。このモデルでは質量放出率は説明することができるが、爆発の数年前の質量放出は限定的なパラメータ内でしか起こせず、現実的ではない (Ouchi & Maeda 2017)。本研究ではこれらのモデルを組み合わせたモデルで進化計算を行い、爆発の数年前の大質量放出の説明を目指した。今回、扱うモデルは Mcley & Soker (2014) によって提唱されていたが、具体的な計算は行われていなかった。そこで実際に計算を行い、モデルの妥当性について検証した。今回の計算の結果として、IIn 型超新星の類星の質量放出率を説明可能な結果が得られた。

### 1 Introduction

恒星進化の最後の段階は未だ詳しく解明されてお らず、宇宙物理学の研究対象の1つである。超新星爆 発は星の進化の最期に起こり、恒星進化の最終段階 を知る手掛かりになり得る現象である。近年、広視 野・高頻度の観測が行われるようになったことで超新 星爆発の発生から数日、早いものでは数時間の観測 データが得られるようになった。それらのデータか ら、超新星爆発を起こす親星の近傍に十分な密度を 持った星周物質 (CSM) が存在しているという証拠が 発見された。さらに CSM の証拠を示す超新星は数多 く発見されある程度一般的な現象であることが示唆 されている。IIn型超新星と呼ばれる超新星は爆発で 放出された物質がより低速な CSM と相互作用する ことでドップラー効果による輝線の広がりが弱いと いう特徴を持つ。(e.g. Ofek et al. (2013)) また IIP 型超新星と呼ばれる超新星では爆発後数日間だけ前 述の狭い輝線が見えること (e.g. Yaron et al. (2017)) や、爆発後数日間の光度曲線が理論と一致しないと いう特徴から IIn 型よりさらに近傍にだけ CSM が 存在し相互作用を起こしたと考えられている。(e.g.

Moriya et al. (2011)) CSM は星の近傍にあることや密度の高さから、親星から放出されたものと考えられており、恒星の最終段階での活動を反映している可能性が高い。しかし CSM の具体的な形成機構は定まっていない。CSM 形成に必要な質量放出率が観測から予測されており、爆発の数年~数十年前に $\dot{M}\sim 10^{-4}$  - $10^{-1}M_{\odot}/{\rm yr}$  が必要である。現在の理論モデルでは超新星爆発を起こすような大質量星の恒星風は $\dot{M}\sim 10^{-5}M_{\odot}/{\rm yr}$  程度の質量放出しか起こせず (de Jager et al. 1988)、新たなシナリオが必要である。

2010年代から、このような大質量放出を説明するために大まかには2つのシナリオが考えられている。1つ目が連星モデルである。主星が roche lobe を満たすと質量輸送を起こす (Roche lobe overflow; RLOF)が同時に角運動量も輸送するため伴星の自転速度も増していき、輸送される質量の一部が伴星に降着せずに系外に放出されるという説がある。しかし、爆発の数年前に質量放出が起こるようなパラメータは限られており観測を説明できない。(Ouchi & Maeda 2017) 2つ目のシナリオは単独星の活動による質量放

出である。大質量星の最期の段階に激しい核融合反応が起こるとそのエネルギーの一部が水素外層に伝わり (Shiode & Quataert 2014)、そのエネルギーによって質量放出を起こすというものである。このエネルギーによる影響はこれまで調査されてきたが多くの場合エネルギーは星の膨張を引き起こすもののCSMを形成するような質量放出を起こすことはできなかった。

本研究では、これら2つのシナリオを組み合わせたシナリオについて調査した。連星を考え、主星の進化の最終段階で水素外層にエネルギーを与えて膨張を引き起こす。主星は膨張によって roche lobe を満たして質量放出を起こし、その一部が系外に放出され CSM を形成するというものである。このシナリオでは主星の膨張が必ず爆発の数年前に起こるため連星モデルにあったパラメータの制限がない。また大質量星は連星系をなしていることが多い (Sana et al. 2012) ため、観測例が数多くあることを説明しやすい。このシナリオ自体は Mcley & Soker (2014)の中で言及されていたが、具体的な数値計算は行われていなかったため、本研究では恒星進化計算を行い、質量放出率を計算する。

### 2 Methods

本研究では1次元恒星進化計算コード MESA (Paxton et al. 2011, 2013, 2015, 2018, 2019; Jermyn et al. 2023) を用いて計算を行う。連星の初期質量 はそれぞれ  $M_1 = 16M_{\odot}, M_2 = 9.6M_{\odot}$ , metallicity は Z=0.02 として計算する。連星の初期軌道周期 は P=4000days、円軌道 (e=0) とする。連星の 初期質量比は  $q=M_2/M_1=0.6$  である。上記のパ ラメータは通常の進化計算を行った場合、主星の主 系列から重力崩壊まで一度も RLOF は起こらないも のになっている。質量輸送の計算は Kolb & Ritter (1990) に基づいて計算を行い輸送される質量のうち 系外に放出される割合  $(\beta)$  を  $\beta = 0.5$  とする。Roche potential は3次元的な構造を持つが、1次元で計算 を行うために volume equivalent という考え方がよ く用いられる。volume equivalent とは roche lobe 内 の体積と、ある半径  $R_{
m rl}$  での球の体積が一致すると き roche 半径を  $R_{\rm rl}$  で近似するというものである。 Eggleton (1983) によって  $R_{\rm rl}$  の近似的な表式が与え

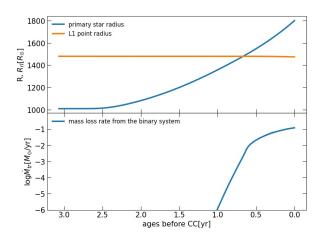


図 1: 横軸は爆発までの時間 (右に行くほど時間が進んでいる)、上図の縦軸は星の半径と  $R_{\rm rl}$  の位置、下図の縦軸は質量放出率

られており

$$\begin{split} R_{\rm rl} &= \frac{0.49q^{-2/3}}{0.6q^{-2/3} + \ln(1+q^{-1/3})} a \\ a &= \left\{ \frac{GM_1(1+q)P^2}{4\pi^2} \right\}^{1/3} \end{split}$$

ただし、a は連星間距離である。今回の計算でも質量輸送率の計算は主星の半径と  $R_{\rm rl}$  の関係によって行われている。

進化計算はまず中心核のヘリウムの存在量が $X_{
m He} < 0.04$ となるまで静水圧平衡を仮定して hydrostatic の計算を行う。炭素燃焼以降、静水圧平衡からのずれが無視できなくなるため hydrodynamic の計算を行い、爆発の 3 年前まで計算する。爆発の 3 年前から水素外層の底部  $0.1M_{\odot}$  にエネルギーを一様かつ定常的に注入し続け中心核の  $0.1M_{\odot}$  以上が  $3\times 10^7 {
m cm/s}$  以上の速度で落ち込んだ段階で重力崩壊を起こしたとして計算を終了する。エネルギー注入率はパラメータで  $L_{
m inj} = 1,2,3,4,5,6\times 10^{39}$  としている。エネルギーを注入する時間や場所、注入率は Shiode & Quataert (2014); Fuller (2017) を参考にした。

### 3 Results

### 3.1 mass transfer rate

図 1 はエネルギー注入率  $L=5 \times 10^{39} {
m erg/s}$  の計算結果である。上の図は主星の半径と  $R_{
m rl}$  の時間進化

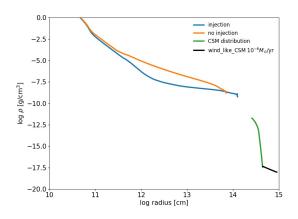


図 2: 主星と CSM の密度分布

を示している。Soker (2013); Mcley & Soker (2014) で言及されている通り、水素外層に注入されたエネルギーによって水素外層が膨張している。爆発のおよそ 0.7 年前には半径が  $R_{\rm rl}$  を超え、RLOF を起こしている。下の図は質量放出率の時間変化を示している。星の半径が  $R_{\rm rl}$  に近づくのに従って質量放出率も増大し  $\dot{M}\sim 10^{-1}M_{\odot}/{\rm yr}$  にまで達している。また、質量放出率を時間積分した合計は  $0.036M_{\odot}$  となっている。

図 2 は主星と CSM の密度分布の計算結果を示したものである。橙のプロットはエネルギーを注入しなかったモデルの主星の密度分布、青のプロットは $L=5\times 10^{39}{\rm erg/s}$  エネルギーを注入したモデルの主星の密度分布である。緑のプロットは質量放出率 $\dot{M}(t)$  を CSM の密度分布  $\rho_{\rm CSM}(r)$  に置き換えたものである。置き換えには以下の球対称を仮定した簡単な計算を行っている。

$$r_{\text{CSM}} = v_{\text{CSM}}t + r_0$$
$$\rho_{\text{CSM}} = \frac{\dot{M}}{4\pi r_{\text{CSM}}^2 v_{\text{CSM}}}$$

今回の計算では連星からの質量放出のシナリオを考慮して CSM の速度  $v_{CSM}$  は主星の脱出速度  $v_{esc,1} = \sqrt{2GM_1/R_1}$ 、質量放出の根元である  $r_0$  は連星間距離 a を採用している。黒のプロットは大質量星の恒星風を  $\dot{M}=10^{-6}M_{\odot}/\mathrm{yr}$  と仮定して同様の計算をして得られる密度分布である。CSM の密度分布は観測量の再現計算に必要な量であるため、この分布を用いて今後観測との比較を行うことができる。

### 3.2 energy rate dependence

図 3 にパラメータとしたエネルギー注入率の依存性を示す。 $L \leq 3 \times 10^{39} {\rm erg/s}$  のモデルでは主星の膨張が不十分であり RLOF が起きない。一方で  $L \geq 4 \times 10^{39} {\rm erg/s}$  のモデルでは重力崩壊までに主星の半径が  $R_{\rm rl}$  を超え RLOF が起こっており、質量放出率は $\dot{M} \geq 10^{-2} M_{\odot}/{\rm yr}$  となった。エネルギーを連続的に変化させても質量放出率は0 もしくは  $\dot{M} \geq 10^{-2} M_{\odot}/{\rm yr}$  とギャップが存在することがわかった。

エネルギー注入率が高いほど半径が膨張し質量放出の量が増えている。主星の水素外層の重力束縛エネルギーは  $E_{\rm bind}\sim GM_{\rm env}/R\sim 10^{47}{\rm erg}$  であり、注入したエネルギーの合計は  $E_{\rm inj}\sim 10^{39}({\rm erg/s})\times 10^8(s)\sim 10^{47}{\rm erg}$  であるので、 $L\sim 10^{39}{\rm erg/s}$  を境に膨張が十分に起こるようになっている。

### 4 Discussion + Conclusion

質量放出率や放出された総質量は IIn 型超新星の観測結果ともある程度一致している。(e.g. Ofek et al. (2013)) しかし、IIn 型超新星の特徴として数十年程度の質量放出が予測されているため、この部分は今回の結果と矛盾する。解決の1つの方法としてはさらに前からエネルギー注入を始めることである。今回のエネルギー注入は核のネオン/酸素燃焼や殻炭素燃焼に相当するものだが、さらに前からのエネルギー注入にはこれ以前の核炭素燃焼などに対応するエネルギー注入を考慮する必要がある。ただし Shiode & Quataert (2014) では核炭素燃焼に対応するエネルギー伝搬は見つかっていない。

一方、IIP 型超新星では観測から予測される質量放出は数年程度なので時間スケールは一致するが、Moriya et al. (2011) で観測結果から予測された質量放出率は  $\dot{M}\sim 10^{-4}$  - $10^{-3}M_{\odot}/{\rm yr}$  であるので、この部分が一致しない。ただ、Morozova et al. (2017) では質量放出率以外のパラメータの依存性が縮退しており、より高い質量放出率でも観測を説明できるとされている。

本研究では、爆発前の星の周りに高密度の物質、CSMがあると予測されている超新星について、CSMの形成過程を探るため、現在提唱されている2つのモデルを組み合わせたモデルとして、連星系での主星の爆発3年前に水素外層にエネルギー注入を行うモ

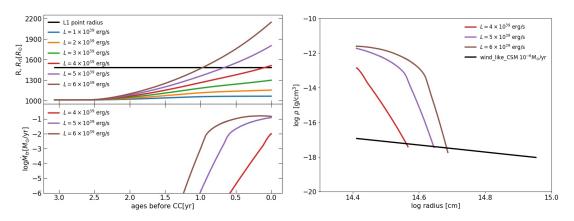


図 3: 左: エネルギー注入率を変化させた場合の主星の半径と  $R_{\rm rl}$  の時間進化と質量放出率の時間変化右: エネルギー注入率を変化させた場合の主星と CSM の密度分布

デルを考え数値計算を行い質量放出率を求めた。結果としては  $\dot{M} \geq 10^{-2} M_{\odot}/\mathrm{yr}$  の質量放出を起こすことがわかった。また得られた質量放出率の時間変化から CSM の密度分布を求め将来的な観測との比較に有効な値を得た。水素外層へのエネルギー注入率をパラメータとして振り、その依存性として質量放出率の値に制限を与えることも行った。今後の展望として、上で挙げたような内容についてより詳しく調査することを考えている。

### Reference

de Jager, C., Nieuwenhuijzen, H., & van der Hucht, K. A. 1988, A&AS, 72, 259

Eggleton, P. P. 1983, ApJ, 268, 368

Fuller, J. 2017, MNRAS, 470, 1642

Jermyn, A. S., Bauer, E. B., Schwab, J., et al. 2023, ApJS, 265, 15

Kolb, U., & Ritter, H. 1990, A&A, 236, 385

Mcley, L., & Soker, N. 2014, MNRAS, 445, 2492

Moriya, T., Tominaga, N., Blinnikov, S. I., Baklanov, P. V., & Sorokina, E. I. 2011, MNRAS, 415, 199

Morozova, V., Piro, A. L., & Valenti, S. 2017, ApJ, 838, 28

Ofek, E. O., Sullivan, M., Cenko, S. B., et al. 2013, Nature, 494, 65

Ouchi, R., & Maeda, K. 2017, ApJ, 840, 90

—. 2019, ApJ, 877, 92

Paxton, B., Bildsten, L., Dotter, A., et al. 2011, ApJS, 192, 3

Paxton, B., Cantiello, M., Arras, P., et al. 2013, ApJS, 208, 4

Paxton, B., Marchant, P., Schwab, J., et al. 2015, ApJS, 220, 15

Paxton, B., Schwab, J., Bauer, E. B., et al. 2018, ApJS, 234, 34

Paxton, B., Smolec, R., Schwab, J., et al. 2019, ApJS, 243, 10

Sana, H., de Mink, S. E., de Koter, A., et al. 2012, Science, 337, 444

Shiode, J. H., & Quataert, E. 2014, ApJ, 780, 96

Soker, N. 2013, arXiv e-prints, arXiv:1302.5037

Yaron, O., Perley, D. A., Gal-Yam, A., et al. 2017, Nature Physics, 13, 510 <del>-----i</del>ndexへ戻る

 $\exists > c05$ 

# Ibn/Icn型超新星の親星進化解明に向けたX線・電波 光度曲線計算

井上 裕介

# Ibn/Icn 型超新星の親星進化解明に向けた X 線・電波光度曲線計算

井上 裕介 (京都大学大学院 理学研究科宇宙物理学教室 M2)

### Abstract

通常の超新星の可視光スペクトルは、その親星由来の放出物 (エジェクタ) の速度 10000 km/s に対応した幅 の広い輝線を示す。一方で近年、可視光スペクトル中の幅の広い輝線に加え、1000 km/s に対応した幅の細 いヘリウム輝線や炭素輝線で特徴付けられる Ibn/Icn 超新星が見つかっている。その幅の狭い輝線は、SNe Ibn/Icn が爆発する直前の親星の周りに存在する大量の星周物質 (Circum stellar matter: CSM) を反映して いると考えられている。この CSM は、親星からの質量放出に由来すると考えられているが、このような大量 の質量放出は古典的な恒星進化論では説明不可能であるため (e.g. Moriya&Maeda 2016)、より詳しく SNe Ibn/Icn の CSM 特性を探り、恒星進化理論を修正することが喫緊の課題となっている。ここで注目したの は SNe Ibn/Icn の X 線・電波放射である。大量の CSM が存在した場合、エジェクタと CSM の衝突によっ て衝撃波が発生し、エジェクタの運動エネルギーが効率的に放射に変換される。この時、衝撃波領域は高温 になり、衝撃波面では荷電粒子が加速されるため、CSM・エジェクタ特性を強く反映した X線・電波放射が 予想される。しかし、電波放射の検出例は無く、X 線の検出例も Type Ibn SN2006jc の軟 X 線 (<10 keV) 一例のみである。このような状況で必要なのは X 線・電波放射が CSM 特性解明に有用であることを示し、 X 線・電波の観測を推進することである。本公演では、SNe Ibn/Icn の親星解明に向けて、SNe Ibn/Icn か らの電波・X 線光度曲線計算の結果を示し、その特徴を議論する。特に Type Ibn SN2006jc の軟 X 線光度 曲線と計算の比較により、先行研究 (Chugai 2009) の示唆よりも炭素・酸素が豊富な CSM で説明できるこ とを示した。

### 1 Introduction

8M<sub>☉</sub>(太陽質量)を超える恒星は、その進化の果て に自己重力を支えることができなくなり、重力崩壊 型超新星爆発 (以後、SN) を起こす。ほとんどの SN の可視光スペクトルは、SN の際の放出物 (以後、エ ジェクタ) の速度  $(10^4 \text{ km/s})$  に対応した幅の広い輝 線を示す。その一方で、近年の突発天体観測の発展 により、可視光スペクトル中に幅の狭い輝線を示す 超新星が多数発見されている。この幅の狭い輝線は、 SN 前の親星が濃い CSM を持っていた可能性を示唆 する。そのような幅の狭い輝線を示す超新星の中の 1グループが、今回注目した Ibn 型超新星と Icn 型超 新星(以後、SNe Ibn/Icn)である。SNe Ibn/Icn は、 その可視光スペクトル中に強く、幅の狭いヘリウム や炭素の輝線を示す。つまり、これらの SN の親星は ヘリウムや炭素が豊富な CSM を持っていたと考えら れる。しかし、爆発直前の質量放出現象に由来する と考えられる濃い CSM は従来の標準的な恒星進化論 では説明不可能である。いくつかの質量放出シナリ オは提示されているものの (e.g., Quataert&Shiode

2012)、その証拠には乏しく、大質量星の終末期進化は未だ謎に包まれている。

親星の正体すら不明な SNe Ibn/Icn の親星進化の理解に向けて、私たちは爆発後初期の X 線放射・電波放射に注目した。もし濃い CSM が存在するなら、SN の放出物と CSM の衝突 (SN-CSM interaction)による運動エネルギーの散逸により、CSM の性質を直接的に反映した X 線や電波を放射すると考えられるからである。しかし現状では X 線・電波の検出例は乏しいため (SNe Ibn; X 線: 1 例, 電波: 無し, SNe Icn; X 線: 無し, 電波: 無し)、1 次元シミュレーションによって光度曲線予想を行い、X 線・電波を推進することが本研究の目的である。(諸事情により電波計算は掲載しない。)

### 2 Methods

流体シミュレーション (1 次元流体計算コード SNEC; Morozova et al. 2015) の結果を用いて、各 mass grid でポストプロセス的に衝撃波領域の電子温

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

度構造を決定し、X線光度曲線の計算を行う。

### 2.1 Hydrodunamics

まず断熱条件下で流体シミュレーションを行い、衝撃波を計算する。初期条件として、 $\rho_{\rm CSM}=D^{'}10^{-14}(\frac{r}{5\times10^{14}})^{-3}$ の密度構造を持つ CSM と、 $\rho_{\rm ej}\propto r^{-7}$  の密度構造をもつエジェクタを用意する (図 1)。そして、 $10^{51}{\rm erg}$  程度の運動エネルギーをエジェクタに与えて、CSM に衝突させることで SN-CSM interaction を発生させる。ガス密度やエネルギー等の計算パラメータに関して、可視光光度曲線モデリングを行った先行研究 (e.g., Maeda&Moriya 2022) の結果を参考にして設定した。

### 2.2 Post-processing radiative cooling

上記の流体計算結果をもとに、放射冷却を考慮した電子温度の時間変化をポストプロセス的に解く。

$$\frac{\mathrm{d}E_{\mathrm{th,e}}}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}E_{\mathrm{ad,th,e}}}{\mathrm{d}t} - L_{\mathrm{X}}(t) + P_{\mathrm{e-ion}}, \quad (1)$$

$$\frac{\mathrm{d}E_{\mathrm{th,ion}}}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}E_{\mathrm{ad,th,ion}}}{\mathrm{d}t} - P_{\mathrm{e-ion}}.$$
 (2)

式 1、2 はそれぞれ電子とイオンの温度を解く式である。ここで、 $\frac{\mathrm{d}E_{\mathrm{ad,th,e}}}{\mathrm{d}t}$ 、 $\frac{\mathrm{d}E_{\mathrm{ad,th,ion}}}{\mathrm{d}t}$  の項は断熱膨張の効果と衝撃波加熱の効果を含んでおり、SNEC の流体計算結果から取得する。 $L_{\mathrm{X}}(t)$  の項は X 線 luminosity であり、SNEC の流体計算結果から得られたガス密度や式 1 で解いた電子温度を使用して算出する。放射過程としては line 放射・制動放射を考慮した。 $P_{\mathrm{e-ion}}$  は coulomb 相互作用により、イオンから電子へ受け渡されるエネルギーの項であり、イオンと電子の温度が近づくように作用する項である (e.g., Chevalier&Fransson 2006)。

以上の計算を経て、衝撃波領域から放出された X線 luminosity の時間変化を算出したのち、各 mass grid でコンプトン散乱と光電吸収の opacity を計算し、1次元の輻射輸送方程式を解くことで光度曲線を算出する。この時、光電離パラメータを用いて、衝撃波を受けていない CSM の電離状態を大雑把に決定し、どの時刻から光電吸収が起こるのかを判断した。

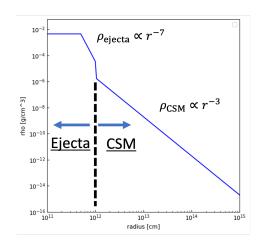


図 1: 密度分布の初期設定例

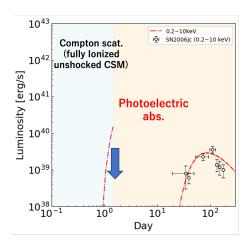


図 2: SN2006jc の光度曲線 (観測点; Immler et al. 2008)

### 3 Results

ここでは、SN2006jc の軟 X 線光度曲線のフィッティング結果について言及する。図 2 は SN2006jc の光度曲線計算結果を示している。赤線が計算結果、黒 plotが観測データ、水色領域が光電離によって光電吸収が効かない領域、オレンジの領域が光電吸収が効く領域である。図 3 は SN2006jc の計算に用いた optical depth である。yellow line が CSM、red line が FSの optical depth である。また、dashed line は光電吸収、dotted line はコンプトン散乱の optical depth である。thin solid line が合計の optical depth である。

上で説明した光度曲線モデルと先行研究と矛盾しない各物理量 (CSM 密度:D'=4.0, CSM 速度: $V_{\rm CSM}=3000~{\rm km/s}$ , エジェクタエネルギー: $E_{\rm ej}=$ 

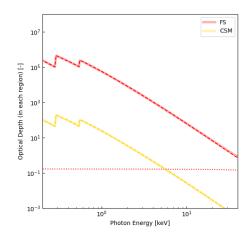


図 3: SN2006jc O Optical depth(20 days before SN)

 $0.8 \times 10^{51}$  erg, エジェクタ質量: $M_{\rm ej} = 6 \rm M_{\odot}$ )と CSM 組成 (X(He):X(C):X(O))=(0.4:0.3:0.3)(質量比)を用いて、SN2006jc の軟 X 線光度曲線  $(0.2-10~{\rm keV})$ を再現できた (図 2; Light curve fitting)。軟 X 線光度曲線を用いて CSM 組成が決定できるのは、軟 X 線のエネルギー帯で光電吸収が強く、optical depth がイオンの金属度に強く依存することに起因する (図 3; Optical depth)。つまり、光電吸収が強く効いているオレンジ領域の軟 X 線光度曲線の増光 phase 部分から CSM 組成が分かる。

### 4 Discussion&Conclusion

本 研 究 に よ り、SN2006jc の CSM 組成 は 先 行 研 究 の 結 果 (Chugai 2009; (X(He):X(C):X(O))=(0.73:0.14:0.13)(質 量 比)) よりも He が少なく、C や O を多く含んでいた可能性を示した。この結果から Ibn 型超新星である SN2006jc の SN 直前の親星表面は C や O を豊富に含んだ層まで露出していた可能性を示唆する。

しかしこの結果は CSM 分布に依存することに注意である。なぜなら、軟 X 線光度曲線のみでは、光電吸収によって減光しているのか、CSM 分布にむらがあるだけなのか判断できないからである。今回は可視光光度曲線モデリングの結果を参考にしたが、特に SNe Ibn/Icn からの可視光放射は、衝撃波領域からの放射がリプロセスされたものであるため放射メカニズムは複雑であり、放射モデルの不定性が大きい。ここで、CSM 分布をロバストに決定するために

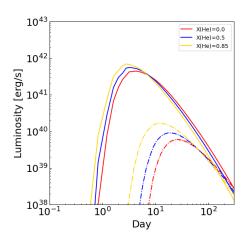


図 4: 組成を変化させた場合の光度曲線 (solid line: 硬 X 線光度曲線 (10-40 keV)、dashed line: 軟 X 線光度曲線 (0.2-10 keV)。He 以外の組成は C と O を質量比 1:1 とした。

CSM 組成の依存性が弱い硬 X 線の観測が重要であると考えている。なぜなら、硬 X 線光度曲線 (>10 keV) は光電吸収の影響が小さく、光学的に薄くなるタイミングが軟 X 線よりも早いため、軟 X 線が光電吸収の影響を強く受けている phase の CSM 分布を直接的に決定することができるためである (図 4; 硬 X 線光度曲線の計算結果)。つまり、X 線の広帯域観測が SNe Ibn/Icn の CSM やエジェクタの特性をロバストに決定し、その親星や進化を解明するために重要である。また、本研究の計算結果が SNe Ibn/Icn の X 線観測の指針になるだろう。

### Reference

Moriya, & Maeda 2016, ApJ, Volume 824, Issue 2, article id. 100, 7 pp.

Morozova et al. 2015, ApJ, Volume 814, Issue 1, article id. 63, 18 pp.

Chugai 2009, MNRAS, Volume 400, Issue 2, pp. 866-874.

Quataert & Shiode 2012, MNRAS: Letters, Volume 423, Issue 1, pp. L92-L96.

Chevalier & Fransson 2006, ApJ, Volume 651, Issue 1, pp. 381-391.

Immler et al. 2008, ApL, Volume 674, Issue 2, pp. L85.

Maeda & Moriya 2022, ApJ, Volume 927, Issue 1, id.25, 17 pp.

----indexへ戻る

 $\exists > c06$ 

# 種族合成計算を用いた中性子星とブラックホールの質 量分布の予測

杉浦 蒼

# 種族合成計算を用いた 中性子星の質量分布とニュートリノの予測

杉浦 蒼 (東京理科大学大学院 創域理工学研究科)

### Abstract

星間物質の自己重力によって星が形成され、輝き、様々な物質を宇宙空間にばらまいてそれぞれの死を迎える。星の進化と呼ばれるこのサイクルは 138 億年の間いたるところで繰り返されてきたが、星生成率や初期質量関数 (Initial Mass Function, IMF)、連星系の各種分布などにはいくつかのモデルが存在しており、宇宙全体の星生成史や宇宙の化学進化の詳細についてはいまだ完全な解明に至っていない。そこで、これらの分布を仮定した種族合成計算により、超新星背景ニュートリノを予測し、結果を将来期待されている観測と比較することで星生成史や宇宙の化学進化への理解につながると考えられる。本研究ではその準備として、種族合成計算を用いて、初期質量などが異なる様々な星についてその進化を計算し IMF や連星頻度などの分布を考慮することで、ある星の集団が進化した後に残る中性子星の質量分布や放出されるニュートリノと重元素量を調べた。その結果、中性子星の質量分布は双峰型の分布を示し、初期金属量が少ないほど形成される中性子星の数が多くなることが分かった。また、その星の集団から放出されるニュートリノも同様に初期金属量が少ないほど多くなる。今回の結果を踏まえ、得られたニュートリノ放出量を時間について足し合わせることで超新星背景ニュートリノを計算し、宇宙の化学進化や星形成史の解明に近づくことが期待される。

### 1 Introduction

### 1.1 超新星背景ニュートリノ

初期質量が約  $8M_{\odot}$  を超える大質量の星はその進化の最期に重力崩壊型超新星爆発を起こす。この時に恒星内部の核融合により生成された様々な元素やニュートリノが宇宙空間にばらまかれる。ニュートリノは物質と弱い相互作用しかしないため透過性が高く、宇宙が始まってから今まで繰り返されてきた超新星爆発によって放出されたニュートリノは現在、宇宙空間に蓄積されていると考えられており、SK-Gd実験などがその観測を目指している。

超新星背景ニュートリノは星の進化や 138 億年の宇宙の歴史の中での超新星爆発の頻度、星形成史などに依存する。これらを仮定して超新星背景ニュートリノを予測し、SK-Gd 実験などで将来的に期待されている観測結果と比較することで、仮定した星形成史などについて議論することが可能になる。

### 1.2 種族合成計算

種族合成計算とは、一つの星の情報を初期質量関数などの様々な分布に沿って足し合わせることで、星

の集団の情報を再現する方法である。恒星進化計算コードにより得られた恒星の進化の結果を連星頻度、IMF や連星系のパラメータ分布に沿って足し合わせることで、ある星の集団がそれぞれ進化した後に残る天体や、放出されるニュートリノ、重元素の量を見積もることができる。この種族合成計算をビッグバンから現在までの時間について計算し、足し合わせることで現在の宇宙空間に蓄積している超新星背景ニュートリノの量を見積もることができる。

今回はその準備として、金属量が一定の星の集団が形成され、進化した後に残る中性子星の質量の分布をで計算した。また、その時に放出されるニュートリノと重元素の量もそれぞれ計算した。

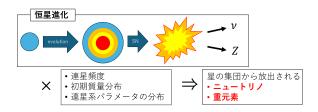


図 1: 種族合成計算のイメージ図

### 2 Method

### 2.1 恒星進化計算コード

本研究で用いた恒星進化計算コードは Hurley らによる SSE/BSE コード (R.Hurley et al. (2000)[1],R.Hurley et al. (2002)[2]) に Ogawa(小川 (2023)[3]),Nakamura(中村 (2024)[4]) が改良が加えたものを使用している。SSE は単独星の進化計算、BSE は連星系の進化計算コードである。SSE/BSEコードは詳細な進化計算の結果を再現するようなfitting formulae で構成されたもので、比較的低コストで計算することができ、種族合成計算のような、膨大な数のモデルについて計算する必要がある場合に適している。しかし、簡略化しすぎている点もあるため、Ogawa,Nakamura はそれぞれ以下のような改良を加えた。

Ogawa は一次元恒星進化計算コード MESA を用いて、ヘリウムコアの質量と炭素酸素コアの半径との関係式を作り、SSE/BSE に実装した。

Nakamura は Mueller らの一次元超新星モデル (Mueller et al. (2016)[5]) を参考にして、超新星爆発前の親星の炭素酸素コアの質量  $M_{CO}$  と形成された中性子星の質量  $M_{NS}$  の関係式、 $M_{CO}$  と放出されるニュートリノのエネルギー  $E_{\nu}$  の関係式を作成し、実装した。関係式はそれぞれ以下のようにあらわされている。

$$M_{NS}/M_{\odot} = a_1 M_{CO}/M_{\odot} + b_1 \tag{1}$$

$$E_{\nu}/10^{53} \text{erg} = a_2 M_{CO}/M_{\odot} + b_2$$
 (2)

ただし、係数  $a_1,b_1,a_2,b_2$  は参考にした計算結果を再現するように決められる。また、Nakamura は炭素酸素コアのコンパクトネス  $\xi_{CO}$  によって SSE/BSE で計算されたコンパクト天体の判定を再評価するプログラムを実装した。

$$\xi_{\rm CO} = \frac{M_{\rm CO}/M_{\odot}}{R_{\rm CO}/1000\,{\rm km}}$$
 (3)

### 2.2 パラメータ範囲

進化計算を行うにあたり、以下のように各パラメータを以下のように設定した。ただし、伴星の初期質量は主星のものを超えない範囲で同様の範囲とした。

表 1: 進化計算におけるパラメータ範囲

parameters	range
初期質量 $M_{\rm ZAMS}$	$0.1 \sim 10.0 \ \Delta M_{\rm ZAMS} = 0.1$
	$10.0 \sim 100 \ \Delta M_{\rm ZAMS} = 0.5$
初期金属量 Z	0.02, 0.01, 0.005, 0.001, 0.0005, 0.0001
連星周期 $P$	$3 \text{ days} \sim 3 \times 10^5 \text{days } \Delta \log P = 0.5$
離心率	0.5 のみ

### 2.3 種族合成計算に用いた分布

- 連星頻度 (Multiple Frequency,MF) 今回はすべての質量範囲にわたって単独星と連 星系の割合は 1:1 であるとし、連星系はすべて 二重連星であると仮定した。
- 初期質量関数 (Initial Mass Function,IMF) 今回は Salpeter によって提案された IMF (Salpeter (1955)[6])(以下、Salpeter IMF) と Kroupa によって提案された IMF(Kroupa et al. (1993)[7])(以下、Kroupa IMF) の二種類の IMF について計算した。それぞれの IMF は以下のよ うにあらわされる。

Salpeter IMF

$$\frac{dn}{dm} \propto M^{-2.35} \tag{4}$$

Kroupa IMF

$$\frac{dn}{dm} \propto M^{-1.30} \ (M \le 0.5 M_{\odot})$$

$$\propto M^{-2.30} \ (M > 0.5 M_{\odot})$$
(5)

ただし、形成される星の最大値と最小値は  $100 M_{\odot}$ 、 $0.08 M_{\odot}$  とした。

- 連星系パラメータ (周期分布、質量比分布) 連星周期は対数を取って一定、質量比分布は一 定であるとした。
- ただし今回はどの分布も金属量やレッドシフトに は寄らないとした。

### 3 Result and Discussion

10<sup>6</sup> 個の星が生まれ、進化したのちに残る中性子星の質量分布とそれらから放出されるニュートリノと重元素の量を、種族合成計算を用いて計算した。

#### 金属量への依存性 3.1

Salpeter IMF を用いて中性子星の質量分布を計算 した結果を以下に示した。

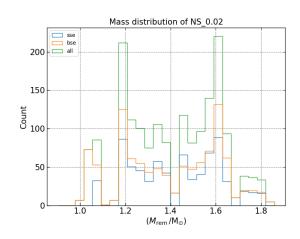
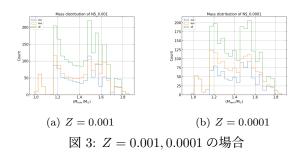


図 2: 中性子星の質量分布 (Z=0.02)



横軸が remnant(NS) の質量、縦軸が形成された数 である。どの金属量についても  $1.2M_{\odot}$  と  $1.5M_{\odot}$  ~  $1.6M_{☉}$  あたりにピークがみられた。これはいくつ かの先行研究でも見られている。(Antoniadis et al. (2016),Boccioli et al. (2024)) また、それぞれの金属 量において形成された中性子星の数は以下のようで あった。

表 2: 初期金属量 Z と形成された NS の数 N

Z	0.02	0.01	0.005	0.001	0.0005	0.0001
N	1751	1790	1921	2114	2153	2320

表2より、初期金属量が少ないほど形成される中 性子星の数が増えることがわかる。これは初期金属 量が少ないほど、恒星進化において質量損失が少な く、超新星爆発を起こして中性子星になりやすい星 が多いためだと考えられる。実際図4より、金属量が 0.02 の時、単独星で中性子星が形成される初期質量の 最小値は $8M_{\odot}$ なのに対して、0.001 の場合は $6.9M_{\odot}$ である。

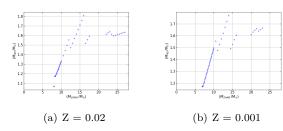
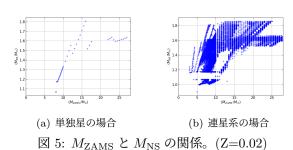


図 4:  $M_{\rm ZAMS}$  と  $M_{\rm NS}$  の関係。単独星のうち、NS に なったものを異なる金属量について示した。

また、図2と図3のどの初期金属量についても、NS の数への寄与は単独星より連星系の方が多いが、これ は連星系に特有の合体や質量輸送があるためである と考えた。図5より、単独星では初期質量が約 $8M_{\odot}$ を超えないと超新星爆発を起こすことができないの に対し、連星系では初期質量が $8M_{\odot}$ 以下でもNSが 形成されていることがわかる。 $M_{\rm ZAMS}$  が  $8M_{\odot}$  以下 において  $M_{
m NS}$  が広い質量範囲に分布しているため、 どの質量範囲においても基本的に連星系型の寄与が 多くなっているといえる。



### IMF への依存性

Kroupa IMF を用いて同様の計算をした結果を以 下に示した。

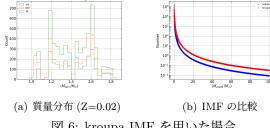


図 6: kroupa IMF を用いた場合

図 6(a) は図 2 と比較すると分布の概形に大きな変化は見られず、全体数が約 3.2 倍されている。他の金属量についても同様であったため、質量分布は初期金属量が 0.02 のもののみ示した。図 6(b) は横軸に初期質量、縦軸に形成される星の数を二つの IMFについてプロットしたものであるが、中性子星が形成されるような初期質量範囲では形成される数の変化が小さいため、中性子星の質量分布への影響はほぼない。これは IMF の関係式の  $\gamma$  の値が近いことからもわかる。しかし低質量範囲では形成される数は大きく異なるため、形成される NS の総数は大きく影響を受ける。

### 3.3 ニュートリノと重元素量

以下には NS の形成に伴って放出されたニュートリノと重元素の総量を示した。

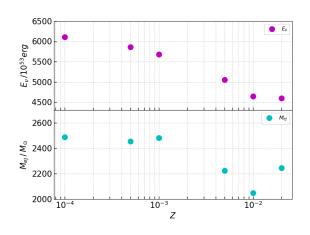


図 7: 放出されるニュートリノと重元素量

ここで、ニュートリノは電子型のみを考慮しているため、実際に超新星背景ニュートリノを計算する際には電子型と非電子型の比をかけるなどする必要がある。また、重元素の質量  $M_{\rm ej}$  は  $M_{\rm ej}=M_{\rm CO}-M_{\rm NS}$  として SSE/BSE 内で計算されている。初期金属量が少なくなると放出されるニュートリノの量も多くなるが、これは形成される NS の数が増えるからであり、1つの NS から放出される平均のニュートリノは初期金属量が異なる場合でも大きな差は見られなかった。重元素についても同様に初期金属量の減少とともに放出量は増えるが、ニュートリノほどの相関はないといえる。

### 4 Conclution

中性子星の質量分布には観測や先行研究で示唆さ れている双峰性がみられた。また、金属量が少ない ほど中性子星が形成される数が増える傾向にあるが、 これは質量損失が影響していると考えられる。連星 系と単独星の比較では、合体や質量輸送のため連星 系の方が形成される中性子星の数への寄与が大きい ことが分かった。中性子星が形成されるような質量 範囲では Salpeter IMF と Kroupa IMF の大きな違 いはなく、すべての質量範囲において中性子星が形 成される数が約3.2倍になった。放出されるニュー トリノの量についても、金属量が少ないと形成され る中性子星の数に伴って増える。超新星背景ニュー トリノの量を計算する際は各時刻において形成され た星の集団から放出されたニュートリノの量を足し 合わせるので、形成される星の数に大きな影響を与 えうる IMF や初期金属量は重要なパラメータである といえる。今後は今回用いた各種見積もりの計算精 度を向上させるとともに、いられたニュートリノ放 出量から超新星背景ニュートリノを計算し、宇宙の 化学進化や星形成史についての理解を深めていく。

### Reference

- [1]Jarrod R. Hurley, Onno R. Pols, Christopher A. Tout, Mon. Not. R. Astron. Soc. 000, 1–29 (1999)
- [2]Jarrod R. Hurley, Christopher A. Tout, Onno R. Pols, Mon. Not. R. Astron. Soc. 000, 1–36 (2000)
- [3] 小川 翔平, 東京理科大学大学院修士論文 (2023)
- [4] 中村 広貴, 東京理科大学大学院修士論文 (2024)
- [5]Bernhard Muller, Alexander Heger, David Liptai and Joshua B. Cameron, MNRAS 460, 742–764 (2016)
- [6]Edwin E.Salpeter, 1955ApJ...121..161S(1955)
- [7]Pavel Kroupa, Christopher A. Tout, Gerard Gilmore, 1993MNRAS.262..545K
- [8] John Antoniadis, Thomas M. Tauris, Feryal Ozel, Ewan Barr, David J. Champion, and Paulo C. C. Freire, 2016arXiv160501665A(2016)
- [9]L.Boccioli, G.Fragione, PhRvD.110b3007B(2024)

# $\exists > c07$

X線観測と輻射流体シミュレーションの比較によるブラックホールX線連星の降着流と円盤風及びジェットの関係解明

小林 莉久

# X線観測と輻射流体シミュレーションの比較によるブラックホール X線<br/> 連星の降着流と円盤風及びジェットの関係解明

小林 莉久 (大阪大学大学院 理学研究科)

### Abstract

ブラックホール X 線連星とはブラックホールとその伴星である恒星からなる連星系であり、伴星から降着するガスが重力ポテンシャルエネルギーを解放し、X 線として放出する。ブラックホールを取り巻き円盤風やジェットを持つと考えられており、スペクトルの状態遷移に伴ってその幾何学的配置も変化することが知られている。しかし円盤風を駆動するメカニズムや降着円盤およびジェットの形成がどのように関係するかなどはまだ十分に解明されていない。これらの問題を解決するためには、観測により高解像度 X 線スペクトルを取得し、連星の状態を詳細に調べる必要がある。

2023 年に打ち上げられた X 線観測衛星 XRISM は、超高分解能 X 線分光による宇宙物理の課題の解明を目指しており、その観測結果は徐々に公開され始めている。今後さらに得られる X 線スペクトルの観測データを、対象天体で起こっている流体現象・光電離反応の理解につなげることが求められている。本発表ではBHXRB に関する謎や観測目標について整理するとともに、スペクトル情報と輻射流体シミュレーションを結びつける研究の一例として熱放射円盤風に関するシミュレーション論文を紹介する。

### 1 Introduction

### 1.1 ブラックホール X 線連星

ブラックホール X 線連星 (Black Hole X-Ray Binary; BHXRB) とはブラックホールとその伴星である恒星からなる連星系であり、伴星から降着するガスが重力ポテンシャルエネルギーを解放し X 線として放出している。ブラックホールはそれ自身、大質量星の超新星爆発と関係しており、星形成や星形成に対するフィードバックという観点で重要である。さらに BHXRB はブラックホール形成や連星進化のモデルに対して制約を与えることができる (Fryer & Kalogera 2001), (Rappaport & Han 2003)。またガンマ線バーストとの関連も指摘されており (Israelian et al. 1999), (Brown et al. 2000), (Orosz et al. 2001)、天文学の様々な分野において重要な役割を果たしている。

### 1.2 スペクトル状態とその遷移

X 線連星からの放射は、その光度やスペクトル の形状、ハードネス比(硬X線強度と軟X線強度の 比)などにより様々な状態をとり、現在見つかってい る BHXRB のうち半数は 1-60 年のタイムスケールで 各状態を遷移していることが知られている。スペク トルの観測データからは主に円盤の内側から出る黒 体放射成分と、コロナで発生する逆コンプトン効果 で発生するべき乗成分の和で構成されることが分かっ ている。(McClintock & Remillard 2006) はそれら 2 成分の比によって、X 線連星 GRO J1655-40 のスペ クトルを Steep Power Low (SPL) 状態、熱的状態、 ハード状態の3つに分類した。 SPL 状態とはスペク トルのべき分布が支配的であり、かつ高温の黒体放 射成分も持つ状態である。熱的状態とは黒体放射の 成分が支配的であり、べき乗成分が軟 X 線で占めら れている状態である(ハイソフト状態もしくはソフ ト状態とも呼ばれる)。ハード状態とはべき乗分布 が支配的で硬 X 線の割合が高い状態であり、円盤温 度は熱的状態と比べて低い。観測論文 (McClintock & Remillard 2006) によりハード状態と準静的な電 波ジェットが関係していることも明らかになっていっ た。 赤道面に垂直な方向に噴出されるアウトフロー

をジェットと呼ぶが、より広い角度に放出されるガーな変化がみられるか調査された。 ス流は円盤風と呼ばれる。円盤風は円盤の放射成分 が支配的なソフト状態でのみ見られるため (Ponti et al. 2012)、ハード状態で形成されるジェットと負の 相関を持っているように見える。このことから円盤 風とジェットは相互に関係しており、それぞれを駆動 する一連の物理的メカニズムが存在することを示唆 しているが、未だ明確な理解は得られていない。こ の問題を明らかにするためには高精度な観測を行う だけでなく、数値シミュレーションによりスペクト ルを作成し、現状のモデルで観測を再現できるかを 調べる必要がある。

#### XRISM による観測 2

2023 年に打ち上げられた X 線観測衛星 XRISM は、超高分解能 X 線分光を用いた様々な天体の観測 を行っており、高いエネルギー分解能から X 線連星 を含む様々な天体に対して新しい知見が得られると 期待されている。スペクトルの輝線の広がりやシフ トを鮮明に検出できるため、ブラックホール降着円 盤に関して円盤風の幾何学的配置やスケールハイト、 円盤外縁部分の厚さや特徴的な半径、またこれまで 感知できなかったであろう、より電離度の高い円盤風 の存在が分かると期待されている (XRISM Science Team 2020).

#### 先行研究 3

X 線観測と数値シミュレーションをつなぐ研究 の例として、熱放射円盤風に関する論文 (Tomaru et al. 2019) を紹介する。この論文では光電離反応計 算コード Cloudy による電離度・輻射輸送計算と独自 のコードによる輻射流体シミュレーションを用いて、 円盤風の駆動要因が調べられた。

### 3.1 Method

ブラックホール連星から放出される円盤風は主 に、熱駆動風、熱放射駆動風、磁気駆動風の3種類存 在する。本研究では熱放射駆動風を用いて観測を再 現可能か調べられた。また、コロナによる中心領域か らの放射の遮断の影響を大きくすることでどのよう

内側領域にコロナ

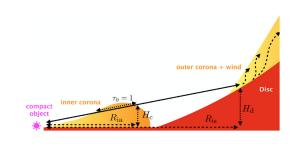


図 1: 円盤内側領域のコロナと円盤風のイメージ

を持つ降着円盤で、中心領域からの放射が円盤の外側 領域を照射することで円盤風が放出されるモデルを 考える(図1)。まず中心領域からのスペクトルを熱 的成分とべき乗成分の和で仮定し、Cloudy を用いて 輻射輸送方程式を解く。これにより獲得した各半径、 高さにおける電離パラメータ及び温度  $(\xi, T)$  を初期 条件として、輻射流体シミュレーションを行った。輻 射流体シミュレーションには (Takahashi & Ohsuga 2013) ら開発のコードを用いた。観測との比較のた め、シミュレーションで得られたイオン化分率から Fe XXVI と Fe XXV の密度を計算した。 中心からの放射の光度 L、コロナによる放射遮断半 径  $R_{IS}$  を変化させるとともに、照射スペクトルがソ フト状態の時とハード状態の時の2パターンについ て調べた。

### 3.2 Results

図 2 は、傾斜角ごとの Fe XXVI 及び Fe XXV の柱密度(上)、Fe XXVI および Fe XXV の平均速 度(下)である。ただし L は中心超域からの放射光 度、 $L_{Edd}$  はエディントン光度、 $R_{IS}$  は熱放射駆動風 が出始める半径、 $R_{IC}$ はコンプトン温度を持つ粒子が ブラックホールから脱出できる半径である。 $L/L_{Edd}$ が大きいほど中心からの放射が強いことを意味し、  $R_{IS}/R_{IC}$  が大きいほど円盤内側のコロナが大きく、 中心からの照射を遮断する範囲が大きいことを意味 する。また、中程度の傾斜角におけるイオンの密度が 大きいほど円盤風が卓越していると解釈できる。図 2より、照射光度が高い、もしくはコロナによる遮断 範囲が小さいほど、イオン密度が小さいことが分か る。また、密度に関してはピンクの曲線が最もよく

観測を再現し、速度に関してはピンクもしくは緑が 最も適切ということができる。

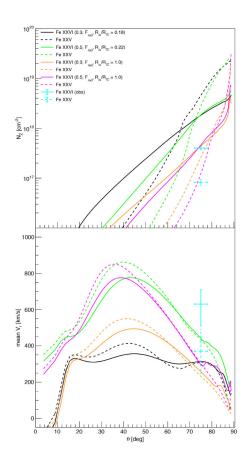


図 2: ソフト X 線を照射した場合の傾斜角ごとの Fe XXVI 及び Fe XXV の柱密度(上)、傾斜角ごとの Fe XXVI および Fe XXV イオンの速度(下)。各曲線は  $L/L_{Edd}=0.3,R_{IS}/R_{IC}=0.18$  (黒),  $L/L_{Edd}=0.5,R_{IS}/R_{IC}=0.22$  (緑),  $L/L_{Edd}=0.3,R_{IS}/R_{IC}=1.0$  (橙), and  $L/L_{Edd}=0.5,R_{IS}/R_{IC}=1.0$  (ピンク) のシミュレーション結果を表し、データ点(水色)は観測値を表す。

図3は、中心からの放射をハード状態にした場合の、の傾斜角ごとのFe XXVI 及びFe XXV の柱密度(上)、Fe XXVI およびFe XXV の平均速度(下)である。観測による上限値と比較するとシミュレーション結果は10倍以上低くなっている。また、速度のグラフを見ると幅広い角度の範囲でソフト状態の場合の値を大きく上回っていることが分かる。特に低傾斜角(円盤に対して垂直に近い方向)の速度が極めて大きくなっている。

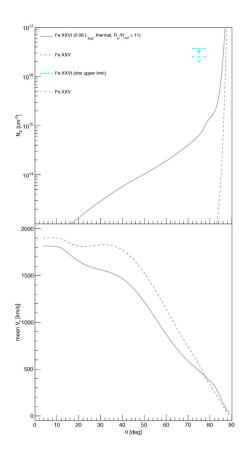


図 3: ハード X 線を照射した場合の Fe XXVI 及び Fe XXV 柱密度(上)と平均速度(下)。水色のデータ点は観測による上限を示す。

### 4 Discussion

図2から、今回用いられた熱放射駆動風モデルは観測を十分に再現することができたと言うことができる。筆者らは今回注目した X 線連星 H1743 - 322 の観測を再現するためには磁場の効果が必ずしも必要ではないと述べている。また、密度グラフを見るとコロナによる遮断範囲が広いほど円盤風が抑制されることが分かる。この結果はソフト状態の観測スペクトル中のべき乗成分の割合が小さいという観測事実とも整合的である。

図3では速度がソフト状態と比べて大幅に大きくなっていたが、高エネルギーな硬X線が照射された結果、ソフト状態の時より高速なガス流が流れていると考えられ、特に低傾斜角においてガス流の速度が大きいことはハード状態におけるジェットの存

在を示唆している。また観測値から大幅に抑制された密度の値から、著者らはハード状態での円盤風の 消滅を説明できていると述べており、これは高い電 離度と内部コロナのサイズが大きくなるためとして いる。

## 5 Research Prospect

ここで紹介した先行研究では、熱放射駆動風と 内部コロナで構成される降着円盤で光電離反応・輻射流体シミュレーションを行うことで、円盤風の駆動要因として熱放射の十分性やソフト状態からハード状態への遷移に伴う円盤風の抑制を示すことができた。これらの妥当性が確認されつつある物理モデルから、輝線や吸収線も考慮したスペクトルを再現できるか調べることで、よりモデルの説得力を高めることができる。また、円盤風だけでなくジェットと円盤内側領域との関係は謎のままであるため、各種円盤モデルに基づく数値シミュレーションをもとに観測との比較が可能になる研究を進めていきたいと考えている。

### Reference

Fryer C, Kalogera V. 2001. Ap. J. 554:548-60

Podsiadlowski P, Rappaport S, Han A. 2003. MNRAS 341:385--404

Israelian G, Rebolo R, Basri G. 1999. Nature 401:142-44

Brown GE, Lee C-H, Wijers RAM, Lee HK, Israelian G, Bethe HA. 2000. New Astron. 5:191–210

Orosz JA, Kuulkers E, van der Klis M, McClintock JE, Garcia MR, et al. 2001. Ap. J. 555:489–503

McClintock JE, Remillard RA. 2006. In Compact Stellar X-ray Sources, ed. WHG Lewin, M van der Klis, pp. 157–214. Cambridge: Cambridge Univ.

Ponti G., Fender R. P., Begelman M. C., Dunn R. J. H., Neilsen J., Coriat M., 2012, MNRAS, 422, L11

XRISM Science Team 2020, arXiv e-prints, 17

Tomaru R., Done C., Ohsuga K., Nomura M., Takahashi T., 2019, MNRAS, 490, 3098

Takahashi H. R., Ohsuga K., 2013, ApJ, 772, 127

 $\exists > c08$ 

# 反復新星 U Scorpii 測光分光観測から探る降着円盤と 新星風の相互作用

村岡 克紀

# 反復新星 U Scorpii 測光分光観測から探る降着円盤と新星風の相互作用

村岡 克紀 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

### Abstract

U Scorpii (U Sco) は最も良く観測されている反復新星の一つであり、食が観測される系である。Muraoka et al. (2024) では VSNET を通じて U Sco 2022 年爆発の国際共同可視連続測光観測を行った。減光途中に可視光度が一時的に一定になる平坦期は、可視最大光度時刻から約 14 日後に始まり、約 24 日後に終了した。得られた食のプロファイルから食幅の位相を MCMC 法で決定し、主星側の光源半径の時間変化を求めたところ、平坦期の光源半径は L1 点近くまで拡大し、平坦期を終えると約 2,3 軌道周期で急激に tidal truncation 半径まで縮小することが観測で初めて確認された。これは降着円盤と新星風の相互作用で一時的に拡大した降着円盤が定常状態に戻る構造変化の過程として解釈できる。また、本研究ではスペクトル解析を行った。 $H\alpha$ 、及び HeII ( $\lambda$ 4686) の狭輝線成分が平坦期近辺で発達しており、降着円盤の寄与が現れていると考えられる。

### 1 Introduction

新星とは、白色矮星(主星)と低温星(伴星)からなる近接連星系において、白色矮星表面へと降着したガスが熱核反応の暴走を起こすことで発生する爆発現象である。可視光では突発的な増光として観測され、その後、徐々に減光する。爆発後、ガス降着が再開し、また次の爆発が引き起こされるが、有史以来で複数回爆発が観測されている新星を反復新星という。

U Scorpii (U Sco) は最も良く観測されている反復 新星の一つである。白色矮星の質量は  $1.37\pm0.01M_{\odot}$  とチャンドラセカール限界に近く (Hachisu et al. 2000)、伴星は晩期型の主系列星で、Roche lobe を満たしており、質量は  $0.88\pm0.17M_{\odot}$  と推定されている (Thoroughgood et al. 2001)。また、軌道傾斜角は  $82.7^{\circ}\pm2.9^{\circ}$  と高く (Thoroughgood et al. 2001)、静穏期には、可視光で食が観測される。

Schaefer et al. (2011) によると、U Sco の 2010 年 爆発では、静穏期で  $V \sim 18.0$  mag の可視光度が一日以内で  $V \sim 7.5$  mag にまで増光した。その後、可視光度が減光していく途中で、伴星による食が観測され始め、軌道周期は  $P_{orb}=1.23054695(24)$  日と求められ、主極小 (伴星が主星側の光源を隠す食) の食底の epoch は

(BJD(TT))  $2451234.5395(5) + N \times P_{orb}$  (1)

と導出された (BJD(TT) は Barycentric Julian date based on terrestrial time の略)。

また、新星の中には、減光途中に可視光度が一時的に一定になる時期 (平坦期) が存在する系がある。 U Sco 1999 年爆発の光度曲線のモデル計算から平 坦期の可視光源は白色矮星に照射された降着円盤由 来であり、この時期の降着円盤は静穏期よりも大き く L1 点まで達することが示唆された (Hachisu et al. 2000)。しかしながらこれを補強する降着円盤の構造 変化の過程を追った観測は殆どない。

Muraoka et al. (2024) では、U Sco 2022 年爆発における食の形状変化を追い、食幅の位相から食されている可視光源の半径を計算することで、平坦期における可視光源が降着円盤であることを確かめ、降着円盤の構造変化を解明した。ここではその詳細を簡単に紹介する。また、本研究では同時期に撮られた可視光スペクトルの時系列解析を行い、Muraoka et al. (2024) を補強する観測を提示する。

### 2 Observations

U Sco 2022 年爆発は 2022-06-06T17:17:14 UT (BJD(TT) 2459737.23; vsnet-alert 26798<sup>1</sup>) に森山 雅之氏により発見された。その後、我々VSNET Collaboration (Kato et al. 2004)<sup>2</sup> と VSOLJ<sup>3</sup> は継続的な U Sco の可視測光観測を行った。加えて、AAVSO<sup>4</sup>、

 $<sup>^1 \</sup>rm http://ooruri.kusastro.kyoto-u.ac.jp/mailarchive/vsnet-alert/26798$ 

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>http://www.kusastro.kyoto-u.ac.jp/vsnet/

 $<sup>^3</sup>$ http://vsolj.cetus-net.org/index.html

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>https://www.aavso.org

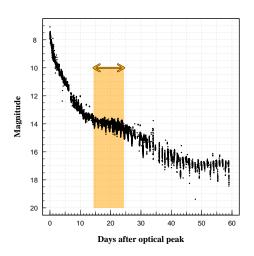


図 1: U Sco 2022 年爆発の可視光度曲線。橙色の矢印、及び網掛けは平坦期を表す。

ASAS-SN Sky Patrol (Shappee et al. 2014, 他) の アーカイブデータも用い、計 49,152 の可視測光デー タの解析を行った。

可視分光データは AAVSO, BAA $^5$  のアーカイブ データに加え、藤井貢氏 $^6$ からご提供頂いた分光デー タも解析した。

### 3 Methods and Results

### 3.1 食解析

図1にUSco 2022年爆発の可視光度曲線を示す。 可視最大光度時刻から約11日後に主極小が確認できた。また、平坦期(図1中の橙色の矢印、及び網掛け)は可視最大光度時刻から約14日後に始まり、約24日後に終了した。

次に、食の形状変化を追うために、各主極小 epoch での食プロファイルを抽出した。得られた各食プロファイルに対して図2のように複数の直線を組み合わせた回帰モデルを立て、MCMC 法を用いたパラメータ推定により食始まり、及び食終わりの軌道位相を求めた。食プロファイルの抽出方法、及び MCMC 法を用いたパラメータ推定の詳細については Muraoka et al. (2024) を参照されたい。

食の始まり、及び終わりの軌道位相では、視線方向に垂直な平面 (plane of the sky) に投影された伴

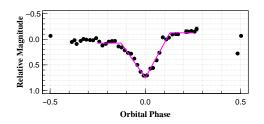


図 2: MCMC 法によるパラメータ推定の一例 (可視最大光度時刻から 26.4 日後を中央時刻とする食プロファイル)。赤紫の直線は最適パラメータでの回帰モデルを表す。

星と食される光源とが幾何学的に接する。幾何学的な連星の構成を仮定すると、適当な光源半径に対し、投影された平面で伴星と光源とが接するような視線方向、すなわち軌道位相が一対一対応で存在するので、MCMC法でパラメータ推定したこれらの軌道位相から光源半径を逆算することが可能である。白色矮星を中心とする軸対称かつ薄い降着円盤の半径を

$$R_{\rm disk} = \alpha R_1^* \tag{2}$$

と表すことで、光源半径  $\alpha$  の時間変化を追った。ここで、 $R_1^*$  は主星の Roche volume 半径 (主星 Roche lob と同体積な球の半径) と呼ばれ、主星 Roche lobe を特徴づける指標の一つである。連星の具体的な構成についても Muraoka et al. (2024) を参照されたい。

図 3 中パネルに結果を示す。平坦期では光源半径 が  $\alpha \sim 1.2$  まで拡大しているが、平坦期を終えると 約 2,3 軌道周期で急激に  $\alpha \sim 0.85$  まで縮小している ことが確認された。

### 3.2 スペクトル解析

本研究では輝線幅の時間変化を追うべく、 $H\alpha(\lambda6563)$ , 及び HeII ( $\lambda4686$ ) の HWZI(Half Width at Zero Intensity), 及び HWHM(Half Width at Half Maximum) の Doppeler velocity を計算した。

図 3 下パネルに結果を示す。HeII の狭輝線は可視最大光度時刻から約 8 日後に表れ始めたので、これ以降の HWHM のみを計測しプロットしている。爆発極初期における  $H\alpha$  の HWZI, 及び HWHM は増加傾向にあることが分かった。また、その後、 $H\alpha$  の

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>https://britastro.org/specdb/index.php

 $<sup>^6 \</sup>rm https://otobs.org/FBO/index.html$ 

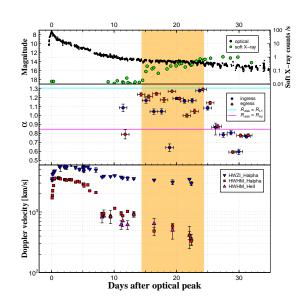


図 3: 上パネル 可視光度曲線 (白丸) と軟 X 線 (緑丸) の光度曲線。中パネル 食の始まり (青丸) と終わり (赤ダイヤ) の軌道位相から光源半径  $\alpha$  を計算し、プロット。 下パネル  $H\alpha$  の HWZI(青逆三角), HWHM(赤四角), HeII の HWHM(赤紫三角) の Doppeler velocity を計算しプロット。 橙色の網掛けは平坦期を表す。

HWZI はログスケールで横ばいの傾向にある一方で、 $H\alpha$ , 及び HeII の HWHM は平坦期近辺で減少傾向にあることが分かった。

### 4 Discussion

定常状態の降着円盤に対して、伴星の潮汐トルクによって円盤の広がりが制限される半径 (tidal truncation 半径) が存在する (Paczynski 1977)。この半径は連星の質量比で決まり、ここで仮定している質量比では、主星の Roche volume 半径比で  $\alpha \sim 0.85$ と求まる。平坦期の終了に伴って、光源半径が定常状態の円盤半径の理論的な最大値に落ち着くことから、平坦期直後の可視光源は降着円盤であると考えられる。

平坦期中の光源の可能性としては、降着円盤の他に、白色矮星中心の光球面が挙げられる。爆発後、可視光極大期では降着したガス層が wind として放出され (ejecta)、光球面は連星間距離を超えて拡大するが、膨張する ejecta の密度の低下に伴って、光球面は後退し始め、白色矮星表面まで縮小すると、高温

 $(\sim 10^5~{\rm K})$  になった光球面の輻射で軟 X 線が観測される (e.g., Hachisu & Kato 2006)。図 3 上パネルに緑丸で示したのが Swift-XRT(Burrows et al. 2005)で撮像された軟 X 線  $(0.3-1~{\rm keV})$  の測光データであり、平坦期に軟 X 線が顕出しているのが確認できる。従って、光球面は白色矮星程度に縮小していると考えられ、平坦期中の  ${\rm L1}$  点近くまで拡大した可視光源とは考えにくい。このような光球面は可視光領域では十分暗く、一方で、降着円盤は光球面の照射が再輻射されて可視光領域で非常に明るくなっていると推察される。

また、分光観測では、平坦期中に Hα, 及び HeII の狭輝線成分が発達していることが確認でき、ejecta の高速度成分ではなく、降着円盤のような連星系内部の低速度成分の寄与が表れていると考えられる。 Mason et al. (2012) によると、水素やヘリウムの狭輝線成分は ejecta ではなく、連星系内部にある降着円盤から生じるとされており、U Sco 2022 年爆発の平坦期は降着円盤による寄与と考えて無矛盾である。

以上の考察より、平坦期中の光源は降着円盤である可能性が高い。平坦期中、降着円盤は  $\alpha \sim 1.2$  で主星の Roche volume 半径を超えて L1 点近くまで拡大しているが、平坦期直後、約 2,3 軌道周期で急激に tidal truncation 半径にまで縮小することが確認された。これは爆発後、一時的に拡大した降着円盤が定常状態に戻るまでの構造変化として解釈できる。Hachisu & Kato (2003) によると、光球面から吹いている wind と降着円盤表面の物質との速度差でKelvin-Helmholtz 不安定性が生じ、円盤の表面層が外側へ流れだして、円盤が拡大する。やがて、windが止むと、拡大した円盤の外縁が dynamical timescaleで主星方向へと落ち込み、数軌道周期で定常状態に戻ると考えられている。

一方で、新星爆発後も降着円盤が存在しうるかについては議論の余地がある。U Sco の場合、三次元流体シミュレーションの計算結果から、爆発初期に降着円盤は blast wave によって破壊されることが示唆された (Drake & Orlando 2010)。しかし、König et al. (2022) が YZ Ret の新星爆発の極初期に X-ray flash を発見し、Kato et al. (2022) がこの flash を解析した結果、wind が吹く前の極初期において、nova envelope は静水圧平衡を保っており、blast wave を生まないと結論付けている。更に、Hachisu & Kato (2022) によると、可視最大光度時刻後、衝撃波は連星

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

系遠くの光球面より外側で生じ、極初期の blast wave によって円盤は破壊される可能性を否定している。

### 5 Conclusion

新星爆発によって降着円盤が消滅あるいは残存するのかについて様々な議論がある。我々は2022年に爆発した反復新星 U Sco の食解析、及びスペクトル解析を行い、降着円盤の構造変化を調べた。降着円盤は平坦期中に L1 点近くまで拡大した直後、急激に縮小し、定常状態に戻ることが定量的に初めて観測された。今後は三次元 SPH シミュレーションによる新星風と降着円盤との相互作用の再現を試みたい。また、上記シミュレーションの結果を元に輻射輸送コードを用いて可視スペクトルを計算し、爆発毎でのスペクトルの差異を説明したい。

## Acknowledgement

藤井貢氏には U Sco 2022 年爆発の可視光スペクトルデータを提供頂きました。この場を借りて深く御礼申し上げます。

### Reference

Burrows, D. N., et al. 2005, Space Sci. Rev.

Cleveland, W. S. 1979, Journal of the American Statistical Association

Drake, J. J., & Orlando, S. 2010, ApJL

Evans, A., Banerjee, D. P. K., Woodward, C. E., Geballe, T. R., Gehrz, R. D., Page, K. L., & Starrfield, S. 2023, MNRAS

Hachisu, I., Kato, M., Kato, T., & Matsumoto, K. 2000, Ap.I

Hachisu, I., & Kato, M. 2003, ApJ

Hachisu, I., & Kato, M. 2006, ApJS

Hachisu, I., & Kato, M. 2022, ApJ

Kato, M., Saio, H., & Hachisu I. 2022, ApJ

Kato, T., Uemura, M., Ishioka, R., Nogami, D., Kunjaya, C., Baba, H., & Yamaoka, H. 2004, PASJ

König, O., et al. 2022, Nature

Mason, E., Ederoclite, A., Williams, R. E., Valle, M. D., & Seitawan, J. 2012, A&A

Muraoka, M., et al. 2024, PASJ

Paczynski, B. 1977, ApJ

Schaefer, B. E., et al. 2011, ApJ

Shappee, B. J., et al. 2014, ApJ

Thoroughgood, T. D., Dhillon, V. S., Littlefair, S. P., Marsh, T. R., & Smith, D. A. 2001, MNRAS ----indexへ戻る

コンc09

# 自動観測システム Smart Kanata の初期成果 佐崎 凌佑

#### 自動観測システム Smart Kanata の初期成果

佐崎 凌佑 (広島大学大学院 先進理工系科学研究科)

#### Abstract

新星や矮新星などの激変星は爆発現象を起こす天体として古くから知られてきたが、その爆発初期には未解明の問題が残されている。激変星の爆発初期の物理状態は1日以内のタイムスケールで変わってしまうため、爆発の発見直後からの追跡観測が望まれるが、適切な追跡観測を行うためには専門家の観測判断が必要になる。そのため、専門家の不在による観測機会損失が起こっていた。自動観測システム"Smart Kanata"はこのような状況を解決するために開発されたシステムで、新天体情報の収集、発見天体の型判別、追跡観測モードの決定、そして観測までを全て自動で行う。Smart Kanata は 2021 年 10 月から試験運用を開始し、複数の WZ Sge 型矮新星のアウトバースト初期の多波長同時連続撮像に成功した。また、昨年 12 月から定常運用を開始し、定常運用期間ではこれまでに1度の自動分光観測に成功した。観測したスペクトルから新天体が古典新星であることを同定した。この観測は新星爆発の極大前に行われており、爆発初期の貴重なデータとなった。今後も運用を継続することで、年に数回程度の頻度で、Smart Kanata が激変星の爆発初期現象を捉えることが期待される。

#### 1 Introduction

新星や矮新星などの激変星は白色矮星と恒星から なる連星系で、突発的な爆発現象を起こす。これらの 天体の爆発初期の現象には未解明の問題が残されて いる。新星の爆発初期のスペクトル(図1)にはウォ ルフ-ライエ星のような高励起輝線が確認されている が (Arai et al. 2015)、同様の現象は未だ他天体では 確認されていない。また、矮新星のサブクラスであ る WZ Sge 型矮新星は、アウトバースト初期に、早 期スーパーハンプと呼ばれる、ダブルピークをもつ 明るさの周期変動を見せるが(図2)、そのメカニズ ムは十分に理解されていない。これらの現象は1日 位内のタイムスケールで物理状態が変わってしまう ことから、発見直後から適切な追跡観測を行うこと が必要となる。これらの激変星は新天体の発見時に その正体が不明で、混同されやすい天体なども存在 することから、素早く適切な追跡観測を行うために は、専門家が観測現場で判断を行う必要がある。そ のため、これまでは専門家の不在による判断ミスで 適切なデータが取得されていなかったり、そもそも データをとっていないことがよく起こっていた。さ らに、近年の大規模サーベイにより、突発天体情報 が劇的に増えたことで、人力で情報を収集し判断す ることがより難しくなった。観測判断を自動化した システムを作成すれば、専門家が不在の状況でも観

測を行うことができるようになり、機会損失を防ぐ ことができる。

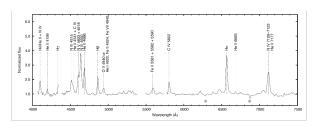


図 1: 古典新星 T Pyx の爆発発見から約 5 時間後の スペクトル。

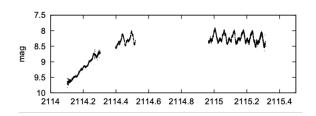


図 2: 矮新星 WZ Sge の早期スーパーハンプの光度 曲線。

#### 2 自動観測システム

#### Smart Kanata

自動観測システムである"Smart Kanta" (以下、 SmartK) は激変星の爆発初期の観測を自動化する ために開発された。観測には東広島天文台の 1.5m かなた望遠鏡とそのナスミス焦点に取りつけられた HOWPol、またはカセグレン焦点に取り付けられた HONIR を利用する。SmartK は新天体情報の収集、 事前情報に基づく天体の正体の判別(型判別)、追 跡観測モードの決定、観測、観測結果に基づく天体 の正体の同定までを完全自動で行うシステムである。 図3はシステムのフローチャートである。10分に一 度の頻度でオンラインデータベース上の新天体情報 を確認し、アラートがあれば自動観測に進む。もし 新天体情報が既知の新星であれば、天体の型判別を スキップして連続分光観測を開始する。また、既知 の WZ Sge 型矮新星であった場合は連続撮像を開始 する。分光観測は HOWPol、連続撮像は HONIR を 用いて行われる。

アラートが新天体の情報であれば、システムは既知の情報からその天体の型を判別する。型は新星、矮新星、WZ Sge 型矮新星、フレア星、ミラ型変光星の5つあり、これらは激変星と激変星に混同されやすい天体群となっている。天体の型判別は8つの特徴量に基づいて行われる。特徴量xを持つ天体がクラスkである確率を以下で求め、

$$p(k|x) = \frac{p(x|k)p(k)}{\sum_{k} p(x|k)p(k)}$$

型判別の結果、天体の正体が高い確率で新星、または WZ Sge 型矮新星だった場合は連続分光観測や連続撮像観測を実施する。不確実性が高く、天体の正体が不明な場合は分光観測、多色撮像、連続撮像の中から追跡観測モードを決定する。

最後に天体の座標から現在観測可能か、望遠鏡と 検出器が起動しているか、天候が良好かなどのステー タスをチェックし、全てクリアなら自動観測を開始 する。

#### 3 Result & Discussion

SmartK を利用した観測によって、爆発初期の新星のスペクトルの取得、複数の WZ Sge 型矮新星の

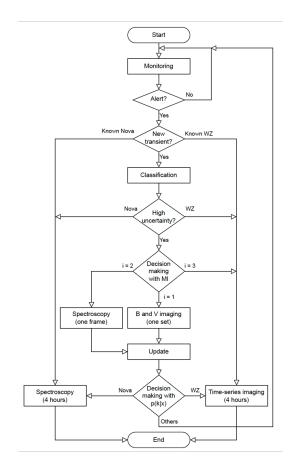


図 3: 自動観測システム Smart Kanata のフローチャート

早期スーパーハンプの多波長検出に成功した。

#### 3.1 V4370 Oph

2024年3月10日、小嶋正氏が11.5等の新天体を発見、TOCPに通報した。SmartK はこの報告を検出、新星と判断し、発見から1.49時間後には自動分光を開始した。観測されたスペクトルは P Cygni プロファイルをもつ幅  $1000-2500\,\mathrm{kg}\,\mathrm{m}^{-1}$  の水素や He I 輝線を示した (Uemura & Nakaoka 2024)。この観測によって新天体が新星であることが確認され、V4370 Oph と命名された。本観測で得られたスペクトルは極大の11時間前の貴重なものとなった。スペクトルには Al III 輝線が確認されたが、Arai et al. (2015)で見られたような高励起の輝線は検出されなかった。

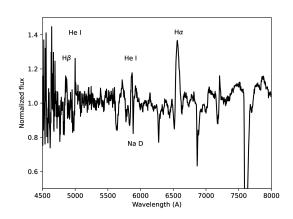


図 4: 新星 V4370 Oph の発見直後の可視光スペクトル。縦軸と横軸はそれぞれ波長とフラックスを表す。

#### 3.2 TCP J07094936+1412280

TCP J07094936+1412280 (以下、J0709) は 2021 年 12 月 28 日に小嶋正氏によって発見され、TOCP に通報された。発見時等級は 13.5 等で、静穏時の対応天体は知られていなかった。2021 年 12 月 31 日に早期スーパーハンプの検出が報告<sup>1</sup> され、WZ Sge 型矮新星であると判明した。我々は 2022 年 1 月 2 日にかなた望遠鏡を用いて V、J バンドでの同時連続撮像を行った。その結果、両バンドで早期スーパーハンプを検出することに成功した(図 5)。

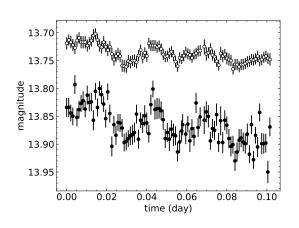


図 5: J0709 の光度曲線。青と赤がそれぞれ V バンドと J バンドを表す。

また、早期スーパーハンプの多波長光度曲線から

トモグラフィー的に降着円盤の構造を再構成する手法 (Uemura et al. 2012) を用いて降着円盤を再構成した。その結果、図の上下に盛り上がった構造が見られた。(図 6)。この構造は過去に再構成された他の WZ Sge 型矮新星でも見られる。

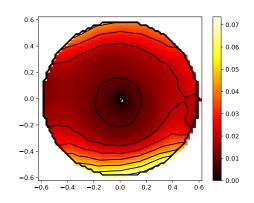


図 6: J0709 の光度曲線から再構成した降着円盤の高さマップ。等高線とカラーマップは円盤の幾何学的な高さを表す。x 軸、y 軸、高さはそれぞれ連星間距離 a で規格化されている。

#### 3.3 TCP J23580961+5502508

TCP J23580961+5502508 (以下、J2358) は2022 年9月30日に小嶋正氏によって発見され、TOCPに 通報された。発見時等級は12.0等で、静穏状態から の振幅が8.6等と非常に大きな値だった。SmartKに よる天体判別では非常に高い確率で WZ Sge 型矮新 星であることが示唆され、発見直後から3日間に渡り 連続撮像を行った。撮像はV, Jバンドで同時に行い、 両バンドにおいて3日間すべてで周期約0.06日のダ ブルピークをもつ変動を検出した(図7)。その後、 通常のスーパーハンプの発達も確認され (vsnet-alert 26980<sup>2</sup>)、J2358 が WZ Sge 型矮新星であることを確 認した。初日のデータは徐々に明るくなっており、観 測時はアウトバーストの極大に達していないことが 示唆される。多波長帯でアウトバースト直後から3日 連続で早期スーパーハンプが検出されたのは本デー タが初である。

 $<sup>^1 \</sup>rm http://ooruri.kusastro.kyoto-u.ac.jp/mailarchive/vsnet-alert/26479$ 

 $<sup>^2 \</sup>rm{http://ooruri.kusastro.kyoto-u.ac.jp/mailarchive/vsnet-alert/26980}$ 

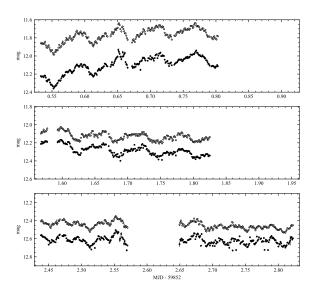


図 7: J2358 のアウトバースト発見後 3 日間の光度曲線。白丸と黒丸はそれぞれ V バンドと J バンドを表す。また、上段から 1 日目 (9月 30日)、2 日目、3 日目を表す。横軸と縦軸はそれぞれ、発見日を起点とした時間(日)と等級を表す。

この天体についても再構成を行った。その結果は 昨年の若手夏の学校で発表したので、そちらを参照 されたい。

#### 3.4 SmartK の有効性

SmartK は 2021 年 10 月に観測モードを連続撮像のみとした試験運用を開始した。その後、2023 年 12 月 18 日に定常運用を開始した。定常運用では観測対象の明るさの最低値を 16 等に設定しており、発見時等級がそれよりも明るい天体のうち、天候や高度などの条件が整っている場合に自動観測が開始される。運用期間 211 日間 (7/16 時点)で SmartK の観測対象になる新天体情報が 13 回あり、実際に自動観測に成功した例が1回だった。アラートは不定期だが、平均すると約2週間に一度の頻度で発生している。13回のチャンスのうち 12回は天候不良や天体の望遠鏡が起動していないなどの理由で自動観測が行われなかった。

12回のアラートで自動観測に移行しなかった主な原因は天候不良によるもので、Smart Kの予想結果しだいでは翌日以降に手動観測を行った。自動観測を行った天体では、新星の発見直後かつ極大より前の

スペクトルを取得することに成功しており、非常に有用なデータを獲得することができた。このことから SmartK は専門家不在の状況で観測を行う手段として有効なシステムであると言える。今後、継続的に運用していくことで、発見報告直後の追跡観測成功が増加することが期待される。試験運用期間を含めると新天体のうち、SmartKが新星、WZ Sge 型矮新星ではないと判断した天体が多くを占めるが、それらの天体の正体をいち早く確定することで、より多く、上質なデータの取得ができるだろう。

#### 4 Conclusion

これまでの試験運用、定常運用を通して、以下のことが判明した。

- V4370 Oph の発見直後の分光観測に成功し、当該天体が古典新星であることを同定した。観測されたスペクトルは新星爆発の極大前の貴重なデータとなった。
- 複数の WZ Sge 型矮新星のアウトバースト初期 の多波長連続撮像に成功した。特に J2358 では アウトバーストの発見直後から 3 日間に渡り、 多波長で早期スーパーハンプを検出することに 成功した。このようなデータから円盤構造の調 査が行われたのは本研究が初である。
- SmartK は激変星の初期観測に有効なシステムであると考られる。今後の運用継続により、より多くのデータの取得が期待される。

#### Reference

- M. Uemura, & T. Nakaoka 2024, ATel/16521
- M. Uemura, T. Kato, T. Ohshima, & H. Mehara 2012,  ${\rm PASJ}/64.5.92$
- A. Arai, M. Isogai, M. Yamanaka, H. Akitaya, & M. Uemura 2015, APP.2015.02.0257

## コンc10

# 中性子星内のギャップレス超流動 泉 啓太

#### 中性子星クラストの熱的性質

泉 啓太 (神戸大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

中性子星は太陽程度の質量を持つ一方、半径 10km 程度と非常に高密度である。その高密度がゆえ、中性子 星はコアだけでなく殻 (以下:crust) と呼ばれる表面に近い領域についてもよく分かっていない。 本発表では Page & Reddy(2012) の論文をレビューし、中性子星クラストの熱的性質について理論と観測の 観点から説明する。

#### 1 Introduction

#### 1.1 中性子星の内部構造

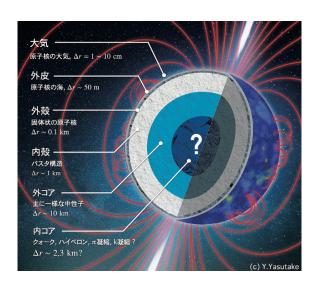


図 1: 中性子星の内部構造を示す断面図 (Enoto & Yasutake 2021)

図1は中性子星の内部構造を示す断面図である。 それぞれの領域について簡単に説明する。

#### 1. 大気+外皮 ( $\rho \leq 10^6 \text{g/cm}^3$ )

大気は厚さ~10cm、外皮は厚さ~50mで、まとめ て表面 (surface) と呼ぶことも多い。外皮は原子核が 響を大きく受けている。そのため、中性子星の表面 液体状で、海 (ocean) とも呼ばれる。

#### 2. 外殼 (outer crust)

 $(10^6 \text{g/cm}^3 \lesssim \rho \lesssim 4.3 \times 10^{11} \text{g/cm}^3)$ 

厚さ~100mで、原子核結晶格子と電子ガスから構 成される。密度が臨界値を超えると、原子核に束縛 されるよりも束縛されない方が安定な自由中性子が

存在し始め、中性子が原子核から漏れ出す。これを 「中性子ドリップ」と呼び、ドリップの起こる密度が 外殻と内殻の境界となっている。

#### 3. 内殼 (inner crust)

 $(4.3 \times 10^{11} \text{g/cm}^3 \lesssim \rho \lesssim 1.6 \times 10^{14} \text{g/cm}^3)$ 

厚さ~1kmで、表面から内殻まで含めても中性子 星の半径の1割程度である。

ドリップした中性子がクーパー対をつくると考え られており、中性子過剰核の結晶格子と電子ガス、超 流動中性子流体から構成される。

密度が臨界値を超えると原子核が原子核として存 在できなくなり、陽子と中性子に溶解する。これを 「原子核の溶解」と呼び、溶解の起こる密度が内殻と 外コアの境界となっている。

ただし、この密度付近の領域を deep crust と呼ぶ。

#### どのようにして内部構造を見るか 1.2

内部構造を考える上で1つの疑問が生じる。観測 では中性子星の表面温度をX線で観測することしか できない。そこから内部の物理的な熱的情報を抜き 出せるのだろうか。

実際には、中性子星表面は内部からの熱輸送の影 温度を観測することで、内部の熱的性質についての 情報を得ることが可能である。熱輸送の影響は§2.1 で述べる"熱進化方程式"を用いて考える。

#### 1.3 観測に必要な環境

inner crust の熱的・輸送的性質を観測的に探るためには、crust が観測可能な時間スケールで急速に温度変化する環境が必要である。そのような環境として2つのパターンが考えられる。

- 1. crust に大量の熱を蓄積する過程 (降着など) が あり、それが終了してからの冷却を観測する。 例)MXB 1659-29
- 2. 誕生直後の中性子星が冷却されて、最初の高温 の原始中性子星の段階からの冷却を観測する。 例) 超新星 1987A

本発表では、1つ目のパターンである降着中性子 星の冷却について考える

#### 2 Methods

#### 2.1 熱進化方程式

ここでは、中性子星の温度の時間発展を支配する 方程式を考える。4つのパラメータとして、 $C_V$  を比 熱、 $\kappa$  を熱伝導率、 $Q_h$  を加熱率、 $Q_\nu$  をニュートリ ノ放射率とすると、

1本目は単にエネルギー保存の式 (連続の式) である。ただし、単位体積あたりであることに注意する。2本目は熱フラックス、3本目は熱度 (luminosity) の定義式である。

これらを組み合わせると、1次元の"熱進化方程式"が導かれる。

$$C_V \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 \kappa)}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial r} + Q_h - Q_\nu \quad (2)$$

4つのパラメータを与えてこの方程式を数値的に解くことで、中性子星の表面からの深さに対して、温度の時間変化が求まる。

ただし、4つのパラメータを独立に与えて良いかは考える必要がある。 $Q_{\nu}$ はベータ崩壊の反応率によっ

て独立に決まる。また、 $Q_h$  は降着物質の核融合反応によって決まる。

ところが、内部構造に最も重要である、比熱  $C_V$  と 熱伝導率  $\kappa$  は一般に独立には決められないことが分かる。以下でそれを確認する。

#### 2.2 熱変動の時間スケール

比熱  $C_V$  と熱伝導率  $\kappa$  と、長さの次元を持つ量 l を用いて、時間の次元を持つ量

$$\tau_{\rm th} \sim \frac{C_V l^2}{\kappa}$$
(3)

を構成できる。ここで l は温度変動の起こる典型的 な長さスケールである。中性子星が isothermal に近いほど、l は大きくなる。

 $au_{
m th}$  は観測可能な量であるため、これより観測値  $au_{
m th}$  は  $au_{
m k}^{C_{
m V}}$  を制限する。つまり、比熱  $au_{
m V}$  と熱伝導率  $au_{
m k}$  を独立に決められないことが分かる。これでは数値計算を行っても物理的な意味を持たない。

しかし、次に紹介する準永続天体では、比熱  $C_V$  と 熱伝導率  $\kappa$  を理論から決めることができる。

#### 2.3 準永続天体

§1.3で述べたように、本発表では降着中性子星を考えている。降着が一過性 (通常数週間〜数ヶ月) である中性子星の中で、降着 outburst が数年続く天体が 4つ (2012 年時点) 発見されている。そのような天体は準永続天体と呼ばれている。

準永続天体は通常の降着中性子星と比べて降着 outburst が十分長い時間続く。それゆえ降着が終了する時点で crust とコアが定常状態に達しているとみなすことができる。

つまり、初期状態で

$$\frac{\partial T}{\partial t} = 0 \tag{4}$$

とすることができる。

すなわち、(2) 左辺の

$$C_V \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \tag{5}$$

であり、 $C_V$  は左辺にしかないため、初期状態では

$$\kappa \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 \kappa)}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial r} + Q_h - Q_\nu = 0 \qquad (6)$$

となる。ゆえに初期温度を観測することで $\kappa$ の初期 plofile を  $C_V$  と独立に決めることができることが分かる。

これより、準永続天体では $\kappa$ と $C_V$ の初期 plofile を決めて、数値計算を行えることが分かる。

#### 3 Results

#### 3.1 MXB 1659-29 O Cooling(1)

準永続天体の一例である、MXB 1659-29 について 数値計算を行い、その結果について以下に述べる。

MXB 1659-29 は outburst が 2.5yr 続き、2001 年 9 月に爆発が終了した。 outburst が終了した時刻を  $t_0$  とし、冷却されている時間を  $t-t_0 \equiv \tau_{th}$  とする。

MXB 1659-29 において熱進化方程式を解いた結果 を図 2 に示す。ただし、図中の数字は冷却時間 (単位: 日数) である。

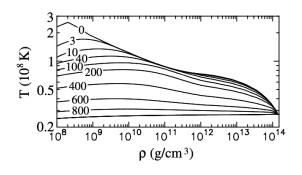


図 2: MXB 1659-29 における内部温度の密度, 日数 依存性 (Page & Reddy 2012)

横軸の密度を中性子星表面からの深さと読み替えて、図 2 に見られる冷却の性質を、 $\S$  2.2 で導入した熱変動の時間スケール  $\tau_{\rm th}$  で説明することができる。

冷却開始直後は表面に近い、浅い領域  $(l \ h)$  の温度変化が見られる。これは l が小さいと  $\tau_{\rm th}$  が小さくなることと一致する。

一方、日数が経過すると、温度変化する領域が深くなっていく。これはlが大きいと $\tau_{\rm th}$ が大きくなることと一致する。

十分日数が経過すると、コアの温度変化が見えるようになり、中性子星の表面からクラストまでほぼ isothermal となる。

ここから、中性子星の冷却では**初めは浅い領域の物理が見え、時間が経つにつれ深い領域の物理が見えてくる**ことが示唆される。

#### 3.2 MXB 1659-29 O Cooling(2)

表面温度に関する数値計算結果と、観測データを プロットしたものを図3に示す。

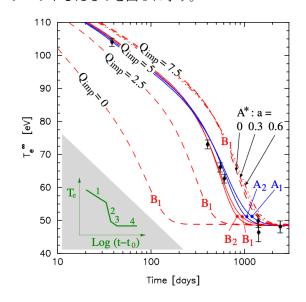


図 3: MXB 1659-29 における表面温度の日数依存性 (Page & Reddy 2012)

観測と一致するために、不純物分散パラメータ  $Q_{\rm imp}$  や、entrainment パラメータ a を導入している。また、inner crust での超流動モデルについて  $A_1,A_2,B_1,B_2$  の 4 つを採っている。パラメータやモデルの詳細についてはここでは省略する。

観測をうまく説明する  $Q_{\rm imp}=5$  のグラフに注目する。このグラフは図 3 左下のように、ラフに 4 つの phase に分けて見ることができる。これは前のセクションで述べたように、初めは浅い領域の物理が見え、次第に深い領域の物理が見えることを表している。具体的には phase 1 が outer crust、phase 2 が inner crust、phase 3 が deep crust、phase 4 がコアである。

#### 4 Conclusion

中性子星の冷却では、初めは浅い領域の物理が見え、時間が経つにつれ深い領域の物理が見えてくる

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

ことを確認した。これはどのタイプの中性子星の冷却に対しても共通する性質である。つまりこれは、長い日数が経過し、十分に冷却された中性子星は、クラストの物理を観測することは不可能であることを意味している。

Future Work として、§1.3 で述べたもう1つのタイプである、超新星 1987A についての Cooling 計算を行い、2030 年代に打ち上げ予定の X 線望遠鏡 Lynx で、超新星 1987A のクラストの物理が観測可能かどうかを議論したい。

#### Reference

Page, & Reddy 2012

Enoto, & Yasutake 2021

## コンc11

# パルサーの放射領域と偏光の系統的調査 佐伯 聖真

#### パルサーの放射領域と偏光の系統的調査

佐伯 聖真 (広島大学大学院 先進理工系科学研究科)

#### Abstract

パルサーは周期的なパルス状の放射が観測される天体で、その正体は高速回転強磁場中性子星である。パルサーの周囲にはプラズマで満たされた磁気圏が形成され、そこでの高エネルギー粒子による放射がパルス放射の起源と考えられている。光度曲線がパルス状であることは放射領域が非等方な空間構造を持つことを意味するが、いくつかの異なる放射領域でもパルス波形の傾向が再現できることから、放射領域の位置はまだ決定できていない。放射領域に対して、パルスの波形に加えて磁場構造の情報を持つ偏光観測を用いることでさらに強い制限を与えることが可能である。ただし、光度曲線や偏光はパルサーの自転軸と磁軸の傾き、また観測する角度に大きく依存することから、系統的に理解するには複数のパルサーの観測データが必要である。この点に関して、2021 年に打ち上げられた X 線偏光衛星 IXPE によりこれまでかにパルサーのみであった X 線偏光観測データが他の複数のパルサーでも得られる状況となった。しかし観測と比較対象の現在の偏光モデルは、これまでパルサーの自転軸に対して外向きの放射のみを考慮してきたが、ガンマ線に関しては電子陽電子対生成により無視できるものの X 線や可視光では内向きの放射が無視できないという問題がある。そこで我々は外向き放射のみの場合に対して、内向き放射も考慮した場合偏光にどう影響するかを調べた。その結果、内向き放射は外向き放射のセカンドピークの偏光度を下げ、ピーク間に位置する放射強度が低い位相領域の偏光度を上げる傾向があることが分かった。

#### 1 Introduction

パルサーは周期的なパルス状の放射が観測される 天体であり、その正体は高速回転し強磁場を持つ中 性子星であると考えられている。中性子星の強磁場 と高速回転で生じる単極誘導により、その周囲でプ ラズマ粒子の加速、生成が起こり、この過程に伴って 発生する電磁波がパルス放射として観測されている と考えられている。パルス状の放射であることから 放射領域が非等方的な空間構造を持つことが分かる が、その放射領域の位置は分かっておらずパルサー 研究における未解決問題の一つである。パルス波形 の観測データと放射領域に対する現象論的なモデル との比較により放射領域を制限することが可能であ るものの、現状では異なる放射領域を持つ複数のモ デルで観測データを再現できており、放射領域の特 定には至っていない (Dyks et al. 2004; Takata et al. 2007; Cerutti et al. 2016).

パルス波形以外の観測量に偏光があり、偏光から は放射領域の磁場の情報が新たに得られるため、パ ルス波形のみでは区別できなかった放射領域をさら に制限できる可能性がある。パルサーの周囲では磁 場によって粒子の運動が制限されるため、パルス放 射は高い偏光度を持つと期待される。ただし、パルサーのパルス波形や偏光はパルサーの自転軸と磁軸の傾きや観測する角度に強く依存するため、パルサーの一般的な性質として放射領域を理解するには複数の天体に対する系統的な理解が必要である。

放射領域モデルの1つである outer gap では粒子が高エネルギーに加速されガンマ線を放出し、そのガンマ線が周囲の光子と衝突して電子陽電子対生成を起こすと考えられている(図1)(Cheng et al. 1986)。生成された粒子は一般に磁場に垂直な速度成分も持っているためシンクロトロン放射をし、X線のパルス放射に寄与すると考えられている。

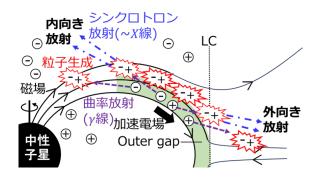


図 1: Outer gap の概略図

X線偏光の観測について、これまで観測されてい たパルサーは Crab パルサーの一天体のみで放射領 域の系統的な議論ができなかったが、2021年に X 線 偏光観測衛星 IXPE が打ち上げられ、これから複数 のパルサーで X 線偏光が観測されると期待され、放 射領域についての系統的な議論が可能になりつつあ る。しかし、我々は X 線偏光の解析モデルに問題が あると考えている。Outer gap では粒子が加速電場 によって加速されるため、外向きの放射が存在すれ ばその逆の内向きの放射も存在する(図1)。内向き 放射について、ガンマ線は磁気圏を通過する間で粒 子生成によって吸収されると考えられるが、X線は 粒子生成しないため観測に十分寄与すると考えられ る。この内向き放射が X 線偏光の解析モデルに考慮 されていないことが問題である。また、内向き放射 を考慮することの必要性は観測データからも示唆さ れている。例えば、Velaパルサーのパルス波形には、 ガンマ線には無く X 線には存在するピークがあり、 そのようなピークは外向き放射のみで説明すること はできない。先行研究 (Kisaka & Kojima 2011) で内 向き放射によってそのようなピークを作り出せるこ とが示されている。以上のことから、本研究では内 向き放射を考慮した偏光計算を系統的に行い、外向 き放射のみの場合に対して偏光へどのような影響が あるかを調べる。

#### 2 Methods

偏光計算を行う上でのモデルの仮定とパラメータを表 1 に示す。ここで、パラメータとして見込み角  $\xi$  は自転軸と観測者の視線方向のなす角、傾き角  $\alpha$  は自転軸と磁軸のなす角である(図 2)。またパラメータ a は、星との共回転速度が光速に達する半径である Light Cylinder(LC) 半径に接する磁力線(星表面での磁軸からの角度  $\theta_{\rm lc}$ )に対する放射領域の位置を表しており、a<1 は外側、a>1 は内側の放射領域を表す。

偏光計算の方法を以下で説明する。まず磁場構造 を遅延を考慮した真空双極子磁場 (Deutsch 1955)

$$B(r,t) = -\left\{\frac{\mu(t_r)}{r^3} + \frac{\dot{\mu}(t_r)}{cr^2} + \frac{\ddot{\mu}(t_r)}{c^2r}\right\}$$
(1)  
+ $e_r e_r \cdot \left\{3\frac{\mu(t_r)}{r^3} + 3\frac{\dot{\mu}(t_r)}{cr^2} + \frac{\ddot{\mu}(t_r)}{c^2r}\right\}$ 

表 1: 偏光計算での仮定 (上) とパラメータ (下)

磁場構造	遅延を考慮した真空双極子磁場	
放射領域	Outer gap	
放射機構	シンクロトロン放射	
放射方向	外向き、内向き	
放射強度分布	放射領域内で一様	
見込み角	ξ	
傾き角	$\alpha$	
放射領域の位置	$a = \theta_{\mathrm{u}}/\theta_{\mathrm{lc}}$	

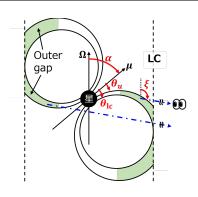


図 2: 偏光計算でのパラメータ

と仮定し、傾き角  $\alpha$  と放射領域の位置 a を与えることで放射領域を指定する。ここで、 $\mu(t)=\mu(\sin\alpha\cos\Omega te_x+\sin\alpha\sin\Omega te_y+\cos\alpha e_z)$  は磁気双極子モーメント、 $t_r=t-r/c$  を遅延時間とする。放射領域の inner boundary は outer gap の inner boundary である、磁場が自転軸に対して垂直になる null と呼ばれる位置とする。放射領域の outer boundary は星中心からの距離が LC 半径、または自転軸に垂直な距離(円筒半径)が LC 半径の 0.9 倍となる位置とする。放射領域内での各点における放射方向を表す単位ベクトル n は次式で定義する。

$$\boldsymbol{n} = (\beta_0 \cos \theta_p) \boldsymbol{b} + (\beta_0 \sin \theta_p) \boldsymbol{b}_{\perp} + \beta_{co} \boldsymbol{e}_{\phi}$$
 (2)

b は磁場の単位ベクトル、 $b_{\perp}$  は磁場に垂直な単位ベクトル、 $e_{\phi}$  は星中心を原点とし自転軸を  $\theta=0$  とする極座標の  $\phi$  方向の単位ベクトル、 $\theta_{p}$  はピッチ角、 $\beta_{\rm co}:=R\Omega/c$  は光速 c で規格化した共回転速度 (R は円筒半径、 $\Omega$  は自転角速度)、共回転速度を除いた光速 c で規格化した粒子の速度  $\beta_{0}$  は |n|=1 となるように決める。ピッチ角  $\theta_{p}$  は  $\sin\theta_{p}(r)=\sin\theta_{p}(R_{\rm lc})(r/R_{\rm lc})^{1/2}$ (ただし  $\sin\theta_{p}(R_{\rm lc})=0.06$ )とし (Takata et al. 2007)、ここで  $R_{\rm lc}$  は LC 半径であ

る。内向き放射では外向き放射でのピッチ角  $\theta_p$  を  $\pi-\theta_p$  と置き換えて計算する。磁場に垂直な単位ベクトル  ${m b}_\perp$  は次式で定義する。

$$\boldsymbol{b}_{\perp} = (\cos \delta \phi) \boldsymbol{k} + (\sin \delta \phi) \boldsymbol{k} \times \boldsymbol{b} \tag{3}$$

ここで  $\delta\phi$  は gyro phase、 $\mathbf{k}:=(\mathbf{b}\cdot\nabla)\mathbf{b}/|(\mathbf{b}\cdot\nabla)\mathbf{b}|$  は 磁力線の曲率ベクトルである。式 (2) の第一項は磁 場に沿った成分、第二項は gyromotion による成分、第三項は共回転成分である。

放射領域と放射方向を与えることで、放射が観測 される回転の位相と放射の  $\theta$  方向の角度を計算できる。観測される位相  $\Phi$  は次式で計算する。

$$\Phi = -\Phi_n - \frac{r \cdot n}{R_{lc}} \tag{4}$$

ここで  $\Phi_n$  は放射ベクトルの  $\phi$  成分、r は星の中心を原点とした放射領域の各点の位置ベクトルである。第一項は放射ベクトルの向きによる観測される位相のずれ、第二項は光路差による観測される位相のずれを表している。放射の  $\theta$  方向の角度は次式で計算する。

$$\xi = \cos^{-1} n_z \tag{5}$$

放射領域の各点での粒子の加速度方向の単位ベクトルは次式で計算する。

$$\mathbf{a} = (-\sin\delta\phi)\mathbf{k} + (\cos\delta\phi)\mathbf{k} \times \mathbf{b} \tag{6}$$

放射領域の各点での偏光角  $\chi^i$  は視線方向に垂直な面、すなわち天球面に投影された粒子の加速度ベクトル  $E_{\rm em}=a-(n\cdot a)n$  と、天球面に投影された自転軸  $\Omega_p=\Omega-(n\cdot\Omega)n$  のなす角として次式で計算する。

$$\chi^i = \cos^{-1}(\mathbf{E}_{\rm em} \cdot \mathbf{\Omega}_p) \tag{7}$$

偏光度はシンクロトロン放射であることから、 $\Pi_{\rm syn}=(p+1)/(p+7/3)$  とする。ここで粒子スペクトル指数 p=2 とする。放射領域の各点でのの Stokes パラメータを次の 2 つの式で計算する。

$$U^i = \Pi_{\text{syn}} I^i \sin(2\chi^i) \tag{8}$$

$$Q^{i} = \Pi_{\text{syn}} I^{i} \cos(2\chi^{i}) \tag{9}$$

ここで  $I^i$  は放射領域の各点での放射強度であり、今回一様の放射強度分布を考えているため一定 ( $I^i=1$ )

とする。上で得られた値に対して、同じ位相と見込 み角で観測される放射位置について Stokes パラメー タを足し合わせる。

$$U(\xi, \Phi) = \sum_{i} U^{i}, \quad Q(\xi, \Phi) = \sum_{i} Q^{i}$$
 (10)

得られた Stokes パラメータを用いて各位相と見込み 角で観測される偏光度  $P(\xi,\Phi)$  と偏光角  $\chi(\xi,\Phi)$  を次 の 2 つの式で計算する。

$$P(\xi, \Phi) = \frac{\sqrt{Q^2(\xi, \Phi) + U^2(\xi, \Phi)}}{I(\xi, \Phi)}$$
(11)

$$\chi(\xi, \Phi) = 0.5 \tan^{-1} \left( \frac{U(\xi, \Phi)}{Q(\xi, \Phi)} \right)$$
 (12)

ここで、 $I(\xi,\Phi) = \sum_i I^i$  である。

#### 3 Results and Discussions

外向き放射と内向き放射の放射強度と偏光度、偏光角の計算結果を図3に示す。まず放射強度は、内向き放射のピークは外向き放射のピークに対して位相が約0.5異なるところに形成されることが分かる。次に偏光は、見込み角100 deg の場合を考えると、外向き放射と内向き放射ともにブリッジでは偏光度が約0.1より低く偏光角がほぼ一定になる傾向が見られるのに対し、ピーク付近では偏光度が高く偏光角が大きく変動する傾向が見られた。ここで、ブリッジとはピーク間に位置する放射強度の低い位相領域のことである。一方、ブリッジで偏光度と偏光角が構造を持つ傾向は内向き放射のみで見られる。

外向き放射のピークに対して内向き放射が寄与できるピークを調べるために、外向き放射のファーストピークが観測される位相、セカンドピークが観測される位相、放射が観測されない位相の3つに位相を分けた(図3(上))。図3(上)から、内向き放射は外向き放射のファーストピークに寄与しないが、セカンドピークには寄与する傾向があることが分かった。外向き放射のセカンドピークについて、内向き放射を考慮した場合の偏光への影響を調べるために、外向き放射と内向き放射を同じ強度で足し合わせた場合の偏光の計算結果を図4に示す。図4より、内向き放射は外向き放射のセカンドピークの偏光度を下げ、ブリッジの偏光度を上げる傾向があることが分かった。

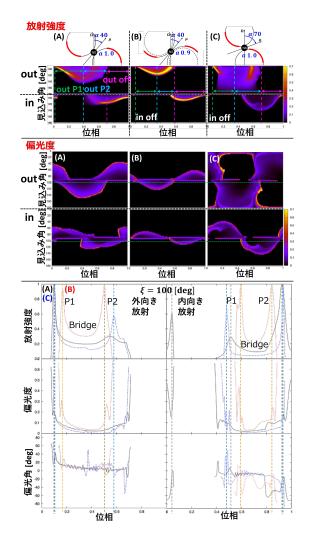


図 3: (上) 外向き放射 (out) と内向き放射 (in) の放射強度。(中) 外向き放射、内向き放射の偏光度。緑点線は見込み角 100 deg を表す。(下) 外向き放射、内向き放射の見込み角 100 deg での放射強度、偏光度、偏光角の位相変化。点線は放射強度のピークの位相を表す。

#### 4 Summary

本研究では、パルサーからの X 線偏光の解析モデルに内向き放射を考慮することによる影響を調べるために、outer gap でのシンクロトロン放射による偏光について、外向き放射のみの場合と内向き放射も考慮した場合の計算を系統的に行った。その結果、外向き放射、内向き放射ともにブリッジで偏光度が約0.1 より低く偏光角がほぼ一定になる傾向が見られたのに対し、ピーク付近では偏光度が高く偏光角

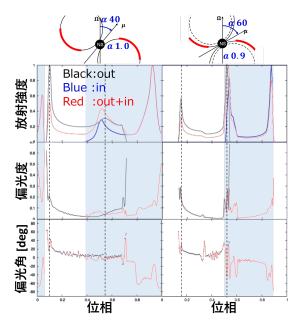


図 4: 見込み角 100 deg での外向き放射のみの場合 (黒線) と内向き放射も考慮した場合 (赤線) の放射強度、偏光度、偏光角の位相変化。点線は外向き放射の放射強度のピークの位相を表す。水色は内向き放射が寄与する位相を表す。

が大きく変動する傾向が明らかになった。また、内向き放射は外向き放射のファーストピークには寄与せず、セカンドピークに寄与する傾向があり、セカンドピークの偏光度を下げ、ブリッジの偏光度を上げる傾向が明らかになった。この結果は今後複数のパルサーで得られることが期待される X 線偏光観測データと放射領域モデルを比較する上で役立つ。

#### References

Abdo et al. 2009, ApJ, 696, 1084

Kisaka, & Kojima 2011, ApJ, 739, 14

Takata, Chang, & Cheng 2007, ApJ, 656, 1044

Dyks, Harding, & Rudak 2004, ApJ, 606, 1125

Cerutti, Mortier, & Philippov 2016, MNRAS, 463, L89

Cheng, Ho, & Ruderman 1986, ApJ, 300, 500

Deutsch 1955, Annales d'Astrophysique, 18, 1

——index へ戻る

コンc12

# 電場優勢領域での Force-Free 近似の破綻とプラズマ運動論効果

福本 優作

#### 電場優勢領域でのフォースフリー近似の破綻とプラズマ運動論効果

福本 優作 (東京大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

ブラックホール(BH)や中性子星には流体のエネルギーに比べて磁場のエネルギーの方が遥かに大きな磁気圏と呼ばれる領域があると考えられている。 特に磁気圏において、一般相対論的効果や磁力線再結合などによって、磁場に比べて電場の方が強い、電場優勢領域 (Electric zone) が形成される可能性が高い。 Electric zone は粒子加速や相対論的ジェット形成に必要不可欠な電流を形成するうえで重要な領域であると考えられる。磁気圏の電磁場を調べるために、プラズマの慣性力や圧力を無視したフォースフリー (FF) 近似を用いることが多い。 Blandford.R & Globus.N (2022) では、FF 近似の元、 Electric zone での電磁場の乱流がBH の回転エネルギーを磁場のエネルギーに変換するとして、 BH の相対論的ジェットのエネルギー源を説明している。 しかし、 Levinson.A (2022) によると、 Electric zone ではプラズマ振動が無視できないほど大きくなるので、 FF 近似が適用できない。 Electric zone では、電場のエネルギーはプラズマ振動によって散逸し、電場と磁場のエネルギーが同程度になるまで減衰する。 私は Electric zone においてプラズマ振動によって電場が減衰する様子を Levinson.A (2020) で用いられるプラズマ運動の現象論的なモデルを使って、 Levinson.A (2022) のシミュレーション結果を再現した。本講演では Levinson.A (2022) のレビューをして私の今後の研究の展望について述べる。

#### 1 Introduction

ブラックホールや中性子星の周囲の磁場が強い領域 を磁気圏と呼ぶ。磁気圏では電磁場が強いので、プラ ズマの慣性や圧力を無視することができる。この近似 をフォースフリー (FF) 近似と言う。FF 近似は電磁 場テンソル  $F^{\mu\nu}$  と四元電流  $J_{\nu}$  を用いて  $F^{\mu\nu}J_{\nu}=0$ という FF 条件を課すことで得られる。この条件か ら電磁場テンソルの Lorentz 不変量、 $E \cdot B$ , $B^2 - E^2$ の内、 $E \cdot B = 0$  という関係が導かれる。 $B^2 - E^2$ に関しては何も決まらず、正負どちらの符号もとり 得る。 $B^2 - E^2 > 0$  の磁場が優勢な領域では FF 近 似は有効であるが、 $B^2 - E^2 < 0$  の電場が優勢な領 域では、プラズマ振動が起きて、FF条件を満たさな いことを示す。 $B^2 - E^2 < 0$  の領域は BH の磁気圏 や、NSで星震が起きた際に閉じた磁力線の両端から アルフヴェン波が生じて衝突した際に生成されると 考えられている。Blandford.R & Globus.N (2022) では、電場が優勢な領域で FF 近似が成り立つと仮 定したときに現れる、不安定な成長モードが乱流を 引き起こし、ブラックホールの回転エネルギーが磁 場のエネルギーに変換されると主張されている。し かし、以上の話より、不安定モードではなく、電場 優勢領域においてはプラズマ振動によってプラズマ

の乱流が起きる。また、プラズマが熱化され逆コン プトン散乱することによって、X線やガンマ線が放 射され観測される可能性がある。

#### 2 2流体プラズマの基礎方程式

電荷が正で質量が $m_+$ ,静止系での数密度が $n_+$ ,四元速度が $u_+^\mu$ のプラズマと負の,四元速度が $u_+^\mu$ のプラズマと負の電荷(各量の添え字を-にしたもの)を考える。それらは、粒子数保存則、エネルギー運動量保存則、状態方程式、Maxwell 方程式を満たす。簡単のために、対生成対消滅などの粒子数が変化する反応は無視できるとすると、粒子数は保存し、

$$\partial_{\mu} \left( n_{\pm} u_{\pm}^{\mu} \right) = 0 \tag{1}$$

を満たす。放射やプラズマ間のエネルギーと運動 量の交換を無視し、プラズマは電磁場とのみエネル ギーと運動量を交換するとき、エネルギー運動量保 存則は、

$$\partial_{\nu}T_{+}^{\mu\nu} = \pm e n_{\pm} F^{\mu\nu} u_{\pm\nu} \tag{2}$$

と書ける。ここで、 $T_{\pm}^{\mu\nu}$  はプラズマのエネルギー 運動量テンソルで  $F^{\mu\nu}$  は電磁場テンソルである。 Maxwell 方程式は、

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

$$\partial_{\mu}F^{\nu\mu} = 4\pi J^{\nu},\tag{3}$$

$$\partial_{\mu}{}^{\star}F^{\mu\nu} = 0, \tag{4}$$

ここで、\* $F^{\mu\nu}$  は双対テンソルである。

$$J^{\nu} = e \left( n_{+} u_{+}^{\nu} - n_{-} u_{-}^{\nu} \right) \tag{5}$$

と四元電流を書くと、プラズマ全体のエネルギー運 動量テンソル $T^{\mu\nu} = T_+^{\mu\nu} + T_-^{\mu\nu}$ を使って、

$$\partial_{\nu}T^{\mu\nu} = F^{\mu\nu}J_{v} \tag{6}$$

と書ける。簡単のために、プラズマが冷たいと仮 定すると、状態方程式は次のようになる。

$$T_{\pm}^{\mu\nu} = n_{\pm} m_{\pm} u_{\pm}^{\mu} u_{\pm}^{\nu}. \tag{7}$$

これらの式を3次元ベクトルで書き直すと、まず 粒子数保存則は

$$\partial_t \left( n_{\pm} \gamma_{\pm} \right) = -\nabla \cdot \left( n_{\pm} \boldsymbol{u}_{\pm} \right) \tag{8}$$

Maxwell 方程式は、

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \rho_e \tag{9}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \tag{10}$$

$$\partial_t \boldsymbol{B} = -\nabla \times \boldsymbol{E} \tag{11}$$

$$\partial_t \boldsymbol{E} = \nabla \times \boldsymbol{B} - 4\pi \boldsymbol{J} \tag{12}$$

エネルギー保存則は、状態方程式を用いて、

$$\partial_t \left( n_+ m_+ \gamma_+ \gamma_+ + n_- m_- \gamma_- \gamma_- + \frac{\boldsymbol{E}^2 + \boldsymbol{B}^2}{8\pi} \right) \tag{13}$$

$$+\nabla \cdot \left(n_{+}m_{+}\gamma_{+}\boldsymbol{u}_{+} + n_{-}m_{-}\gamma_{-}\boldsymbol{u}_{-} + \frac{\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}}{4\pi}\right) = 0$$

運動量保存則、運動方程式は、

$$\partial_t \boldsymbol{u}_{\pm} + (\boldsymbol{v}_{\pm} \cdot \nabla) \, \boldsymbol{u}_{\pm} = \pm \frac{e}{m_{+}} (\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v}_{\pm} \times \boldsymbol{B}) \quad (15)$$

#### フォースフリー近似 3

FF 近似は  $\partial_{\nu}T^{\mu\nu}=0$  とすることであり、エネル (4) ギー運動量保存則から  $F^{\mu\nu}J_{\nu}=0$ ,3 次元ベクトルで 表示すると  $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = 0$ ,  $\rho_e \mathbf{E} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0$  が得られ る。2つ目の式の両辺に電場の外積をとって1つ目 の式を使うと、 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$  を得る。これらの式から Maxwell 方程式は次のように変形される。

$$\partial_t \mathbf{B} = -\nabla \times \mathbf{E} \tag{16}$$

$$\partial_t \mathbf{E} = \nabla \times \mathbf{E} \tag{17}$$

$$-\frac{\nabla \cdot \boldsymbol{E}(\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}) + (\boldsymbol{B} \cdot \nabla \times \boldsymbol{B} - \boldsymbol{E} \cdot \nabla \times \boldsymbol{E})\boldsymbol{B}}{B^2}$$
(18)

 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \rho_e, \nabla \cdot \mathbf{B}$  は初期条件である。

直交する背景磁場  $\boldsymbol{B}_0 = B_0 \hat{n}$  と背景電場  $\boldsymbol{E}_0 =$  $\eta B_0 \hat{t}, \hat{n} \cdot \hat{t} = 0$  の線形摂動を考える。ここで、 $\eta =$  $E_0/B_0$  は、背景電磁場が磁場優勢  $(\eta < 1)$  か電場優 勢  $(\eta > 1)$  かを表すパラメータである。摂動として、 1次元の平面波 $e^{i(\omega t - kz)}$ を考える。そして、Maxwell (8) 方程式を線形化して分散関係を求めると、位相速度  $\delta v = \omega/k$  として、次のようになる。

$$(1 - v^2)[(v + \eta n_1 t_2)^2 - n_3^2 (1 - \eta^2)]v^2 = 0$$
 (19)

ここから次の位相速度 $v_a$ のモードが求まる。

$$v_a = -\eta n_1 t_2 \pm \sqrt{n_3^2 (1 - \eta^2)} = \frac{-B_{01} E_{02} \pm \sqrt{B_{03}^2 (B_0^2 - E_0^2)}}{B_0^2}$$
(20)

 $\eta < 1$  つまり  $B_0^2 - E_0^2 > 0$  のときは、位相速度  $v_a$  は実数でこのモードはアルフヴェン波に対応する。  $\eta > 1$ つまり  $B_0^2 - E_0^2 < 0$ で  $n_3 \neq 0$ つまり  $k \cdot B_0 \neq 0$ (13) のときは位相速度が複素数で摂動が指数関数的に成 長する不安定なモードとなる。BG22では、この不 安定モードが乱流を引き起こし、ブラックホールの 回転エネルギーを磁場のエネルギーに変換できると 主張している。しかし、 $\eta > 1$  の電場優勢領域では、 プラズマは電場によって振動し、FF 条件は成り立た  $\partial_t \boldsymbol{u}_{\pm} + (\boldsymbol{v}_{\pm} \cdot \nabla) \, \boldsymbol{u}_{\pm} = \pm \frac{e}{m_{\pm}} \, (\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v}_{\pm} \times \boldsymbol{B}) \quad (15)$  ないことを示し、この不安定モードが存在しないこ とを示す。

## 4 電場優勢領域での FF 近似の妥当 性

 $B_0 < E_0$  となる電場優勢領域では、磁場が消えて $B_0' = 0$  となる、速度  $m{v_E} = (m{E_0} imes m{B_0})/E_0^2$  で動く観測者の系が存在する。その系で、電場は次のようになる。

$$\mathbf{E}_0' = \sqrt{1 - B_0^2 / E_0^2} \mathbf{E}_0 = \sqrt{E_0^2 - B_0^2} \hat{t}$$
 (21)

全空間において一様に時間依存する解の周りの摂動が求められることが知られていて、その解を E=E(t), B=B(t) とする。このとき、物理量が空間に依存しないので、 $\partial_t B=0$  となり、 $B=B_0'=0$  となる。また、粒子数保存則は、 $\partial_t (n_\pm \gamma_\pm)=0$  となり、中性プラズマであるとすると、 $\gamma_+ n_+ = \gamma_- n_- = N_0$  となって、電流は  $J=e(n_+u_+-n_-u_-)=eN_0(\beta_+-\beta_-)$ となる。残りの基礎方程式は次のようになる。

$$\partial_t \mathbf{E} = -4\pi \mathbf{J} = -4\pi e N_0 (\beta_+ - \beta_-) \tag{22}$$

$$\partial_t(\boldsymbol{u}_{\pm}) = \pm \frac{e}{m_+} \boldsymbol{E} \tag{23}$$

$$\partial_t \left( N_0(m_+ \gamma_+ + m_- \gamma_-) + \frac{E^2}{8\pi} \right) = 0$$
 (24)

よって、系はプラズマ振動を引き起こし、 $m{J}\cdot m{E}=\partial_t \Big(\frac{E^2}{8\pi}\Big) \neq 0$  となり、FF 条件が満たされていないことがわかる。

#### 5 電場優勢領域の散逸

前の章で、電場優勢領域ではプラズマ振動が起きて FF 近似が適応できないことを見た。プラズマ振動の運動エネルギーは、摩擦によって減衰し、熱に変換されたり、逆コンプトン散乱によって、放射のエネルギーに変換されたりすることが予想される。ここで、摩擦は Levinson.A (2020) で説明された現象論的な方法でモデル化する。摩擦力を、

$$g_{+}^{\mu} = \pm \chi m_{-} c n_{+} n_{-} (u_{-}^{\mu} - u_{+}^{\mu}) \tag{25}$$

として与える。 $\chi$  は摩擦係数で、定数であるとする。これは電荷が逆符号の電荷との相対速度の向きに摩擦力を受けるという式である。この摩擦力を運動方程式の右辺に加える。摩擦によってプラズマが加熱されるので、エネルギー運動量テンソル  $T_{\mu\nu}$  に比エンタ

ルピー $h_\pm$  を含める。簡単のために、 $h_+=h_-=h$  と仮定する。 $\omega_p=\sqrt{8\pi N_0e^2/m}$  として、 $\tau=\omega_p t, \tilde{E}=E/\sqrt{8\pi m N_0}, \tilde{\chi}=\chi N_0/\omega_p$  として方程式を無次元化すると、

$$\partial_{\tau}\tilde{E} = -\frac{1}{2}(\beta_{+} - \beta_{-}) \tag{26}$$

$$\partial_{\tau}(hu_{\pm}) = \pm \tilde{E} \pm \frac{\tilde{\chi}}{\gamma_{+}\gamma_{-}}(u_{-} - u_{+}) \qquad (27)$$

$$\partial_{\tau}(h\gamma_{+} + h\gamma_{-} + \tilde{E}^{2}) = 0 \tag{28}$$

となり、これらの式を初期条件として、 $\tilde{\chi}=1,u_{\pm}=0,h=1,\tilde{E}=\tilde{E}'_0=10^2$ として数値計算したものが図1であり、今回レビューする論文の図を再現できた。電場のエネルギーが熱になって減衰する様子がわかり、プラズマの速度も静止状態から急激に加速された後、減衰する様子がわかる。

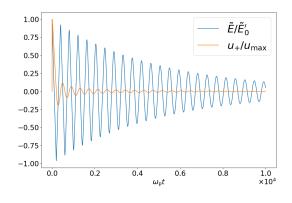


図 1: 摩擦による電場の減衰

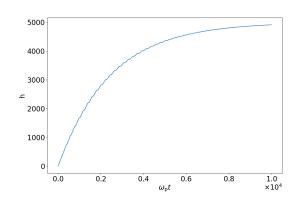


図 2: 電場のエネルギーが熱化されてエンタルピーが 増える様子

#### 6 Conclusion

フォースフリー近似は  $B^2 > E^2$  の領域でのみ有効である。BH の磁気圏や、NS で星震が起きた際に閉じた磁力線の両端からアルフヴェン波が生じて衝突した際に生成されると考えられている、 $B^2-E^2<0$  の領域では、電場のエネルギーがプラズマ振動のエネルギーに変わり、乱流や熱化や逆コンプトン散乱などによって  $B^2 \sim E^2$  の状態にまで減衰すると予想される。だから、電場が優勢な領域では、FF 近似による乱流ではなく、プラズマ振動による乱流によって、現象を説明するのが妥当である。

#### Acknowledgement

日々教育と応援をしていただいてる、研究室の指 導教員の先生方と先輩方と同期の方に感謝申し上げ ます。

#### Reference

Levinson A 2022, MNRAS, 517,1
Blandford R & Globus N 2022, MNRAS
Levinson A 2020, Phys. Rev. E, 102,063210

## コンc13

## 自己重力レンズを起こすブラックホール・白色矮星連 星系の観測可能性

久山 瞭

#### 自己重力レンズを起こすブラックホール・白色矮星連星系の観測可能性

久山 瞭 (京都産業大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

宇宙に存在する恒星の多くは連星として誕生すると言われており、未だに解明されていないことが多い超新星爆発や降着円盤の形成といった現象は、連星の進化途中でも引き起こされると考えられている。これらの現象には連星系の進化が関わっているが、未だにそのシナリオは確立されていない。連星進化のシナリオによって、最終的に形成されるコンパクト天体の質量分布などが異なるため、逆にそれを利用してシナリオに制限を与えるということが可能になる。本研究では連星系の質量分布などを求めるために連星進化モジュールCOSMIC を利用し、どのようなブラックホール・白色矮星連星系が形成されるかを計算する。主星、伴星の質量と軌道半径の3つをフリーパラメータとし、それぞれの値で主系列星の連星系から連星進化を計算する。そして、ブラックホール・白色矮星連星系が形成されるのかどうか、形成される場合どのような質量分布、軌道半径分布を持つのかなどを調べる。最終的に、この連星がどのような周期やイベントタイムスケールで自己重力レンズを起こすかを推定した。結果として、ブラックホール質量が $8M_{\odot}$ 、白色矮星質量が $0.3M_{\odot}$ 、軌道半径が $100R_{\odot}$  程度の連星が、数十日周期でイベントタイムスケールが数十分の自己重力レンズ現象を起こすという結果が得られた。

#### 1 Introduction

連星の進化は共通外層の進化や、主星、伴星間で起こる質量輸送など単独星の進化では見られない現象がある。恒星の進化の最終段階としてコンパクト天体(CS)になることが知られおり、コンパクト天体とはブラックホール(BH)、中性子星(NS)、白色矮星(WD)の総称である。コンパクト天体は高密度な天体であり、その中でもブラックホール(BH)は最も密度が高い天体である。WDは他のコンパクト天体になる恒星よりも質量の小さいものが進化して形成されるもので、太陽質量程度の天体である。近年ではコンパクト天体連星系の重力波観測も行われているが質量の軽いWDを含む連星の重力波の検出は難しいとされている。連星系の進化シナリオや、進化途中で見られる現象はまだ解明されていないことが多く、研究者が日々探求している。

宇宙で誕生する恒星の多くは連星として誕生すると言われており (Moe & Di Stefano (2017))、連星やその進化過程についての研究は超新星爆発 (SN) や、それによる物質の生成、重力波などの研究とも関係してくる。このような他分野の現象や物理の解明につながることも連星を研究する1つのモチベーションである。生まれたばかりの主系列星 (ZAMS) の主星、伴星からなる連星は、質量の大きい主星が単独

で進化し始め、そのまま燃え尽き WD になるものや、 共通外層進化をしながら SN を引き起こしたりする。 主星が SN によって爆発するとき、その質量によって BH や NS などに姿を変える。その後、伴星が主星と 同じように進化し、WD になると CS-WD 連星を形 成することになる。本研究では、どのような BH-WD 連星が形成されるかを推定しようとしているが、コ ンパクト天体は暗く、電磁波観測では連星であるか どうかを検出することが難しい。そこで連星系の自 己重力レンズ効果を用いて観測することにした。BH 連星などの重い天体は重力波で観測することができ るため、現在重力波検出が難しい質量の小さい WD を含む BH-WD 連星系を探査する。自己重力レンズ とは連星系をなす1つの星ををレンズとし、もう一 方の星である光源天体からの光を増光する現象であ る。今回考える BH-WD 連星系では BH をレンズ天 体とし、WD を光源天体と考えた。つまり、周期的 な WD の増光を検出することが BH-WD 連星の発見 につながるということになる。

WD を含む連星の自己重力レンズ現象は既に観測されているが、すべて恒星-WD 連星系の自己重力レンズ現象である (Kruse Agol (2014)、Kawahara et al, (2018)、Masuda Hotokezaka (2019))。これらはWD をレンズ天体とした恒星の増光現象を観測した

ものである。Kawahara et al, (2018) による観測では Kepler の観測データから、恒星質量  $1.2M_{\odot}$ 、白色矮 星質量  $0.6M_{\odot}$  の連星が 0.1%の増光を検出した。連 星の軌道周期は 419 ~ 728 日、自己重力レンズによ る増光の継続時間であるイベントタイムスケールは 約2日である。本研究で扱う光源天体はWDであり、 恒星よりも非常に暗い天体である。しかし、光源が 小さいことにより増光率が大きくなる。恒星-WD連 星の場合、光源天体である恒星の一部しか増光され ず、全体の明るさでは 0.1%ほどになってしまう。し かし、BH-WD 連星の場合、WD が小さいことによ り全体が増光され恒星-WD 連星よりも大きな増光率 になる。これが BH-WD 連星を調査する理由の1つ である。しかし、レンズ天体である BH が小さいこ とにより、自己重力レンズのイベントタイムスケー ルが短くなるというデメリットもある。この2つの 観測量を調査し、実際に観測可能かを調査すること を目指す。

本研究では、連星進化モジュール COSMIC を用いて BH-WD 連星の進化を計算し、それらの質量分布や、軌道半径分布などを推定する。さらに、自己重力レンズ効果が起こる軌道周期や、イベントタイムスケールを計算する。

#### 2 Methods

#### 2.1 COSMIC

COSMIC とは連星進化を計算するモジュールであり、連星の初期パラメータと連星進化の2つを設定することで、どのような進化をするかを計算することができる。

連星の初期パラメータは 8 つある(詳細は Hurley et al. (2002)を参照)。主星、伴星の初期質量  $M_1$ 、 $M_2$ 、軌道周期 P、軌道の離心率 e、進化時間 t、主星、伴星の星のタイプ  $k_1,k_2$ 、そして金属量 z である。次節でパラメータの値を説明する。また、連星進化の設定はすべてデフォルトの値を用いた。いくつか連星進化の設定を説明する。超新星爆発 (SN) によるキックは速度分散が  $265 \,\mathrm{km/s}$  のマクスウェル分布に従うとしており、キックの方向はランダムになるように設定している。また、重力波放出によるエネルギー損失も考慮しており、それによる連星の合体も計算することができる。

#### 2.2 BH-WD 連星の進化

 ${
m COSMIC}$  での BH-WD 連星の進化の計算方法を紹介する。主星、伴星の初期質量範囲を  $1\sim 100M_{\odot}$ 、軌道半径の範囲を  $3\sim 10^4R_{\odot}$  とし、対数で 100 等分する。パラメーター  $\chi$  の分割幅  $\delta \ln \chi$  は対数スケールで等間隔になるように

$$\delta \ln \chi = \frac{1}{n_{\gamma}} (\ln \chi_{max} - \ln \chi_{min}) \tag{1}$$

とする。分割数である  $n_\chi$  は 100 とする。また、本研究では連星は円軌道をすると仮定し、軌道周期を

$$P = \left\{ \frac{4\pi^2 a^3}{G(M_1 + M_2)} \right\}^{\frac{1}{2}} \tag{2}$$

によって軌道半径から変換し連星進化を計算する。また、軌道の離心率は 0、進化時間は  $13,700 \mathrm{Myr}$ 、主星、伴星は主系列星  $(k_1=k_2=1)$  から進化を始めることにする。上記 3 つのパラメータ  $M_1,M_2,a$  を用いて  $M_1 \leq M_2$  となる連星進化を計算した。計算結果のうち、WD-BH になる結果のみを使用する。1年間で誕生する連星の個数の期待値を求めるために、Shao & Li (2021) の連星の形成確率  $R_i$  を使用する。

$$R_i = \left(\frac{f_{bin}}{2}\right) \left(\frac{SFR}{M_*}\right) W_b \tag{3}$$

ここで、 $f_{bin}$  は連星比、SFR は星形成率、 $M_*$  は恒星の平均質量であり、それぞれ  $f_{bin}=1$ ,  $SFR=3M_{\odot}/yr$ ,  $M_*=0.5M_{\odot}$  とした。Moe & Di Stefano (2017) より、観測可能な OB 型星のうち、60~90% が連星であることから、連星比  $f_{bin}$  を 1にしており、星形成率は天の川銀河出の値 (Smith et al. (1978), Diehl et al. (2006),Robitaille & Whitney (2010)) を使用した。また、各連星の初期パラメータ  $M_1, M_2, a$  に関する重みを  $W_b=\Phi(\ln M_1)\phi(\ln M_2)\Psi(\ln a)\delta \ln M_1\delta \ln M_2\delta \ln a$  としている。主星に関する重みは、initial mass function(Kroupa et al. (1993))

$$\xi(M_1) = \begin{cases} 0 & (M_1 \le 0.1 M_{\odot}) \\ a_1 M_1^{-1.3} & (0.1 M_{\odot} < M_1 \le 0.5 M_{\odot}) \\ a_2 M_1^{-2.2} & (0.5 M_{\odot} < M_1 \le 1.0 M_{\odot}) \\ a_2 M_1^{-2.7} & (1.0 M_{\odot} < M_1 < \infty) \end{cases}$$

$$(4)$$

を使用する。それぞれの質量帯における係数は、規格 化定数として  $a_1 = 0.29056$ ,  $a_2 = 0.15571$  を用いた。 これより、主星に関する重みは以下のようになる。

$$\Phi(\ln M_1) = M_1 \xi(M_1) \tag{5}$$

次に、伴星による重みは、Kobulnicky & Fryer (2007) の分布を仮定し  $0 < M_2 < M_1$  の範囲で

$$\phi(\ln M_2) = \frac{M_2}{M_1} \tag{6}$$

とする。最後に、軌道半径による重みは、log で一定 にいなるような分布 (Abt (1983)) を仮定し、

$$\phi(\ln a) = k = const \tag{7}$$

とする。今回計算を行う範囲  $(3 \le a/R_{\odot} \le 10^4)$  に おける規格化定数として、k = 0.12328 を使用した。

#### 2.3 観測量の計算

観測者とレンズ天体、点光源がこの順番で直線状に並び重力レンズ現象が観測される場合、観測者は半径  $R_E$  のリング状の光を見ることになる。これは3つの点が一直線上に並ぶという特別な場合であり、この時の半径をアインシュタイン半径  $(R_E)$  と呼ぶ。連星の軌道半径に対して観測者と連星までの距離が十分長いと仮定すると、アインシュタイン半径は

$$R_E = \left(\frac{4GM_{BH}a}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{8}$$

で表せる。ここで  $M_{BH}$  は BH の質量 a は連星の軌 道半径である。また、BH の周りで WD が円運動を していると仮定すると、自己重力レンズ現象の継続 時間を示すイベントタイムスケールは、

$$t_E = \frac{2a}{c} \sqrt{\frac{M_{BH}}{M_{BH} + M_{WD}}} \tag{9}$$

となる。ここで、a は連星の軌道半径、c は光速、G は万有引力定数、 $M_{WD}$  は WD の質量である。

#### 3 Results

#### 3.1 天の川銀河中の観測可能な BH-WD 連星

観測領域を天の川銀河内とし、この領域に存在する BH-WD 連星の観測量を推定する。Shao & Li 2021 より、天の川銀河内の星形成率は  $3M_{\odot}yr^{-1}$  と言われており、天の川銀河が現在まで  $13700 {\rm Myr}$  の期間一定の速度で星を形成し続けると仮定する。連星における白色矮星の形成時間は、COSMIC による計算により、 $12.9 {\rm Myr}$  であるため現在からこの時間以前に形成された連星が現在 BH-WD 連星として観測できる。

図 1 は BH-WD 連星の確率分布に関するヒストグラムである。左の列は上から BH 質量、軌道半径、軌道周期の分布であり、右の列は上から WD 質量、アインシュタイン半径、イベントタイムスケールである。縦軸は確率分布を表しており、現在天の川銀河に存在する連星の内どの程度の確率で存在するかを示している。観測される期待値が高い連星は、BH 質量が  $8M_{\odot}$ 、WD 質量が  $0.3M_{\odot}$ 、軌道半径が  $100R_{\odot}$ 、アインシュタイン半径が  $0.1R_{\odot}$ 、軌道周期が数百日、イベントタイムスケールが数十日であることが分かる。

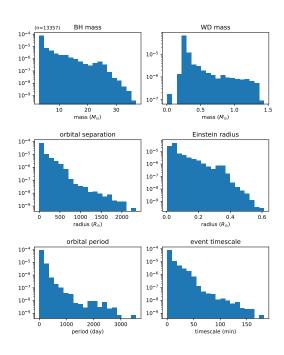


図 1: COSMIC で計算した BH-CS 連星の物理量の 確率分布。BH 質量、WD 質量、軌道半径、アインシュタイン半径、軌道周期、イベントタイムスケールを示している。縦軸は天の川銀河中の存在確立を 示している。

#### 4 Discussion

今回使用した COSMIC の進化の設定では、すべてデフォルトの値を使用した。そこでは、SN 時のキックの速度は速度分散が 265km/s のマクスウェル分布を使用している。また、キックの方向は完全にランダムになるように設定しており、このランダム要素により計算をするたびに異なる値を示すようになっている。これからの研究では、BH 誕生時のキックの速度と方向に制限が付くとより正確な値が得られる。また、今回は単純のために連星の軌道を円軌道と仮定したが、様々な離心率の楕円軌道を考えると、キックによる影響で SN によって吹き飛ばされ連星でなくなるものや、合体までのタイムスケールが変化する連星があらわれ、確率分布も変化する。

連星の個数を計算する際、連星比を 1 としたが単独星も誕生することからこれは過大評価となっている。 Moe & Di Stefano (2017) により半分以上の OB 型星が連星として観測されることが知られているため、最大で 2 倍程度個数を多く見積もっている可能性がある。また、天の川銀河の星形成率を  $3M_{\odot}yr^{-1}$ で一定としたが、現在の星形成率は時間によって変化している可能性がある。今回の計算では連星進化を計算し始めて  $13700 \mathrm{Myr}$  経ったときの物理量を取得し計算したため、それまでに連星でなくなったものを計算に含んでいない。重力波の影響を考慮しているため、合体する連星もあると考えることができ、それによって確率が結果よりも減少すると考えられる。

#### 5 Conclusion

連星進化モジュール COSMIC を用いて、主星、伴星共に  $1\sim100M_{\odot}$ 、軌道半径が  $3~10^4R_{\odot}$  の連星進化を計算し、どのような BH-WD になる連星がするのかを計算した。天の川銀河内で自己重力レンズを起こす BH-WD は BH 質量が  $8M_{\odot}$ 、WD 質量が  $0.3M_{\odot}$ 、軌道半径が  $100R_{\odot}$  であり、観測される自己重力レンズ現象は周期が数百日、イベントタイムスケールが数十日程度になることが判明した。この研究は、現在の重力波観測では難しい質量の小さいコンパクト天体連星系の研究や、その観測につながると考えている。コンパクト天体を含む連星系の進化の詳細な理論計算や観測により、連星進化のシナリオの確立が期待される。

#### Reference

Moe, & Di Stefano 2017, ApJS
Hurley et al. 2002, MNRAS
Shao & Li 2021, ApJ
Kroupa et al. 1993, MNRAS
Kobulnicky & Fryer 2007, ApJ
Abt 1983, ARA&A
Smith et al. 1978, A&A
Diehl et al. 2006, Nature
Robitaille & Whitney 2010, ApJL
Kruse & Agol 2014, ApJ
Kawahara et al. 2018 ApJ
Masuda & Hotokezaka 2019, ApJ

## コンc14

輻射輸送計算を用いた超臨界降着円盤の模擬観測に向 けて

ペレス アルバート健

#### 輻射輸送計算を用いた超臨界降着円盤の模擬観測に向けて

ペレス アルバート健 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

#### Abstract

超臨界降着円盤の研究は、多次元輻射流体シミュレーションや、輻射磁気流体シミュレーションによって精力的に行われてきた。しかし、超臨界降着円盤のより現実的な描像が得られつつあるにもかかわらず、超高光度 X 線源に超臨界円盤が存在するか、あるいはブラックホールが超臨界降着によって急速に成長したかについては、未だに明確な結論が出されていない。輻射流体シミュレーションと X 線観測の比較が十分に行われていないからである。そこで我々は、超臨界降着円盤のシミュレーションデータに基づいて輻射輸送シミュレーションを実施し、理論的に輻射スペクトルを生成することを目指す。本講演では、一般相対論的輻射輸送計算コード RAIKOU について詳細に解説する。RAIKOU は、コンプトン散乱、制動放射、シンクロトロン放射といったブラックホール近傍で起こる輻射と物質の相互作用をおよそ全て実装しており、一般相対論効果も含まれている。

#### 1 Introduction

ブラックホールの重力に捉えられたガスは、回転しながらブラックホールに落下する。この際に降着円盤が形成され、落下するガスの重力エネルギーを解放することで強力な輻射が発生する。特に質量降着率がエディントン限界以上の値を持つものは超臨界降着円盤と呼ばれ、その発生する輻射もとりわけ強力である。超臨界円盤は、超高光度 X 線源の有力なモデルとされているだけでなく、初期宇宙に存在する超巨大ブラックホールが急速成長する際にも現れる可能性がある。

こうした背景のもと、超臨界降着円盤の研究は、多 次元輻射流体シミュレーションや、輻射磁気流体シ ミュレーションによって精力的に行われてきた。例 えば共同研究者である芳岡尚悟氏らは、広大な計算 ボックスを用いた大規模輻射流体シミュレーション を実施し、超臨界降着円盤の全体像を示した[1]。そ れは、超臨界降着円盤から高速で低密度なガス噴出 流と比較的低速で高密度なガス噴出流が発生すると いうものであった。一部のガス噴出流は途中で円盤 に落下することも示された。このように、超臨界降 着円盤のより現実的な描像が得られつつあるにもか かわらず、超高光度 X 線源に超臨界円盤が存在する のか、超臨界降着でブラックホールが急速成長した のか、まだよくわかっていない。その理由の一つが、 輻射流体シミュレーションと X 線観測の比較が十分 に行われていないからである。

そこで本研究では、超臨界降着円盤のシミュレーションデータをもとにした輻射輸送シミュレーションを行い、輻射スペクトルを理論的に求め、その観測的性質を明らかにすることを目的とする。本公演では本講演では、共同研究者の川島朋尚氏(東大宇宙線研)らによって開発された一般相対論的輻射輸送計算コード RAIKOU[2] について詳細に解説する。RAIKOUは、コンプトン散乱、制動放射、シンクロトロン放射といったブラックホール近傍で起こる輻射と物質の相互作用をおよそ全て実装しており、一般相対論効果も含まれている。Event Horizon Telescopeによる M87\*のブラックホールシャドウの撮像の予言に成功し、観測データの理論解釈にも用いられた実績がある。また、RAIKOU を用いた超臨界降着円盤の輻射輸送計算についても議論を行う。

#### 2 Methods

#### 2.1 Basic Equations

RAIKOU は、Kerr ブラックホールの発生させる 重力場での輻射輸送を計算するコードであり、計 量やハミルトニアンはボイヤー-リンキスト (Boyer-Lindquist) 座標を用いて記述される。

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -\alpha^2 + \omega^2 \bar{\omega}^2 & 0 & 0 & -\omega \bar{\omega}^2 \\ 0 & \frac{\rho^2}{\triangle} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho^2 & 0 \\ -\omega \bar{\omega}^2 & 0 & 0 & \bar{\omega}^2 \end{pmatrix}$$
(1

$$\rho^2 = r^2 + a^2 \sin^2 \theta \tag{2}$$

$$\triangle = r^2 - 2Mr + a^2 \tag{3}$$

$$\Sigma = (r^2 + a^2)^2 - a^2 \sin^2 \theta \tag{4}$$

$$\alpha^2 = \frac{\rho^2 \triangle}{\rho^2 \triangle + 2Mr(a^2 + r^2)} \tag{5}$$

$$\omega = \frac{2Mar}{\rho^2 \triangle + 2Mr\left(a^2 + r^2\right)} \tag{6}$$

$$\bar{\omega}^2 = \frac{\rho^2 \triangle + 2Mr\left(a^2 + r^2\right)}{\rho^2} \sin^2 \theta \tag{7}$$

$$H = \omega p_{\phi} + \alpha \left( \frac{\triangle}{\rho^2} p_r^2 + \frac{1}{\rho^2} p_{\theta}^2 + \frac{1}{\bar{\omega}} p_{\phi} + m^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$
 (8)

#### 2.2 Observer-Emitter Algorithm

RAIKOU では散乱の影響の大きさによって二つの アルゴリズムを併用している。オブザーバ-エミッタ (OtoE) アルゴリズムは散乱を考慮しない場合の輻射 計算アルゴリズムである。この場合光子の軌道は測 地線の方程式に完全に従う。そこで OtoE アルゴリ ズムではまず観測者スクリーンに垂直に入射する軌 道から考え、測地線の方程式を本来とは逆向きに解 くことで軌道を計算する。軌道は計算領域の外側か ブラックホール内に達するまで行い、軌道計算に合 わせて輻射輸送方程式も逆向きに積分する。輻射輸 送方程式は以下で表される。

$$\frac{d\mathcal{I}}{d\tau_{\nu(a)}} = \mathcal{S}e^{-\tau_{\nu(a)}} \tag{9}$$

$$S = \frac{\mathcal{J}}{\mathcal{A}}, \mathcal{J} = \frac{j_{\nu(tot)}}{\nu^2}, \mathcal{A} = \nu \alpha_{\nu(tot)}$$
 (10)

ここで  $j_{\nu(tot)}, \alpha_{\nu(tot)}$  は放射/吸収係数、 $\tau_{\nu(a)}$  は吸 収の光学的厚みである。実際のコードでは微小変化  $d\tau_{\nu(a)}$  は次で計算される。

$$d\tau_{\nu(a)} = \alpha_{\nu_z}^{(z)} dl = \left(\frac{\nu_f}{\nu_z}\right) \alpha_{\nu_f}^{(f)} dl \tag{11}$$

$$dl = \sqrt{\left(dx^{\hat{r}}\right)^2 + \left(dx^{\hat{\theta}}\right)^2 + \left(dx^{\hat{\phi}}\right)^2} \tag{12}$$

ここで dl は ZAMO 系 (zero momentum angular observer) における光子の伝達距離である。BL 系から ZAMO 系への変換は以下で記述できる。

$$d\tau^{\hat{\mu}} = e^{\hat{\mu}}_{\mu} dx^{\mu} \tag{13}$$

$$e_{\mu}^{\hat{\mu}} = \begin{pmatrix} \alpha & 0 & 0 & 0\\ 0 & \frac{\rho}{\sqrt{\triangle}} & 0 & 0\\ 0 & 0 & \rho & 0\\ \frac{-\omega \triangle sin\theta}{\alpha} & 0 & 0 & \bar{\omega} \end{pmatrix}$$
(14)

#### (5) **2.3 Emitter-Observer Algorithm**

散乱を考慮する場合、光子の軌道は散乱により測地 線から逸らされる。この場合に用いるのがエミッタ-オブザーバ (EtoO) アルゴリズムである。EtoO アル (7) ゴリズムでは計算セルにスーパーフォトン (超光子) を生成し、測地線の方程式に沿って光子の軌道を本  $H = \omega p_{\phi} + \alpha \left(\frac{\triangle}{a^2}p_r^2 + \frac{1}{a^2}p_{\theta}^2 + \frac{1}{\omega}p_{\phi} + m^2\right)^{\frac{1}{2}}$  を生成し、測地線の万柱式に沿って元丁の軌道を平 来の向きに追跡する。各タイムステップで散乱の有 無をモンテカルロ計算を用いて判定し、超光子が計 算領域の外側に到達、もしくは吸収によって消滅す るまで追跡する。

> 各超光子には無次元の重み w が割り振られ、タイ ムステップごとに更新される。 w は超光子と実際の 光子の比を表す。

$$\frac{1}{\sqrt{-g}}\frac{dN_{real}}{dtd^3xd\nu d\Omega} = w\frac{1}{\sqrt{-g}}\frac{dN_{super}}{dtd^3xd\nu d\Omega} = \left(\frac{\nu}{\nu_f}\right)\frac{j_{\nu_f}^{(f)}}{\bar{h}\nu_f}$$
(15)

$$\Delta w = \frac{\sqrt{-g}\Delta t \Delta^3 x \Delta I n \nu}{\bar{N}_{super} h} \int j_{\nu_f}^{(f)} d\Omega^{(f)}$$
 (16)

ここで  $\bar{N}_{super}$  は周波数ビン、計算セル毎の超光 子の数密度である。吸収過程は光子の重みを減少さ せる。

$$w_{new} = w \exp[-\tau_{\nu(a)}] \tag{17}$$

また放射過程は計算セル毎に $\triangle w$ を加える。

#### 2.3.1 Compton Scattering

コンプトン散乱の光学的厚みは、流体の運動と熱 的/非熱的電子の運動を考慮して計算される。

$$d\tau_{\nu(s)} = \frac{\nu_f}{\nu_z} \left( n_{e,th} \sigma_{KN,th} + n_{e,nth} \sigma_{KN,nth} \right) \quad (18)$$

$$d\tau_{\nu(a)} = \alpha_{\nu_z}^{(z)} dl = \left(\frac{\nu_f}{\nu_z}\right) \alpha_{\nu_f}^{(f)} dl \qquad (11) \qquad d\tau_{\nu(s)} = \frac{\nu_f}{\nu_z} \left(n_{e,th} \sigma_{KN,th} + n_{e,nth} \sigma_{KN,nth}\right) \qquad (18)$$

$$dt = \sqrt{\left(dx^{\hat{r}}\right)^2 + \left(dx^{\hat{\theta}}\right)^2 + \left(dx^{\hat{\theta}}\right)^2} \qquad (12) \qquad \sigma_{KN,th} = \frac{1}{n_{e,th}} \int \gamma_e \int d\mu_e \frac{dn_{e,th}}{d^3 \gamma_e} \left(1 - \mu_e \sqrt{1 - \gamma_e^{-2}}\right) \sigma_{KN} \qquad (19)$$

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

 $\sigma_{KN,nth}$  も同様の式を用いて表せる。ここで  $\frac{dn_{e,th}}{d^3\gamma_e}$ 、 $\frac{dn_{e,nth}}{d^3\gamma_e}$  はそれぞれ Maxwell-Juttner 分布関数と運動量の等方性を仮定した非熱的電子の分布関数であり、 $\sigma_{KN}$  はクライン-仁科散乱断面積である。タイムステップ毎の散乱の確率  $P_{(s)}$  はバイアスパラメータ b を用いて次のように計算される。

$$P_{(s)} = 1 - \exp\left(-\sum_{i=0}^{i_{max}} b_i \triangle \tau_{\nu(s),i}\right)$$
 (20)

ここで非熱的電子はローレンツ因子 $\gamma$ の値域でサブグループに分けられており、バイアスパラメータ $b_i$  は各サブグループの散乱発生の確率が極端に小さくならないように人為的に導入されるパラメータである。バイアスパラメータによって起こる理論上の確率との乖離は、重みwを調節することで回避する。

#### 2.4 SED Calculation

光子が計算領域の外側に達した後、観測されるスペクトルが計算される。観測者系での光子周波数 $\nu$ と観測者角度  $\theta_{ob}$  を記録し、 $\Delta \ln \nu$  と  $\Delta \cos \theta_{ob}$  が一定になるよう bin を分ける。j 番目の観測者 bin、 $\nu L_{\nu}$ の i 番目の周波数 bin は次で計算される。

$$\nu L_{\nu}(i,j) = \frac{4\pi}{\triangle \ln \nu \triangle \Omega \triangle t} \sum_{n} w_{n}(i,j) h \nu_{n}(i,j)$$
(21)

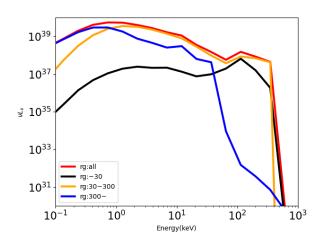


図 1: 放射領域毎のスペクトル図

#### Reference

Yoshioka, S., Mineshige, S., Ohsuga, K., Kawashima, T., Kitaki, T.(2022), PASJ, 74, 1378

Kawashima T., Ohsuga K., Takahashi H. R. 2023, ApJ, 949, 101

## コンc15

大質量ブラックホール周辺における恒星-円盤間衝突 で駆動されるX線準周期性爆発の理論的研究

櫻井 雄太

## 大質量ブラックホール周辺における恒星-円盤間衝突で駆動される X線準周期性爆発の理論的研究

櫻井 雄太 (京都大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

銀河の中心には数十万太陽質量を超える超大質量ブラックホール(SMBH; $10^5-10^{10}M_\odot$ )が存在することが知られている。SMBH は中間質量ブラックホール(IMBH; $10^2-10^5M_\odot$ )を経由して進化したと考えられる。しかし SMBH の種として多く存在するはずの IMBH の観測例は数例のみ (e.g. 参考文献 [1]) と極めて少なく、銀河中心にある SMBH の進化過程は未解明である。この問題の解決に向けて、銀河核に存在する BH の特性や周辺環境を調べる必要がある。

近年の観測により、GSN069の銀河核にある大質量ブラックホール(MBH)周辺領域から X 線準周期性爆発が発見された。X 線準周期性爆発(QPEs)とは、銀河核にある MBH 周辺領域で数時間ごとに繰り返される強力な X 線放射現象である。これは MBH の周りを運動する恒星と、BH が近くを通過する恒星を引き裂く潮汐破壊現象(TDE)によってできた円盤との衝突によって駆動される放射であると考えられている [1]。この描像に基けば、QPEs は銀河中心の周辺環境や銀河中心の MBH の性質の良いトレーサーとなるだろう。また MBH は  $3\times 10^5 M_{\odot}$  と見積もられており、IMBH と SMBH の中間に位置ため、SMBH の進化に関して重要な手掛かりを提供してくれる可能性がある。

本講演では、MBH の周りを運動する星と円盤との衝突という前述のシナリオに沿ったシミュレーションを行い、ブラックホールの質量やスピンパラメータ、恒星の軌道を解明した論文 [2] を紹介する。

#### 1 Introduction

#### 1.1 ブラックホール (BH)

銀河の中心には数十万太陽質量を超える超大質量ブラックホール(SMBH;  $10^5-10^{10}M_{\odot}$ )が存在することが知られている。SMBH は中間質量ブラックホール(IMBH;  $10^2-10^5M_{\odot}$ )を経由して進化したと考えられる。しかし SMBH の種として多く存在するはずの IMBH の観測例は数例のみと極めて少なく、銀河中心にある SMBH の進化過程は未解明である。この問題の解決に向けて、銀河核に存在する BH の特性や周辺環境を調べる必要がある。

#### 1.2 X 線準周期性爆発 (QPEs)

近年の観測により、GSN069 の銀河核にある大質量ブラックホール(MBH)周辺領域から X 線準周期性爆発が観測された。X 線準周期性爆発(QPEs)とは、銀河核にある MBH 周辺領域で数時間ごとに繰り返される強力な X 線の放射現象である。GSN069の観測から、この MBH は約  $3\times 10^5 M_{\odot}$  と見積もら

れており IMBH と SMBH の中間に位置する。また観測から得られた光度曲線 (図 1) では、約 30ks ごとに X 線が放射されていることが確認された。しかし、 X 線放射メカニズムは不明である。このメカニズムを解明するために、次の章で述べる恒星-円盤間衝突モデルを仮定し計算を行う。特に X 線放射が準周期性となることに着目してモデルの妥当性の議論を行う。また QPEs の観測と理論値から MBH 及び MBH の周辺を運動する恒星のパラメータを求める。この結果は、銀河中心の周辺環境や銀河中心にある MBH の性質や進化過程を解明する手掛かりとなる可能性がある。

#### 2 Models and Methods

#### 2.1 恒星-円盤衝突モデル (Star-Disk Collisions Model)

恒星-円盤衝突モデルを紹介する。恒星-円盤衝突モデルとは、BHによる恒星の潮汐破壊現象によってできた降着円盤と、残った恒星との衝突により X 線放

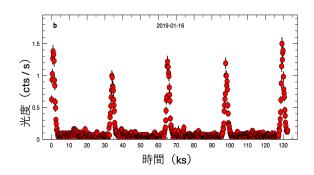


図 1: X 線準周期性爆発の光度曲線

射が駆動されるというモデルである。潮汐破壊現象 (TDE) とは、BH の潮汐力によりその周囲を運動する恒星が破壊される現象である。この現象の中でも特に、完全に破壊されずコアが残る現象を部分潮汐破壊現象 (pTDE) という。pTDE で破壊された恒星の外層が BH の周りに降着円盤を作り、そこに残った恒星のコアが衝突して X 線放射が駆動される場合について考えていく。

このモデルの妥当性を議論するには、X線放射の 間隔が、擬似周期的な準周期性であることに着目す る。準周期性になる原因として二つ挙げられる。一 つ目は、恒星の楕円軌道により周期がずれ準周期的 になるということである。図2の左はニュートン力 学に従う恒星の軌道である。図の様に楕円軌道を描 くと、黄色い平面である円盤平面との衝突周期は長 短を繰り返し準周期性となる。二つ目は、BH に起因 する相対論的効果により準周期性になるということ である。真ん中の図は Schwarzschild 時空における恒 星の軌道である。軌道平面上で楕円運動の近日点が 移動し、円盤平面との衝突地点が変化している様子 が見える。右の図は Kerr 時空における恒星の軌道で ある。時空引きずり効果より軌道平面が変化するこ とにより、円盤平面との衝突地点が変化している様 子が見える。この相対論的効果による歳差運動から 周期がずれ準周期的になるということである。

このモデルを用いて円盤と恒星が衝突する衝突時刻 (以下、衝突時刻を到達時刻の TOA と書く) を求め、モデルの妥当性を議論する。

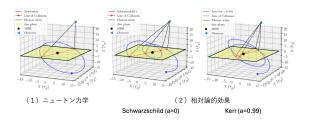


図 2: 恒星の軌道におけるニュートン力学と相対論的 効果を考慮した恒星の軌道の概略図

#### 2.2 Methods

円盤と恒星が衝突する衝突時刻 (TOA)  $t_{TOA}$  を以下の様に定義する。

$$t_{TOA} = t_{\star} + t_{prop} \tag{1}$$

ここで、 $t_{\star}$  を円盤と恒星が衝突する時刻、 $t_{prop}$  を衝 突地点から観測者までの光子の伝搬時間とする。一般 相対論的フレームワークを用いて、TOA から SMBH の特性と恒星の軌道パラメータを推定する。求めるパ ラメータは9個ある。SMBH のパラメータである質 量  $(M_{\bullet})$ 、無次元スピンパラメータ (a)、スピン傾斜 (i)。そして恒星のパラメータである軌道長半径  $(a_{\bullet})$ 、 離心率  $(e_{\bullet})$ 、軌道傾斜角  $(I_{\bullet})$ 、昇交点  $(\Omega_{\bullet})$ 、近地点 引数  $(\omega_{\bullet})$ 、真近点角  $(f_{\bullet})$ 。また、ケプラー軌道周期  $(P_k = 2\pi (a_{\bullet}^3/M_{\bullet})^{1/2})$ 、MBH を基準とする昇交点 と観測者の角度  $(\cos \alpha_{\bullet} = \sin i \cos \Omega_{\bullet})$  を用いる。そ の後、マルコフ連鎖モンテカルロ法 (MCMC) を用い てこれらのパラメータを再構築する。また  $\chi^2$  評価を 行い、観測された QPEs の発生時刻とモデルによる 衝突時刻の一致度を評価する。QPEs の発生回数 Mi 回に対する  $\chi^2$  は以下の様に書ける。

$$\chi^{2} = \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{M_{i}} \left( \frac{t_{ij,TOA} - t_{ij}^{model}}{\sigma_{t_{ij}}} \right)^{2}$$
 (2)

ここで、 $t_{ij,TOA}$  は i 番目の観測の j 番目の TOA、 $t_{ij}^{model}$  はモデルから得られる TOA、 $\sigma_{tij}$  は測定誤差。

この手法を GSN069 の観測データに適用し、観測 された QPEs のタイミングから BH と恒星の軌道パ ラメータを推定する。

#### 3 Results

#### 3.1 衝突時刻 (TOA)

QPEs の観測、及び理論値計算より、図 3 の結果が得られた。図 3 は各 QPEs 間の時間間隔を示したグラフである。緑線はニュートン力学から予想される時間間隔、青点は 2.2 で述べた相対論的効果を考慮した MCMC 法の計算結果、赤点と赤線は観測結果  $(2\sigma)$  を表す。MCMC 法で計算された値は観測結果と一致する結果が得られた。

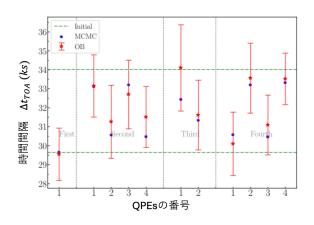


図 3: X 線放射間隔  $\Delta t_{TOA}$  の観測と理論値

#### 3.2 パラメータ (Parameter)

MCMC 法による計算を行い、図 4 及び図 5、表 1 の結果が得られた。図 4 はスピンパラメータをゼロにした Schwarzschld ブラックホールについて計算を行った結果である。この図から読み取れる値を表 1 にまとめた。

表 1: GSN069 における QPEs から再構築された 軌道要素

Parameters	Constraints	Best Fit
$P_s$ [ks]	$64.222^{+0.105}_{-0.073}$	64.180
$M_{\bullet}$ $[M_{\odot}]$	$3.03^{+0.92}_{-0.61} \times 10^5$	$2.69 \times 10^{5}$
$a_{\bullet} [r_g]$	$364.8^{+54.0}_{-49.0}$	390.4
$e_{ullet}$	$0.050^{+0.030}_{-0.026}$	0.057
α• [°]	$106.0^{+54.0}_{-49.0}$	117.1
$\omega_{ullet}$ [°]	$125.1_{-50.6}^{+42.5}$	136.4
$f_{ullet}$ [°]	$176.7^{+45.9}_{-38.8}$	166.5

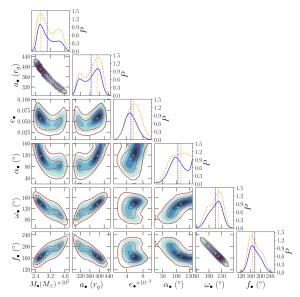


図 4: MCMC 法により得られたパラメータ (Schwarzschild BH (a=0))

図5はスピンパラメータの値を持つ Kerr ブラックホールについて計算を行った結果である。

図 4 及び図 5 から、恒星の軌道長半径  $(a_{\bullet}=365^{+54}_{-49}r_g)$ 、離心率  $(e_{\bullet}=0.05^{+0.02}_{-0.02})$ 、MBH の質量  $(M_{\bullet}=3.0^{+0.9}_{-0.6}\times10^5M_{\odot})$ 、スピンパラメータ (a=0.9) という結果が得られた。

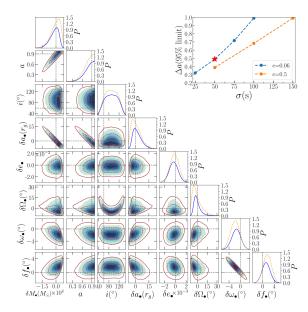


図 5: MCMC 法により得られたパラメータ (Kerr BH  $(a \neq 0)$ )

#### 4 Discussion

#### 4.1 準周期性 (Quasi-periodicity)

X線放射間隔  $\Delta t_{TOA}$  の観測と理論値の結果を示した図 3 から得られたことについて議論する。ニュートン力学から予想される緑線上に観測値と理論値がないことから、相対論的効果が現れていることがわかる。そしてモデルの妥当性を議論する上で重要である、準周期性について考える。MCMC 法の結果である青点が示す時間間隔は長短が交互にきている。このことにより X 線放射間隔は準周期性であることが分かる。またこの準周期性は、恒星の楕円軌道による周期のずれと、相対論的効果による周期のずれで説明することができた。

#### 4.2 BH 特性

MCMC 法による計算を行い、図 4 及び図 5、表 1 の結果が得られた。図 4 及び図 5 から、SMBH の質量  $(M_{\bullet}=3.0^{+0.9}_{-0.6}\times10^{5}M_{\odot})$ 、スピンパラメータ (a=0.9) という結果が得られた。得られた質量から、IMBH と SMBH の中間に位置していることが分かる。また得られたスピンパラメータから、非常に速く回転していることが分かる。これはスピンパラメータは -1 から 1 の範囲を取り、1 に近いほど回転が速いことを意味するからである。

#### 4.3 モデルの妥当性

モデルの妥当性について三つの観点から議論する。一つ目は、準周期性について。準周期性は、恒星の楕円軌道による周期のずれと、相対論的効果による周期のずれで説明することができたので、モデルに矛盾がないと言える。二つ目は、MBH の質量について。計算によって得られた値は  $3.0^{+0.9}_{-0.6} \times 10^5 M_{\odot}$  であり、観測から得られた値 [4] は  $4.0 \times 10^5 M_{\odot}$  であり、矛盾がないと言える。三つ目は、X 線放射の光度について。得られた MBH の質量と恒星の軌道長半径を用いて潮汐半径の関係式より恒星の質量が求められ、BH の周辺を運動する恒星は赤色巨星と見積もることができた。得られた結果と赤色巨星の特徴から、X 線放射の光度を求める。X 線放射の光度

は以下の様にかける。

$$L_x \sim 10^{43} \text{erg/s} f_X \frac{\epsilon^2}{\lambda^2} \left( \frac{r_{core}}{0.1 R_{\odot}} \right)^2 \frac{0.01}{\alpha} \left( \frac{M_{\bullet}}{10^6 M_{\odot}} \right)^{-1}$$
(3)

ここで、 $f_X$  は放射割合、 $r_{core}$  は恒星のコアの半径、 $\alpha$  は粘性、 $\epsilon$  は放射効率、 $\lambda$  は円盤のエディントン比である。 $f_X \sim 10^{-2}-10^{-1}$  の場合、計算結果  $10^{41} \sim 10^{42}$  erg s $^{-1}$  と観測から得られた X 線光度  $\sim 5 \times 10^{42}$  erg s $^{-1}$  [4] のオーダーが一致するので、モデルに矛盾がないと言える。

#### 5 Conclusion

この論文では、X 線準周期性爆発 (QPEs) は大質量ブラックホール (MBH) 周辺で恒星と円盤との衝突によって駆動されるというモデルを仮定し検証した。その結果 QPEs の準周期性は、恒星の楕円軌道による周期のずれと、相対論的効果による周期のずれで説明できることがわかった。また計算の結果より、恒星の軌道長半径  $(a_{\bullet}=365^{+54}_{-49}r_g)$ 、離心率  $(e_{\bullet}=0.05^{+0.02}_{-0.02})$ 、MBH の質量  $(M_{\bullet}=3.0^{+0.9}_{-0.6}\times10^5M_{\odot})$ 、スピンパラメータ (a=0.9) が得られた。しかし、タイミング精度の限界から MBH のスピンを厳密に制約することはできない。MBH スピンの制約には、離心率の高い軌道や長期間の観測が必要である。

#### 6 Future works

潮汐破壊現象のアウトフローの一種である QPEs の論文を紹介した。発生メカニズムのモデルを参考にして、自分の研究に繋げていく。また今後の課題として、得られた MBH の特性から BH の成長過程を追う研究に繋げたいと考えている。

#### Reference

- [1] Lin,D et al., 2020, ApJ
- [2] King, A., 2020, MNRAS, 493, L120
- $[3]\ Xian, J\ et\ al.,\ 2021,\ ApJ, 921, L32$
- [4] Miniutti,G et al., 2019, Natur,573,381

<del>-----i</del>ndexへ戻る

コンc16

活動銀河核のX線スタッキング解析シミュレーション 曽我 天美

#### AGN の X 線スタッキング解析シミュレーション

曽我 天美 (奈良女子大学大学院人間文化総合科学研究科)

#### Abstract

強い電磁波の放射が見られる銀河核を活動銀河核(AGN、Active Galactic Nuclei)と呼ぶ。AGN の進化過程において、成長が最も盛んなフェーズではエネルギー源となる物質が AGN の光を吸収するため、X線で暗い傾向にある。こういった天体は AGN の進化過程を考える上で重要だが、現状では性質がほとんどわかっていない。X線で暗い AGN の性質を調べる際に有効な解析手法の一つに、スタッキング解析がある。スタッキング解析は以前から用いされてきた手法であるが、天体のカウント数に一律の換算係数を乗じて光度を導出するという簡便な方法にとどまっており、精度よく天体の性質を評価するには改善の余地がある。本研究の目的は、eFEDS(eROSITA X線望遠鏡の初期サーベイ)の AGN カタログから光度や赤方偏移の近い天体をグルーピングしてスタッキング解析することにより、精度よく X線光度を導出する方法について検討することである。そのため、本研究では個々の天体で光度導出を行った後、平均光度導出の際には 3 通りの方法を比較した。解析の結果、天体のカウント数により換算係数を加重平均することで精度よく平均光度が導出できた。今後は、観測時間の非一様性や望遠鏡の Vignetting 効果を考慮したより現実的な条件のもとでシミュレーションを行うことが課題である。

#### 1 Introduction

銀河中心に存在する超大質量ブラックホールの活動が特に活発なとき、銀河の中心領域では強力なエネルギーの放射が見られる。これを活動銀河核 (AGN)と呼ぶ。AGNの中でも、X線で暗い天体の性質はよく分かっていない。X線で未検出のAGNでは、周辺物質が豊富に存在することによってAGNの光が強く吸収され、これによりX線領域で暗くなっている。また、周辺物質はAGNのエネルギー源であるため、周辺物質が豊富に存在するAGNはその進化過程の中でも成長が最も急激に起こるフェーズにあると考えられている [Blecha et al. (2018)]。従って、X線で暗いAGNの性質を知ることはAGNの進化への理解を深める上で重要であると考えられている。

こういった天体はeROSITA望遠鏡という全天サーベイのX線望遠鏡で多数観測されているが、X線で暗い天体のイメージは光子統計が悪く、解析するのに十分な精度でない場合が多い。こういった天体の性質を評価する手法の一つにスタッキング解析がある。

スタッキング解析とは、X線で暗く統計的な精度が不十分な天体のイメージを足し合わせることにより、足し合わせた複数天体の平均的な光度を見積もる解析手法である。スタッキング解析は以前から行

われてきた手法であるが、多くの場合、天体のカウント数に一律の換算係数を乗じて光度を導出するという簡便な方法に止まっている。

本研究の目的は、精度よく天体の平均光度を見積もるためのスタッキング解析の手法を検討することである。解析の精度を評価するには、性質のよく分かっている天体使用した方がよい。そこで、本研究では eROSITA 望遠鏡の初期サーベイ (eFEDS) で検出された天体の中から、性質がよく分かっている天体をサンプルとして抽出してシミュレーションを行い、平均光度を導出した。本研究で仮定した宇宙論パラメーターの値は  $H_0=70.0~{\rm km~s^{-1}Mpc^{-1}}$ ,  $\Omega_{\Lambda}=0.7~{\rm coso}$  [Liu et al. (2022)]。

#### 2 サンプル選択とグルーピング

#### 2.1 サンプル選択

eFEDS の AGN カタログ [Liu et al.(2022)] に含まれるファイルから天体サンプルを抽出した。サンプルの抽出条件を以下に記す。

- 可視光の対応天体が同定された天体
- 赤方偏移が正しい天体
- 系外天体と期待される天体

- スペクトルモデルが powerlaw でフィットされた天体
- 天体の吸収が明確に定まっている天体

以上より、カタログに含まれる 22,079 天体から 85 天体が抽出された。本研究ではスタッキング解析の手法を評価するために、性質がよく分かっている天体を選択した。

#### 2.2 グルーピング

選択したサンプルに対して、光度と赤方偏移に 条件を与えてグルーピングした。グループを作成す る際には、X線光子数の相対誤差  $\frac{1}{\sqrt{N}}$  が 6%以内に なるように、つまり  $N_{tot} > 278.0$  counts を満たすよ うにフラックスの合計値に閾値を与えた。

シミュレーション天体のカウント数とフラックスの 関係を確認したところ、 $F_{tot} > 7.0 \times 10^{-13} \, \mathrm{erg/s/cm^2}$ を満たすようにグルーピングすればよいことが分かっ た。この条件を与えてグルーピングした結果を (図 1) に示す。

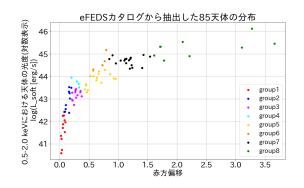


図 1: 85 天体をグルーピングした結果を示す。X線 光子数の相対誤差が6%以内になるように天体サンプルをグルーピングした。横軸は天体の赤方偏移、縦軸は天体の光度 $(0.5-2.0~{
m keV})$ を意味する。

本研究では低赤方偏移の group1 と高赤方偏移の group8 で解析を行い、赤方偏移帯によって解析の傾向が異なるかを確認する。

#### 3 シミュレーション

#### (1) シミュレーションの条件

本研究では SIXTE というシミュレーターを使用して eROSITA 観測のシミュレーションを行った。 Exposure time は eFEDS の平均的な時間である 2.5 ksec[Predehl et al. (2021)] とし、eROSITA 望遠鏡によるポインティング観測を想定した。また、バックグラウンド成分は X 線バックグラウンドのみ考慮し、望遠鏡の Vignetting は考慮しないものとした。

#### (2) シミュレーションモデル

サンプルの抽出条件より、85 天体のスペクトルモデルは powerlaw である。また、XSPEC において、銀河系間の吸収を phabs、AGN の自己吸収を zphabs というモデルで考慮した。

phabs×zphabs×powerlaw

#### 4 解析方法

0.5-2.0 keV の天体イメージには各ピクセルで検出されたX線光子のカウント数が格納されている。イメージを Exposure map によって割ることで、0.5-2.0 keV におけるカウントレートの値  $C_{out}$  [counts/s]を導出できる。

次に、clumin コマンドを使用して天体の光度を簡単な値  $(L_{clumin})$  に固定した上で、モデルから予測された天体のカウントレート  $C_{clumin}$  を導出する。このとき、光度の出力値  $L_{out}$  [erg/s] は (式 1) のようにして導出できる。

$$L_{out} = \frac{L_{clumin}}{C_{clumin}} \times C_{out} \text{ [erg/s]}$$
 (1)

以降、 $\frac{L_{clumin}}{C_{clumin}}$  を換算係数と呼ぶ。なお、光度の入力値  $L_{in}$  は天体のスペクトルモデルから導出する。

また、天体の光度を導出するにはソース領域とバックグラウンド領域を見積もり、ソース領域に含まれるバックグラウンド成分を差し引く必要がある。本研究では赤方偏移によって、ソース領域とバックグラウンド領域の見積もり方が変化するかを確認するために、半径r の円領域に含まれる光度の割合 (EEF, Encircled Energy Function) の傾向を確認した。

その後 EEF の見積もりを元に、(式 1) を用いて、 以下の 3 通りの方法で平均光度を導出した。 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

- ・天体ごとに光度を導出して平均(方法1)
- ・換算係数を単純平均して光度導出 (方法 2)
- ・換算係数をX線光子のカウント数で加重平均して 光度導出 (方法 3)

### 5 結果

### 5.1 EEF の見積もり

抽出したサンプルの中で最も低赤方偏移にある天体は group1 の 475(z=0.025) であり、最も高赤方偏移にある天体は group8 の 2287(z=3.7) である。このように、本研究で扱う group1 と group8 の天体では赤方偏移に大きな違いがある。

そこで、赤方偏移によって EEF の傾向に違いが 出るのかを確認するために、低赤方偏移の天体と高 赤方偏移の天体の EEF を確認した。なお、EEF を 確認する際には統計誤差が十分に小さくなるように、 Exposure time を 1000 ksec にしてシミュレーション した。

EEF の検討を行った結果、高赤方偏移の天体と低赤方偏移の天体では EEF の傾向に大きな違いが見られないことが分かった (図 2)。

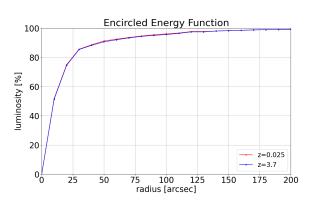


図 2: 低赤方偏移天体 (z=0.025) と高赤方偏移天体 (z=3.7) の EEF を図示した。横軸は領域半径、縦軸は領域内に含まれる光度の割合を示す。

(図 2) より、半径 100" の円領域をソース領域、半径 150" -200" の円環領域をバックグラウンド領域とすることにした。

### 5.2 平均光度の導出

Exposure time を 2.5 ksec とし、Vignetting を考慮せずに group1(0.0 < z < 0.2) と group8 $(1.6 \le z)$  をシミュレーションした。 group1 のイメージを (図 3)、group8 のイメージを (図 4) に示す。

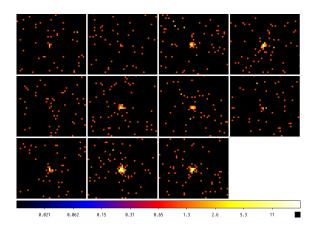


図 3: X線バックグラウンド成分を含む group1 のイメージ。Exposure time を 2.5 ksec として 11 天体をシミュレーションした。(color:b,zoom: ズーム 4, scale: 対数)

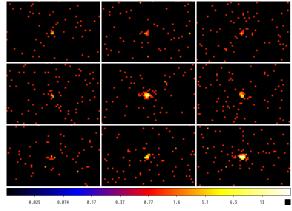


図 4: X線バックグラウンド成分を含む group8 のイメージ。Exposure time を 2.5 ksec として 9 天体をシミュレーションした。(color:b,zoom: ズーム 4, scale: 対数)

先に示したイメージから、グループの平均光度を 3通りの方法で導出した。その結果を(表1)に示す。

表 1: 平均光度の導出結果 (group1,group8)

group1	換算係数	$L_{in}$	$L_{out}$	$L_{out}-L_{in}$	
	$[{\rm erg/counts}]$	$[10^{41} \mathrm{erg/s}\ ]$	$[10^{41} \mathrm{erg/s}\ ]$	$\sigma L_{out}$	
方法1		7.14	$7.60 {\pm} 0.67$	0.69	
方法 2	8.57 E43	7.14	$9.42{\pm}0.63$	3.6	
方法3	6.92E43	7.14	$7.60 {\pm} 0.51$	0.90	
group8	換算係数	$L_{in}$	$L_{out}$	$L_{out}-L_{in}$	
	$[{\rm erg/counts}]$	$[10^{45}\mathrm{erg/s}~]$	$[10^{45}\mathrm{erg/s}~]$	$\frac{L_{out}-L_{in}}{\sigma L_{out}}$	
方法1		3.06	$3.22{\pm}0.21$	0.76	
方法 2	2.22E47	3.06	$3.33{\pm}0.20$	1.4	
方法3	2.15 E47	3.06	$3.22{\pm}0.20$	0.80	

### 6 議論

平均光度導出の結果に基づいて解析手法について議論する。光度の入力値と出力値が統計誤差 1σ以内で一致したのは、方法 1 と方法 3 であった。方法 2 は方法 1、方法 3 と比較すると光度導出の精度が悪かったと言える。group1、group8 に含まれる天体は赤方偏移、光度の値にばらつきがあるため天体の重みに違いがある。方法 2 では、換算係数を単純平均して光度を導出しているため天体の重みを適切に考慮できておらず、正確に換算係数を平均化できていないため精度よく光度が導出できなかったと考えられる。本研究の結果より、 X線光子数によって換算係数を加重平均することで、 天体の重みを適切に考慮して換算係数を平均化できることが分かった。

本研究のサンプルはX線で検出され、スペクトル型が定まっている天体だが、本来スタッキング解析を行うのはX線で未検出の天体である。このような天体では光子数が乏しいため、方法1では十分なカウント数を稼げず、正確に光度導出できない可能性がある。そのため、こういった天体に対してスタッキング解析を行う際には、方法3のように換算係数を平均化し、スタックした天体の平均的なカウントレートを用いて光度導出した方が精度よく光度が導出できる可能性がある。

### 7 結論

本研究では eFEDS の AGN カタログから性質がよく分かっている天体を選択し、グルーピングした。その後、低赤方偏移のグループ (group1) と高赤方偏移

の天体グループ (group8) をシミュレーションし、スタッキング解析の手法を検討した。シミュレーションを行う際には Exposure time を一律の時間 (2.5 ksec)と仮定し、望遠鏡の Vignetting は考慮せず、バックグラウンド成分は X線バックグラウンドのみを考慮した。

解析の結果、(方法 1) と (方法 3) では光度の入力値と出力値が  $1\sigma$  以内で一致した。この結果より、換算係数を精度よく平均化するには天体の重みを考慮する必要があると考えられる。

今後は観測時間の非一様性や望遠鏡の Vignetting 効果を考慮し、より現実的な条件のもとでシミュレーションを行うことが課題である。

#### References

- L. Blecha, et al. 2018, MNRAS 478
- T. Liu, et al. 2022, A&A 661, A5
- P. Predehl, et al. 2021, A&A 647, A1

### $\exists > c17$

ブラックホールジェットとして噴出するプラズマの起 源の解明

及川 凜

### ブラックホールジェットとして噴出するプラズマの起源の解明

及川 凜 (東北大学大学院 理学研究科 M1)

### **Abstract**

ブラックホール (BH) は、相対論的ジェットとしてプラズマを噴出することがある。相対論的ジェットのエネルギー源については、BH の回転エネルギーであるとする Blandford-Znajek (BZ) 機構が有力である。しかし、ジェットとして噴出するプラズマの起源については未だ議論の余地が残り、特に M87 に付随するジェットのプラズマ供給量を説明する理論モデルは今まで存在しなかった。

今回紹介する Kimura & Toma (2022) の論文では、 BH 近傍での磁気リコネクションに由来する MeV ガンマ線が強く磁化したジェットの内部で電子陽電子対生成を起こすことで、ジェットへプラズマが供給される理論を提唱した。今回のモデルは、過去に提案されてきた理論モデルに比べ 10 万倍ものプラズマがジェットへ供給されることがわかり、M87 の観測結果を説明できることを明らかにした。またこのモデルではプラズマ注入の際に X 線フレアが付随し、このフレアは次世代の X 線観測衛星で観測可能であることも明らかにした。さらに 、今回このプラズマ供給機構を自身の研究分野である Tidal Disruption Event (TDE) に適用することで、近年の観測から示唆される TDE の後期電波増光を説明できるかの検証も行った。その結果、今回考察したモデルだと後期の TDE の電波増光を説明できることがわかり、また電波増光と共に X 線や  $\gamma$  線が生じる可能性があることも指摘した。

### 1 Introduction

ブラックホール (BH) からは相対論的ジェットとし てプラズマを噴出することがあり、相対論的ジェット を伴った高エネルギー天体現象としては X 線連星、 ガンマ線バースト、活動銀河核 (AGN) 等が挙げられ る。これらのジェットのエネルギー源は Blandford-Znajek 機構 (BZ 機構) を介して抽出される BH の 回転エネルギーであると考えられている。X線連星 や AGN においてジェットが効率的に噴出するような 状況では、BH 降着流は Radiative Inefficient Accretion Flow (RIAF) であると考えられている。一般相 対論的磁気流体 (GRMHD) シミュレーションでは、 BH 降着流が RIAF となる時に BH の周囲の磁化率 が  $\sigma_B = B^2/(4\pi n_e m_e c^2) \gg 1$  の磁気圏が形成され、 その領域で BZ 機構が機能することが示唆されてい る (Narayan et al. 2012)。また GRMHD シミュレー ションから、弱磁場の降着流モード (SANE) と強磁 場の降着流モード (MAD) の 2 つの降着流モードが 存在することが示唆されており、特に MAD の場合 には効率的にジェットが噴出すると考えられている。

しかし、BH 磁気圏領域にどのようにプラズマを 注入するかについては長年の問題であった。BZ 機構 が働いている時、ジェット領域は強く磁化するため、 過去の先行研究では BH 磁気圏ギャップで生成される光子、また BH 降着流で生成される中性子や光子を介してジェット内部で相互作用を起こし、プラズマを注入する機構が提案されてきた (Levinson et al. 2011; Kimura et al. 2020)。しかし、これらは比較的広い領域で光子や中性子が生成されるため、相互作用が起きづらくなり、特に M87 ジェットのプラズマ供給量を説明することができなかった。

ところが近年の超高解像 GRMHD シミュレーションでは、 降着円盤が MAD の時は BH 近傍で磁気リコネクションが起きることが確認され、この結果は BH 近傍のコンパクトな領域で大量の光子が生成されることを示唆している (Ripperda et al. 2022)。

Kimura & Toma (2022) はこのシミュレーションの結果を元に、磁気リコクションを介したプラズマ供給機構を提唱し、解析的にプラズマ供給率を計算した。

# 2 Lepton loading by magnetic reconnection

ここでは、Kimura et al.(2022) の論文を元に、磁 気リコネクションを介したプラズマ供給率について概 算する。本シナリオの概略図は以下の図1に示した。 まず初めに本シナリオの全体像について説明する。

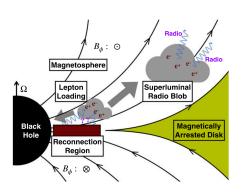


図 1: 磁気リコネクションを介したプラズマ供給のシナリオの概略図 (Kimura et al. 2022)。

降着円盤が MAD の時、赤道面の上下にある磁場が一時的に非軸対称的に降着物質を押し出し、磁気リコネクションを誘発する。その結果、電子が加速され、シンクロトロン放射によって電子が MeV ガンマ線を放射する。これらのガンマ線の一部が対消滅を起こすことで、磁気圏内部で電子・陽電子  $(\gamma+\gamma \rightarrow e^++e^-)$ を生成する。このプラズマはシンクロトロン自己吸収 (SSA) によって光学的に厚い状態を保ちながら相対論的速度まで加速され、その後それが光学的に薄くなった位置で電磁波が放射される。以上が本シナリオのおおまかな流れとなる。

最初にリコネクションによって解放される単位時間あたりのエネルギー  $L_{\rm rec}$  を見積もる。ここでは BH のスピンパラメータが  $a=0.9375\simeq 1$  の場合を考え、BH 磁気圏には BZ 機構に最低限必要なプラズマ数密度  $(n_{\rm GJ}=\frac{B\Omega_F}{(2\pi ec)}\simeq\frac{B}{8\pi r_g e})$  が存在していると仮定する。重力半径を  $r_{\rm g}=GM/c^2$  とし、質量降着率  $\dot{M}$  と Eddington 質量降着率  $\dot{M}_{\rm Edd}$  の比を $\dot{m}=\dot{M}/\dot{M}_{\rm Edd}$  と置く。BH に落ち込む磁束の無次元量を  $\Phi=2\pi rB/(\sqrt{\dot{M}c})$  と置いた時、BH 降着流がMAD の時はこの値が  $\Phi_{\rm mad}=50$  になることが知られているため (Narayan et al. 2012; Tchekhovskoy et al. 2011)、BH 周りの磁場の強さ  $B_{\rm mad}$  は、 $B_{\rm mad}=\sqrt{\dot{M}c\Phi_{\rm mad}^2/(4\pi^2r_{\rm g}^2)}$  と表せれる。ゆえに磁場の形状をスプリットモノポールと仮定すると、リコネクション領域での磁場の強さ  $B_{\rm rec}$  は、時空の幾何学を考慮

することで

$$B_{\rm rec} \approx \sqrt{2}B_{\rm mad} \left(\frac{r_{\rm rec}}{r_{\rm g}}\right)^{-2}$$
  
 $\simeq 3.9 \times 10^2 M_9^{-1/2} \dot{m}_{-4}^{1/2} \Phi_{\rm mad, 1.7} \,\rm G \quad (1)$ 

を得る。ここで  $r_{\rm rec}\approx 2r_g$  はリコネクションが起きる位置を表している (Ripperda et al. 2022)。ゆえにリコネクションによって解放される単位時間あたりのエネルギー  $L_{\rm rec}$  は次のように見積もることができる。

$$L_{\rm rec} \approx 2l_{\rm rec}^2 \frac{B_{\rm rec}^2}{8\pi} \beta_{\rm rec} c$$
 (2)  
 $\simeq 7.9 \times 10^{41} M_9 \dot{m}_{-4} f_l^2 \beta_{\rm rec, -1} \Phi_{\rm mad, 1.7}^2 \,{\rm erg \ s^{-1}}$ 

ここで、 $l_{\rm rec}=f_ir_{\rm g}$  はリコネクション領域の幅を表しており、 $f_i$  はパラメータで与えられる。また、 $\beta_{\rm rec}c$  はリコネクション領域に侵入する磁場の速度を表す。

次に、リコネクションによって加速された非熱的電子からのシンクロトロン放射を考える。リコネクション電場によって加速されるタイムスケール  $t_{\rm acc}$ は、 $t_{\rm acc} \approx \gamma_e m_e c/(eB_{\rm rec}\beta_{\rm rec})$ となる。冷却を考慮しない場合、リコネクションによって電子は

 $\gamma_e \approx \sigma_B = B_{\rm rec}/(4\pi n_{\rm GJ} m_e c^2)$ まで加速される (Guo et al. 2020)。一方、シンクロトロン冷却タイムスケールは  $t_{\rm syn} = 6\pi m_e c/(\sigma_T B_{\rm rec}^2 \gamma_e)$  である。よって冷却を考慮した時に電子が加速できる最大ローレンツ因子  $\gamma_{\rm e,max}$  は  $t_{\rm syn} = t_{\rm acc}$  で決まる。今考えている状況では  $\sigma_B > \gamma_{\rm e,max}$  を満たすため、電子から放出されるシンクロトロン光子のエネルギーは、以下で与えられる。

$$E_{\gamma,\text{max}} = \frac{eB_{\text{rec}}\gamma_{\text{e,max}}^2}{2\pi m_e c} = \frac{9m_e c^2}{4\alpha_f}\beta_{\text{rec}}$$
$$\simeq 16\beta_{\text{rec},-1} \text{ MeV}$$
(3)

ここで、 $\alpha_f$  は微細構造定数である。また、リコネクションによって加速された非熱的電子のエネルギースペクトルは、冪指数が1のハードなスペクトル ( $\dot{N}_{\rm inj} \propto E_e^{-1}$ ) になることが予想される。以上より、今考えている系は fast cooling から、リコネクションに付随した電磁波スペクトルは以下のように書ける。

$$E_{\gamma}L_{E_{\gamma}} \approx L_{\rm rec} \left(\frac{E_{\gamma}}{E_{\gamma,\rm max}}\right)^{1/2}$$
 (4)

これらのガンマ線の一部が対消滅を起こすことで、磁気圏に電子・陽電子が対生成する。電子陽電子プラ

ズマの生成率は次式で与えられる。

$$\dot{N}_{\pm} = 2 \int n_{\gamma 1} n_{\gamma 2} c \sigma_{\gamma \gamma} dV \tag{5}$$

MeV ガンマ線と対消滅を起こしやすい光子のエネルギー  $E_{\gamma 2}$  は  $E_{\gamma 2}=(2m_ec^2)^2/E_{\gamma,\max}$  であり、この光子の数密度  $n_{\gamma 2}$  は (4) 式から

$$n_{\gamma 2} \approx \frac{L_{\rm rec} (E_{\gamma 2}/E_{\gamma,{
m max}})^{1/2}}{4\pi l_{\rm rec}^2 c E_{\gamma 2}} \approx \frac{L_{\rm rec}}{8\pi l_{\rm rec}^2 m_e c^3}$$
 (6)

と見積もることができる。光子の対消滅の光学的深 さ  $au_{\gamma\gamma}$  は  $au_{\gamma\gamma} pprox n_{\gamma2} \sigma_{\gamma\gamma} l_{\rm rec}$ 

 $\simeq 1.2 \times 10^{-3} \dot{m}_{-4} f_l \beta_{\rm rec,-1} \Phi_{\rm mad,1.7}^2$  となることから 大部分の MeV 光子は対消滅を起こさずにリコネクション領域から逃げていくことがわかる。それにも 関わらず、対消滅によって磁気圏に

$$\kappa_{\pm} \equiv \frac{n_{\pm}}{n_{\rm GJ}} = \frac{\dot{N}_{\pm}}{4\pi l_{\rm rec}^2 c n_{\rm GJ}} \approx \frac{4}{3} \alpha_f \tau_{\gamma\gamma} \sigma_B$$

$$\simeq 7.7 \times 10^8 M_9^{1/2} \dot{m}_{-4}^{3/2} f_l \Phi_{\rm mad, 1.7}^3 \beta_{\rm rec, -1}(7)$$

のプラズマが供給され、過去に提案されてきた理論 より 10 万倍ものプラズマがジェットへ供給される。

プラズマが供給された後、 $r \simeq r_{\rm rec}$  付近の磁化率  $\sigma_B$  は  $\sigma_B = B_{\rm rec}^2/(4\pi n_\pm m_e c^2) < \gamma_{\rm e,max}$  となるため、リコネクションによって加速される電子の最大ローレンツ因子はプラズマが供給される前に比べ  $\gamma_e \approx \sigma_B < \gamma_{\rm e,max}$  と下がってしまう。よってプラズマが供給された後のシンクロトロン光子の最大エネルギーは

$$E_{\gamma,\text{syn}} = \frac{eB_{\text{rec}}\sigma_B^2}{2\pi m_e c}$$

$$\simeq 35M_9^{-1/2} \dot{m}_{-4}^{-3/2} f_l^{-2} \Phi_{\text{mad } 1.7}^{-3} \beta_{\text{rec},-1}^{-2} \text{ keV}$$

となり、(4) 式のスペクトルの形が変化する。プラズマがが供給される前とされた後のリコネクションフレアのスペクトルは図2のようになる。プラズマが磁気圏に供給されるとシンクロトロン光子の最大エネルギーがX線となるため、対消滅が起こらずプラズマ供給が止まることがわかる。しかし、注入されたプラズマの角速度は $\Omega_F \approx c/(4r_{\rm g})$ であり、円盤がMADの時の赤道面の角速度 $\Omega_{\rm mad}$ は $\Omega_{\rm mad} \ll \Omega_F$ を満たすため、注入されたプラズマはリコネクション領域から $2l_{\rm rec}/c$ のタイムスケールで逃げていき、再びリコネクションによってプラズマを供給することができる。ゆえに今回の機構を考えると、準定常的にプラズマが注入され、これはM87の電波観測で見えてるプラズマの塊が準定常的に噴出していることを説明できる。

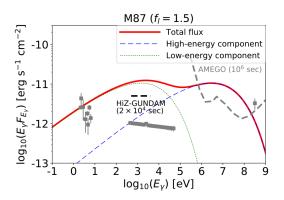


図 2: 磁気リコネクションに付随した電磁波スペクトル (Kimura et al. 2022)。

### 3 Discussion TDEへの適用

本節では、Kimura et al.(2022) のプラズマ供給機 構を元に Tidal Disruption Event(TDE) への適用に ついて考察する。TDE とは恒星が銀河中心の超巨大 ブラックホール (SMBH) の近くを通りすぎる際に、 SMBH の潮汐力によって恒星がバラバラに引き裂か れる現象である。近年の観測 (Cendes et al.2023) か ら、電波が検出されている TDE は後期に電波増光 することが示唆されており、これは TDE の何らか の活動性に関係するものであると考えられる。そこ で、この電波増光成分はSMBH の降着円盤の状態が、 Standard disk から RIAF MAD へ代わり、SMBH か らジェットが吹き初めることに起因するものである と考えた。今回考察したモデルでは、電波の初期成 分は disk wind によってできる Shell からの電波放射 起源であると考え、後期の電波増光成分はジェット内 のプラズマと Shell がぶつかることで散逸する電波放 射が起源であると考えた。今回考察したシナリオは 以下の図3の通りである。

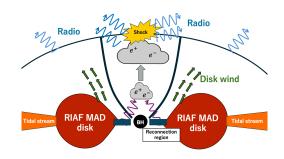


図 3: TDE の電波増光シナリオの概略図。

ここでは、電波増光を示している天体の一つである

AT2019dsg に着目して議論を行う。AT2019dsg では 700~800 日付近で電波増光を示しており、今のとこ ろ電波増光の明るさは 1200 日付近で 10<sup>38</sup> erg/s に達 していることが観測から明らかになっている(Cendes et al. 2023).

TDE の mass fall back rate は  $\dot{M}_{\rm fb} \propto t^{-5/3}$  といっ た時間依存性を持つことが知られている (Rees 1988)。 今回はこの  $\dot{M}_{
m fb}$  の時間依存性を元に SMBH への質 量降着率  $\dot{M}$  が次のような形で書けると仮定する。

$$\dot{M}(t) = f \frac{M_*}{3t_{\rm mfb}} \left(\frac{t}{t_{\rm ev}}\right)^{-\frac{5}{3}}$$

$$= 6.8 f \dot{M}_{\rm Edd} M_7^{-\frac{1}{2}} M_{*,0.2}^{\frac{1}{10}} \left(\frac{t}{t_{\rm ev}}\right)^{-\frac{5}{3}} (9)$$

ここで、fはfall back rate と質量降着率の比のパ ラメータを表し、 $M_*$  は破壊される星の質量、そし て  $t_{\rm ev}$  は降着円盤ができた時刻を表す。AT2019dsg の X 線と可視光の観測 (Stein et al.2020) から  $t_{\rm ev} =$ 40 days であり、さらに f = 0.2 を選ぶと、RIAF になる時刻  $T_{\text{RIAF}}$  は、 $\dot{M}(T_{\text{RIAF}}) \approx 0.01 \dot{M}_{\text{Edd}}$  よ り、 $T_{\rm RIAF} \approx 750 \; {\rm days} \; {\rm となることがわかる}$ 。また RIAF から MAD になるタイムスケールは粘性タイ ムスケール程度であるとすると、 $t_{\rm vis} \approx 3M_7 {\rm \ days}$  よ り、AT2019dsg が電波増光を示す時刻とほぼ一致す ることがわかる。よって本シナリオでは800日付近 でジェットが吹き始める。磁気リコネクションを介し てジェットへ供給されたプラズマのエネルギー  $\varepsilon_{\text{blb}}$ は、磁気リコネクションの継続時間 T<sub>dur</sub> を用いて表 すと  $\varepsilon_{
m blb} = \dot{N}_{\pm} T_{
m dur} E_{\gamma, 
m max}$  で表すことができ、光度  $L_{
m b}$  は対プラズマの塊が光学的に薄くなる位置を  $R_{
m dis}$ とすることで  $L_{\rm b} = \varepsilon_{\rm blb}/(R_{\rm dis}/c)$  と表すことができ る。SSA の光学的深さを特徴づける振動数  $\nu_a$  は

$$u_a \approx 3 \times 10^6 M_7^{-\frac{1}{3}} \dot{m}_{-2} \Phi_{\mathrm{mad},1.7}^2 \beta_{\mathrm{rec},-1}^{\frac{2}{3}} f_l^{\frac{2}{3}} \left(\frac{r_{\mathrm{rec}}}{r}\right)^{\frac{4}{3}} \frac{\mathrm{GHz}}{10} \mathbf{Reference}$$

から、振動数が数  $\mathrm{GHz}$  の場合の  $R_{\mathrm{dis}}$  は  $R_{\rm dis} \approx 10^4 r_{\rm g} f_{\rm l}^2$  となる。よって、電波の明るさは

$$L_{\rm b} \approx 10^{38} M_7 R_{\rm dis,4} \beta_{\rm rec,-1} \Phi_{\rm mad,1.7}^2 \dot{m}_{-2} f_l^2 \xi_{hl} \text{ erg s}^{-1}$$
(11)

となり、AT2019dsgの電波増光の明るさと一致する ことが確認できる。さらに今回は、disk wind 成分と ジェット成分を考慮したライトカーブを数値的に計 算することも行なった。結果は以下の図4の通りに なり、今回のシナリオは AT2019dsg の電波観測を説 明できることがわかった。また今回考察したモデル

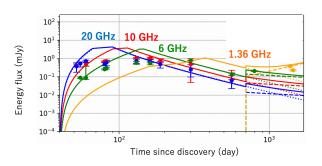


図 4: disk wind 成分とジェット成分を考慮したライ トカーブの数値計算の結果と観測値の比較。

だと (3) 式と (8) 式から電波増光と共に磁気リコネ クションに付随した X 線や γ 線のフレアが生じるた め、多波長のシグナルが受かる可能性が示唆される。

#### Conclusion 4

Kimura & Toma 2022 は磁気リコクションを介し たジェットへのプラズマ供給機構を提唱し、解析的に プラズマ供給率を調べた。その結果、過去に提案さ れてきた理論モデルに比べ、磁気リコネクションを 介したプラズマ供給機構では10万倍ものプラズマが ジェットへ供給されることがわかり、M87の観測結 果を説明できることを明らかにした。またこのプラ ズマ供給機構を TDE に適用し、後期の電波増光を 説明できるかの議論も行った。その結果、電波増光 が示す光度を説明できることがわかり、またこのモ デルを適用することで、電波増光とともに他の波長 の電磁波も観測される可能性があることも示した。

Kimura, S. S., Toma, K, et al. 2022, ApJL, 937, 34 Kumar, P., & Zhang, B. 2015, PhR, 561, 1 Narayan et al. 2012, MNRAS, 426, 3241 Levinson, A., & Rieger, F. 2011, ApJ, 730, 123 Broderick, A. E., & Tchekhovskov, A. 2015, ApJ, 809,

Kimura, S.S., & Toma, K. 2020, ApJ, 905, 178 Ripperda, B., Liska, M. 2022, ApJL, 924, L32 Guo, F., Liu, Y.-H., et al. 2020, PhPL, 27, 080501

### コンc18

活動銀河核ジェットにおけるプラズマ加速の相対論的 磁気流体シミュレーション

越水 拓海

### 活動銀河核ジェットにおけるプラズマ加速の相対論的磁気流体シミュレー ション

越水 拓海 (東北大学大学院 理学研究科)

### Abstract

活動銀河核(Active Galactic Nuclei; AGN)の多くは相対論的な速度に加速されたプラズマ噴射(ジェット)を有する。ジェットの有力な駆動機構としては AGN 中心のブラックホールの回転エネルギーが電磁場のエネルギーとして引き抜かれると考えられる (c.f.Blandford & Znajek 1977[1])。しかし、電磁場のエネルギーがプラズマの運動エネルギーに変換するメカニズムは解明されていない。本稿では AGN ジェットにおけるプラズマ加速過程を、初めて BH 遠方まで整合的に解くことに成功した相対論的磁気流体 (RMHD) シミュレーションである Komissarov et al. (2007)[4] を紹介する。Komissarov et al. (2007)[4] は計算領域の拡大と長時間の計算を可能にし、ジェット軸から離れた領域で、ローレンツ因子  $\Gamma \sim 10$  に到達した。しかし、ポインティングフラックスと物質のエネルギーフラックス(静止質量と運動エネルギーフラックスの和)の比  $\sigma$  が 1 を下回るときの BH からの距離は観測結果 (Sikora et al.2005[7]) と比べて大きい。プラズマ加速 が BH により近い領域で行われていることを示唆する。

### 1 Introduction

活動銀河核(Active Galactic Nuclei; AGN)とは銀河中心が銀河全体の明るさを凌駕するような天体である。AGN 中心には超大質量のブラックホールが存在する。AGN の多くは光速に近い速度に加速されたプラズマ噴射(ジェット)を有する。AGN の放射スペクトルの観測により、BH からの距離  $R\sim 10^3 r_s\sim 10^{17} {\rm cm}$  でジェットのローレンツ因子  $\Gamma \geq 10$  と見積もられる (Jorstad et al.2005[2],Sikora et al.2005[7])

ジェットの有力な駆動機構としては AGN 中心のブラックホールの回転エネルギーが電磁場のエネルギーとして引き抜かれると考えられている。(c.f.,Blandford & Znajek 1977[1]) しかし、電磁場のエネルギーからプラズマの運動エネルギーに変換されるメカニズムは解明されていない。

2000 年頃から、ジェットにおけるエネルギー変換メカニズムを解明するための相対論的磁気流体 (RMHD) シミュレーションが行われるようになった。中でも Mckinney (2006)[5] はジェット以外の降着円盤、コロナなども考慮して RMHD の 2 次元シミュレーションを行った。しかし、計算の終状態においても  $\Gamma \sim 10$  に到達できなかった。また、数値拡散の影響が大きく、電磁場のエネルギーと物質のエネルギー

でエネルギー保存を満たしていない箇所も存在した。そこで、本稿で紹介する Komissarov et al.(2007)[4] ではジェットに注目した特殊相対論的理想 MHD2 次元シミュレーションを行った。ジェットの流れに沿った楕円座標系と linner Rieman solver を基にしたスキーム (Komissarov 1999[3]) を採用することで、数値拡散の影響を減らした。さらに、ジェットの境界で軸対称の固定された壁を置くことで、計算領域の拡大と長時間の計算を可能にした。

### 2 Methods

### 2.1 基礎方程式

シミュレーションで取り扱う基礎方程式は以下の ようになる。

$$\frac{1}{\sqrt{-g}}\partial_{\mu}\left(\sqrt{-g}\rho u^{\mu}\right) = 0\tag{1}$$

$$\frac{1}{\sqrt{-g}}\partial_{\alpha}\left(\sqrt{-g}T^{\alpha}{}_{\beta}\right) - \frac{1}{2}\left(\partial_{\beta}g_{\alpha\sigma}\right)T^{\alpha\sigma} = 0 \qquad (2)$$

$$\left(\frac{1}{c}\right)\partial_{t}\left(B^{i}\right) + e^{ijk}\partial_{j}\left(E_{k}\right) = 0 \tag{3}$$

 $B^i$  は磁場、 $E_k$  は電場、 $g_{\mu\nu}$  は計量テンソル、 $e^{ijk}$  は レビ・チビタテンソル、 $u^\mu$  は 4 元速度、 $\rho$  は質量密度、 $T^{\mu\nu}$  はエネルギー運動量テンソルを表す。また、

本稿ではローマ字が空間成分、ギリシャ文字が時間+空間の成分とする。ここではジェットのBHから離れた領域に注目して、一般相対論的効果を無視する。

簡単のため、理想 MHD 条件を課して電場と磁場の関係は以下のようになる。

$$E_i = -\frac{e_{ijk}v^j B^k}{c} \tag{4}$$

ここで $v^j$ は3元速度を表す。

圧力 P と質量密度  $\rho$  の状態方程式は以下のように書ける。

$$P = Q\rho^{4/3} \tag{5}$$

熱圧の影響が小さい  $(\rho c^2 \gg P)$  と仮定して、Q は非常に小さい値とする。

### 2.2 境界条件と初期条件

ジェットの境界を軸対称の固定された壁を置いて 計算する。壁は円筒座標系  $(r,\phi,z)$  で以下のような ベキ型の形状とする。

$$z \propto r^a$$
 (6)

z はジェット軸に沿った BH からの距離、r はジェット軸からの距離を表し、光円柱の半径  $r_{\rm lc}=c/\Omega$  で規格化する。a はパラメータで、a=1,3/2,2,3 の 4 つの場合を考える。実際の計算では、壁の形状に合わせた楕円座標系を採用する。円筒座標系  $(r,\phi,z)$  から楕円座標系  $(\eta,\phi,\xi)$  への変換式は以下のようになる。

$$\xi = rz^{-1/a}, \ \eta^2 = \frac{r^2}{a} + z^2$$
 (7)

入射口とジェット軸、壁の3つの場所での境界をそれぞれ考える。図1では楕円座標系上での境界条件の位置関係が書かれている。まず、入射口の境界の条件について見てみる。入射境界内(計算領域外)は完全導体とみなして、入射口の境界では電場と磁場を以下のように与える。

$$E_{\hat{\alpha}} = 0, \ B^{\hat{\eta}} = 0 \tag{8}$$

 $x^{\hat{\mu}}$  は規格直交化した座標系を表す。 $B^{\hat{\xi}}$  はジェット全体で磁気圧が一定になるように置く。プラズマの速度は以下のように与えられる。

$$v^{\hat{\eta}} = 0.5c, \ v^{\hat{\xi}} = 0 \tag{9}$$

導体の回転角速度 Ω は以下の 2 つの場合を仮定する。

$$\Omega = \Omega_0 \tag{10}$$

$$\Omega = \Omega_0 \left[ 1 - 3 \left( \frac{\xi}{\xi_{\rm j}} \right)^2 + 2 \left( \frac{\xi}{\xi_{\rm j}} \right)^3 \right] \tag{11}$$

(4)  $\Omega_0$  は定数で、(9) 式は剛体回転を表す。一方で、(10) 式は $\xi$  の関数で差動回転を表す。 $\xi_j$  は壁上の $\xi$  の値で、(10) 式は壁上で0 になるように与えられる。壁のべキ指数a と合わせて、8 種類のモデルを考える。ジェット軸 $\xi=0$  では  $B^{\hat{\xi}}, B^{\hat{\phi}}, v^{\hat{\xi}}, B^{\hat{\phi}}$  は  $f(\xi)=(5)$  一 $f(-\xi)$ 、他の物理量は  $f(\xi)=f(-\xi)$  と与える。一方、壁 $\xi=\xi_j$  では  $B^{\hat{\xi}}, v^{\hat{\xi}}$  は  $f(\xi_j+\Delta\xi)=-f(\xi_j-\Delta\xi)$ 、他の物理量では  $f(\xi_j+\Delta\xi)=f(\xi_j-\Delta\xi)$  と与える。

入射境界以外の計算領域全体の初期条件として、  $\Omega=0, B_\phi=0, v_{\varepsilon}=0, v_n=0.7c$  を与える。

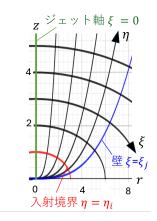


図 1: ジェットの境界条件の位置関係。実線は楕円座標系の格子。

### 3 Results

代表的なパラメータとして  $a=2,\Omega=\Omega_0$  のモデルの結果を紹介する。図 2 はポロイダル電流とローレンツ因子の分布を表す。ジェット軸から離れた領域ほどローレンツ因子が大きくなり、プラズマは加速する。壁付近ではローレンツ因子  $\Gamma$  は 10 を超えるようになる。プラズマの加速に主に寄与する力は電磁気力  $(J \times B/c)$  のポロイダル磁場に平行な成分と考えられる。ポロイダル電流  $J_p$  を  $J_p = J_b \hat{b} + J_n \hat{n}$ 

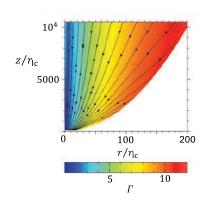


図 2: 代表的なシミュレーション結果における、ローレンツ因子とポロイダル電流 (黒実線矢印) の分布。

と分ける( $\hat{b}$  と $\hat{n}$  はポロイダル磁場に対して平行な 基底ベクトルと垂直な基底ベクトル)と

$$\frac{1}{c}\boldsymbol{J} \times \boldsymbol{B} = -\frac{1}{c}J_n B_{\phi}\hat{\boldsymbol{b}} + \frac{1}{c}\left(J_b B_{\phi} - J_{\phi} B_p\right)\hat{\boldsymbol{n}} \quad (12)$$

と書けて、 $-J_n B_\phi/c$  が加速に寄与すると予想できる。 図 3 よりジェット軸から離れるほど  $J_n$  が大きくなる ことが分かり、図 2 のローレンツ因子の分布を説明できる。

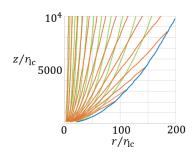


図 3: Komissarov et al.2007[4] をもとに作成。ポロイダル電流と磁場の分布。オレンジ色の実線は電流、 黄緑色の実線は磁場、青の実線は壁を表す。

定常・軸対称を仮定すると、磁力線上で以下のエネルギー保存則が成り立つ。

$$\mu = \Gamma + \Gamma \sigma \tag{13}$$

 $\mu$ と  $\Gamma$  $\sigma$  は静止質量エネルギーフラックスあたりの全エネルギーフラックスとポインティングフラックスを表す。ローレンツ因子  $\Gamma$  は静止質量エネルギーフラックスあたりの運動エネルギーフラックスに相当するため、(13) 式は電磁場と運動エネルギーのエネルギー保存則に相当する。図 4 はシミュレーション

の結果で (13) 式の保存則が成り立つことが分かる。  $\Gamma$  と  $\Gamma\sigma$  の交点で、電磁場のエネルギーと運動エネルギーが等分配される。エネルギーが等分配される 位置は他のモデルでも類似した結果となった。

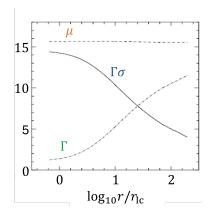


図 4: 運動エネルギーと電磁場のエネルギーの保存 則。 $\mu$  は全エネルギー、 $\Gamma$  は運動エネルギー、 $\Gamma\sigma$  は電磁場のエネルギーに相当する。

### 4 Discussion

### 4.1 観測との比較

観測の結果より、BH からの距離  $R\sim 10^3 r_s\sim 10^{17} {\rm cm}$  でローレンツ因子  $\Gamma\geq 10$  と見積もられる (Jorstad et al.2005[2],Sikora et al.2005[7])。 Komissarov et al.(2007)[4] のシミュレーション結果はこの 観測結果と合うかどうかを見ていく。 まず、光円柱の半径  $r_{\rm lc}=c/\Omega$  を見積もる。AGN 中心の BH は 高速で回転して、スピンパラメータ a は  $a\approx 1$  とすると

$$r_{\rm lc} \approx 4r_{\rm g} \quad r_{\rm g} = \frac{GM}{c^2}$$
 (14)

となる。 $r_{\rm g}$  は重力半径で、M は BH の質量を表す。  $\Gamma=10$  となるときの BH からの距離  $R_{10}$  を見積もる。図 4 より  $\Gamma=10$  となるときのジェット軸からの距離  $r_{10}$  は  $r_{10}=76\,r_{\rm lc}$  となる。ジェットの半開き角 $\theta_j$  を用いて、 $R_{10}$  は

$$R_{10} = \frac{r_{10}}{\sin\theta_j} \approx \frac{r_{10}}{\theta_j} \approx 10^{17} \left(\frac{M}{10^9 M_{\odot}}\right) \left(\frac{\theta_j}{0.1}\right)^{-1} \tag{15}$$

と計算できる。(15) 式は Jorstad et al.(2005)[2],Sikora et al.(2005)[7] の観測結果と

一方で、AGN ジェットの観測結果 (Sikora et al. 2005[7]) から、BH から  $R=10^3-10^4r_s$  ( $r_s$ : シュバルツシルト半径) 離れた領域でポインティングフラックスと物質のエネルギーフラックス(静止質量と運動エネルギーフラックスの和)の比  $\sigma=0.1$  となることが報告されている。Komissarov et al. 2007[4] の結果は  $R=10^3-10^4r_s$  で  $\sigma\sim0.5$  を示唆し(図 4 参照)、Sikora et al. (2005)[7] の観測結果と合わない。  $\sigma$  が小さいほどその位置でプラズマの運動エネルギーが優勢であるため、プラズマ加速 が BH により近い領域で行われていることが示唆される。このいわゆる  $\sigma$  問題は現代でも未解決の問題である。近年のアプローチとして Toma & Takahara (2013)[8] では具体的な磁場の構造を仮定して、BH により近い領域でエネルギーの変換が生じる可能性を示した。

Conclusion

5

エネルギーの変換メカニズムを解明するための相 対論的磁気流体 (RMHD) シミュレーションとして Komissarov et al.(2007)[4] を紹介した。Komissarov et al.(2007)[4] はジェットにおけるプラズマ加速過程 を初めて BH 遠方まで整合的に解くことに成功した。 Komissarov et al.(2007)[4] はローレンツ因子  $\Gamma$  は 10 を超えたが、ポインティングフラックスと物質のエ ネルギーフラックス(静止質量と運動エネルギーフ ラックスの和)の比 $\sigma$ は観測の結果とは合わず、エ ネルギー変換を完全には説明できなかった。近年の アプローチとしては、Toma & Takahara (2013)[8] はジェット境界での外圧のプロファイルを変更するこ とにより、BHにより近い領域でのエネルギー変換が 生じる可能性を示した。また、ジェット以外の構成要 素(降着円盤、コロナなど)も考慮した一般相対論的 なシミュレーションも可能になった。(e.g.Nakamura et al.2018[6]) しかし、現代でもジェット全体でのエ ネルギー収支は解明出来ていない。

### Reference

- Blandford, R. D. & Znajek, R. L., 1977, MNRAS, 179, 433
- [2] Jorstad S. G. et al., 2005, AJ, 130, 1418
- [3] Komissarov S. S., 1999, MNRAS, 303, 343
- [4] Komissarov S. S. et al., 2007, MNRAS, 380, 51

- [5] McKinney J. C., 2006, MNRAS, 368, 1561
- [6] Nakamura et al., 2018, ApJ, 868, 146
- [7] Sikora M., Begelman M. C., Madejski G. M., Lasota J.-P., 2005, ApJ, 625, 72
- [8] Toma, K., & Takahara, F., 2013, PTEP, 083E02

コンc19

## IXPE衛星とかなた望遠鏡を用いたブレーザーの多波 長偏光観測

栃原 淑慧

### IXPE衛星とかなた望遠鏡を用いたブレーザーの多波長偏光観測

栃原 淑慧 (広島大学大学院 先進理工系科学研究科)

### Abstract

AGN の中にはジェットを持つものがあり、ジェットの噴出方向が視線方向とほぼ一致している天体をブレーザーという。ブレーザーは、ジェット内に存在する高エネルギー電子と磁場が相互作用することによりシンクロトロン放射をしており、電波および可視光で強い直線偏光を示す。また、偏光度は天体によっては 1 日に 10%以上変化することもあり、光度変動のタイムスケールも様々である。しかしながら、こういった光度と偏光の時間変動がどのようなメカニズムで発生しているかは、はっきりとは解明されていない。そこで本研究では、X 線偏光観測衛星である IXPE のデータと広島大学が保有するかなた望遠鏡の可視光近赤外の偏光観測を組み合わせた、ブレーザーの系統的な多波長解析を行う。得られたデータを用いることで、ブレーザーの磁場構造・X 線と可視光の放射領域の関係性、粒子加速機構の解明を目指す。本講演では、X 線・可視光のデータ比較を行うとともに IXPE と同時観測したかなた望遠鏡の観測結果を報告し、今後の展望についてまとめる。

### 1 Introduction

活動銀河核 (AGN) には、中心から相対論的な速度 を持ったプラズマの噴流であるジェットを持つものが ある。そのジェットの中でも特に、噴出方向が視線方 向とほぼ一致している天体をブレーザーという。ブ レーザーはジェット内に存在する荷電粒子と磁場との 相互作用により、シンクロトロン放射をしている。シ ンクロトロン放射は直線偏光を示しそれを観測する ことにより、内部の磁場構造を推測することが可能 である。SED は二つのピークを持つことが特徴であ り、低エネルギー側のピークはシンクロトロン放射、 高エネルギー側のピークは逆コンプトン散乱由来だ と考えられている。しかし、その種光子の正体は不 明である。ブレーザーは BL Lac と FSRQ に分類さ れ、輝線の等価幅が BL Lac は<5Å、FSRQ は 5Å 以上である。さらに BL Lac 天体は、シンクロトロ ン放射のピーク周波数によって HSP, ISP, LSP(それ ぞれ high-, intermediate-, low-synchrotron peaked source) と分類される。ブレーザーはこれまで電波・ 赤外線・可視光の波長域で調査されてきたが、IXPE によって図1に示すように X 線帯域の情報が得られ るようになった。

最近の研究では、Kim et al. (2024) が HSP 天体の Mrk421 の多波長解析を行っている。この論文では、2022 年の 5 月から 12 月にかけて行われた IXPE の Mrk421 の観測結果と、電波・赤外線・可視光の

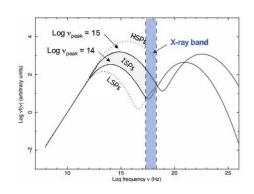
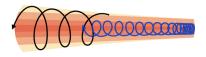


図 1: ブレーザーの SED

同時観測のデータを用いて議論をしている。また解析は、時間とエネルギーの両方において偏光変動を調べている。観測の結果、5月と6月には X 線偏光方位角の 180°を超える連続的な回転が見られた。そして、 X 線偏光度は長波長の 2-3 倍の値となっており strong chromatic behavior を示した。また、 X 線と、電波・可視光・近赤外の偏光測定の結果の不一致により、 HSP ブレーザーにおいて X 線放射領域が、より長い波長の放射領域から空間的に分離されていることを示している。さらに、過去の観測結果との類似性により、ジェット内に複数の乱流磁場の存在を示す energy-stratified shock model を支持している。図 2 にその模式図を示す。

このように、多波長で観測することにより様々な 結果が得られ、粒子加速プロセスや磁場構造におけ



☑ 2: Double helical magnetic field components

る既存のモデルの検証や新たなモデルの構築につながる。だが、一天体だけでは、これが多くのブレーザーに共通した性質かどうかは不明であり、系統的な議論はできない。そこで我々は、より系統的な議論を可能にするため、多くのブレーザーについて可視光・近赤外線と X 線の偏光の同時観測を進めている。

### 2 Instruments and Observations

本研究では、かなた望遠鏡と X 線偏光観測衛星 IXPE 衛星のデータを用いる。ここでは、各機器の説明と観測手法について述べる。

### 2.1 かなた望遠鏡

かなた望遠鏡は、広島大学が保有する口径 1.5m の光学赤外線望遠鏡であり、高い駆動性能を特徴と している。本研究では、可視赤外線同時撮像カメラ HONIR を使用している。これは軸対称で反射する ため器械偏光が小さく、偏光観測に適している。可 視バンドはB・V・R・I、近赤外のバンドはJ・H・ Ks を備えている。本研究では R,J バンドを用いる。 HONIR での偏光観測には、半波長版とウォラストン プリズムなどの光学素子を使用する。半波長版は直 線偏光の偏光方位の回転を可能にさせるもので、こ れを用いることで装置全体を動かすことと同等の操 作ができる。ウォラストンプリズムは、複屈折性を 持つプリズムを2か3個、光学軸をずらして接着し て作られたものである。シングルウォラストンプリ ズムは二つのプリズムを光軸を直行する状態で接着 しており、入射光線は常光線と異常光線という互い の偏光面が90°異なる光線となって出射する。常光 像と異常光像のカウント比をもとに、偏光を記述す るのに必要なストークスパラメータを求める。

### 2.2 IXPE 衛星

IXPE 衛星は NASA と ASI によって 2021 年に打ち上げられた X 線偏光観測衛星であり、2-8 keV に感度を持つ。IXPEが打ち上がったことにより、これまで技術的に困難とされてきた X 線偏光をかつてない感度で検出できるようになった。IXPE には、各焦点に偏光検出器を備えた 3 つの同一の X 線望遠鏡があり、ガスピクセル検出器 (GPD) は、比例計数計 (proportional counters) に基づいた検出器である。偏光 X 線が GPD のガスで光電吸収されると、生成した光電子が偏光方向に放出される。したがって、飛跡から光電子が飛び出した方向を求めることによって、偏光方向を知ることができる。

### 3 Results

また、以下の表 2 は多波長観測をしている 5 つの 論文の結果をまとめたものである。偏光度について

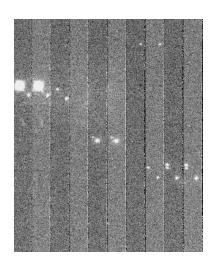


図 3: Mrk421

表 1: Mrk421 の観測結果

dates	$PD(\Pi o)$	ΡΑ(ψ ο)	$PD(\Pi J)$	$PA(\psi J)$
	(%)	(deg)	(%)	(deg)
2024-05-09	$0.91 \pm 0.02$	$40.4 \pm 2.65$	$0.36 \pm 0.2$	$120.66 \pm 11.0$
2024-05-10	$0.53 \pm 0.04$	$105.23 \pm 1.45$	$0.95 \pm 0.07$	$132.13 \pm 14.26$
2024-05-13	$0.42 \pm 0.06$	$147.45 \pm 4.4$	$0.72 \pm 0.4$	$153.26 \pm 13.47$
2024-05-14	$0.48 \pm 0.06$	$137.58 \pm 6.66$	$0.77 \pm 0.16$	$149.84 \pm 4.07$

表 2: Previous Results

object	$_{\mathrm{type}}$	$PD(\Pi x)$	$PA(\psi x)$	$PD(\Pi o)$	$PA(\psi o)$
		(%)	(deg)	(%)	(deg)
BL Lac	LSP	< 14.2, < 12.6	_	6.8, 14.2	107,42
1ES0229+200	HSP	$17.9 \pm 2.8$	$25.0 \pm 4.6$	$2.42 \pm 0.72,  3.2 \pm 0.7$	$-2.4 \pm 8.5$ , $-5.1 \pm 8.7$
Mrk421	HSP	$14 \pm 1$	$107 \pm 3$	$2.1 \pm 0.03$	$167.0 \pm 0.3$
PKS2155-304	HSP	$30.7 \pm 2.0, 15.3 \pm 2.1$	$129.4 \pm 1.8,125.4 \pm 3.9$	$4.3 \pm 0.7,  3.8 \pm 0.9$	140 - 90
1ES1959+650	HSP	$8.0 \pm 2.3, < 5.1$	$123 \pm 8, -$	$4.49 \pm 0.17,  5.4 \pm 1.1$	$159 \pm 1, 103 \pm 6$

は、HSP より LSP のほうが X 線の偏光度と可視光の偏光度の比率  $\Pi \times /\Pi$  o が低い (chromatic blazar である) 傾向が見られる。偏光方位角に関しては、X 線と可視光でほとんど揃っていない。考えられる理由の一つとしては、X 線は高エネルギーの電子がいる領域のみを見ている一方で、可視はいろんな領域の偏光の様子を捉えていることが挙げられる。

### 4 Conclusion & Future Work

本講演では、ブレーザーの多波長偏光観測の結果とかなた望遠鏡の偏光観測データを報告した。今後も引き続き IXPE で観測予定のブレーザーを、かなた望遠鏡で同時の長時間観測を行い、系統的な議論が可能となるようにする。次回は8月に Mrk501 を観測し、その結果と7月の観測結果・IXPE のデータとの比較をする。そして一日ごとの変動や引用論文と同様の解析結果から考察を行う。

### Reference

Kim, D. E., Di Gesu, L., Liodakis, I., et al. 2024, A&A, 681, A12. doi:10.1051/0004-6361/202347408

Middei, R., Liodakis, I., Perri, M., et al. 2023, ApJL, 942, L10. doi:10.3847/2041-8213/aca281

Ehlert, S. R., Liodakis, I., Middei, R., et al. 2023, apj, 959, 61. doi:10.3847/1538-4357/ad05c4

Errando, M., Liodakis, I., Marscher, A. P., et al. 2024, apj, 963, 5. doi:10.3847/1538-4357/ad1ce4

<del>-----i</del>ndexへ戻る

コンc20

ブレーザーのX線偏光から探る相対論的ジェットのエネルギー散逸機構

米永 直生

### ブレーザーの X 線偏光から探る相対論的ジェットのエネルギー散逸機構

米永 直生 (東北大学大学院 理学研究科)

### Abstract

ブレーザーは、活動銀河核の大質量ブラックホールにより駆動される相対論的なジェットをほぼ真正面から観測した天体である。その放射は非熱的に加速された粒子からのシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱だと考えられている。しかし、ジェットがエネルギーを散逸させ放射に至るまでのプロセスは未解明であり、相対論的ジェットの駆動機構に関わる重要な謎である。これまで考えられてきたエネルギー散逸機構は、磁気流体不安定性により引き起こされる磁気リコネクションとプラズマ同士の衝突により起こる内部衝撃波の2つであり、これらを放射スペクトルから区別することは困難である。そこで、Tavecchio et al. (2018) は偏光に注目し、内部衝撃波モデルにおける可視と X 線の多波長偏光モデルを構築した。その結果、衝撃波面からの距離に応じて磁場構造が変化するため X 線の偏光度が可視よりも高くなることがわかった。近年、X 線偏光観測衛星 Imaging X-ray Polarimetry Explorer (IXPE) が打ち上げられ、複数のブレーザーの X 線偏光の観測が行われた (Kouch et al. 2024)。本講演では、Tavecchio et al. (2018) のモデルを用いて観測データの解釈を行い、そのモデルの妥当性を議論する。

### 1 Introduction

電波で明るい活動銀河核では中心の超大質量ブラッ クホールから相対論的な速度で伝搬するジェットが 噴出している。このような天体のうち、ジェットをほ ぼ真正面から観測した天体をブレーザーと呼ぶ。そ の放射はシンクロトロン放射と逆コンプトンだと考 えられているが、ジェットがエネルギーを散逸させ放 射するまでのプロセスは未解明である。相対論的な ジェットがエネルギーを散逸させ、粒子を加速させ るプロセスとして2つのシナリオが考えられている。 一つ目は、磁場のエネルギーが支配的な場合に想定 されるジェットの Kink 不安定によって磁場のエネル ギーを開放して粒子を加速させるというシナリオで ある。もう一つのシナリオは、速度差を持った2つ のプラズマの塊の衝突で衝撃波を起こし、1次フェル ミ加速により粒子を加速させるという内部衝撃波モ デルである。

観測的にこれらのシナリオを区別することは容易ではない。ブレーザーの放射スペクトル(Spectral Energy Distribution;SED)から磁場のエネルギーが物質のエネルギーより小さくなり、内部衝撃波モデルを支持する結果となる。しかし、磁気リコネクションモデルにおいても電子のピッチ角の非等方性によるシンクロトロン放射の放射効率の低下を考えると、実際

は磁場のエネルギーが優勢であるが観測から見積もられる磁場のエネルギーが物質のエネルギーより小さくなり、SEDの結果と矛盾しないことになる (Sobacchi, Sironi, & Beloborodov 2021)。そこで SED 以外にこれらのモデルを区別するために磁場や放射領域の幾何学的特性を反映する X 線と可視のシンクロトロン偏光の違いを考える。

本講演では内部衝撃波モデルに着目し、多波長偏光の理論モデル構築を行った Tavecchio et al. (2018) についてレビューを行う。さらに、このモデルを用いて最新の IXPE の観測データの解釈を行う。

### 2 Methods

内部衝撃波モデルにおいて衝撃波下流の磁場構造 を調べるため Particle in cell(PIC) シミュレーション を行い、その結果から衝撃波下流の磁場の構造をモ デル化し、それをもとに X 線と可視のシンクロトロ ン偏光の計算を行う。

### 2.1 PIC シミュレーション

PIC シミュレーションとは、粒子と電磁場を運動 方程式と Maxwell 方程式に基づいて解く数値的な手 法のことで、今回は2次元のPICシミュレーション コード TRISTAN-MP (Spitkovsky 2005) を用いる。 初期条件は下流静止系の物理量で、上流と下流の相対 ローレンツ因子を $\Gamma_0 = 1.5$ 、上流の磁化パラメータ $\sigma$ を  $\sigma = B_0^2/(\Gamma_0 - 1)m_i n_{0,i}c^2 = 0.1$ 、上流の磁場の向 きを衝撃波面に垂直な方向に対して  $\theta_{B,0}=10^\circ$  とす る。これらの初期条件は、Sironi et al. (2015) におい て粒子加速が効率良く行われたパラメータを用いて いる。また陽子と電子の質量比を $m_{
m i}/m_{
m e}=25$ とし、 タイムステップ  $\Delta t$  を  $\Delta t = 0.09 \omega_{\rm pe}^{-1}$  とする。 $\omega_{\rm pe}$  は 電子のプラズマ振動数で  $\omega_{\rm pe} \equiv (4\pi e^2 n_{0,\rm e}/\Gamma_0 m_{\rm e})^{1/2}$ と表せる。衝撃波が進む方向を z 軸として yz 平面を 考え、陽子のプラズマ慣性長  $c/\omega_{\rm pi}$  を用いて、y 方向 は $\sim 46c/\omega_{\rm pi}$ 、z 方向は $\sim 2800c/\omega_{\rm pi}$  を計算領域とす る。計算は  $\omega_{\rm pi}t \sim 6100$  まで行った。

図 1 に y 方向に関して平均した計算結果を示す。図 1 は上から順に、粒子数密度、磁場のエネルギー密度、衝撃波の法線に対する磁場の向き、陽子のローレンツ 因子の最大値を表しており、 $\omega_{\rm pi}t\sim 2500(青), \omega_{\rm pi}t\sim 4300(縁), \omega_{\rm pi}t\sim 6100(赤)$  で時間発展を表している。

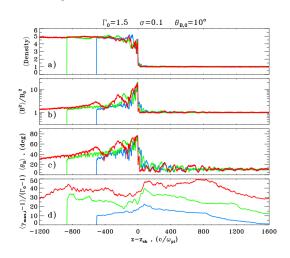


図 1: PIC シミュレーションの結果 (Tavecchio et al. 2018)

この結果から、磁場は衝撃波近傍で増幅されるものの、数十慣性長程度で減衰することがわかる。磁場の向きは、下流の衝撃波面近傍では衝撃波の方線に垂直方向が卓越するが、磁場が減衰するとともに等

方化されるという結果が得られた。

### 2.2 磁場の現象論的モデル

PIC シミュレーションの結果から衝撃波下流における磁場の構造をモデル化する。磁場の成分について、衝撃波法線に対して平行な方向を  $B_{\parallel}$ 、垂直な方向を  $B_{\perp}$  とする。つまり  $B_{\parallel}=B_z, B_{\perp}=B_x+B_y$ となる。

図 1 より、下流の衝撃波近傍で  $B_{\perp}\gg B_{\parallel}$  であり、その後下流遠方に行くにつれ  $B_{\perp}\sim B_{\parallel}$  トなる。この結果から、 $B_{\perp}$  が z に対して減少するというモデル化を行う。以下、衝撃波下流の向きに z 軸正の値をとり次のように  $B_{\perp,\max}(z)$  を定義する。

$$B_{\perp,max}(z) = B_{\perp,sh} \left(\frac{z}{z_{sh}}\right)^{-m} \tag{1}$$

 $B_{\perp,\max}(z)$  はある z における  $\mathbf{B}_{\perp}$  成分の大きさの最大値を表し、べき指数 m によって減衰の様子を特徴づける。 偏光計算を行う各セルの磁場の値は  $\mathbf{B}_{\parallel}$  成分ついては上流の値から一定のままで、 $\mathbf{B}_{\perp}$  成分は大きさは  $(0,B_{\perp,\max})$  の一様分布で決まり、向きは xy 平面内で等方分布を考える。

### 2.3 シンクロトロン放射の放射領域

シンクロトロン偏光の波長依存性は放射領域の違いに起因している。ここでは可視と X 線の放射領域の大きさを見積もる。

衝撃波面から電子を以下ののように注入し、最大のローレンツ因子を  $\gamma_{\max}$  とする。

$$\frac{dN}{d\gamma} \propto \gamma^{-2} (\gamma < \gamma_{\text{max}}) \tag{2}$$

電子が下流へ流れていくにつれ、電子の分布はべき指数は変えずに  $\gamma_{\max}$  が式 (3) に従うように変化する

$$mc^2 \frac{d\gamma}{dt} = -\frac{4}{3} \sigma_T c U_B \gamma^2 \tag{3}$$

衝撃波面での  $\gamma_{\text{max}}$  を  $\gamma_{\text{max},0} = 3 \times 10^6$  とするとシンクロトロン放射のフラックスのピークは衝撃波近傍では X 線帯域になり、下流遠方に行くにつれそのピークが可視帯域に変化する。

X 線放射領域のスケールはシンクロトロン放射の 冷却時間  $t_{\rm cool}$  で決まり以下のように表せる。z 方向 のスケールは移流速度  $v_{\rm adv}\sim c/3$  をかけて求めるこ とができ  $t_{\rm cool}v_{\rm adv}\sim 6\times 10^{14}{\rm cm}$  のようになる。

$$t_{\rm cool} \sim \frac{6\pi m_{\rm e} c}{\sigma_T B^2 \gamma}$$
 (4)

これは下流の領域全体の 1/10 から 1/100 程度と非常に小さな領域となる。一方、可視の放射領域はほぼ下流の領域全体を占める。

### 2.4 偏光計算

2.2でモデル化した磁場の情報からストークスパラメータを計算し、領域全体で足し上げることで偏光度を求める。ストークスパラメータ  $I_{\nu}, Q_{\nu}, U_{\nu}, V_{\nu}$  についてシンクロトロン放射の偏光は直線偏光となるので  $V_{\nu}=0$ 、偏光角  $\chi_{\nu}$ ,  $\tan 2\chi_{\nu}=U_{\nu}/Q_{\nu}$  は磁場が xy 平面内で等方なので 0 度または 90 度のみとなり  $U_{\nu}=0$  となる。よって偏光度  $\Pi_{\nu}$  は式 (5) で表せる。 (Lyutikov et al. 2003)

$$\Pi_{\nu} = \frac{|Q_{\nu}|}{I_{\nu}} = \frac{p+1}{p+7/3} 
\times \frac{\int dx dy dz \mathcal{D}^{2+(p-1)/2} |B \sin \alpha|^{(p+1)/2} \cos 2\chi}{\int dx dy dz \mathcal{D}^{2+(p-1)/2} |B \sin \alpha|^{(p+1)/2}} (5)$$

p は電子のエネルギースペクトルのべき指数を表し、  $\mathcal{D}$  はビーミング因子、  $\alpha$  はピッチ角を表す。

### 3 Results

図 2 は偏光度と偏光角の振動数依存性を表し、図 3 は下流における  $B_{\perp}$  と  $B_{\parallel}$  の比と  $\gamma_{\max}$  に対応するシンクロトロン放射の光子のエネルギーを表す。各線は式 (1) のべき指数 m に対応しており、m=0.4, m=1, m=3 の 3 つの場合を考えている。偏光度は、m=0.4,1 の場合は、X 線帯域で 50% 程度と高い値を示し、X 線より低周波側になるにつれ単調に減少するという結果が得られた。衝撃波面近傍の X 線放射領域では、 $B_{\perp} \gg B_{\parallel}$  となっており (図 3) 磁場の高い非等方性を反映するため X 線の偏光度は高いと考えられる。一方、X 線より低周波側の放射領域には  $B_{\perp}$  成分が減衰し磁場が等方に近づく領域が含まれるため偏光度が X 線よりも下がると考えられる。m=3 の場合は、X 線の偏光度は m=0.4,1 と

同様に 50% 程度であるが、 $10^{16}$ Hz あたりで偏光角が 90 度変化し、それより低周波側では偏光度が増加することがわかった。これは  $B_{\perp}/B_{\parallel}$  の比の z 依存性から説明できる。

ただし偏光度の減衰の仕方がべき指数 m によって (4) 異なり、図 3 の破線より m=0.4 と m=1 のときは  $B_{\perp}$  が優勢のままであるが、m=3 のときは  $z\sim 2z_{\rm sh}$  で  $B_{\perp}$  優勢から  $B_{\parallel}$  優勢に変化している。これにより m=3 のときは可視の放射領域で  $B_{\parallel}\gg B_{\perp}$  となり X 線帯域から低周波側にかけて一度減少した偏光度が再び上昇し、35% 程度になると考えられる。

いずれのmの場合においてもX線の偏光度の方が可視の偏光度に比べ、高くなるという結果が得られた。磁場とシンクロトロン放射のピーク振動数のz方向依存性によりこのような違いが生まれると考えられる。

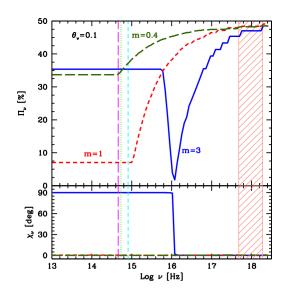


図 2: 振動数ごとの偏光度と偏光角 (Tavecchio et al. 2018)

### 4 Discussion

近年、IXPEの成果によりブレーザーの X 線偏光データが得られつつある状況にある。IXPEの X 線偏光の観測を含むブレーザーの多波長偏光の観測の結果を図 4 に示す。複数のブレーザーに対して X 線の偏光度の方が可視の偏光度より高いことがわかる。これは Tavecchio et al. (2018) の結果 (図 2) と同様

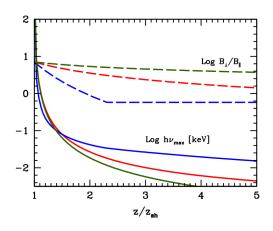


図 3:  $B_{\perp}$  と  $B_{\parallel}$  の比とシンクロトロン放射の光子の ピークエネルギー (Tavecchio et al. 2018)

の傾向である。一方で、磁気リコネクションモデルにおける X 線と可視の偏光度については Tavecchio (2021) や Bodo, Tavecchio, & Sironi (2021) によると偏光度の振動数依存性がほとんど見られないという結果になっている。これは磁気リコネクションモデルの場合は、X 線と可視光の放射領域がほぼ同じであることに起因すると考えられる。以上の議論から、内部衝撃波モデルの方が観測と整合的であることが示唆される。

最後に、Tavecchio et al. (2018) の磁場のモデル化における注意点について述べる。PIC シミュレーションや磁場のモデル化においてスケールが大きく異なることに気を付けなければならない。PIC シミュレーションは  $2800c/\omega_{\rm pi}\sim 10^{10}{\rm cm}$  のスケールの話であるが、磁場のモデル化において考えているスケールはおよそ  $10^{16}{\rm cm}$  であり今回仮定した磁場構造を内部衝撃波のスケールに適用することに対する妥当性は、今後考えるべきである。

### 5 Conclusion

ブレーザージェットのエネルギー散逸機構について偏光を使って制限することを目指した。今回は内部衝撃波モデルに着目し、PICシミュレーションから磁場構造をモデル化し、振動数ごとの偏光度を計算した。その結果、X線の偏光度は可視の偏光度に比べて高くなることがわかった。IXPEの観測からも同様の結果が得られ、内部衝撃波モデルは有力視

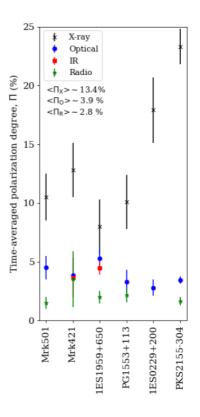


図 4: ブレーザーの多波長偏光 (Kouch et al. 2024)

### Reference

される。

Tavecchio et al., 2018,MNRAS,480,2872-2880

Sobacchi, Sironi, & Beroborodov 2021, MNRAS, 506, 1

Spitkovsky, 2005, AIP, 801, 345

Sironi,<br/>Giannios,& Petropoulou, 2015, MNRAS, 450,  $183\,$ 

Kouch et al., 2024, eprint arXiv:2406.01693

Tavecchio, 2021, Galaxies, 9,37

Bodo, Tavecchio, & Sironi 2021, MNRAS, 501, 2