2025年第55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

■ index

CK-01	千葉　遼太郎	副次的光度ピークを持つ Ibc 型超新星の星周物質とその形成過程
CK-02	後藤　颯太	近赤外線観測で探る long-lived な IIn 型超新星爆発の性質
CK-03	山﨑　眞尋	鉱物試料に残されたニュートリノの痕跡から探る銀河系の超新星発生史
CK-04	尾藤　太宇	Ia 型超新星の光度曲線の教師無し機械学習を用いた解析
CK-05	菊池　誠	機械学習による X 線天体の分類手法
CK-06	城　壮一郎	現実的中性子星構造を用いたマグネター混合磁場の安定条件の再検討: 状態方程式への依存性
CK-07	米永　直生	偏光輸送計算で迫るガンマ線バーストの放射メカニズム
CK-08	宮崎　穣	Swift 衛星によって 2024 年に観測された FRED 型ガンマ線バーストの系統的解析
CK-09	松林　優太	連星中性子星合体のスペクトル解析による重元素生成量の制限
CK-10	千葉　公哉	連星中性子星合体による放出物質中のヘリウムとストロンチウムに対する Non-LTE 電離モデル
CK-11	保家　大将	WZ Sge 型矮新星 GOTO065054.49+593624.51 の進化経路に関する観測的研究
CK-12	加藤　数麻	The optically thick line driven wind from a massive white dwarf merger product
CK-13	熊田　遼太	X 線バースト直後の電波フレアを用いた質量放出量の推定
CK-14	青山　有未来	超小型 X 線衛星 NinjaSat が観測した MAXI J1752 − 457 からの炭素燃焼の X 線ロングバースト
CK-15	越水　拓海	多波長電磁波による孤立ブラックホール探査
CK-16	岡部　圭悟	XRISM/Resolve による Cyg X-3 の Fe Ly α 線の軌道位相分解解析
CK-17	伊藤　世織	XRISM 衛星による高精度 X 線分光観測を用いた 4U 1700–377 における Ni 過剰の検証と Fe 輝線時間変動の解析
CK-18	小林　聡馬	XRISM による銀河系内ブラックホール X 線連星 IGR J17091 − 3624 の観測
CK-19	坂下　義季	X 線連星系における星風の粒子計算: ラインフォース評価手法の改良
CK-20	髙橋　拓也	超小型 X 線衛星 NinjaSat による Sco X-1 の長期多波長同時観測
CK-21	上西　美悠	マイクロクエーサー SS433 の相対論的ジェットの X 線分光観測
CK-22	宇宿　智哉	可視光分光観測によるマイクロクエーサー SS433 のジェットの構造・運動の研究
CK-23	前川　正貴	XRISM 衛星を用いた X 線精密分光による X 線連星の中性子星と降着流の研究
CK-24	山﨑　楓	超小型 X 線衛星 NinjaSat と山口干渉計による Cyg X-1 の短時間 X 線・電波相関調査
CK-25	小嶺　龍生	一般相対論的偏光輻射輸送計算で探る相対論ジェットの偏光 X 線
CK-26	櫻井　雄太	潮汐破壊現象 (TDE) 近傍環境の探査に向けた近赤外線ダストエコーモデルの応用
CK-27	中尾　颯吾	潮汐破壊現象の解明に向けた再落下ガスの一般相対論的輻射磁気流体力学計算
CK-28	近藤　圭悟	Quasi-Periodic Eruptions(QPEs) と衝撃波のダイナミクス
CK-29	松藤　勇希	機械学習を用いたブラックホールの質量降着率と磁束の推定
CK-30	柳澤　一輝	ALMA で観測されたミリ波帯光度曲線解析による銀河系中心核 SgrA*における降着円盤傾斜角の決定
CK-31	川田　寛人	Ultra-fast Outflow のラインフォース駆動型円盤風モデル:Clumpy 構造形成の検討
CK-32	及川　凜	ブラックホールジェットの形成機構の理論及び同時多波長観測による検証

CK-33	赤井　嵩宙	多波長モニターおよびスペクトル解析によるブレーザー TON599 の変動メカニズム推定
CK-34	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同時偏光観測
CK-35	ルフォール　シャルル	硬 X 線とガンマ線から探る Flat-Spectrum Radio Quasar の宇宙論的進化
CP-01	播田實　りょう太	重力崩壊型超新星における Sc,Ti,V の合成による爆発メカニズムへの制約
CP-02	呉　雨欣	Refining Parameters and Assessing Predictive Capability in Müller's 1D CCSN Model
CP-03	川下　大響	対不安定超新星によるヘリウム燃焼反応の同時制限可能性
CP-04	瀧藤　晴	輻射輸送計算によるタイムスケールが短い突発天体の輝線形状計算
CP-05	杉浦　蒼	種族合成計算を用いた超新星背景ニュートリノのエネルギースペクトルの予測
CP-06	権田　達也	超新星ニュートリノ観測における物理パラメーター推定の手法
CP-07	菊池　龍之介	超新星残骸 SN1987A 中のパルサー探査
CP-08	泉　啓太	NS1987A の直接観測可能性: 速い ν 冷却の影響
CP-09	Liao　Jinkun	原始中性子星の進化計算及び構造解析
CP-10	山﨑　陸太郎	マグネターのバースト活動における量子論的プロセス
CP-11	中井　陸斗	パルサー観測に基づく中性子星キック速度の較正
CP-12	瀧本　大芽	機械学習による銀河系パルサー分布の分析
CP-14	無津呂　凪斗	パルサー・タイミング・アレイおける pulse-jitter ノイズの解析
CP-15	窪田　瑛斗	狭輝線セイファート I 型銀河の X 線観測衛星 XRISM での X 線スペクトル観測シミュレーション
CP-16	久松　大一郎	PDS456 における UFO と X 線スペクトルの関連性
CP-17	浜本　百夏	理論と X 線・ミリ波観測に基づく活動銀河核コロナの解明
CP-19	漆原　みなみ	MeV ガンマ線帯域における天体スペクトル予測と観測可能性
CP-20	坂本　洸	X 線連星の微弱な輝線・吸収線の探索と Her X-1 の XRISM 解析
CP-21	富永　洸太郎	スーパーエディントン降着が高質量連星ブラックホールに与える影響
CP-23	富樫　海	Einstein-Maxwell-Dilaton 理論における数値相対論シミュレーション
CP-24	山口　湧樹	円筒 shearing box による降着円盤の磁気乱流ダイナミクスの解明
CP-25	樫崎　太希	成層降着円盤における MRI 乱流加熱モデルの拡張
CP-26	野崎　洸生	粒子法によるブラックホール周りの流体計算法の開発に向けて ブラックホール近傍における相対論的効果の検証

——index へ戻る

CK-01

副次的光度ピークを持つIbc型超新星の星周物質とその形成過程

総合研究大学院大学
千葉　遼太郎

副次的光度ピークを持つ Ibc 型超新星の星周物質とその形成過程

千葉 遼太郎 (総合研究大学院大学 天文科学コース), 守屋尭 (国立天文台)

Abstract

Ibc 型の超新星は、水素外層を失った比較的半径の小さな大質量星の爆発であると考えられている。通常の Ibc 型超新星では、その光度は爆発から 20 日程度の間上昇してピークに達する。しかし近年、爆発 5 日程度後に一度光度が極大になった後に、通常の Ibc 型超新星のように光度がもう一度ピークに達するような超新星が、いくつか発見されている。類似した副次的な光度ピークは、軽量で半径の大きな水素外層を持つ大質量星の爆発 (IIb 型超新星) でも観測され、恒星のコアの重力崩壊によって生じる衝撃波により加熱された水素外層の冷却が原因として理解されている。しかし、Ibc 型超新星は前述の通り水素外層を失った半径の小さな恒星の爆発なので、このモデルは適用できない。

本研究では、このような光度曲線が、爆発前の恒星からの質量放出によって形成された高密度のガス (星周物質) の存在によって説明できることを、輻射流体力学シミュレーションを用いて立証した。このモデルでは、衝撃波によって加熱された星周物質からの熱放射として、光度曲線を説明する。さらに、理論光度曲線と観測の比較によって、星周物質の質量を $10^{-2} - 10^{-1}$ $M_\odot$, 半径を $1000 - 5000$ $R_\odot$ と求めた。

また、この結果は、連星間の相互作用によって形成される、連星に重力的に束縛された円盤 (周連星円盤) の半径・質量と整合的であることを指摘した。本講演では、連星が形成する周連星円盤の進化について検討することにより、このモデルの妥当性を検証する。

1 Introduction

多くの大質量星は、爆発直前に大規模な質量放出を起こし、放出された高密度のガス (**星周物質**) の中で超新星として爆発することが知られている。さらに、超新星の光度曲線 (Förster et al. 2018) やスペクトル (Bruch et al. 2023) の観測を通して、超新星の星周物質の半径・密度が求められている。一方で、高密度の星周物質を説明できるような大規模な質量放出の発生機構は、多数の説が提案されつつも未だ未解明である。その中でも、連星間の相互作用による質量放出は、超新星の電波 / X 線観測 (Baer-Way et al. 2025) や偏光観測 (Mauerhan et al. 2024) を通して示されている星周物質の非球対称性を説明できるため、有力なシナリオとして注目されている。

近年、爆発から $5 - 10$ 日程度かけて光度が極大を迎えた後に、通常の超新星のように光度がもう一度ピークに達するような超新星が、いくつか発見されている。IIb 型超新星 (軽量な水素外層を持つ大質量星の爆発) においては、このような副次的な光度ピークは全体の $\sim 30\%$ 程度で観測され (Ayala et al. 2025)、恒星のコアの重力崩壊によって生じる衝撃波で加熱された水素外層の冷却が原因として理解されている。しかし、同様の副次的ピークは Ibc 型超新星 (水素外層を失った恒星の爆発) の 5% 程度でも観測されている (Das et al. 2024)。もし Ibc 型超新星の副次的ピークが衝撃波加熱された物質からの放射によるものであるならば、それは爆発が星周物質の内部で起こったことを意味する。

そこで本研究では、Ibc 型超新星の副次的ピークが、どのような質量・半径の星周物質によって説明できるか、多波長輻射流体シミュレーションコード `STELLA` を用いて調査した。また、得られた質量・半径の星周物質が、どのような質量放出機構によって形成されうるかについて検討した。

2 Methods

高密度の星周物質が存在しない場合、超新星は中心核で生成された放射性ニッケルの崩壊熱をエネルギー源として輝く。その光度曲線の形状は、爆発エネルギー $E_{\rm ej}$, エジェクタ質量 $M_{\rm ej}$, 放射性ニッケルの総質量 $M_{\rm Ni}$ の 3 つのパラメータによって主に決まる。これらのパラメータは互いに縮退しており、縮退を解くには、スペクトルからエジェクタの速度に関する情報を得る必要がある (Arnett 1982)。

名称	型	$E_{\rm ej}$ (10^{51} erg)	$M_{\rm ej}$ ($M_\odot$)	$M_{\rm Ni}$ ($M_\odot$)	^{56}Ni Dist	$M_{\rm CSM}$ ($M_\odot$)	$R_{\rm CSM}$ ($R_\odot$)
SN 2018lqo	Ib	0.61	1.0 (1.53)	0.03 (0.031)	Box	0.062	1000
SN 2020bvc	Ic-BL	6.70	2.5 (3.47)	0.6 (0.34)	Box	0.090	1400
SN 2020kzs	Ib	0.93	2.0 (3.04)	0.2 (0.14)	Box	0.19	2900
SN 2021gno	Ib	0.27	0.8 (0.71)	0.009 (0.010)	Box	0.010	1000
SN 2021nng	Ib	2.38	7.0 (10.35)	0.4 (0.67)	Box	0.094	4300
SN 2021aabp	Ic-BL	2.25	2.0 (3.57)	0.7 (0.62)	Box	0.19	4300
SN 2022oqm	Ic	0.23	1.0 (0.85)	0.09 (0.089)	Uni	0.047	4300

表 1: 本研究で解析した超新星の性質と、推定された星周物質のパラメータの一覧。

一方、超新星が高密度の星周物質の内部で爆発する場合、エジェクタが星周物質と衝突して発生した衝撃波による物質の加熱もエネルギー源。よって、星周物質に由来する副次的光度ピークの形状は、星周物質の質量 $M_{\rm CSM}$, 半径 $R_{\rm CSM}$, そして星周物質が衝撃波から得るエネルギー $E_{\rm CSM}$ によって決まる。$E_{\rm CSM}$ は、星周物質の性質 ($M_{\rm CSM}$, $R_{\rm CSM}$) と、エジェクタの性質 ($E_{\rm ej}$, $M_{\rm ej}$) に依存する (Piro 2015)。

以上のことから、星周物質のパラメータを決定するために必要な $E_{\rm ej}$, $M_{\rm ej}$ を求めるためには、スペクトルの情報を利用する必要がある。そこで本研究では、ZTF によって発見された 17 個の副次的ピークを持つ Ibc 型超新星 (Das et al. 2024) のうち、最大光度の前後でスペクトルが取られている 7 個の超新星[1]を解析対象とした。表 1 に解析対象とした超新星の詳細を一覧として示す。これらの超新星の光度曲線を理論光度曲線と比較することで、爆発のパラメータ ($E_{\rm ej}$, $M_{\rm ej}$, $M_{\rm Ni}$) と星周物質のパラメータ ($M_{\rm CSM}$, $R_{\rm CSM}$) を決定した。

まず、それぞれの超新星に対して、Arnett (1989) の解析式を用いてスペクトルの情報から爆発エネルギー $E_{\rm ej}$ を求めた。次に、得られた $E_{\rm ej}$ の値を固定し、$M_{\rm ej} = 0.1 - 10\ {\rm M}_\odot$, $M_{\rm Ni} = 0.007 - 0.7\ {\rm M}_\odot$ の範囲の異なる値を持つ、星周物質無しのモデルを用いて理論光度曲線を求め、光度曲線の主ピークをフィットした。密度分布・速度分布の初期条件は、質量 $2.1\ {\rm M}_\odot$ の C/O 星の爆発のシミュレーション結果 (Iwamoto et al. 1994) を用いて構成した。相似膨張 ($v = r/t$) を仮定してエジェクタの半径を 5×10^{12} cm に変更し、爆発からの時間 $t \sim$ 数時間と、副次的ピークの時間スケール ($\sim$ 数日) より十分早い状態に設定した後に、次の式 (1) のように密度分布・速度分布をスケールすることで、モデルの $M_{\rm ej}$, $E_{\rm ej}$ を変更した[2]。

$$\rho' = \rho\left(\frac{{M_{\rm ej}}'}{M_{\rm ej}}\right),\ v' = v\left(\frac{{M_{\rm ej}}'}{M_{\rm ej}}\right)^{-\frac{1}{2}}\left(\frac{{E_{\rm ej}}'}{E_{\rm ej}}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1)$$

最後に、エジェクタの元素組成分布を変更することで、放射性ニッケルの質量を変更した。放射性ニッケルの空間分布は星周物質に由来する副次的ピークの形状にほとんど影響しないので、ある質量座標より内部で $X_{\rm Ni} = 0.75$, 外部で $X_{\rm Ni} = 0$ の「箱状分布」または全質量座標で $X_{\rm Ni}$ 一定の「一様分布」のいずれかの単純な空間分布を仮定した。

こうして求められた $M_{\rm ej}$, $M_{\rm Ni}$ を持つエジェクタの外側に星周物質を追加し、星周物質内部で爆発する超新星の初期条件を構成した。星周物質の密度分布は、次のような恒星風的な分布を仮定した。

$$\rho_{\rm CSM} = \frac{\dot{M}}{4\pi v_{\rm w} r^2}\ (5 \times 10^{12}\,{\rm cm} < r < R_{\rm CSM}), \quad (2)$$

ここで、$\dot{M}$ は質量損失率、$v_{\rm w} = 1000\,{\rm km\,s^{-1}}$ は星周物質の速度 (ウォルフ・ライエ星の典型的な恒星風の速度に設定) である。質量損失率は $\dot{M} = 0.01 - 7\ {\rm M}_\odot\ {\rm yr}^{-1}$, 星周物質の半径は $R_{\rm CSM} = 10^{13} - 10^{15}$ cm の範囲を仮定した。星周物質の元素組成は C/O 星の表面の組成 ($X_{\rm C} = 0.45$, $X_{\rm O} = 0.44$) と同じに設定した[3]。

以上の方法で設定した初期条件から始め、多波長輻射流体シミュレーションコードの `STELLA` で時間進化を解くことで、理論光度曲線を求めた。

[1]副次的ピークが主ピークよりも顕著に明るく、放射性加熱のみの寄与を評価できない SN 2021inl は解析対象から除外した。

[2]このスケーリングは、超新星エジェクタの密度分布が二重べき乗則に従う (Matzner & McKee 1999) ため正当化される。

[3]水素を含まない星周物質では主に電子散乱が不透明度を決めるため、組成の詳細は不透明度に大きく影響しない。

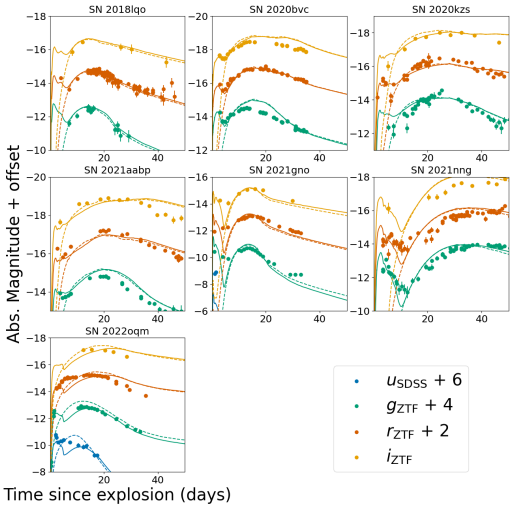


図 1: 解析対象の超新星の光度曲線と最も整合的な理論光度曲線の一覧。

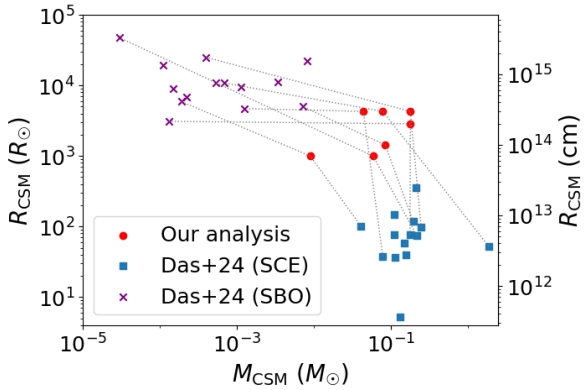


図 2: 推定された星周物質の質量・半径 (赤点) と、先行研究 (Das et al. 2024) で得られた値との比較。

3 Results

図 1 に、観測データと最も整合的な理論光度曲線を示す。また、得られた星周物質の質量・半径を表 1 と図 2 に示す。$M_{\rm CSM} = 0.01 - 0.2$ M$_\odot$, $R_{\rm CSM} = (0.7 - 3) \times 10^{14}$ cm という範囲の値が得られた。図 2 には先行研究 (Das et al. 2024) による星周物質の質量・半径も示す。先行研究では、副次的ピークが星周物質からの「ショックブレイクアウト」に由来する場合と、衝撃波によって加熱された星周物質の冷却に由来する場合の 2 通りを考え、前者の場合は次元解析によるオーダー推定、後者の場合は (Piro et al. 2021) の解析モデルによる理論光度曲線との比較で星周物質の質量・半径を推定している。本研究において、副次的ピークが星周物質に由来する場合、ピークは主に衝撃波によって加熱された星周物質の冷却によって生じることが分かった。また、Das et al. (2024) で得られた値と比較すると、ピークの時間スケールに主に関係する $M_{\rm CSM}$ は同程度の値が得られたが、半径 $R_{\rm CSM}$ は約 10 倍大きい値が得られた。

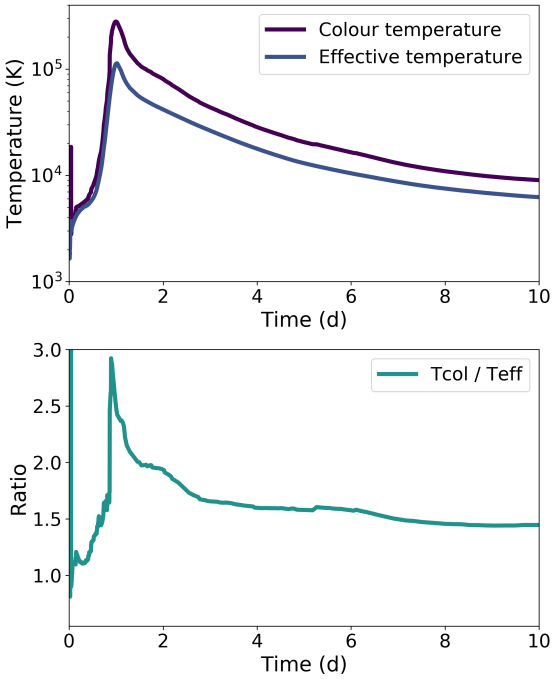


図 3: 実効温度 $T_{\rm eff}$ と色温度 $T_{\rm col}$ の時間変化の一例。

この違いは、先行研究で用いられた解析モデルにおける放射の温度の単純化が原因であると考えられる。図 3 は副次的ピークの間における有効温度 $T_{\rm eff}$ と色温度 $T_{\rm col}$ の時間変化の一例を表す。ここで、有効温度はロスランド平均不透明度に基づく光学的厚み τ が 2/3 になる層の温度であり、色温度はスペクトルエネルギー分布を黒体放射でフィットした時の温度である。図 3 より、我々のモデルにおいて、副次的ピークの時点 ($t = 2 - 4$ d) での $T_{\rm col}$ は、$T_{\rm eff}$ の $1.5 - 2$ 倍高いことが分かる。解析モデルでは $T_{\rm col} = T_{\rm eff}$ と仮定されているが、図 3 はこの仮定が成り立たないことを示している。副次的ピークを引き起こす放射が衝撃加熱された物質のやや内側のにある高温領域から供給される、光子は高温で電離した星周物質中で主に散乱され、波長をほぼ変えないまま脱出するためである。可視光バンドはこの放射のレイリー・ジーンズ領域にあることから、我々のモデルにおける可視光での光度は、$T_{\rm col} = T_{\rm eff}$ と仮定する解析モデルより 1 桁程度暗くなる。

4 Discussion

表 1 で求められた質量・半径の星周物質の形成を説明するには、恒星風では質量放出率が不足する ($\lesssim 10^{-3}$ $M_\odot$/yr, Smith 2014)。また、中心核での対流が波動として表面に伝わることで質量放出が起こるモデルでも、表 1 の値には質量が足りない ($\lesssim 10^{-2}$ $M_\odot$, Leung et al. 2021)。

Ibc 型超新星は、中心核での水素の枯渇によって膨張し、連星間相互作用によって水素外層を失った恒星の爆発であると考えられている。近年、He 星の進化計算を通して、炭素燃焼以降の恒星の膨張によって引き起こされるさらなる連星間相互作用によって、 0.2 $M_\odot$ の質量が放出されることが確認された (Ercolino et al. 2025)。放出される質量がどのように分布するかは明らかではないが、Ercolino et al. (2025) はさらに、もし連星によって重力的に束縛され、周連星円盤 (Circumbinary disc; CBD) を形成する場合、表 1 にあるような質量・半径の星周物質が形成されうることを指摘した。放出された質量が束縛されるかどうかは、放出される物質の位置・速度や放射冷却の効率など様々な効果の複合で決まる (Pejcha et al. 2016; Scherbak et al. 2025) が、共通外層進化に至る恒星が放出する恒星表層のシミュレーションの結果は、CBD の形成を支持している (MacLeod et al. 2018)。また、CBD の最大半径は、大まかに中心連星からの電離光子による円盤の蒸発 (Hollenbach et al. 1994) による制限から 10^{15} cm 程度になる (Tuna & Metzger 2023) ため、表 1 の半径と整合的である。ただし、連星間相互作用が起きるほどの膨張が起こるのは低質量 ($\lesssim 4.5$ $M_\odot$) の He 星だけであるため、このシナリオは $M_{\rm ej} = 7$ $M_\odot$ という値を持つ SN 2021nng に対しては適用出来ない。

他の可能性としては、低質量 ($2.5-3.2$ $M_\odot$) の He 星で起こる不安定なケイ素燃焼に伴う質量放出がある。表 1 の値に相当する質量が放出されうると予測されている ($0.02-0.74$ $M_\odot$, Woosley 2019) が、形成される星周物質の半径については詳しく分かっていない。また、中心核の質量が $30-60$ $M_\odot$ と非常に重い恒星の中心核で起こる対生成に伴う不安定によって恒星が脈動し、表 1 で示したような質量・半径を持つ星周物質が形成される可能性も予想されている (Renzo et al. 2020)。しかし、このような恒星がそもそも爆発を起こすか否か、爆発したとして通常の超新星と似た見た目になるのか、詳しくは不明である。

副次的ピークは紫外線で明るいため、将来的に予定されている、*CASTOR* や *ULTRASAT* といった高ケイデンス紫外線サーベイによって、副次的ピークを示す超新星が多数検出されることが期待される。これらの観測を最大限に活かすために、星周物質の密度構造の多様性や非球対称性を考慮した詳細な数値シミュレーションによる、副次的ピークのさらなる理解が不可欠である。

Acknowledgement

チリ滞在中に議論して頂いた Joe Anderson 氏、Régis Cartier 氏、Francisco Förster 氏、Giuliano Pignata 氏、José Prieto 氏、ボルティモアで議論して頂いた Christopher Irwin 氏、天文学会でコメントを頂いた澤田涼氏、衣川智也氏に感謝します。

Reference

Arnett, 1982, ApJ, 253, 785

Arnett et al., 1989, ARA&A, 27, 629

Ayala et al. 2025, arXiv:2503.05909

Baer-Way et al. 2025, ApJ, 983, 101

Bruch et al. 2023, ApJ, 952, 119

Das et al. 2024, ApJ, 972, 91

Ercolino et al. 2025, A&A, 696, A103

Förster et al. 2018, Nature Astronomy, 2, 808

Hollenbach et al. 1994, ApJ, 428, 654

Iwamoto et al. 1994, ApJ, 437, L115

Leung, Wu & Fuller 2021, ApJ, 923, 41

MacLeod, Ostriker & Stone 2018, ApJ, 868, 136

Matzner & McKee 1999, ApJ, 510, 379

Mauerhan et al. 2024, MNRAS, 527, 6090

Pejcha, Metzger & Tomida 2016, MNRAS, 461, 2527

Piro 2015, ApJL, 808, L51

Piro, Haynie & Yao 2021, ApJ, 909, 209

Renzo et al. 2020, A&A 640, A56

Tuna & Metzger 2023, ApJ, 955, 125

Smith, 2014, ARA&A, 52, 487

Scherbak et al. 2025, arXiv:2505.21264

Woosley, 2019, ApJ, 878, 49

——index へ戻る

CK-02

近赤外線観測で探る long-lived な IIn 型超新星爆発の性質

鹿児島大学
後藤　颯太

近赤外線観測で探る long-lived な IIn 型超新星爆発の性質

後藤 颯太 (鹿児島大学大学院 理工学研究科)

Abstract

IIn 型超新星とは、重力崩壊型超新星のうち水素に富む星周物質 (CSM) と超新星エジェクタの相互作用に由来する放射が長期間見られる超新星である。この CSM 相互作用により、観測されるスペクトルには水素の幅の狭い輝線が見られ、光度曲線にはある程度の多様性が見られる。特に明るく、長寿命であるものは long-lived type IIn と呼ばれるが、その一部では爆発後しばらくするとダスト放射の寄与による赤外超過が認められることがある。このような IIn 型超新星に付随するダストを調査することで、初期宇宙におけるダスト形成問題解決に資する。本研究では、IIn 型超新星と同定された SN 2024dy の紫外線から近赤外線での測光・分光観測を行った。本天体は明るく緩やかな進化を見せる long-lived type IIn に分類され、300 日以降の観測で近赤外線での再増光が認められた。SED の解析からダスト放射に由来すると考えられる赤外超過を確認し、ダストモデルを用いて観測されたダストの性質を調査した。また、同じ時期に可視光の光度曲線の減光率上昇とラインプロファイルの非対称性が見られたことから、CSM 相互作用領域での新たなダスト形成が示唆される。

1 Introduction

初期質量が 8-10 太陽質量以上の大質量星は進化の最終段階に重力崩壊型超新星爆発に至る。この重力崩壊型超新星のうち、スペクトル中に水素の狭い輝線が見られるものは IIn 型超新星と分類される (Filippenko 1997)。主な放射エネルギー源は超新星噴出物 (SN ejecta) と超新星親星を取り囲む星周物質 (CSM) の相互作用である。(Smith 2017)。IIn 型超新星は他のタイプの超新星に比べて、極大光度や光度曲線の時間スケールに高い観測的多様性が認められる (e.g., Hiramatsu et al. 2024; Nyholm et al. 2020)。このような多様性は親星時代の質量放出履歴などを反映していると考えられている。

IIn 型の中にはより明るく長寿命なものがいくつか観測されており、それらは long-lived type IIn と呼ばれている (Fraser 2020)。このサブクラスはより大質量の親星が大質量の CSM ($\geq 10 M_{\odot}$) の中で爆発したものと考えられている。1 例である SN 2010jl (e.g., Fransson et al. 2014) ではその総放射エネルギーが 10^{50}erg を超え、CSM 相互作用において高い変換効率を仮定したとしても、非常に高い爆発エネルギーを必要とする。これに加えて偏光観測から高い非対称性も示唆されており、極めて大きな爆発エネルギーを有している可能性が示唆されている。しかし、よく研究された観測例は依然として乏しく、その物理像はいまだ不明である。

後期赤外線観測ではダスト起源の超過がしばしば検出されるが (e.g., Sarangi et al. 2018)、その生成・加熱機構は議論途上にある。近傍の IIn 型超新星でのダスト形成過程を解明することは、初期宇宙ダスト起源問題にも寄与しうる。

2 Observation and Data

2.1 Discovery and classification

本研究の対象天体である SN 2024dy は、2024 年 1 月 2 日 (JD = 2460312.0) に Asteroid Terrestrial-impact Last Alert System (ATLAS) によって発見され、報告された。最も早い検出は ATLAS の検出から約 4 時間前 (JD = 2460311.83) であり、Gaia の G-band で m = 18.89 (0.2) mag である。発見から約 6 日後の 1 月 8 日 (JD=2460318.1) に分光観測が行われ、取得されたスペクトルに特徴的なバルマーの輝線が見られたため IIn 型超新星と同定された。

最後の non-detection は Zwicky Transient Facility (ZTF) によるもので 2023 年 12 月 29 日（JD = 2460307.98）に g-ZTF で m $\geq$ 16.87 mag の upper-limit が得られている。この直前（JD = 2460307.55）に Gravitational-wave Optical Transient Observer

(GOTO) の L-GOTO で得られた m ≥ 19.8 mag の上限も報告されている。ZTF の上限が比較的浅いため、我々はこの GOTO の non-detection と Gaia の first detection の中間点を推定爆発日として採用し、以下 t = 0 とする (2024/12/31, JD = 2460309.7, MJD=60309.2)。SN 2024dy の母銀河は暗く距離が公開されていないため、我々は分類に用いられたスペクトルの Hα 輝線のシフト量から求めた z = 0.021 を赤方偏移として採用した。これは距離にすると 90.1Mpc に相当し、距離指数は μ =34.77 である (CosmoTool[1] を用いて計算)。

2.2 Photometry

本研究で使用されたデータは、主に鹿児島大学 1m 光赤外線望遠鏡に搭載された近赤外線 3 バンド同時撮像装置 kSIRIUS (J, H, Ks) と可視光 2 バンド同時撮像装置 gi-camera (g, i) による 5 バンド同時撮像に加えて、広島大学かなた望遠鏡に搭載された HONIR (J, H, Ks) で取得されたものである。近赤外線 (J, H, Ks) については観測不可能なシーズンまでは kSIRIUS、観測再開後は HONIR で取得されたものである。これらのデータについては 1 次処理済みの画像に対して PSF 測光を行った。

このほかには公開データとして、ZTF (g, r) と ATLAS $(orange, cyan)$ の測光データを解析に含めた。また、The Neil Gehrels Swift Observatory の UVOT $(UVW2, UVM2, UVW1, U, B, V)$ によって、発見後約 1 週間後から 3 か月間にわたり複数エポックで観測された。これらの公開データについて専用のソフトウェアを用いた測光を行った。

2.3 Spectroscopy

分光観測は Indian Institute of Astrophysics (IIA) の 2m Himalayan Chandra Telescope (HCT) と Aryabhatta Research Institute of Observational Sciences (ARIES) の 3.6m Devasthal Optical Telescope (DOT) で約 400 日間にわたって行われた。データ解析については IRAF を用いた標準的な手法で行った。

[1] http://www.bo.astro.it/ cappi/cosmotools

3 Results

3.1 Photometric properties

取得された SN 2024dy の多バンド光度曲線を図 1 に示す。図の横軸は MJD で縦軸は見かけの等級である。視認性を上げるため、それぞれのバンドごとに定数を加えてシフトさせている。図上部の黒線はスペクトルの取得エポックを示している。

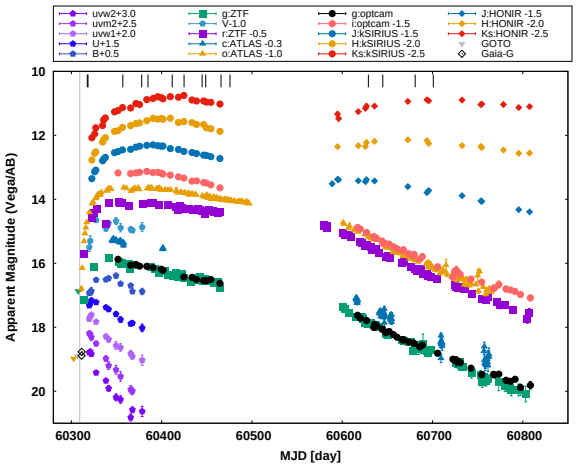


図 1: SN 2024dy の多バンド光度曲線。グレーラインは推定爆発日 (MJD = 60309.2) を示している。

今後の議論のために、この多バンド光度曲線から MJD ∼ 60500 までの期間を第 1 シーズン、MJD ∼ 60550 以降を第 2 シーズンと定義する。

第 1 シーズンでは、可視光・近赤外線が約 50 ∼100 日かけて極大光度に到達したのち、r band では 0.0036 mag d^{-1} 程度に緩やかに減光していた。。減光率は短波長側でより大きい値をとっている。観測を再開した第 2 シーズンでは近赤外線域での再増光が確認され、同時に可視光の減光率が増加する傾向が見られた。r band の減光率は 0.013 mag d^{-1} であり、同時期の SN 2017hcc (Moran et al. 2023) のそれと一致している。

近赤外線の再増光をより詳細に解析するために、SED に対して 2 成分の黒体を仮定した黒体 fit を行った。その結果、第 2 シーズン以降では明らかな赤外超過が確認され、T ≤ 3000 K の低温成分の存在が示唆された。2 成分黒体 fit の結果を図 2 に示す。

この低温成分の起源は超新星爆発に伴い生成された Warm dust だと考えられる。低温成分の半径の進化はダスト質量の増加を反映しており、第 2 シーズ

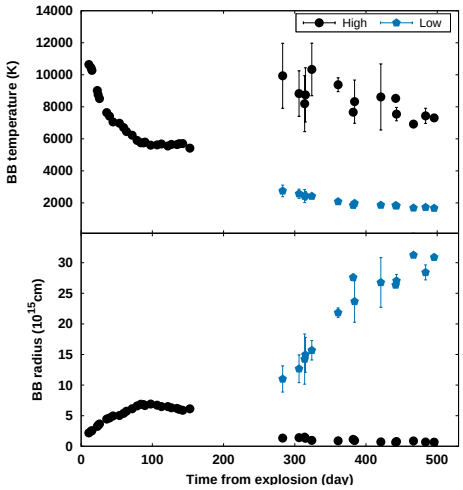


図 2: 黒体 fit から推定される温度と黒体半径の進化

ンでとらえられた近赤外線の再増光は、ダスト形成の進行を示している可能性があり、Section 4 で議論を行う。

3.2 Spectroscopic properties

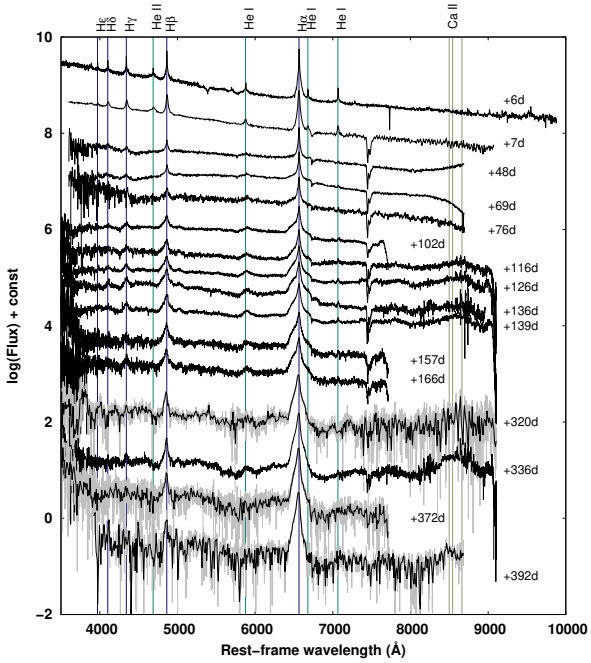


図 3: SN 2024dy のスペクトル進化

図 3 は取得されたスペクトルの時間進化を示している。はじめの 2 本は TNS で公開されているものを我々の観測結果とともにプロットしており、後期のいくつかのスペクトルについては見やすさのために smoothing を行っている。

これまでに観測されている他の Type IIn と同様に、初期には青い連続光成分と主にバルマー系列の narrow emission が特徴的である。初期のスペクトルでは He I と He II の輝線も見られた。その後は主に Hα について、非対称でより複雑なラインプロファイルを示している。第 2 シーズンでは red wing が削れたような Hα の非対称性が継続して見られた。また、+336 d の HCT スペクトルには Ca NIR triplet Ca II $\lambda\lambda 8498, 8542, 8662$ の broad line が明確に表れている。拡大した Hα プロファイルの時間進化を図 4 に示す。可視光の極大付近 (+46 d、紫) では対称的なプロファイルだが、時間を追うごとに blue wing が発達し、red wing が減衰した非対称なプロファイルを見せている。+392 d ではピークがやや blue shift していることも確認できる。このようなプロファイルは過去に SN 2010jl (Fransson et al. 2014) や SN 2021irp (Reynolds et al. 2025a) でも確認されている。

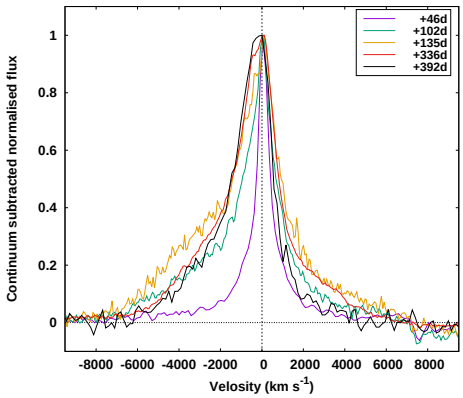


図 4: Hα プロファイルの時間進化

4 Discussion

Section 3 で示した観測的特徴のうち、注目すべき点は以下の通りである。

(i) 後期の近赤外線再増光 (NIR excess)
(ii) 可視光の減光率上昇
(iii)Hα プロファイルの非対称性

これらの観測的特徴はほぼ同時に現れたため、同じ物理現象に起因すると考えられる。ダスト形成シ

ナリオはこのような観測的特徴をすべて説明することが可能である (see Smith et al. 2012)。

我々は SED に対して行った 2 成分黒体 fit の低温成分をダスト放射モデルで計算したダスト放射に置き換えて、観測された SED を最も良く説明するダストの温度と質量の時間進化を推定した。使用したモデルはダスト組成をカーボン、ダストサイズは 0.01 μ m を仮定し、1000K ∼ 1900K のダスト温度で計算を行った。

表 1: 推定されたダストの温度と質量の進化

Epoch (day)	温度 (K)	ダスト質量 ($M_\odot$)
285.6	1550	2.00×10^{-5}
326.6	1550	3.00×10^{-5}
363.5	1500	4.00×10^{-5}
445.5	1400	5.00×10^{-5}
498.4	1300	7.00×10^{-5}

表 1 はダスト放射モデルから推定されたダストの温度、質量をいくつかのエポックを抽出してまとめたものである。上記の通り、ダスト温度が時間に伴って低下する様子と、250 ∼ 500 d の期間でのダスト質量の増加が示された。これらはダスト形成が進行している瞬間を捉えた結果であると考えられる。

超新星に付随する赤外線放射をもたらすダストの起源は、SN ejecta 内で形成されるダストや CSM 相互作用領域内の cool dense shell で形成されるダストが考えられる (e.g., Sarangi et al. 2018)。上記 (ii) と (iii) に示した可視光の減光率上昇と Hα プロファイルの red wing の浸食は、形成されたダストの位置を反映していると考えられる。

赤外超過が明確に確認されたのは第 2 シーズン以降であり、SN ejecta 内でのダスト形成が可能な時期ではある。しかし、285 d における低温黒体半径から推測される膨張速度は ∼ 4700km/s であり、ダスト形成に必要な金属量豊富な ejecta 層で考えられる速度よりも速い (see e.g., Sarangi et al. 2018)。また、強い CSM 相互作用による放射が SN ejecta 内でのダスト形成を妨げている可能性もある (Reynolds et al. 2025a)。以上のことから、SN 2024dy で観測されたダスト放射の起源は主に cool dense shell 内で新たに形成されたダストであると推測される。

5 Conclusion

我々は IIn 型超新星と分類された SN 2024dy について、約 500 日間にわたる紫外線から近赤外線までの測光・分光観測を行った。取得した光度曲線の特徴から long-lived type IIn である可能性が高い。後期観測では可視光の減光率が増加したのと同時に近赤外線での再増光が認められた。また、スペクトルは典型的な IIn 型超新星のそれと一致しており、後期 Hα プロファイルに非対称性が見られた。今回の観測結果は相互作用領域でのダスト形成で説明が可能である。ダストモデルを用いた解析でダストが形成、成長している場面を観測できたことを示唆する結果を得た。今後は類似天体との比較や理論モデルを用いた物理量の推定から、SN 2024dy の起源を明らかにする。

Acknowledgement

結果について議論していただいた鹿児島大学の山中雅之氏、観測を行っていただいた各機関の方々に感謝の意を表します。

Reference

Fransson et al. 2014, ApJ

Hiramatsu et al. 2024, arXiv:2411.07287

Reynolds et al. 2025a, arXiv:2501.13619

Nyholm et al. 2020, A & A

Filippenko, A. V. 1997, ARA & A, 35, 309

Smith, N. 2017, in Handbook of Supernova

Smith, N., Silverman, J. M., Filippenko, A. V., et al. 2012, AJ

Sarangi, A., Dwek, E., & Arendt, R. G 2018, ApJ

Fraser, M. 2020, Royal Society Open Science

Moran, S., Fraser, M., Kotak, R., et al. 2023, A & A

——index へ戻る

CK-03

鉱物試料に残されたニュートリノの痕跡から探る銀河系の超新星発生史

九州大学
山﨑　眞尋

鉱物試料に残されたニュートリノの痕跡から探る銀河系の超新星発生史

山崎 眞尋 (九州大学 理学府 物理学専攻)

Abstract

太陽質量の 8 倍以上の質量を持つ星は、一生の最期に重力崩壊し、超新星爆発を起こして大量のニュートリノを放出する。Baum et al. (2020) は、鉱物試料内部に残される痕跡を利用してニュートリノを検出する「Paleodetector」と呼ばれる手法を提案した。彼らは過去の地球近傍で活発な星形成が発生したことで、地球に飛来するニュートリノが一時的に増加した場合を想定し、「超新星発生率が一定である」という仮説の統計的な棄却可能性の見積もりを行った。

一方 Tsujimoto & Baba (2020) の研究では、銀河系の「渦巻き腕」と呼ばれる星形成の活発な領域を地球が繰り返し通過したことで、「Snowball Earth」と呼ばれる過去の全球凍結現象が発生した可能性が指摘されていた。そこで本研究では Snowball Earth が発生したとされる時代について、地球近傍に星形成が活発な領域が存在したと仮定した。この仮定のもとで、Paleodetector を想定して「超新星発生率が一定」の棄却可能性を見積もった。その結果から、過去の地球近傍の活発な星形成が Snowball Earth の原因であるとした場合に、Paleodetector を用いてその形跡を検出可能かどうかについて議論した。

また、重力崩壊した星の一部は超新星爆発に失敗し、ブラックホールを形成すると考えられている。そこで本研究では Ashida & Nakazato (2022) を参考に、ブラックホールが形成される場合に放出されるニュートリノの寄与を含めた議論を行った。

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に重力崩壊を起こし、超新星（Supernova, SN）爆発によって大量のニュートリノを宇宙空間に放出する。そのニュートリノを検出する方法として、地球上の鉱物試料を「Paleodetector」と呼ばれる検出器として利用する手法が提案された (Baum et al. 2020)。過去の地球に飛来したニュートリノが鉱物試料内部の原子核と相互作用すると、反跳した原子核は飛跡を残す。この飛跡を顕微鏡で読み取れば、過去の地球にニュートリノが飛来した証拠となり得る。

Baum et al. (2020) による先行研究では、過去の地球近傍における爆発的な星形成や超新星爆発の発生によって、地球に飛来するニュートリノの量が著しく増加した場合を想定し、Paleodetector によって「超新星発生率が一定である」ことの統計的な棄却が可能かどうかの見積もりが行われていた。この議論では、銀河系全体から定常的に飛来する超新星ニュートリノを仮定していた。しかし、重力崩壊した星の一部は超新星爆発に失敗し、ブラックホール（Black Hole, BH）を形成すると考えられている。ブラックホールが形成される場合でもニュートリノは放出されるが、そのスペクトルは超新星のものと異なることが知られている。この点を踏まえ、本研究では Ashida & Nakazato (2022) を参考にブラックホール形成の発生比率を表すパラメータを導入し、そのニュートリノの寄与を考慮した議論を行う。

Paleodetector は過去の地球に存在した鉱物試料を利用するため、「過去の」天体現象に感度を持つ。近年、そのような過去の天体現象と、大量絶滅現象や異常気象など、地球上の歴史的イベントとを結びつけた議論が行われている。Tsujimoto & Baba (2020) では、銀河系の「渦巻き腕」と呼ばれる星形成の活発な領域に地球が接近したことで、全球凍結現象が発生した可能性が指摘されていた。過去の地球が経験したとされるこの全球凍結現象は「Snowball Earth」と呼ばれている。そこで本研究では、Snowball Earth が発生したとされる時代に、地球近傍で活発な星形成が起きていたと仮定した。そのもとで、Paleodetector を想定して「超新星発生率が一定である」という仮説の棄却可能性を見積もった。この結果に基づき、過去の地球近傍の活発な星形成が Snowball Earth の原因であったとして、Paleodetector によってその痕跡を検出可能かどうかについて議論する。

2 Setups

2.1 地球に飛来する超新星ニュートリノの flux

単位時間あたりに銀河系内で発生する超新星の数を「超新星発生率」と定義し、$R_{\rm SN}$ とする。また、ある一つの超新星から放出されるニュートリノの数の分布を $({\rm d}N/{\rm d}E_\nu)_{\rm SN}$ とする。本研究では、ニュートリノの分布として Ashida & Nakazato (2022) で用いられた数値データを使用した。この数値モデルは、Shen, Lattimer & Swesty (LS220), Togashi らによる状態方程式を仮定し、重力崩壊した星が超新星爆発を起こした際に放出されるニュートリノの分布を見積もったものである。本研究では、特に Shen の状態方程式について議論を行う。地球からある超新星までの距離を $R_{\rm E}$ とすると、地球に飛来するニュートリノの flux は

$$\left(\frac{{\rm d}\Phi}{{\rm d}E_\nu}\right)_{\rm SN} = R_{\rm SN}\left(\frac{{\rm d}N}{{\rm d}E_\nu}\right)_{\rm SN}\int_0^{30}\frac{f(R_{\rm E})}{4\pi R_{\rm E}^2}\,{\rm d}R_{\rm E} \quad (1)$$

と表される。ただし、積分範囲を $0\sim30\,{\rm kpc}$ にとることで、銀河系全体に含まれる超新星を考慮した。また、ニュートリノは超新星から等方的に放出されると仮定した。被積分関数の $1/(4\pi R_{\rm E}^2)$ は地球までの距離が遠いほど飛来するニュートリノの量が減少する効果を表している。$f(R_{\rm E})$ は銀河系内の超新星の空間分布を表す規格化された関数である。実際に見積もりを行う際は、銀河系の中心軸に対して軸対称的であると仮定し、乱数を用いて作成した分布関数 $f(R_{\rm E})$ を用いた。以下にその分布関数の概形を示す。

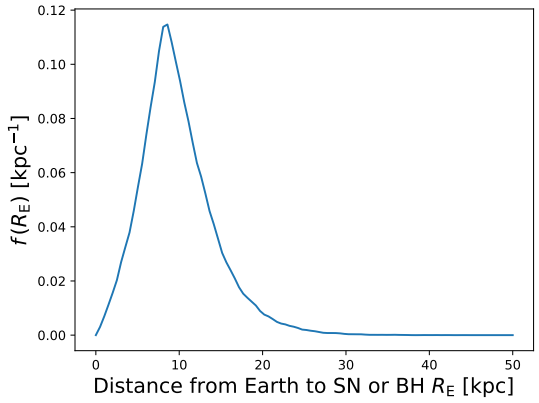


図 1: 銀河系内の超新星の分布関数

2.2 ブラックホール形成から放出されるニュートリノの flux

ブラックホール形成の発生率を $R_{\rm BH}$、ブラックホールが形成される際に放出されるニュートリノの数の分布を $({\rm d}N/{\rm d}E_\nu)_{\rm BH}$ と定義する。ここで、$({\rm d}N/{\rm d}E_\nu)_{\rm BH}$ についても Ashida & Nakazato (2022) で用いられた数値データを使用した。ブラックホール形成から地球に飛来するニュートリノの flux は、超新星の場合と同様に

$$\left(\frac{{\rm d}\Phi}{{\rm d}E_\nu}\right)_{\rm BH} = R_{\rm BH}\left(\frac{{\rm d}N}{{\rm d}E_\nu}\right)_{\rm BH}\int_0^{30}\frac{f(R_{\rm E})}{4\pi R_{\rm E}^2}\,{\rm d}R_{\rm E} \quad (2)$$

である。この flux と超新星の flux との和

$$\left(\frac{{\rm d}\Phi}{{\rm d}E_\nu}\right)_{\rm total} = \left(\frac{{\rm d}\Phi}{{\rm d}E_\nu}\right)_{\rm SN} + \left(\frac{{\rm d}\Phi}{{\rm d}E_\nu}\right)_{\rm BH} \quad (3)$$

を用いて以下の見積もりを行った。

また、Ashida & Nakazato (2022) を参考に、重力崩壊した星のうち、ブラックホールを形成する星の割合をパラメータ $f_{\rm BH}$ として

$$f_{\rm BH} \equiv \frac{R_{\rm BH}}{R_{\rm CC}} = \frac{R_{\rm BH}}{R_{\rm SN}+R_{\rm BH}} \quad (4)$$

と定義した。ただし、$R_{\rm CC}$ は銀河系内の星の重力崩壊の発生率を表す。

2.3 鉱物試料によるニュートリノ検出

地球に飛来したニュートリノが鉱物試料内部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 $E_{\rm R}$ を得て反跳する。散乱される標的原子核 T の質量を $m_{\rm T}$ とすると、標的原子核 T の単位質量あたりにニュートリノと標的原子核 T が相互作用する回数の分布は

$$\left(\frac{{\rm d}R}{{\rm d}E_{\rm R}}\right)_{\rm T} = \frac{1}{m_{\rm T}}\int\frac{{\rm d}\sigma}{{\rm d}E_{\rm R}}\left(\frac{{\rm d}\Phi}{{\rm d}E_\nu}\right)_{\rm total}{\rm d}E_\nu \quad (5)$$

と表される。ここで、${\rm d}\sigma/{\rm d}E_{\rm R}$ はニュートリノと原子核の微分散乱断面積であり、$E_{\rm R}$、E_ν の関数として

$$\frac{{\rm d}\sigma}{{\rm d}E_{\rm R}}(E_{\rm R},E_\nu) = \frac{{G_{\rm F}}^2}{4\pi}{Q_{\rm W}}^2 m_{\rm T}\left(1-\frac{m_{\rm T}E_{\rm R}}{2{E_\nu}^2}\right)F^2(E_{\rm R}) \quad (6)$$

と表される。ただし $G_{\rm F}$ はフェルミ結合定数、$Q_{\rm W}$ は

$$Q_{\rm W} = (A_{\rm T}-Z_{\rm T}) - (1-4\sin^2\theta_{\rm W})Z_{\rm T} \quad (7)$$

のように定義される量である。ここで、標的原子核 T の原子番号、質量数をそれぞれ Z_{T}、A_{T}、弱混合角を θ_{W} とした。また、$F(E_{\mathrm{R}})$ は原子核の構造を特徴づける Helm nuclear form factor と呼ばれる物理量である。

原子核が距離 $\mathrm{d}x$ だけ進んだ際に失うエネルギー $\mathrm{d}E_{\mathrm{R}}/\mathrm{d}x$ を阻止能と呼ぶ。特に、標的原子核 T に対する飛跡の長さを x_{T} とすると、標的原子核 T に対する阻止能 $\mathrm{d}E_{\mathrm{R}}/\mathrm{d}x$ と式 (5) を用いて、飛跡の分布 (R は飛跡の数に対応する) は

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}x} = \sum_{\mathrm{T}} \xi_{\mathrm{T}} \frac{\mathrm{d}E_{\mathrm{R}}}{\mathrm{d}x_{\mathrm{T}}} \left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}E_{\mathrm{R}}} \right)_{\mathrm{T}} \tag{8}$$

と表される。ただし、ξ_{T} は質量分率と呼ばれ、鉱物試料の質量に対する標的原子核の質量の比を表す。

2.4 過去の星形成現象と「超新星発生率が一定」の棄却可能性

太陽系は誕生してから現在まで銀河系内を移動してきたと考えられており、過去に星形成が活発な領域を通過していた可能性がある。そのような領域では多くの超新星が発生し、それに伴って大量の宇宙線が地球に降り注いだと考えられる。この宇宙線の増加は地球に様々な影響をもたらすと考えられており、その一例として過去の地球が経験した異常気象との関連性を議論する研究が行われている。Tsujimoto & Baba (2020) では、銀河系の「渦巻き腕」と呼ばれる星形成の盛んな領域を地球が通過したことで、過去の地球が経験した「Snowball Earth」と呼ばれる全球凍結現象が発生した可能性が指摘されていた。

もし過去の地球に大量の宇宙線が飛来したとすれば、超新星ニュートリノも増加しており、その時代に存在した鉱物試料にはその飛跡が大量に残されているはずである。そこで本研究では、過去の地球近傍において盛んに星が形成され、それに伴い超新星が発生したと仮定し、Paleodetector を想定して「超新星発生率が一定」の棄却可能性を見積もった。このことを見積もるため、Baum et al. (2020) を参考に次の仮想的なシナリオを想定した。まず、質量 $M = 100\,\mathrm{g}$、ウラン 238 の濃度 $C_{238} = 0.01\,\mathrm{ppb}$ (飛跡のバックグラウンドの大きさに対応) の Epsomite (瀉利塩、$\mathrm{Mg(SO_4)\cdot 7(H_2O)}$) を 10 個用意したとし、それぞれの試料が $t_{\mathrm{age}} = 0.1, 0.2, \ldots, 1.0\,\mathrm{Gyr}$ だけニュートリノの飛跡を記録してきたものとする。また、各鉱物試料の飛跡を $\sigma_x = 15\,\mathrm{nm}$ の分解能を持つ顕微鏡で読み取ったとする。このとき、超新星が定常的に $R_{\mathrm{const}} = 3.0 \times 10^{-2}\,\mathrm{yr}^{-1}$ だけ発生し、$R_{\mathrm{const}} \times t_{\mathrm{age}}$ 個の超新星からくるニュートリノの飛跡が各時代の鉱物試料内部に存在する場合を考えた。一方で、過去の地球近傍で盛んに星が形成され、地球から $D_\star$ の距離に $N_\star$ 個の超新星が発生したと仮定する。この仮定をもとに、$t_{\mathrm{age}} > t_\star$ を満たす鉱物試料内部に $R_{\mathrm{const}} \times t_{\mathrm{age}} + N_\star$ 個の超新星から飛来するニュートリノの飛跡が残された場合を考えた。ただし、$t_\star$ は活発な星形成が起きた年代を表す。また、Snowball Earth は過去に少なくとも三度 (24.3 億年前、7.17 億年前、6.50 億年前) 起きたとされている。そこで、本研究では特に $t_\star = 0.6\,\mathrm{Gyr}$ として、7〜10 億年前の試料内部に星形成現象により発生した超新星からのニュートリノの飛跡が記録されているものとした。これらの二つの場合を比較することで、「超新星発生率が一定である」という仮説がどの程度統計的に棄却できるかについての見積もりを行った。

3 Results

ブラックホール形成の割合 f_{BH} を横軸、超新星の数 $N_\star$ を縦軸として、「超新星発生率が一定」の仮説の棄却可能性を示す。ただし、色が明るいほど、「超新星発生率が一定」の仮説の棄却可能性が高いことに対応し、赤線はそれぞれ 1σ、3σ、5σ に対応する。

図 2 は $D_\star = 10\,\mathrm{pc}$ とした場合の結果である。

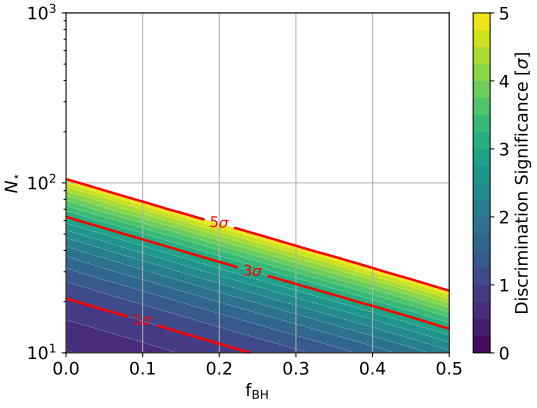


図 2: 「超新星発生率が一定」の棄却可能性 ($D_\star = 10\,\mathrm{pc}$ の場合)

例えば $f_{\rm BH} = 0.1$ の場合、$N_\star \approx 50$、すなわち過去の地球近傍で超新星がおよそ 50 個発生すれば、「超新星発生率が一定である」ことを 3σ で棄却可能であることがわかった。

次に $D_\star = 50\,{\rm pc}$ とした場合の結果を示す。

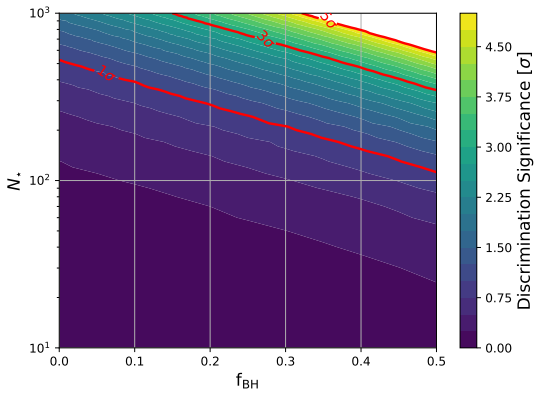


図 3: 「超新星発生率が一定」の棄却可能性 ($D_\star = 50\,{\rm pc}$ の場合)

$D_\star = 10\,{\rm pc}$ の場合と同様に $f_{\rm BH} = 0.1$ であるとすると、$N_\star \approx 400$、すなわち過去の地球近傍で超新星が 400 個ほど発生しても、「超新星発生率が一定である」ことを 1σ でしか棄却できないことがわかった。

4 Discussion

4.1 ブラックホール形成の寄与

図 2、図 3 のいずれの場合でも、ブラックホール形成の割合が増加するほど、超新星の数が少ない場合でも「超新星発生率が一定である」ことを有意に棄却可能であることがわかった。これはブラックホールが形成される際に放出されるニュートリノの平均エネルギーが、超新星から放出されるニュートリノの平均エネルギーよりも高いためである。ブラックホールが形成される際、星は高密度に圧縮される。それに対応して温度も上昇するので、放出されるニュートリノの平均エネルギーはより高くなる。高エネルギーのニュートリノが多く飛来すれば、飛跡のうち長いものは増加する傾向にある。Paleodetector の観測量は飛跡であるから、長い飛跡が多いほど統計的に有意である。よって、ブラックホール形成の割合が増加するほど、「超新星発生率が一定である」ことを有意に棄却可能であることがわかった。

4.2 地球-超新星間の距離と「超新星発生率が一定」の棄却可能性

図 2、図 3 より、Snowball Earth が発生したとされる時代について、「超新星発生率が一定である」ことを有意に棄却可能であることがわかった。一方で、その結果はブラックホール形成の割合、超新星の数と地球までの距離に依存することがわかった。

今回の結果は、特に距離への依存性が大きい。例えば $D_\star = 10\,{\rm pc}$、$f_{\rm BH} = 0.1$ の場合では $N_\star \approx 15$ で 1σ に対応するのに対して、$D_\star = 50\,{\rm pc}$、$f_{\rm BH} = 0.1$ の場合は $N_\star \approx 400$ もの超新星が発生しなければ「超新星発生率が一定」の仮説を 1σ で棄却できない。このことは、式 1 の表式から理解できる。地球に飛来するニュートリノの量は、超新星の数と比例関係にある。一方で、ニュートリノの量は地球との距離の二乗と反比例の関係にあるため、星形成の結果として大量の超新星が発生する場合よりも、超新星が地球の近傍で発生する場合の方が、「超新星発生率が一定である」ことを有意に棄却可能であることがわかった。

5 Conclusion

本研究では、Paleodetector と呼ばれる鉱物試料を用いたニュートリノ検出方法を想定して、「超新星発生率が一定」の仮説の棄却可能性を見積もった。今回の結果が示すように、Snowball Earth が発生したとされる時代に、地球近傍で活発に星が形成され超新星が発生した場合、「超新星発生率が一定である」ことを有意に棄却可能である。しかし、この結果はブラックホール形成の割合や超新星の数、地球までの距離など、各々のパラメータに依存することもわかった。Paleodetector が実現すれば、過去の星形成現象によって Snowball Earth 現象が発生したと仮定すると、鉱物試料内部の飛跡を観測することでその痕跡を探ることが可能になるかもしれない。

Reference

S. Baum, T. D. P. Edwards, B. J. Kavanagh, P. Stengel, A. K. Drukier, K. Freese, M. Górski, & C. Weniger 2020, Phys. Rev. D, 101, 103017

T. Tsujimoto & J. Baba 2020, ApJ 904 137

Y. Ashida & K. Nakazato 2022, ApJ, 937, 30

——index へ戻る

CK-04

Ia型超新星の光度曲線の教師無し機械学習を用いた解析

京都大学
尾藤　太宇

Ia 型超新星の光度曲線の教師無し機械学習を用いた解析

尾藤 太宇 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

Ia 型超新星は、宇宙論で距離指標として使われるなど、重要な天体である。光度曲線の幅を表すストレッチというパラメータを使って明るさを補正し、距離指標としているが、光度曲線の統計的性質は完全には理解されておらず、 その多様性がストレッチの 1 パラメータだけで表しきれるかどうかは明らかでない。近年では、Si II の輝線速度の違いがピーク後 20 日付近の光度曲線の形の違いに対応しているなどの多様性が報告されている。そこで我々は、大きなサンプルを統計的に調査し、光度曲線の形状を決める特徴量を分析した。Zwicky Transient Facility (ZTF) のおよそ 200 のサンプルに対し、主成分分析 (PCA) を適用して解析を行なった。PCA は、多次元のデータから、そのばらつきを最もよく説明する軸（主成分）を順に抽出し、より低次元でデータの多様性を表現しようとする手法である。元の空間での分散と、低次元に射影した後の分散を比較し、それぞれの主成分がデータの多様性にどの程度寄与しているかを評価できる。r バンドの光度曲線の PCA による次元削減の結果、第一主成分とストレッチの間に強い相関が見られ、分散を調べたところ光度曲線の多様性の 62%をストレッチで説明できることが明らかになった。さらに、残り 38%の多様性を統計的に説明するべく、多バンド測光データの解析や、ホスト銀河など超新星のいる環境情報との関係の調査を進めている。本研究により、ストレッチが光度曲線の形状を最もよく説明するパラメータであることが機械学習から裏付けられるとともに、ストレッチだけでは説明できない多様性が定量的に明らかになった。1 パラメータで行っている宇宙論の補正に加え、残りの成分を考慮に入れることで、距離指標としての精度を高められる可能性がある。

1 Introduction

Ia 型超新星は、宇宙論において標準光源として極めて重要な役割を担っている。Ia 型超新星は最大光度が比較的均一であるため、宇宙の距離を測定するための信頼性の高い指標となり、宇宙の加速膨張の発見に直接的な証拠をもたらした (Riess et al. 1998; Perlmutter et al. 1999)。

また、最大光度の小さな不均一性は、ピーク時のカラーや光度曲線の幅 (ストレッチ) との経験的な相関を利用して補正されている (Pskovskii 1977; Phillips 1993)。一般に、明るい超新星ほど光度曲線のストレッチが大きく減光が緩やかであるという関係（フィリップス関係）が知られている。しかし、この補正後も観測誤差や超新星本来の多様性に起因するばらつきは残存しており、宇宙論における距離指標としての系統誤差を小さくするためには、これらの原因の解明が不可欠である。

より細かいスペクトル分類を用いたり (Blondin et al. 2011)、Si II の吸収線の速度を用いるなどして (Wang et al. 2009)、ピーク時の絶対等級のばらつきを減らす手法が考えられていると同時に、光度曲線そのものの形を見直そうという研究も進められている (He et al. 2018; Müller-Bravo et al. 2025)。

He et al. (2018) の研究では、FPCA と呼ばれる解析手法を用いている。これは、疎な観測データから光度曲線の主要な変動を抽出する上で強力な手法である。しかし、観測点ごとの測光誤差をどのように扱い、また補間における不定性をどのように評価するかという点において、モデル依存性や解釈の難しさが残るという欠点もある。

近年、Zwicky Transient Facility (ZTF) などによるサーベイにより、広範囲のハイケイデンスな観測が可能となった。この豊富な情報量を最大限に活用するため、本研究では別のアプローチを採用する。まず、観測点の間をガウス過程回帰（Gaussian Process Regression, GPR）を用いて補間し、各超新星の連続的な光度曲線データを作成する。その後、再構築された曲線から均一な時間間隔で光度をサンプリングすることで、標準的な主成分分析（PCA）を適用することが可能となる。これにより、FPCA が持つモ

デル依存性を避けつつ、光度曲線の形状の多様性を直感的かつ定量的に評価することを目指す。

2 Observations and Sample Slection

The Zwicky Transient Facility Bright Transient Survey (Perley et al. 2020; Fremling et al. 2020) のサンプルの中で、Ia-norm に分類され、$z < 0.05$ のものを使用した。ただし、スペクトルのデータは均質でないため、サブタイプの分類は信頼性の高いものではない。また、ピーク以前にも観測点があり、ピーク+60 日までに 20 点以上の観測点があって、かつその中で最も長い観測間隔が 15 日以内であるものを選定した。r バンドでは 202 天体、g バンドでは 151 天体が該当し、そのうちどちらのバンドでも条件を満たすデータがあるのは 122 天体であった。g バンドは、K-correction の不定性が無視できないことから、今回は純粋に光度曲線のデータのみを用いて解析するため r バンドのデータのみ用いた。

3 Methods

202 天体の r バンド光度曲線データに対し、まずガウス過程回帰（GPR）を適用し、観測点間の光度を補間した。カーネルには、光度曲線の長期的な滑らかさと短期的な変動の両方を捉えるため、Matern カーネルと Rational Quadratic カーネルを組み合わせたものを用いた。この GPR モデルから、各天体についてピーク光度の日を基準（$t = 0$）として、-10 日から+30 日まで 1 日ごとの光度をサンプリングした。この範囲は、Burgaz et al. (2021) で SiII の吸収線速度と相関が指摘されるような、ピーク後 20 付近のデータを含み、かつピーク前の情報も含むように選んだ。得られた光度曲線は、各天体のピーク時のフラックスが 1 となるように規格化した。これにより、全天体について共通の位相を持つ 202×41 次元のデータ行列 X を作成した。各行が一つの超新星を、各列が特定の位相を表す。

主成分分析（PCA）は、多変量データの次元削減に広く用いられる統計手法である。超新星の研究においても、光度曲線やスペクトルの多様性を系統的に調査するために利用されている (He et al. 2018; Müller-Bravo et al. 2025)。PCA では、行列 X を特異値分解することにより、より少ない次元でデータの分散を説明する。まずデータ行列 X の各列（各エポック）の平均値を差し引いて平均中心化を行い、この平均中心化された行列を $\tilde{X}$ とすると、最終的に次の形で表される線形変換を行うことになる。

$$Y = \tilde{X}W \tag{1}$$

ここで、W は主成分ベクトルを列に持つ変換行列、Y は主成分スコア行列である。主成分ベクトルは、データの分散が最大となる方向を順に並べた正規直交基底であり、光度曲線の特徴的な変動パターンと解釈できる。主成分スコアは、個々の光度曲線が、それぞれの変動パターンをどの程度含んでいるかを示す係数となる。主成分スコアの分散と、元のデータの分散を比較することで、それぞれの主成分が、元のデータの分散のうちどれほどを説明するかを示す指標である寄与率が得られる。本研究では、主成分ベクトルと主成分スコアを、ストレッチや SiII の吸収線速度、母銀河の情報と比較することで、Ia 型超新星の光度曲線を特徴づけるパラメータを考察する。

4 Results

r バンド光度曲線サンプルに PCA を適用した結果、最初の 4 つの主成分（PC1-PC4）で、データ全体の分散の 97.6%を説明できることがわかった。各主成分の寄与率は、PC1 が 62.3%、PC2 が 22.2%、PC3 が 8.4%、PC4 が 4.7%であった。図1は、各主成分ベクトルが平均光度曲線に対してどの位相でどれほどずれるかを、主成分スコアの $\pm 2\sigma$ の範囲でプロットしたものである。

PC1 は、光度曲線全体の幅を変化させる効果を持つ。スコアが大きいほど、増光と減光が全体的に緩やかになり、スコアが小さいほど速くなる。この振る舞いは、従来から知られているストレッチパラメータと極めて類似している。PC2 は、主に光度曲線の非対称性に関連している。スコアが正であると、ピーク前の増光は緩やかになり、ピーク後の減光は速くなる。逆に負であると、増光は鋭くなり、減光は緩やかになる。PC3 および PC4 は、主にピークから+10

日以降の光度曲線の形状に影響を与えていることがわかる。

図2は、ストレッチに対応していると考えられる PC1 が、実際に PCA とは無関係にフィッティングしたストレッチとどれだけ相関しているかを示した散布図である。各点はそれぞれの天体の PC1 のスコアとストレッチの値を表す。両者の間には非常に強い正の相関が見られ、相関係数は 0.975 であった。

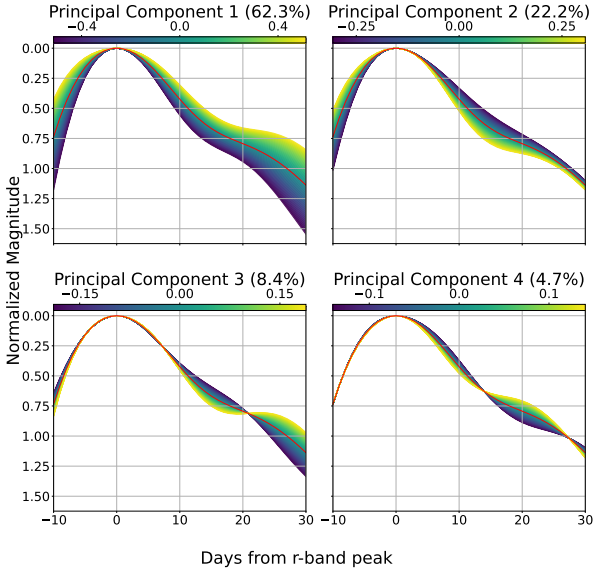


図 1: r バンド光度曲線の主成分分析の結果。中央の赤い線はサンプル平均で、グラデーションの塗りつぶしは各係数の 2 σ の範囲を表す。括弧内のパーセンテージはそれぞれの主成分の寄与率を表し、4 つの主成分で 97.6 %の分散を説明する。

5 Discussion

PCA の結果、第一主成分が r バンド光度曲線の多様性のうち 62%を説明することが明らかになった。図2に示すように、PC1 のスコアは、従来から光度曲線の形の指標として用いられてきたストレッチと非常に強い正の相関（$r = 0.975$）を持つ。これは、フィリップス関係に代表されるように、光度曲線の減光速度が Ia 型超新星の多様性を支配する最も主要なパラメータであることを、バイアスのないデータ駆動的なアプローチから裏付けるものである。

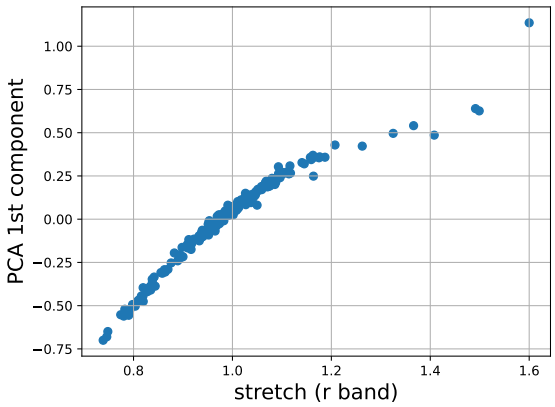


図 2: フィッティングにより求めたストレッチと、PCA の第一主成分スコアとの相関関係。

同時に、ストレッチでは説明できない残りの 38% の多様性が存在することが示された。図1を見ると、第二主成分は増光と減光の速さの差に関連しており、第三、第四主成分はピーク後 10 日から 30 日にかけての、いわゆるショルダー部分の形状に関連していることが見て取れる。これは、ピーク付近の形状とは異なる物理過程（例えば、鉄族元素の再結合など）が光度曲線の後期に影響を与えていることを示唆している。

Burgaz et al. (2021) では、SiII の吸収線速度がピーク後 20 日付近のセカンドピークの大きさと相関している可能性が挙げられていたが、今回求めた第三、第四主成分と SiII の吸収線速度に相関は見られなかった。ただし、WISeREP(Yaron & Gal-Yam 2012) から得たスペクトルは、ピーク付近のものが少なく、有意な結果とは言い切れない。

これらの高次の主成分と、スペクトルデータや母銀河の物理的特性（星形成率、金属量など）との相関を調査することは、Ia 型超新星の多様性の起源を包括的に理解する上で重要であり、引き続き取り組むべき課題である。

6 Conclusion

Ia 型超新星の光度曲線の多様性を特徴づけるパラメータを探ることを目的に、ZTF によって得られた 202 天体のハイケイデンスな r バンド光度曲線データに対して、ガウス過程回帰と主成分分析を組み合

わせた解析を行った。

その結果、第一主成分が光度曲線の多様性の 62.3% を説明し、従来から用いられているストレッチと極めて強い相関（$r = 0.975$）を持つことが分かった。これは、ストレッチが Ia 型超新星の光度曲線の多様性を記述する最も主要なパラメータであることを、機械学習の手法を用いて裏付けるものである。

さらに、ストレッチでは説明できない残りの多様性（38%）を、高次の主成分として定量的に抽出した。第二主成分は光度曲線の非対称性に、第三・第四主成分はピーク後のショルダー部分の形状に関連しており、これらはストレッチとは異なる物理過程を反映していると考えられる。

今後、これらの高次成分と超新星の物理的特性（スペクトル情報やホスト銀河環境など）との相関を調べることで、Ia 型超新星の多様性の起源の理解に繋がり、宇宙論の距離指標としての精度をさらに向上させられる可能性がある。

Reference

Blondin S., Mandel K. S., Kirshner R. P., 2011, Astron. Astrophys. Vol. 526 IdA81 NUMPAGES24NUMPAGES Pp, 526, A81

Burgaz U., Maeda K., Kalomeni B., Kawabata M., Yamanaka M., Kawabata K. S., Kawahara N., Nakaoka T., 2021, Mon. Not. R. Astron. Soc., 502, 4112

Fremling C., et al., 2020, Astrophys. J., 895, 32

He S., Wang L., Huang J. Z., 2018, Astrophys. J., 413, L105

Müller-Bravo T. E., et al., 2025, Eprint ArXiv250405856, p. arXiv:2504.05856

Perley D. A., et al., 2020, Astrophys. J., 904, 35

Perlmutter S., et al., 1999, Astrophys. J. Vol. 517 Issue 2 Pp 565-586, 517, 565

Phillips M. M., 1993, Astrophys. J., 413, L105

Pskovskii I. P., 1977, Sov. Astron. Vol 21 P675, 21, 675

Riess A. G., et al., 1998, Astron. J., 116, 1009

Wang X., et al., 2009, Astrophys. J. Lett. Vol. 699 Issue 2 Pp L139-L143 2009, 699, L139

Yaron O., Gal-Yam A., 2012, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 124, 668

——index へ戻る

CK-05

機械学習によるＸ線天体の分類手法

愛媛大学
菊池　誠

機械学習による X 線天体の分類手法

菊池 誠 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

Abstract

機械学習とはデータのパターンを学習し、それをもとに目的に応じて予測や分類を行う手法のことであり、インターネットの発展によりビッグデータが活用できるようになった現在、深層学習を代表とする様々な手法が開発され多くの分野で活用されている。

本研究の目的は、機械学習により X 線天体を分類する手法を開発することである。現在までに様々な天体が人の手によって分類されてきたが、未だ多くの未分類の天体が存在する。機械学習モデルが分類を精度よく行えれば未分類の天体を短時間で分類することが可能になる。

今回教師データとして『Multiwavelength Catalog of 10,000 4XMM-DR13 Sources with Known Classifications』(Lin et al. 2024) を用いた。このカタログは X 線天文衛星 *XMM-Newton* によって観測された天体のうち、分類が既知である天体から約 1 万天体を選出したものであり AGN、CV(激変星)、LM-STAR(低質量星)、NS(中性子星)、YSO(原始星) などの 9 つの分類クラスが含まれている。今回、人間の脳の神経回路に着想を得た人工ニューラルネットワークと呼ばれるモデルの一種である多層パーセプトロン (Multi Layer Perceptron; MLP) を用いた。

ハイパーパラメータチューニングなどの調整を行なった結果、正答率 87.3 % が得られたが、正答率は高いもののクラスごとの偏りが激しい結果となった。今回用いている教師データでは 2 つの分類クラス (AGN、LM-STAR) の天体数が全体の 83.7 % を占めており、そのため他の分類クラスが過小評価されていることにより正答率の偏りが生じた可能性があると考えた。そこでリサンプリングと呼ばれる手法を用いてこの問題点の解決を試みた。リサンプリングとは、学習に用いるデータにおいて各クラスの天体数を調整しクラスの偏りを解消する手法である。その結果、正答率 77.2 % を得られ、正答率は下がったがクラスごとの正答率は上昇した。このモデルは分類ごとの特徴をより把握できており、正答率が高いもので 90.8 % (YSO)、83.4 % (AGN) が得られたが、そのほかのクラスでも正答率 60 % ほどであった

1 Introduction

機械学習ではアルゴリズムに訓練データと呼ばれる学習の元にするデータを与え学習を行う。天文学においては、様々な観測機器によって蓄積された観測データを利用することで多様な用途に用いられてきた。機械学習における代表的な手法として教師あり学習と呼ばれる手法がある。教師あり学習においては訓練に用いるデータを教師データと呼び、訓練データとラベルと呼ばれる答えが含まれている。そして学習後のモデルの予測結果とラベルの差を損失関数を用いてモデルの評価を行うことを繰り返し性能を向上させる。

本研究の目的は、機械学習により X 線天体を分類する手法を開発することである。その手法として、教師あり学習と人工ニューラルネットワークのモデルの 1 つである多層パーセプトロン (Mulit-layer Perceptron; MLP) を用いた。現在までに様々な天体が人の手によって分類されてきたが、未だ多くの未分類の天体が存在する。機械学習モデルが分類を精度よく行えれば未分類の天体を短時間で分類することが可能になる。また、学習後のモデルが天体の分類を間違えた場合その天体は本来の分類と間違えた分類の間で何か共通の特徴がある可能性がある。

今回用いた教師データでは分類クラスごととで天体数に大きな偏りがある。このような偏りのあるデータは不均衡データと呼ばれ、学習に用いると少数派クラスを過小評価するなど結果に悪影響を及ぼす。そのためリサンプリングと呼ばれる手法を用いて不均衡データの問題の解消を試みた。

2 Methods

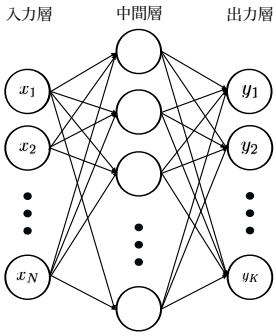


図 1: MLP の模式図
左から入力層、中間層、出力層と呼ばれ、計 3 層の場合を表したもの。今回用いたモデルは入力層、出力層に加え各層 30 ユニットのニューロンを 2 層に重ねたものを中間層とした計 4 層構造である。

本研究で用いたモデルである MLP はニューロンと呼ばれる神経細胞を数値的に表したパーセプトロンと呼ばれるモデルを複数の層にして重ねたモデルであり、Python で用いることができる scikit-learn と呼ばれるライブラリを用いた。

また教師データは『Multiwavelength Catalog of 10,000 4XMM-DR13 Sources with Known Classifications』(Lin et al. 2024) を用いた。このカタログはこのカタログは X 線天文衛星 *XMM-Newton* によって観測された天体のうち、分類が既知である天体から約 1 万天体を選出したものであり AGN、CV(激変星)、LM-STAR(低質量星)、NS(中性子星)、YSO(原始星) などの 9 つの分類クラスが含まれている。また入力データは XMM-Newton で観測できる波長帯 (0.2 - 12 keV) における硬度比、単位時間あたりの検出光子数、観測された天体の広がり、銀河座標を用いて 9 つの分類クラスへの分類を行なった。

また、SMOTE(Synthetic Minority Oversampling Technique, Chawla, et al. 2002) と、ランダムアンダーサンプリングと呼ばれる手法を用いて教師データの天体数の偏りの解消を試みた。

3 Results and Discussion

今回 9948 天体、同じ天体の複数回の観測を合わせると 15984 の観測データを用いて天体の分類を行なった。正答率は 87.3 % が得られた。正答率の高いものでは AGN(94.8 %)、LM-STAR(91.1 %)、YSO(75.1 %) が得られた。特に誤答の割合が高かったのが、HM-STAR を LM-STAR と誤答、NS_BIN を LM-STAR と誤答をしていた 2 つの種類だった。

今回用いた教師データにおいて LM-STAR の

クラス名	天体数	観測数
AGN	4488	7153
CV	244	373
LM-STAR	4388	6231
HM-STAR	146	299
LMXB	95	292
HMXB	102	322
NS	139	614
NS-BIN	40	50
YSO	306	650

表 1: 教師データ中の分類クラスとそれぞれの天体数
観測数の項目は天体によっては複数回観測されているものもあるため重複を含めた数を記載している。

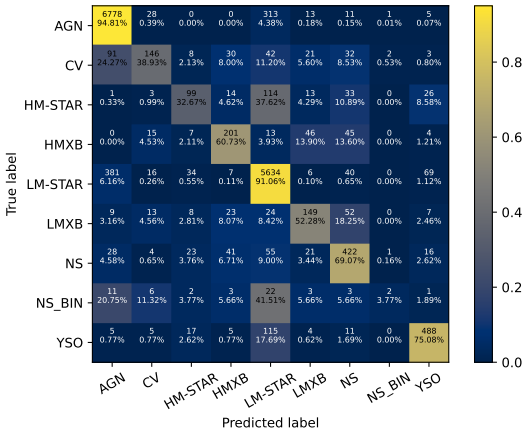


図 2: 分類結果
Coufusion Matrix を用いて分類結果を表した図。縦列が本来の分類クラス、横列がモデルが予想した分類クラスでマスの色が色が黄色に近いほど正答率が高く、濃い青に近いほど正答率が低いことを示す。本来の分類と予想された分類が一致した場合は対角線上に位置し、一致しなかった場合は対角線から離れたマスに位置する。1 マスの中には天体数と正答率が記載されている。

天体数は多く、全体の 44%を占める。これは HM-STAR(1.5%)、NS_BIN(0.4%) よりはるかに多い。機械学習ではモデルの訓練を行うにあたって少数派クラスの特徴を学習することより、多数派クラスを重点的に学習することが正答率に対して大きな影響をもたらすという特徴がある。今回もそのように少数派クラスが過小評価されたためこのような結果になったと考えられる。

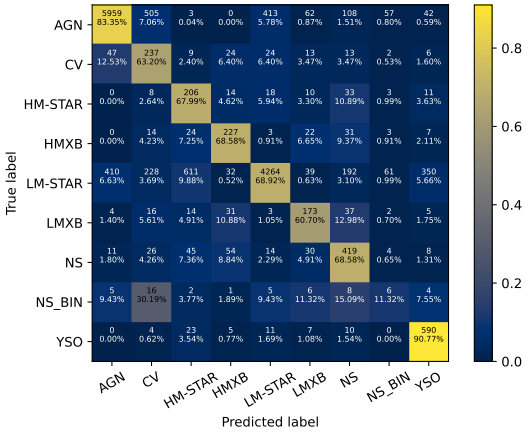


図 3: リサンプリング後の訓練データを用いた分類結果

リサンプリング後の訓練データを用いた結果、正答率は 75.8% が得られた。最も正答率が高い結果が得られたのが YSO(90.8 %) で、次に AGN(83.4 %) であった。NS-BIN を除いたその他の 6 クラスはどれも 60 - 70 % ほどの正答率であった。また比較的高い頻度で誤分類を行っているのが LMXB → HMXB、AGN → CV、HM-STAR → NS、LMXB → NS の 4 つで 10 % を超える割合であった。誤分類の多かった AGN → CV について見る。図 3 は AGN と CV の硬度比をそれぞれプロットした図である。この図を見ると AGN の分布が広く CV の分布を含んでいるようになっており、CV を AGN と区別するのが困難であることがわかる。

また、今回用いた教師データには銀河や超新星残骸などの広がった天体は含まれていない。4XMM-DR14 のような天体カタログにはこのような天体も含まれているため、実用を考えるときにはこのような天体をどのように扱うかは検討が必要である。

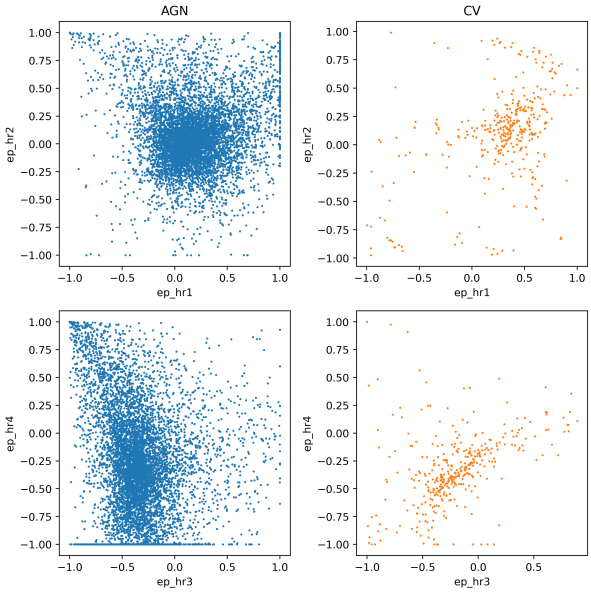


図 4: 種族ごとの硬度比の分布。
左 (青) が AGN、右 (オレンジ) が CV
上図では横軸が HR1、縦軸が HR2
下図では横軸が HR3、横軸が HR4 をそれぞれプロットしたもの。

4 Conclusion

今回、機械学習を用いて X 線天文衛星によって観測された X 線源から分類が既知である天体を約 10000 選出した天体カタログ (Lin et al.2024) を教師データとして用いてモデルの訓練を行い性能の評価を行った。
リサンプリングなどの改良を行なった結果、リサンプリングモデルでは正答率 75.7 %がそれぞれ得られた。リサンプリングモデルで高い正答率が得られたのが YSO(90.8 %)、AGN(83.4 %) の 2 つであった。リサンプリング前のモデルでは、正答率は高かったものの、クラス間で正答率に大きな偏りが見られた。一方、リサンプリングを施した改良モデルでは、全体の正答率はやや低下したものの、クラス間でのバランスの取れた精度が得られ、実用性の高いモデルになったといえる。

Reference

Lin, Y., et al., 2024, Res. Notes AAS, 8, 74

Chawla, N., et al., 2002, Journal of Artificial Intelligence Research, 16, 321 - 357

Baron, D., 2019 ,arXiv:1904.07248v1

Kitty, K., Lo, et al, 2014, ApJ, 786, 20

Pérez-Díaz, V. S., et al. 2024, MNRAS, 528, 4871

Yanxia Zhang., Yongheng Zhao. and Xue-Bing Wu., 2021, MNRAS, 503, 5263

——index へ戻る

CK-06

現実的中性子星構造を用いたマグネター混合磁場の安定条件の再検討: 状態方程式への依存性

東京大学
城　壮一郎

現実的中性子星構造を用いたマグネター混合磁場の安定条件の再検討: 状態方程式への依存性

城 壮一郎 (東京大学大学院 総合文化研究科)
藤澤 幸太郎 (東京工科大学), 諏訪 雄大, 徳野 鷹人 (東京大学)

Abstract

宇宙には、極めて強い磁場を有する中性子星であるマグネターが存在する。これらの天体における双極子磁場は、回転周期およびその時間変化から、表面付近で 10^{14-15} G 程度と推定されている。一方、その内部にはさらに強い、最大で 10^{16} G に達する磁場が存在する可能性が指摘されている。マグネターの内部磁場は、安定性の観点からトロイダル成分子午面に垂直な面内の成分とポロイダル成分子午面に平行な面内の成分が共存する構造をとると考えられているが、その具体的構造や安定条件は依然として未解明である。磁場の安定性には星の密度成層が重要であるが、Akgün et al. (2013) は密度と圧力が簡略化されたモデルの解析しか行っておらず、現実的な中性子星の安定性の議論はなされていない。本研究では、状態方程式を踏まえて構成した現実的な中性子星の内部構造を用いて磁場の安定性解析を行う。まず核物理に基づいた現実的な状態方程式 (例えば Lattimer & Swesty 1991; Steiner et al. 2013) に基づき、密度勾配や組成変化を忠実に反映した中性子星の内部構造を構築する。得られた構造を背景として、Akgün et al. (2013) の手法に基づきトロイダル・ポロイダル混合磁場の安定性条件を再評価する。これにより、現実的な状態方程式に基づく中性子星構造が磁場の安定性に及ぼす影響を定量的に議論する。

1 Introduction

宇宙には、極めて強い磁場を有する中性子星であるマグネターが存在し、その表面磁場強度は回転周期とその時間変化から 10^{14-15} G に及ぶと推定される。マグネターは、その強磁場に由来する特異な熱進化やフレアなどの活動を示し、磁場が天体を特徴づけていると言える。

マグネターの磁場は、表面付近では双極子構造をとる一方で、内部には強力なトロイダル磁場 ($\sim 10^{16}$ G) が潜んでいる可能性が指摘されている。星の内部において、純粋トロイダル磁場あるいは純粋ポロイダル磁場は不安定であることが理論的に示されている (Tayler 1973; Wright 1973)。また、マグネターの自由歳差運動の観測 (例えば、Makishima et al. 2014, 2024) がなされており、これは内部の強力なトロイダル磁場による星の変形に由来するとする説がある。

一方で、内部磁場が具体的にどのような構造をとっており、どのように安定性を保っているかについては未解明の部分が多い。前述の通り純粋なポロイダルあるいはトロイダル磁場はいずれも不安定であるので、安定な構造としては両者の混合構造が有力視されている (Braithwaite & Spruit 2004)。これらの磁場の安定性は密度成層の効果が大きく影響することが指摘されているものの、これまでの安定性の理論研究は解析的に解ける密度分布や polytrope といった、極めて簡略化した密度構造のもとで行われたもの (Akgün et al. 2013; Herbrik & Kokkotas 2017) にとどまっていた。

本研究では、状態方程式を踏まえて構成した現実的な中性子星の内部構造を用いて磁場の安定性解析を行うことを目指す。まず核物理に基づいた現実的な状態方程式を導入することで、密度勾配や組成変化を忠実に反映した中性子星の内部構造を構築し先行研究と比較した。さらに、得られた構造から純粋トロイダル磁場構造を求め、先行研究と比較した。

本稿の構成は以下のとおりである。Section 2 では、Akgün et al. (2013) と Herbrik & Kokkotas (2017) に基づき安定性解析手法の概説を行う。次の Section 3 では本研究で得られた結果を示して議論を行い、最後に Section 4 で結果をまとめ将来の展望を述べる。

2 Methods

本 Section では、Akgün et al. (2013) と Herbrik & Kokkotas (2017) に基づき、星の内部磁場に対する安定性解析の方法について述べる。この方法は変分原理に基づいており、以下の 3 つのステップに分かれる:

1. 球対称背景星モデルの構築
2. 軸対称磁場の導入
3. エネルギー変分原理による安定性の評価

なお、本研究ではステップ 1 および 2 の前半部までを行った。続く Subsection では、これらの詳細を述べる。

2.1 球対称背景星モデルの構築

まず、球対称な星の構造を仮定し、1 次元における星の構造方程式を解く。Newton 重力のもとで、球対称系における enclosed mass m_0、圧力 p_0 と重力ポテンシャル Φ_0 の動径方向の分布は以下の方程式で記述される:

$$d_r m_0 = 4\pi r^2 \rho_0, \tag{1a}$$

$$d_r p_0 = -\frac{G\rho_0 m_0}{r^2}, \tag{1b}$$

$$d_r \Phi_0 = -\frac{1}{\rho_0} d_r p_0 \tag{1c}$$

ただし、ρ_0 は質量密度である。この方程式系は、上の 3 式に加えて ρ_0 と p_0 の関係、すなわち状態方程式 (EoS) を導入することで閉じる。

本研究では、Akgün et al. (2013) で用いられた $\rho_0 \propto (1 - r^2)$ の密度構造や Herbrik & Kokkotas (2017) で用いられた $n = 1$ の polytropic EoS ($p_0 \propto \rho_0^2$) と比較するため、原子核物理に基づいた現実的な EoS を採用して星の構造を構築した。具体的に用いた EoS は、LS220 EoS (Lattimer & Swesty 1991)、HShen EoS (Shen et al. 2011) および SFHo EoS (Steiner et al. 2013) の 3 つである。

2.2 軸対称磁場の導入

次に、球対称背景星に軸対称な磁場を導入する。本研究では、Tayler (1973) で導入された純粋トロイダル磁場および Akgün et al. (2013) で導入された混合磁場を扱う。

まず、純粋トロイダル磁場を考える。これは円筒座標 (ϖ, φ, z) のもとで以下のように書ける:

$$B_\varpi = 0, \tag{2a}$$

$$B_\varphi = \varpi \rho_0 B_{\rm tor} \tag{2b}$$

$$B_z = 0 \tag{2c}$$

ここで、$B_{\rm tor}$ はトロイダル磁場の強度を表す定数である。この式から、純粋トロイダル磁場は対称軸 ($\varpi = 0$) と表面 ($\rho_0 = 0$) で消えることがわかる。なお、純粋トロイダル磁場の分布は式 (1) を解いて得た 1 次元密度構造を円筒座標 (ϖ, φ, z) に変換した上で、式 (2) に従って与えている。

次に、混合磁場について述べる。この磁場は Akgün et al. (2013) により導入された。混合磁場の各成分は、球座標 (r, ϑ, φ) のもとで

$$\boldsymbol{B}_{\rm tor} = B_0 \eta_{\rm tor} R \hat{\beta}(r, \vartheta)\ \nabla_r \varphi, \tag{3a}$$

$$\boldsymbol{B}_{\rm pol} = B_0 \eta_{\rm pol} R^2 \nabla_r \hat{\alpha}(r, \vartheta) \times \nabla_r \varphi, \tag{3b}$$

とかける。ここで、$\eta_{\rm tor}, \eta_{\rm pol}$ は各成分の強度を決める定数である。ただし、

$$\hat{\alpha}(r, \vartheta) = f(x) \sin^2 \vartheta, \quad \hat{\beta}(\varpi, z) = \begin{cases} (\hat{\alpha} - 1)^2 & \text{for } \hat{\alpha} \geq 1, \\ 0 & \text{for } \hat{\alpha} < 1. \end{cases} \tag{4}$$

であり、また $x = r/R$ に対し

$$f(x) = \frac{35}{8}x^2 - \frac{21}{4}x^4 + \frac{15}{8}x^6 \quad \text{for} \quad x \leq 1 \tag{5}$$

である。つまり、星内部に閉じ込められた磁場を想定し、位置に依存して強度が変化する磁場を考えている。

2.3 エネルギー変分原理による安定性の評価

前 Subsection で導入した磁場について、そのエネルギーは中性子星の重力エネルギーに比べはるかに

小さいので、摂動として扱える。各摂動モード $\boldsymbol{\xi^n}$ により生じるエネルギーの変分を評価することで、中性子星磁場の安定性を評価できる。具体的には、以下のような安定性の基準を設ける:

$$\left\{ \begin{array}{c} \text{stability} \\ \text{instability} \end{array} \right\} \Leftrightarrow \left\{ \begin{array}{ll} \delta W > 0 & \forall \quad \boldsymbol{\xi}^n \\ \delta W < 0 & \text{for at least one } n \end{array} \right\} \tag{6}$$

摂動 $\boldsymbol{\xi^n}$ の具体的な関数形は、導入した磁場により決まる (詳細は Akgün et al. 2013; Herbrik & Kokkotas 2017 を参照)。

3 Results & Discussion

まず、表 1 に EoS に応じた背景星の構造の計算結果を示す。これは、与えた EoS のもとで星の全質量 $M = 1.32 M_\odot$ となるよう中心密度 ρ_c を定めた上で星の構造方程式 (1) を解いたときに得られた半径 R を示すものである。表 1 より、星の質量が同一であっても、LS220、HShen、SFHo で計算した背景星は polytrope の場合と比較して中心密度は小さく、半径は大きくなっていることがわかる。ただし、今回解いた星の構造方程式 (1) は Newton 重力下のものであるため、これら 3 つの現実的 EoS のもとで計算したときの半径は実際の中性子星の典型的な半径 ($\sim 10\,\mathrm{km}$) より大きくなっている。

表 1: EoS ごとの背景星の構造の比較。

EoS	ρ_c ($10^{14}\,\mathrm{cm^3\,s^{-1}}$)	M ($M_\odot$)	R (km)
polytrope	10.5	1.32	12.5
LS220	4.93	1.32	17.2
HShen	3.69	1.32	18.8
SFHo	5.01	1.32	17.2

次に、半径に対する密度、圧力分布の EoS 間での比較を、図 1 と図 2 に示した。これらの図では、今回計算した LS220、HShen、SFHo での結果と、$\rho_0 \propto (1 - r_0^2)$ (Akgün et al. 2013) での結果、$n = 1$ polytrope (Herbrik & Kokkotas 2017) での結果を比較している。これらの図より、LS220、HShen、SFHo を用いた場合、そのほかと比べて $r/R \sim 0.75$ 付近で密度が急減することがわかる。圧力については密度ほど差が顕著ではないものの、やはり同様の傾向が見られる。このことは、$\rho_0 \propto (1 - r_0^2)$ や $n = 1$ polytrope に対して LS220、HShen、SFHo を用いた星ではより強い密度成層が見られていることを示しており、磁場を安定化させる効果が大きくなることが期待される。

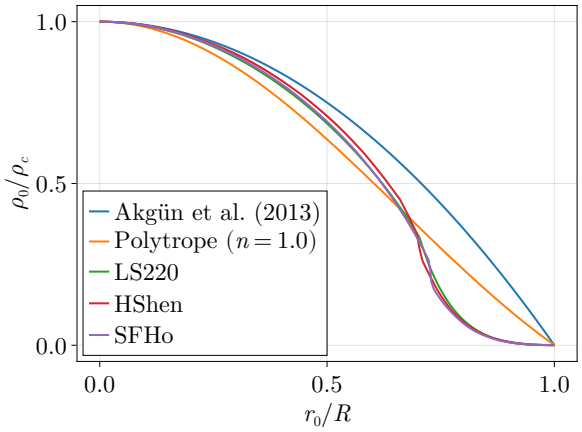


図 1: 背景星について、半径に対する密度の分布を EoS 間で比較した図。横軸が星半径で規格化した位置、縦軸に星の中心密度で規格化した密度を示した。

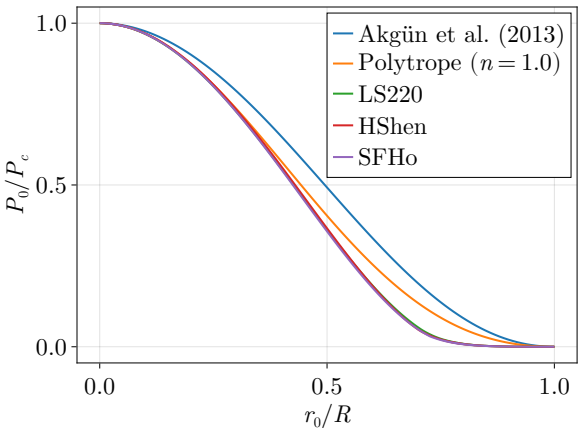


図 2: 図 1 と同様の図を、圧力について描いたもの。

最後に、純粋トロイダル磁場の空間分布の比較を図 3, 4 に示した。純粋トロイダル磁場は式 (2) より密度構造により決まる。図 1 でみたような密度分布の違いに伴い、純粋トロイダル磁場の分布にも EoS 間で大きな差が生じていることがわかる。$n = 1$ polytropic EoS では純粋トロイダル磁場が空間に対して極めて滑らかに分布しているのに対し、SFHo では密度の急減により分布が歪になっている。さらに、

polytropic EoS では星半径いっぱいまで磁場が分布するのに対し、SFHo では星半径より若干内側で既に磁場が消失していることがわかる。このような磁場構造の違いによっても安定性の挙動が変化することが期待される。

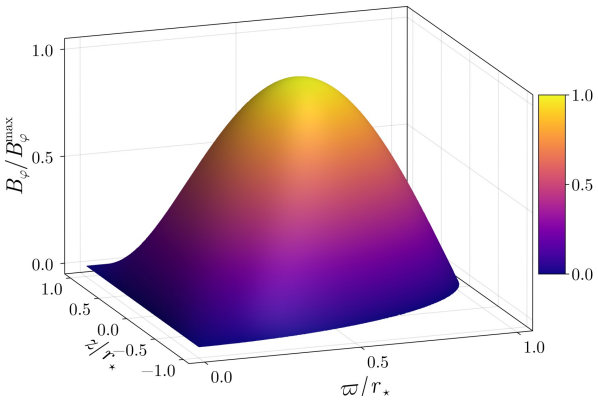


図 3: $n = 1$ polytropic EoS を用いて構築した星に対する純粋トロイダル磁場の分布。磁場強度の最大値で規格化した純粋トロイダル磁場 $B_\varpi/B_\varpi^{\max}$ について、星半径で規格化した円筒座標 ϖ/R–z/R 平面上での分布を示す。

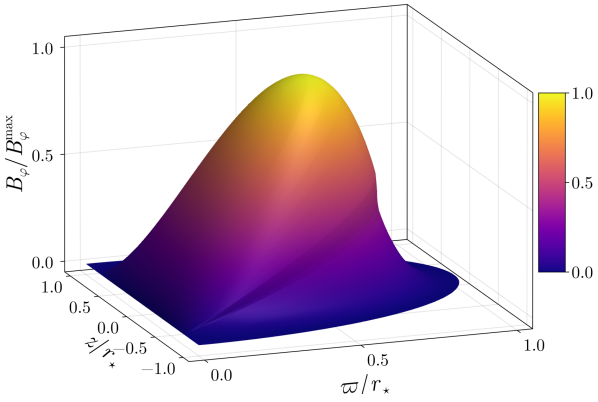


図 4: 図 3 と同様の図を、 SFHo EoS を用いて構築した星に対して描いたもの。

4 Conclusion & Future Work

今回は、マグネター磁場構造の安定性を現実的な星モデルのもとで解析する準備として、星の構造方程式に LS 220 (Lattimer & Swesty 1991)、HShen (Shen et al. 2011) および SFHo (Steiner et al. 2013) という原子核物理に基づいた現実的な EoS を導入し、先行研究で得られていた構造と比較した。さらに、Tayler (1973) に基づいて、純粋トロイダル磁場の空間分布を計算し、先行研究と比較した。比較の結果、LS220、HShen、SFHo のもとでは先行研究のモデルと比べ密度成層が顕著になっていることが明らかとなり、磁場の空間分布にも差が生じることがわかった。

今後は、各 EoS ごとに得られた星に対して摂動を与え、実際に安定性解析を行う予定である。これにより、密度成層が磁場の安定化にもたらす影響を現実的な星モデルについて定量化することが可能になる。また、混合磁場構造について、許容されるトロイダル磁場とポロイダル磁場の強度比を現実的な星モデルに対し与えることも期待される。

Reference

Akgün, T., Reisenegger, A., Mastrano, A., et al. 2013, MNRAS, 433, 3, 2445.

Braithwaite, J. & Spruit, H. C. 2004, Natur, 431, 7010, 819.

Herbrik, M. & Kokkotas, K. D. 2017, MNRAS, 466, 2, 1330.

Lattimer, J. M. & Swesty, D. F. 1991, NuPhA, 535, 2, 331.

Makishima, K., Enoto, T., Hiraga, J. S., et al. 2014, PhRvL, 112, 17, 171102.

Makishima K., Uchida N., Enoto T., 2024, MNRAS, 532, 4535.

Shen H., Toki H., Oyamatsu K., Sumiyoshi K., 2011, ApJS, 197, 20.

Steiner, A. W., Hempel, M., & Fischer, T. 2013, ApJ, 774, 1, 17.

Tayler, R. J. 1973, MNRAS, 161, 365.

Wright, G. A. E. 1973, MNRAS, 162, 339.

——index へ戻る

CK-07

偏光輸送計算で迫るガンマ線バーストの放射メカニズム

東北大学
米永　直生

偏光輸送計算で迫るガンマ線バーストの放射メカニズム

米永 直生 (東北大学大学院 理学研究科)
桑田 明日香 (東北大学)、當真 賢二 (東北大学)

Abstract

ガンマ線バースト (GRB) とは、大質量星の重力崩壊や連星中性子星合体によって引き起こされると考えられている爆発現象であり、数秒から数千秒間続く即時放射は電磁波として最も明るい放射を放つ。GRB の放射機構は未解明であり、従来のスペクトル解析では光球放射かシンクロトロン放射かを区別することは困難であることが知られている。そこでスペクトルとは独立な情報である偏光を組み合わせることで放射機構を解明できることが期待されている。次世代の GRB 偏光観測検出器である POLAR-2 は、30-800 keV 帯で GRB の偏光度が測定可能であり、2027 年の運用開始が予定されている。また光球放射モデルでは、複数の GRB イベントにおいて POLAR-2 の感度域を含む低エネルギー領域 (数 10-100 keV 帯) で偏光度が 20-30% ほどに達する結果が得られている (Lundman et al. 2018)。本研究では、これまで考慮されていなかった熱的電子によるファラデー消偏光の効果を新たに導入し、偏光輸送計算を行った。その結果、従来の偏光度に比べて特に低エネルギー領域で偏光度が抑制されることがわかった。

1 Introduction

ガンマ線バースト (Gamma-ray burst; GRB) は数秒から数千秒という短い時間にガンマ線で輝く天体現象で、全天で最も明るい電磁波放射源である。GRB は、大質量星の重力崩壊や連星中性子星合体に伴って作られたブラックホールによって駆動される相対論的なジェットからの放射だと考えられている。しかし GRB の放射機構は未解明であり、これまで観測されてきたスペクトルの解釈に複数のモデルが存在することに起因する。その中でも特に有力なモデルとして、シンクロトロン放射モデルと光球放射モデルがある。シンクロトロン放射モデルはジェット内で磁気リコネクションや内部衝撃波などでエネルギーを散逸し非熱的に加速された電子によってシンクロトロン放射で光るというものであり、これはパワーロースペクトルを作るが低エネルギー側のべきが再現できない天体が多く存在する。一方、光球放射モデルはジェットが光学的に厚い領域を持ち、光学的厚さが 1 となる光球面で熱的な放射が出るというもので、観測されるスペクトルのピークの分布をよく説明できるが低エネルギー側のべきを再現できない。本研究ではジェット内の非熱的散逸によってシンクロトロン放射で光るような光球放射モデルを考える。

近年、放射機構を理解する重要な情報としてスペクトルと独立な物理量である偏光の観測が進んでいる。偏光度や偏光角は放射の物理過程やジェット内の磁場構造を反映するため放射機構の区別に有効な量である。特に次世代の GRB 偏光観測検出器である POLAR-2 は、30 keV から 800 keV という幅広いエネルギー範囲で高精度の偏光観測を実現することが期待されている。

理論的には、光球放射モデルにおいて偏光スペクトルの振る舞いはモデル化されており、複数の GRB イベント (GRB 090902B, GRB 990123) のスペクトルをもとに偏光計算した結果、数 10keV で偏光度が 20-30%に達することがわかっている (Lundman et al. 2018)。しかし既存のモデルでは、特に低エネルギー側での偏光の振る舞いを考える上で重要となる熱的電子によるファラデー消偏光の効果が含まれていなかった。本研究ではこのファラデー効果を新たに導入し、偏光輸送計算を行った。

2 Methods

本計算では、光球面から外側の非熱的放射による偏光輸送方程式を解き、光球面からの熱的放射と合わせて偏光度のスペクトルを考える。

2.1 偏光輸送方程式

偏光を特徴づけるストークスパラメータ I, Q, U, V に関する輸送方程式は次の式 (1) のように書ける。

$$\frac{d}{ds}\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \eta_I \\ \eta_Q \\ \eta_U \\ \eta_V \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \kappa_I & \kappa_Q & \kappa_U & \kappa_V \\ \kappa_Q & \kappa_I & -\kappa_V^* & \kappa_U^* \\ \kappa_U & \kappa_V^* & \kappa_I & -\kappa_Q^* \\ \kappa_V & -\kappa_U^* & \kappa_Q^* & \kappa_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \tag{1}$$

η は放射項を表し κ はシンクロトロン自己吸収 (SSA)、κ^* はファラデー効果を表す係数である。各係数の表式は Matsumiya & Ioka (2003) と Toma et al. (2008) を参照した。
また s は光子が伝搬する経路に沿った距離で、放射源中心から測った動径方向の距離 r とそれらのなす角 $\theta(\mu = \cos\theta)$ を用いると $ds = dr/\mu$ から r 積分に書き換えることができる。積分する r の範囲は光球半径から非熱的散逸が起こらなくなる半径 (パラメータ) までをとる。

観測者系での I, Q, U, V を求めるためには、共動系で与えた放射・吸収係数を観測者系に変換してから式 (1) を用いる必要がある。そのために Dexter (2016) より以下のような変換を行う。D はビーミング因子、χ は偏光角、プライム付きの量は共動系の量を表す。

$$D = \frac{1}{\Gamma(1-\beta\mu)} \tag{2}$$

$$\begin{pmatrix} \eta_I \\ \eta_Q \\ \eta_U \\ \eta_V \end{pmatrix} = D^2 \begin{pmatrix} \eta'_I \\ \eta'_Q \cos(2\chi) \\ \eta'_Q \sin(2\chi) \\ \eta'_V \end{pmatrix} \tag{3}$$

$$\begin{pmatrix} \kappa_I \\ \kappa_Q \\ \kappa_U \\ \kappa_V \end{pmatrix} = D^{-1} \begin{pmatrix} \kappa'_I \\ \kappa'_Q \cos(2\chi) \\ \kappa'_Q \sin(2\chi) \\ \kappa'_V \end{pmatrix} \tag{4}$$

$$\begin{pmatrix} \kappa_I^* \\ \kappa_Q^* \\ \kappa_U^* \\ \kappa_V^* \end{pmatrix} = D^{-1} \begin{pmatrix} \kappa'^*_I \\ \kappa'^*_Q \cos(2\chi) \\ \kappa'^*_Q \sin(2\chi) \\ \kappa'^*_V \end{pmatrix} \tag{5}$$

光球面の境界条件として Abdo et al. (2009) より 908 keV($T = 3.7 \times 10^9$ K) にピークを持つ黒体放射があると考え、観測スペクトルに合わせて式 (6) のような表式で与える。

$$I_\nu(\mathrm{R_{ph}}) = \frac{2\mathrm{h}\nu^2}{\mathrm{c}^2} \frac{\nu_{\max}}{\mathrm{e}^{\mathrm{h}\nu/\mathrm{kT}} - 1} \tag{6}$$

2.2 磁場の構造と偏光角

式 (3)、(4)、(5) における各係数は半径 r、視線方向から測った角度 θ、視線方向を基準とした方位角 ϕ、振動数 ν の関数として書かれ、特に偏光角 χ とピッチ角 θ'_B を知る必要がある。
まず観測者系で与えられた磁場 $\boldsymbol{B}$ と波数ベクトル $\boldsymbol{n}$ を共動系へそれぞれ以下のようにローレンツ変換する。

$$\begin{aligned} \boldsymbol{B}'_\parallel &= \boldsymbol{B}_\parallel \\ \boldsymbol{B}'_\perp &= \frac{\boldsymbol{B}_\perp}{\Gamma} \end{aligned} \tag{7}$$

$$\boldsymbol{n}' = \frac{\boldsymbol{n} + \Gamma\boldsymbol{\beta}(\frac{\Gamma}{\Gamma+1}\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{\beta} - 1)}{\Gamma(1 - \boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{\beta})} \tag{8}$$

$\boldsymbol{B}_\parallel$ と $\boldsymbol{B}_\perp$ はそれぞれ球対称に膨張する放射源の速度ベクトル $\boldsymbol{\beta} = \beta\boldsymbol{r}$ に対して平行方向、垂直方向の磁場を表す。
次に共動系における電場ベクトル $\boldsymbol{e'}$ は $\boldsymbol{e'} = \boldsymbol{B'} \times \boldsymbol{n'}$ で求まり、これを再び観測者系にローレンツ変換すると以下のようになる。

$$\boldsymbol{e} = \Gamma\left[\boldsymbol{e'} - \frac{\Gamma}{\Gamma+1}(\boldsymbol{e'}\cdot\boldsymbol{\beta})\boldsymbol{\beta} - \boldsymbol{\beta}\times(\boldsymbol{n'}\times\boldsymbol{e'})\right] \tag{9}$$

最後に得られた観測者系の電場ベクトル $\boldsymbol{e}$ の視線方向に垂直な成分である e_x, e_y を用いて偏光角 χ は次のように求まる。

$$\chi = \arctan\left(\frac{e_y}{e_x}\right) \tag{10}$$

2.3 シンクロトロン偏光

観測されるストークスパラメータを求めるためには、放射源の各点 (θ, ϕ) におけるローカルなストークスパラメータを放射領域で積分する必要がある。そ

の結果求めたストークスパラメータ I_ν, Q_ν, U_ν は次のように表すことができる。

$$I_\nu = \int I_\nu(\theta,\phi)d\Omega \tag{11}$$

$$Q_\nu = \int Q_\nu(\theta,\phi)d\Omega \tag{12}$$

$$U_\nu = \int U_\nu(\theta,\phi)d\Omega \tag{13}$$

したがって観測されるストークスパラメータから観測される偏光度 Π_ν が求められる。

$$\Pi_\nu = \frac{\sqrt{Q_\nu^2 + U_\nu^2}}{I_\nu} \tag{14}$$

2.4 数値計算における仮定とパラメータ

本計算では観測者の視線方向とジェット軸のなす角 $\theta_v = 0.05$rad のジェットを考え、GRB 090902B の場合を示す。また磁場の構造はトロイダル磁場を仮定し、計算に用いたパラメータについては Lundman et al. (2018) と Vurm & Beloborodov (2016) を参照し、以下の表 1 の通りである。

L は全ジェット光度で Γ はジェットのローレンツ因子、$\epsilon_B (\equiv L_B/L)$ はジェットの全エネルギーに対する磁場のエネルギーの割合、$\epsilon_{\rm rad}$ はジェットの全エネルギーに対する輻射のエネルギーの割合、ϵ_* はジェットの全エネルギーに対する光球面における散逸するエネルギーの割合、$\tau_{\rm end}$ は非熱的散逸が起こらなくなる半径におけるトムソン散乱に対する光学的深さ、k は非熱的散逸の半径依存性を決めるべき指数、p は加速された電子のべき指数である。

3 Results

本節では、トロイダル磁場を仮定した偏光輸送計算の結果について述べる。ファラデー効果を入れた場合と入れなかった場合のそれぞれの計算結果を比較する。

図 1 は光度 (上側) とファラデー効果を入れた場合と入れなかった場合の偏光度 (下側) のスペクトルを表し、灰色は POLAR-2 の観測域を示している。光度のスペクトルを見ると、およそ 50keV 以下の低エネルギー側はシンクロトロン放射が卓越しており、それよりも高エネルギー側では熱的放射が卓越しているとわかる。

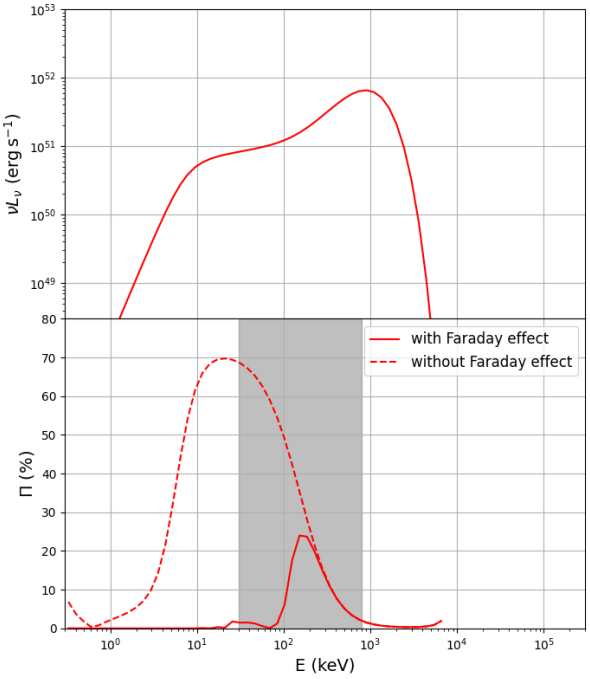


図 1: GRB 090902B におけるトロイダル磁場を仮定した光度 νL_ν(上側) とファラデー効果の有無による偏光度 Π(下側) のスペクトル (灰色は POLAR-2 の感度域)

また偏光度のスペクトルについて、ファラデー効果がない場合は 10keV 以下の低エネルギー側と 100keV 以上の高エネルギー側で偏光度が抑制されていることがわかる。これは低エネルギー側は SSA による吸収が効いており、高エネルギー側は無偏光な熱的放射が卓越するためである。

一方で、ファラデー効果がある場合はない場合と比較して 100 keV 以下で偏光度が抑制されているという特徴があることがわかる。これはファラデー効果による偏光角の回転によって偏光度の打ち消しが効いている。また最大の偏光度は約 20%ほどになりそのエネルギー帯は POLAR-2 の観測域に対応していることがわかる。

4 Discussion

4.1 トロイダル磁場とファラデー効果

ファラデー効果は一般的に波数ベクトルと平行な方向に磁場があるときに偏光角が回転する現象であ

表 1: 数値計算に用いたパラメータ

GRB	L(erg/s)	Γ	ϵ_B	$\epsilon_{\rm rad}$	ϵ_*	$\tau_{\rm end}$	k	p
090902B	1.2×10^{54}	1200	0.03	0.5	0.4	0.05	-0.25	2.5

るが、今はトロイダル磁場を仮定しており相対論的ビーミングを考えずに一見するとファラデー効果を起こさないと思われる。以下、実際にはファラデー消偏光が起こる理由について考察する。図 2 より、$\Gamma = 1200$ のとき観測者へ届く光はジェットのほんの一部分でしかなく、その領域においては磁場はほぼ平行にあるように見える。この場合、ビーミングされた $1/\Gamma$ の領域のうち、視線方向とジェット軸中心を結ぶ線上の領域では、共動系で磁場と波数ベクトルは直交する。しかし、視線方向とジェット軸中心を結ぶ線に直交する領域においては、磁場と端数ベクトルは平行成分を持つ。したがってトロイダル磁場の場合であっても観測者へ向かう光は一部ファラデー効果を受け、偏光度の抑制が起こると解釈できる。

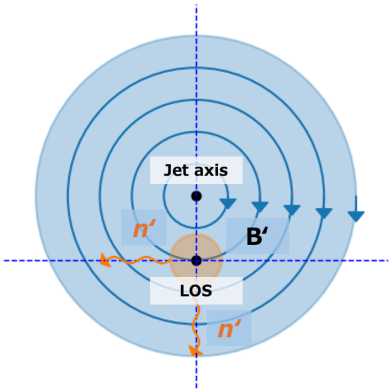


図 2: ビーミングされた領域 (オレンジ色) における共動系の磁場と波数ベクトルの関係

4.2 POLAR-2 の観測可能性

図 1 から偏光度が 20%ほどあるエネルギー帯に POLAR-2 の感度域が対応しており、その観測が期待できることがわかった。Gill et al. (2021) より POLAR-2 の検出可能な偏光度は、典型的な GRB のフルエンス ($\sim 10^{-5}$erg/cm^2) において 10%程度となる。よって GRB 090902B のような特に明るい GRB でなくても偏光の検出が可能となり、光球放射モデルの検証が可能となる。

5 Conclusion

本研究では、トロイダル磁場におけるファラデー効果を考慮した偏光輸送計算を行った。その結果、GRB 090902B の観測を再現するようなパラメータにおいて低エネルギー側 ($\leq$ 100 keV) でファラデー効果によって偏光度が抑制されることがわかった。特にトロイダル磁場のような radial 成分を持たない磁場構造でもファラデー効果による消偏光が顕著に効くことがわかった。またこの結果を POLAR-2 の観測によって確かめることが可能なことが示され、GRB の放射機構に関して重要な示唆が得られることが期待される。

今後は、トロイダル磁場以外の磁場構造を仮定した場合にどのような偏光度の振る舞いになるのかについても調べていきたい。

Reference

Lundman, C., Vurm, I., & Beloborodov, A. M. 2018, ApJ, 856, 145

Matsumiya, M., & Ioka, K. 2003, ApJ, 595, L25

Toma, K., Ioka, K., & Nakamura, T. 2008, ApJ, 673, L123

Dexter, J. 2016, MNRAS, 462, 115

Abdo, A. A., et al. 2009, ApJ, 706, L138

Vurm, I., & Beloborodov, A. M. 2016, ApJ, 831, 175

Gill, R., Kole, M., & Granot, J. 2021, Galaxies, 9, 82

——index へ戻る

CK-08

Swift 衛星によって 2024 年に観測された FRED 型ガンマ線バーストの系統的解析

埼玉大学
宮崎　穣

Swift 衛星によって 2024 年に観測された FRED 型ガンマ線バーストの系統的解析

宮崎 穣 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

Abstract

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst;GRB) は、ビッグバン以降最大の爆発現象として多くの関心を集めている。GRB の放射スペクトルはしばしば 2 つのべき関数をなめらかに繋いだ Band 関数で記述できる (Band et al. 1993)Band 関数の詳細な物理的背景についてはさまざまな議論がされているが、たとえば空間的に非一様な磁場からのシンクロトロン放射モデルが考えられている（e.g.Zhao et al. 2014）。これは GRB の時間平均スペクトルに対する解釈に関するものであるが、放射機構を考える上では、スペクトルの時間発展まで含めた検証が重要になる。GRB の時間発展については、勝倉（2020）および堀江（2021）において指数関数的に減光する GRB について時定数のエネルギー依存性が帯域によって異なることが指摘されている。さらに藤森（2022）では、調査された 6 個の GRB のうち 4 個が時定数のふるまいが Band 関数の時間変動によるものだと考えて矛盾がなかった。これらを受けて、本研究では 2024 年に観測された 2 つの FRED 型 GRB を新たに解析した。これらはいずれも減光時定数にこれまでと同様のエネルギー依存性が見られた。そこで、その時定数の振る舞いが Band 関数の時間変動で自然に説明できるかを調査した。その結果、時定数の変動の大きい領域と Band 関数の 2 つのべきが接続される帯域が重なっていることがわかった。すなわち、今回解析した 2 つの GRB スペクトルは Band 関数で表せると考えて矛盾はなく、空間的に非一様な磁場からの放射である可能性が示唆された。

1 Introduction

1.1 ガンマ線バースト

ガンマ線バースト (Gammma-Ray Burst:GRB) はビッグバン以降最大の爆発現象であり、数秒から数十秒の間に膨大なエネルギーを電磁波で放出する。GRB の放射機構は現在でもほとんどが明らかになってないが、標準的なモデルとして「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、ジェットが放出される。ジェットは相対論的速度に加速され、光学的に厚い火の玉が生成される。その後放出された薄い、速度の違うシェル同士が衝突することで内部衝撃波が形成され、電子が加速されることによって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。これが即時放射として観測される。その後相対論的ジェットはさらに外側へ広がり、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が形成される。ここでも電子が加速され、シンクロトロン放射が発生し残光として観測される。

1.2 GRB のライトカーブと放射スペクトル

FRED(Fast Rise Exponential Decay) 型の GRB

GRB のライトカーブでしばしばみられる光度変動の形は、短時間で立ち上がり、それより長い時間をかけて指数関数型に減衰していく、FRED(Fast Rise Exponential Decay) 型と呼ばれるものである。この場合、減光過程は放射冷却によるものと期待されていて、フラックス F_ν は次のように記述できる。

$$F_\nu \propto \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \tag{1}$$

ここで、τ は時定数と呼ばれ、減光の時間スケールを表す。

放射冷却による減光の例としてシンクロトロン放射の場合を考えると、放射フラックスは

$$F_\nu \propto \exp\left(-\frac{t}{E_{\rm obs}^{-1/2}}\right) \tag{2}$$

となり、減光の時定数は放射光子のエネルギーの-1/2 乗に従う。

GRB の放射スペクトルと Band 関数

GRB の放射スペクトルは経験的に以下の Band 関数で表せることが知られている。

$$N(E) = \begin{cases} K \left(\frac{E}{100}\right)^{\alpha} \exp\left(-\frac{E}{E_c}\right) & \\ \qquad\qquad \text{if } E < E_c(\alpha - \beta) & \\ K \left[(\alpha-\beta)\frac{E_c}{100}\right]^{\alpha-\beta} \left(\frac{E}{100}\right)^{\beta} \exp[-(\alpha-\beta)] & \\ \qquad\qquad \text{if } E > E_c(\alpha - \beta) & \end{cases} \tag{3}$$

ここで、K は規格化定数、α、β はそれぞれ低エネルギー側、高エネルギー側のべき指数である。E_c はべきの切り替わるエネルギーで、スペクトルの折れ曲がる位置を表している。近年では、Band 関数は空間的に非一様な磁場モデルで説明できるのではないかと考えられている。(Zhao et al. 2014)

FRED 型 GRB のスペクトル変動の特徴

前述の通り、一般的な GRB では FRED 型の減光が見られるのだが、勝倉 (2020) では、Swift 衛星に搭載されている BAT と XRT 観測装置で同時観測されたガンマ線バーストの即時放射について、時定数のエネルギー依存性に折れ曲がりが発見された。これにより、FRED 型 GRB の放射は単一領域からのシンクロトロン放射だけでなく、空間的な構造あるいは別の時間発展をもつ追加成分があることが示唆された。

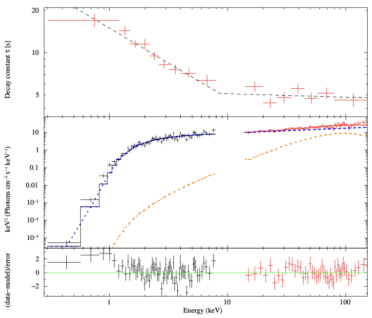


図 1: GRB140108A の減光時定数 (上)、スペクトルの解析結果 (中)、残差 (下)、中の青色の点線は power-law モデル、橙色の点線は blackbody モデル

1.3 本研究の目的

前述の先行研究をふまえて、本研究では新たに 2024 年に観測された FRED 型の GRB について、時定数のエネルギー依存性に折れ曲がりが見られるか、折れ曲がりが Band 関数の時間変動で説明できるかを、帯域別ライトカーブ解析と時間分解したスペクトル解析によって調査する。

2 ガンマ線バースト探査衛星 Swift

Swift 衛星は NASA のガンマ線バースト探査衛星で、バーストの到来方向を決定する、観測帯域が 10keX-150keV の硬 X 線望遠鏡 (Burst Alert Telescope: BAT)、0.3-10keV の帯域で追観測をする X 線望遠鏡 (X-Ray Telescope: XRT)、紫外可視光望遠鏡 (UV/Optical Telescope: UVOT) の 3 つの観測装置が搭載されている。本研究では BAT と XRT の観測結果を用いる。

3 観測と解析

3.1 観測した GRB

本研究では、2024 年に新たに観測された指数関数的な減光を示す GRB のうち、純粋な 1 つの指数関数で減光していて、十分に明るい GRB パルスをもつ GRB240912A と GRB241030A について帯域別ライトカーブ解析と時間分解スペクトルフィッティングを行う。

3.2 ライトカーブ解析とスペクトル解析

3.2.1 帯域別ライトカーブ解析

減光の時定数のエネルギー依存性を評価する。まず、エネルギー帯域を細分化して各帯域ごとのライトカーブを作成し、指数関数でフィッティングする。これにより、各エネルギー帯域での減光の時定数と 1σ 信頼区間が得られる。

次に、各エネルギー帯域の時定数 τ をエネルギーの関数としてプロットし、時定数のエネルギー依存性に先行研究 (図 1 上) で見られたような折れ曲がりがあるかを見る。

3.2.2　スペクトル解析

作業仮説　Band 関数はの 2 つのべき α と β の値は、時間が変わっても変化しない。そのため、べき α の領域はスペクトルの形は変わらずにゆっくり減光する領域、べき β の領域はスペクトルの形は変わらずにすばやく減光する領域といえる。すなわち、この 2 つの領域ではそれぞれエネルギーごとに時定数の変動がないといえる。一方 E_c の近傍では、時間の経過に従って E_c が左に遷移することでスペクトルの形が変化し、エネルギーごとに時定数の変動が起こる。ここから、$E-\tau$ プロットを考えると、時定数の変動が大きい領域と時定数の変動が少ない領域がつながって、折れ曲がりができる。

時間分解スペクトル　スペクトルを時間分解することにより、Band 関数の E_c がどのように移り変わるかを見る。GRB240912A、GRB241030A のそれぞれについて、統計量が各区間で同程度になるように以下の通りに区間を設定する。

	interval1	interval2	interval3	interval4
GRB240912A	140-146 s	140-158 s	158-176 s	176-200 s
GRB241030A	172-175 s	175-178 s	178-182 s	

表 1: 各イベントにおける減光区間の秒数

次に、結果の検証の仕方を説明する。図 2 は、帯域別ライトカーブから得た $E-\tau$ プロットと時間分解スペクトルから得られた $E-c$ の移り変わりを重ねたものである。青い縦の線が E_c を表していて、薄い色の四角の縦は interval の区間、横は E_c の 90%信頼区間を表している。図 2 のように時定数の変動の大きい部分 (プロットの傾きが急な部分) と E_c の移り変わりが一致していれば、折れ曲がりが Band 関数の時間変動で説明できたとする。ただし、縦軸は光度曲線でみた減光時定数と、スペクトルを時分割したときの時間スケールどうしの比較なので、厳密には一致しない。ここでは、interval の開始時刻のピークからのオフセットを考慮して重ねることとする。

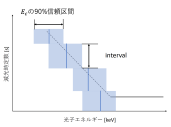


図 2: $E-\tau$ グラフの見本（藤森 2020）

3.3　解析結果

3.3.1　GRB240912A

GRB240912A の BAT のトリガーから 140-200s の区間は純粋な指数関数で減光している。

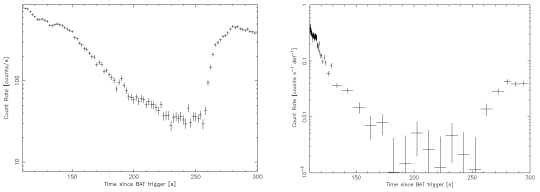


図 3: GRB240912A のライトカーブ。XRT 帯域 (左) と BAT 帯域 (右)

以下に時間分解スペクトルの Band 関数フィッティングと $E-\tau$ グラフ上での $E-c$ の移り変わりの結果を示す。XRT 帯域ではカウント数が少なかったため、BAT 帯域のみでフィッティングを行った。

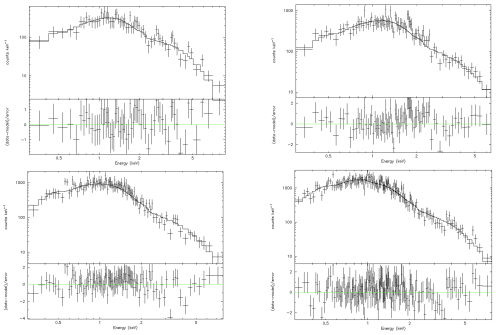


図 4:　GRB240912A の時間分解スペクトル。interval1(左上)、interval2(右上)、interval3(左下)、interval4(右下)

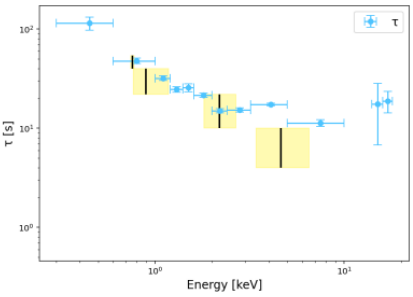


図 5: GRB240912A の $E-\tau$ プロットと E_c の遷移

図 5 から、時定数のエネルギー依存性に折れ曲がりがあり、Ec とと時定数が変化する帯域がが重なっていることがわかる。ここで、interval1 の開始時刻のピークからのオフセットは 4 秒とした。

3.3.2 GRB241030A

GRB241030A は BAT のトリガーから 172-182s の区間は純粋な指数関数で減光している。

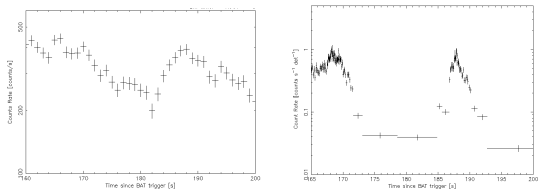


図 6: GRB241030A のライトカーブ。XRT 帯域 (左) と BAT 帯域 (右)

以下に時間分解スペクトルの Band 関数フィッティングと $E-\tau$ グラフ上での $E-c$ の遷移の結果を示す。

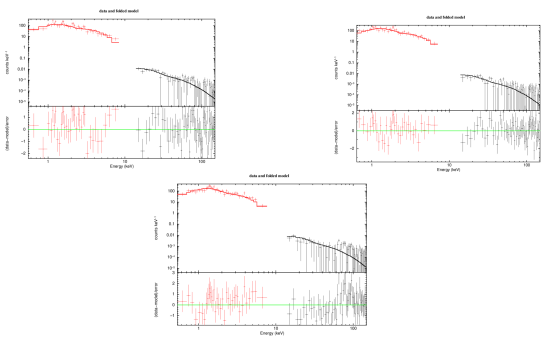


図 7: GRB241030A の時間分解スペクトル。interval1(左上)、interval2(右上)、interval3(下)

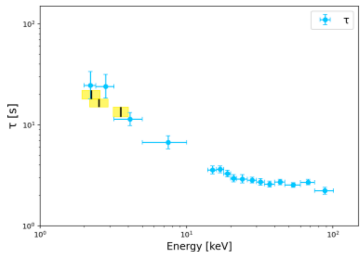


図 8: GRB241030A の $E-\tau$ プロットと E_c の遷移

図 8 から、時定数のエネルギー依存性に折れ曲がりがあり、Ec と時定数が変化する帯域が重なっていることがわかる。ここで、interal1 の開始時刻のピークからのオフセットは 12 秒とした。

4 議論

本研究で調査した GRB240912A、GRB241030A はともに先行研究と同様に時定数のエネルギー依存性に折れ曲がりが見つかり、そのふるまいは Band 関数で説明できたと言える。よって、時定数のエネルギー依存性が、Band 関数型のエネルギースペクトルと対応した、放射機構によるものであることが強く示唆された。Band 関数型のエネルギースペクトルの起源については、様々な議論がある。たとえば、Zhao et al.(2014) は、ジェット中の衝撃波で形成される非一様な磁場を想定し、さまざまな特徴周波数をもつシンクロトロン放射の積分として、Band 関数型のスペクトルを再現することに成功している。このときシンクロトロン放射強度と特徴周波数は、シンクロトロン冷却にともなって、(2) 式で示されるような指数関数的な減光とより低エネルギー帯への遷移を同時に示すことが期待される。この描像は、本研究でも確認された減光時定数のエネルギー依存性とその帯域に一致した Band 関数型のスペクトルの折れ曲がり帯域の遷移を自然に説明できる可能性がある。すなわち、今回扱った 2 つの GRB は磁場が空間的に非一様な分布をしている領域からの放射と考えて矛盾しない。

参考文献

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

Zhao, Li, Liu, Zhang, Bai,&Meszaros, 2014,Apj, 780:12

勝倉大輔, 2020, 埼玉大学博士論文

藤森愛梨沙, 2022, 埼玉大学卒業論文

——index へ戻る

CK-09

連星中性子星合体のスペクトル解析による重元素生成量の制限

東北大学
松林　優太

連星中性子星合体のスペクトル解析による重元素生成量の制限

松林 優太 (東北大学大学院 理学研究科)
田中 雅臣、藤林 翔、和南城 伸也 (東北大学)

Abstract

2017 年に観測された連星中性子星合体 GW170817 に付随して観測された Kilonova (AT2017gfo) のスペクトルでは r-process によって生成された Sr、La、Ce の重元素が同定されている (Watson et al. 2019; Domoto et al. 2022)。しかし、それらの元素がどれだけ生成されたかの定量的な情報や、ejecta の密度分布や温度、電子密度のパラメータが元素の生成量の推定に与える定量的な影響は不確かである。そこで本研究では、観測スペクトルをもとに、幅広いパラメータのもとで質量割合を推定し、元素合成を検証した。まず、Kilonova のスペクトルに見られる Sr II、La III、Ce III の吸収プロファイルから、Sobolev optical depth で吸収の深さを定量化した。次に、LTE 近似のもとで、これらの吸収の深さを説明するために必要な質量割合 $X_{\rm Sr}$, $X_{\rm La}$ の推定を行った。その結果、合体後 2.4 日から 4.4 日にかけて見られる吸収の深さを説明するには $X_{\rm Sr} > X_{\rm La}$ である必要があることがわかった。さらに、連星中性子星合体の元素合成計算結果 (Fujibayashi et al. 2023) と比較すると、観測スペクトルから推定された質量割合の組成分布は重元素の生成量が少ない post-merger ejecta で予想される質量割合組成分布と整合的であることがわかった。

1 Introduction

Fe よりも重い元素を生成する過程のうち、中性子を急速に捕獲し、その後のベータ崩壊によって重元素を生成する過程を r-process という (Lattimer & Schramm 1974; Eichler et al. 1989; Freiburghaus et al. 1999)。この r-process によって生成される元素 (r-process 元素) は、その起源天体や生成環境については依然として多くの議論が続いているが、現在、連星中性子星合体が主要な生成源と考えられている (Symbalisty & Schramm 1982)。この合体で放出される物質には、0.1c を超える速度で放出される中性子過剰な dynamical ejecta (e.g., Rosswog et al. 1999; Hotokezaka et al. 2013; Sekiguchi et al. 2015) と、0.1c よりも遅い速度で放出される中性子過剰度が低い post-merger ejecta (e.g., Fernández & Metzger 2013; Just et al. 2015; Fujibayashi et al. 2020) の 2 種類がある。

2017 年に検出された連星中性子星合体 (GW170817; Abbott et al. 2017a) では電磁波放射 Kilonova (AT2017gfo; Abbott et al. 2017b) が観測され、スペクトルから Sr (Watson et al. 2019)、La、Ce (Domoto et al. 2022) の r-process 元素が同定された。ただし、これらの元素がどれだけ生成されたかの定量的な情報は不確かである。Domoto et al. (2022) や Vieira et al. (2023) などでは、密度構造や温度などを固定して輻射輸送計算が行われており、これらのパラメータが、推定される質量割合に与える影響については定量的な議論がなされていない。そのため、推定された重元素の質量割合が唯一の解であるという保証はない。このことから、本研究では観測スペクトルをもとに、幅広いパラメータの下で質量割合の推定を試みる。

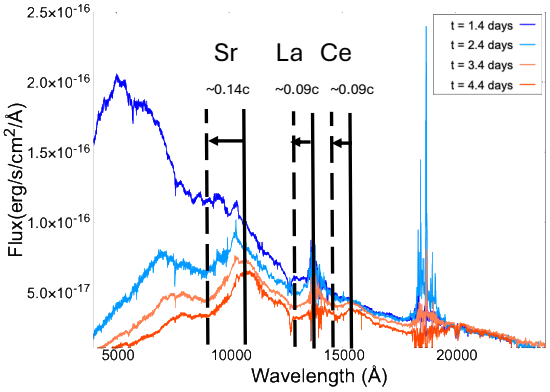


図 1: AT2017gfo のスペクトルデータ (Pian et al. 2017)。

2 Methods

本研究では、AT2017gfo のスペクトルに見られる Sr II、La III、Ce III の各吸収プロファイルに対して、Sobolev optical depth を用いて吸収の深さを定量化した。その後、LTE 近似を用いて吸収の深さを説明するために必要な質量割合を推定した。その際、温度 T と電子密度 n_e、密度構造 $\rho \propto r^{-n}$ の冪指数 n をパラメータとした。また、この解析を合体後 2.4 日から 4.4 日までのスペクトルに対して行い、元素合成を検証した。

2.1 P-Cygni プロファイルの計算

速度を持った ejecta 中に存在するイオンが束縛-束縛遷移を行うとき、イオンは自身の静止系で吸収・再放射を行うため、観測者系から見ると、吸収する波長が静止波長からずれる (Jeffery 1993; Kasen et al. 2002)。これによって、輝線は静止波長に、吸収はそれよりも blue shift された波長域で観測される (P-Cygni プロファイル)。観測スペクトルから P-Cygni プロファイルを取り出すために、黒体輻射スペクトルを連続光として、観測されたフラックスとの比を取った。取り出した Sr II、La III、Ce III の吸収放射プロファイルに対して、P-Cygni プロファイルを計算するコードを作成し (Kasen et al. 2002)、各ラインの吸収の深さを計算した。

吸収の深さは空間の各点で定義される Sobolev optical depth (Sobolev 1960)

$$\tau_{\rm Sob} = \frac{\pi e^2}{m_e c} n_{\rm ion,low} f \lambda t \tag{1}$$

で定量化した (e は素電荷、m_e は電子質量、c は光速、$n_{\rm ion,low}$ は束縛遷移の下準位の準位占有数、f は吸収の強さを表す振動子強度、λ は束縛遷移の静止波長、t は ejecta が放出されてからの時間)。Sobolev optical depth の空間分布は、$r_{\rm ph}$ を光球半径、光球中心からの距離を r として、

$$\tau_{\rm Sob}(r) = \tau_{\rm Sob}(r_{\rm ph}) \left(\frac{r}{r_{\rm ph}}\right)^{-m} \tag{2}$$

と仮定した (Jeffery 1993)。本研究では、観測された Sr II の吸収プロファイルの形状を再現する冪指数 $m = 3$ が適切であると判断した。この空間分布のもとで、Sr II、La III、Ce III の吸収の形状と最も近い形状を持つ P-Cygni プロファイルを計算した (図 2)。

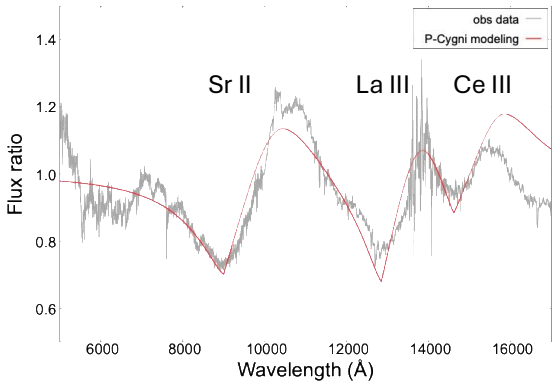


図 2: 連続光を引いた観測スペクトルと P-Cygni プロファイルの計算結果の比較

2.2 Sr、La、Ce の質量割合の推定

Section 2.1 で得られた各ラインの吸収の深さ $\tau_{\rm Sob}$ から LTE を仮定して、吸収の深さを再現するために必要な各元素の質量割合 $X_{\rm Element}$ を推定した。$\tau_{\rm Sob}$ と $X_{\rm Element}$ の関係は、Saha の式から求められるイオン化割合 $f_{\rm ion}$ と Boltzmann 因子 $\exp\left(-\frac{E_{\rm ex}}{k_B T}\right)$ の寄与により、

$$\tau_{\rm Sob} \propto X_{\rm Element} f_{\rm ion} \exp\left(-\frac{E_{\rm ex}}{k_B T}\right) \tag{3}$$

となる ($E_{\rm ex}$ は励起エネルギー、k_B はボルツマン定数)。つまり、Sr II、La III、Ce III の各ラインの吸収の深さ $\tau_{\rm Sob}$ に対して、T と n_e を指定すれば、吸収の深さを説明するために必要な質量割合 $X_{\rm Sr}$、$X_{\rm La}$、$X_{\rm Ce}$ を推定できる。

なお、本研究で用いるラインや原子及びイオンの情報は、Kramida et al. (2024) や Domoto et al. (2022) を参照した。$X_{\rm La}$ と $X_{\rm Ce}$ は同じ温度依存性を示すため、以降の議論では $X_{\rm Sr}$ と $X_{\rm La}$ のみを扱い、$X_{\rm Ce}$ は扱わずに議論を進める。

2.3 Ejecta の温度構造と時間進化

観測されたスペクトルより、La と Ce の line forming layer (0.09c) は Sr の line forming layer (0.14c) よりも内側に位置していることがわかっている (図 1)。そのため、La と Ce の line forming layer の温度 $T_{\rm La}$ は、Sr の line forming layer の温度 $T_{\rm Sr}$ よりも高いこ

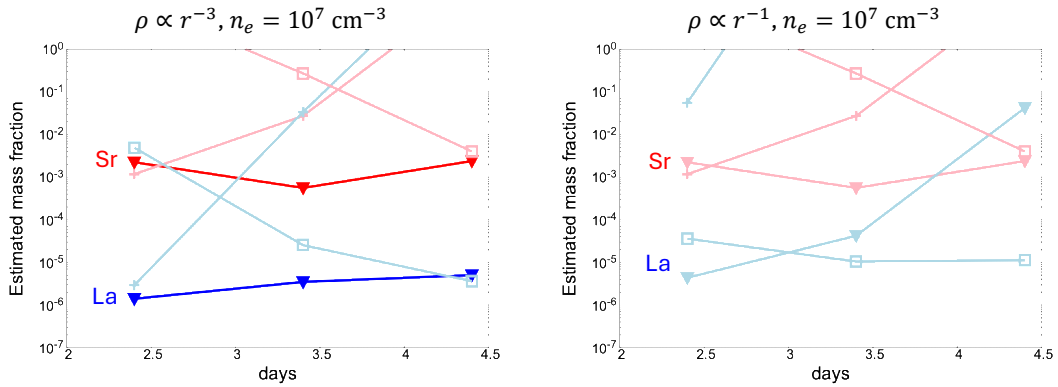


図 3: スペクトルに見られる Sr II および La III の吸収の深さを説明するために必要な質量割合 X_{Sr}（赤線）と X_{La}（青線）の推定結果。合体後 2.4 日から 4.4 日までの時間範囲で評価を行った。点の種類は $T_{2.4,\mathrm{Sr}}$ に対応しており、十字・三角・四角はそれぞれ 2800、4500、6800 K の結果である。2.4 日から 4.4 日までの X_{Sr} と X_{La} の推定値がどちらも 10 倍以上変化しないものを濃い色で示した。

とが想定される。また、時間進化に伴い、ejecta は膨張するため両者の温度は下がっていく。

これらの温度を関係づけるために、radiation dominant な系で radioactive heating が radiative cooling よりも十分効いているという仮定のもとでエネルギーの時間発展式を解くと (Kawaguchi et al. 2016)、$aT^4 \propto \dot{\epsilon}\rho t$ (a は輻射定数、$\dot{\epsilon} \propto t^{-1.2}$ は比加熱率; Metzger et al. 2010; Kawaguchi et al. 2016) となり、異なる line forming layer、異なる時間の温度の関係は $T \propto (\dot{\epsilon}\rho t)^{\frac{1}{4}}$ となる。ここで密度構造を $\rho \propto r^{-n} \propto v^{-n}t^{-3}$ と与えると、$T \propto v^{-\frac{n}{4}}t^{-\frac{3.2}{4}}$ となることがわかる。本研究では、密度構造の冪指数は $1 \leq n \leq 3$ の範囲で計算した。

3 Results

図 3 は、吸収の深さを説明するために必要な質量割合を、合体後 2.4 日から 4.4 日にわたって推定した結果である。ただし、電子密度 n_e を $10^6 \sim 10^8\ \mathrm{cm}^{-3}$ の範囲で、合体後 2.4 日における Sr の line forming layer の温度 $T_{2.4,\mathrm{Sr}}$ を 2000 $\sim$ 7000 K の範囲で推定を行った。

図 1 より、合体後 2.4 日から 4.4 日まで Sr II、La III、Ce III の blue shift 速度はいずれも大きく変わっていないため、3 日間現れている吸収は同じ line forming layer によって形成されており、推定される質量割合 X_{Sr}, X_{La} のいずれかが 10 倍以上変化する推定結果は不適切であると判断できる。

密度構造 $\rho \propto r^{-3}$ の場合、推定される X_{Sr} と X_{La} の両者が一定であるような解が存在する (図 3 左の三角)。一方、密度構造 $\rho \propto r^{-1}$ の場合、推定される X_{Sr} が 3 日間を通してほぼ一定であるような温度でも、推定される X_{La} が急激に変化してしまう (図 3 右の三角)。これは時間とともにイオン化度が大きく変わるためである。$\rho \propto r^{-1}$ の場合は密度構造が平坦なため、Sr の line forming layer の温度と La の line forming layer の温度が近い値になる。このもとでは、La III のイオン化割合が時間とともに低下するため、それらの吸収を説明するために必要な推定 X_{La} が多く要求されてしまう。一方で、密度構造 $\rho \propto r^{-3}$ の場合は、イオン化度がほぼ一定に保たれ、推定する質量割合がほぼ一定になる温度が存在することがわかった。

また、このとき、合体後 2.4 日から 4.4 日のスペクトルに見られる Sr II と La III の吸収の深さを説明するために必要な質量割合の関係は、$X_{\mathrm{Sr}} > X_{\mathrm{La}}$ であることがわかった。

4 Discussion

図 4 に、Section 3 で推定された X_{Sr} と X_{La} を連星中性子星合体の元素合成計算の結果 (Fujibayashi et al. 2023) と比較した結果を示す。元素合成計算の結果は、dynamical ejecta の質量割合の組成分布

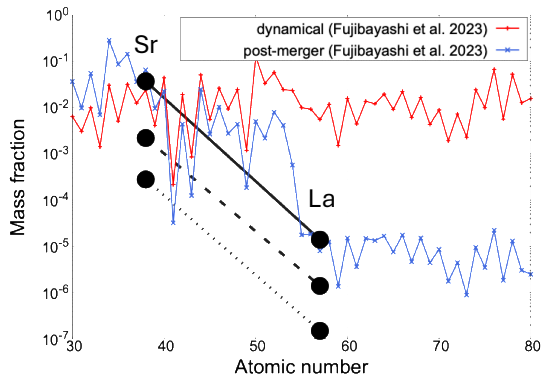


図 4: 観測スペクトルに見られる吸収の深さを説明するために必要な質量割合の推定結果 (黒線、図 3) と元素合成計算の結果 (色線、 Fujibayashi et al. 2023) の比較。線種は電子密度 n_e に対応しており、実線・波線・点線はそれぞれ 10^6、10^7、10^8 cm^{-3} の結果を示す。

(赤線) と、post-merger ejecta の質量割合の組成分布 (青線) を示した。dynamical ejecta は、比較的中性子過剰な ejecta であり、r-process がよく進むので、原子番号の大きな元素が多く生成され、$X_{\rm Sr} \sim X_{\rm La}$ となる。一方で、post-merger ejecta は、中性子過剰度が低い ejecta であるので、$X_{\rm Sr} > X_{\rm La}$ となる。観測スペクトルから推定した質量割合の組成分布は $X_{\rm Sr} > X_{\rm La}$ であり、post-merger ejecta で予想される質量割合の組成分布と整合的であることがわかった。

5 Conclusion

本研究は、Kilonova (AT2017gfo) の観測スペクトルを用いて、r-process 元素の起源候補である連星中性子星合体における元素合成を検証した。まず、合体後 2.4 日から 4.4 日の観測スペクトルに見られる Sr II、La III、Ce III に見られる各吸収プロファイルに対して、Sobolev optical depth を用いて吸収の深さを定量化した。次に、LTE 近似のもとで、吸収の深さを説明するために必要な質量割合を推定した。その際、温度 T と電子密度 n_e、密度構造 $\rho \propto r^{-n}$ の冪指数 n を変化させ、幅広いパラメータ範囲で、元素合成を検証した。

その結果、観測スペクトルに見られる Sr II と La III の吸収の深さを説明するために必要な質量割合の関係は、$X_{\rm Sr} > X_{\rm La}$ となることがわかった。その際、密度構造が $\rho \propto r^{-3}$ の場合に、イオン化度がほぼ一定に保たれ、推定する質量割合がほぼ一定になる温度が存在することがわかった。

さらに、観測スペクトルから得られた質量割合の推定値は連星中性子星合体の元素合成計算の結果 (Fujibayashi et al. 2023) と比較すると、post-merger ejecta で予想される質量割合の組成分布と整合的であることがわかった。

Reference

Abbott, B. P. et al. 2017a, PhRvL, 119, 161101

—. 2017b, ApJL, 848, L12

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

Eichler, D. et al. 1989, Nature, 340, 126

Fernández, R. & Metzger, B. D. 2013, MNRAS, 435, 502

Freiburghaus, C. et al. 1999, ApJL, 525, L121

Fujibayashi, S. et al. 2023, ApJ, 942, 39

—. 2020, PhRvD, 101, 083029

Hotokezaka, K. et al. 2013, PhRvD, 87, 024001

Jeffery, D. J. 1993, ApJ, 415, 734

Just, O. et al. 2015, MNRAS, 448, 541

Kasen, D. et al. 2002, ApJ, 565, 380

Kawaguchi, K. et al. 2016, ApJ, 825, 52

Kramida, A. et al. 2024, NIST, NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.12)

Lattimer, J. M. & Schramm, D. N. 1974, ApJL, 192, L145

Metzger, B. D. et al. 2010, MNRAS, 406, 2650

Pian, E. et al. 2017, Nature, 551, 67

Rosswog, S. et al. 1999, A&A, 341, 499

Sekiguchi, Y. et al. 2015, PhRvD, 91, 064059

Sobolev, V. V. 1960, Moving Envelopes of Stars

Symbalisty, E. & Schramm, D. N. 1982, Astrophys. Lett., 22, 143

Vieira, N. et al. 2023, ApJ, 944, 123

Watson, D. et al. 2019, Nature, 574, 497

——index へ戻る

CK-10

連星中性子星合体による放出物質中のヘリウムとストロンチウムに対する Non-LTE 電離モデル

東北大学
千葉　公哉

連星中性子星合体による放出物質中のヘリウムとストロンチウムに対する Non-LTE 電離モデル

千葉 公哉 (東北大学大学院 理学研究科天文学専攻)

Abstract

連星中性子星合体によって放出された物質は、可視光線域・近赤外線域で明るい電磁波放射（“キロノバ”）を引き起こすと考えられる。重力波イベント GW170817 の検出に伴って観測されたキロノバ AT2017gfo の合体後数日のスペクトルには、P-Cygni プロファイルの特徴を持った強い吸収線が 1 μm 付近に見られる。この吸収線に寄与している元素の候補として、ヘリウムおよびストロンチウムが提案されている。我々は高エネルギー電子による電離を考慮した Non-LTE 電離モデルをヘリウムとストロンチウムに対して構築し、観測された吸収線強度を再現するのに必要となる各元素の外層質量を推定した。その結果、ストロンチウムに対する Non-LTE 電離モデルの重要性を明らかにした。また、GW170817 において、光速の約 15%以上の速度を持つ放出物質中に、少なくとも一方の元素が太陽質量の 0.01-0.1%程度存在していなければならないことが分かった。

1 Introduction

宇宙における重元素の起源、特に、速い中性子捕獲反応（r 過程）によって合成されると考えられている金やプラチナ、レアアースの起源は未だ明らかになっていない。近年、r 過程によって合成される元素（r 過程元素）の起源として、連星中性子星の合体現象が有力視されている。2 つの中性子星が合体する際、放出される物質中で r 過程が起こり得る。その後、合成された元素の放射性崩壊によって加熱された放出物質は、可視光線域・近赤外線域で明るい電磁波放射（“キロノバ”）を引き起こすと考えられる。2017 年、連星中性子星合体からの重力波（GW170817）の検出に伴い、実際にキロノバ（AT2017gfo）が観測された。その明るさおよび色の時間発展は、合体による放出物質の中で r 過程元素合成が確かに起こったことを示唆している。

合体後数日の AT2017gfo のスペクトルには、1 μm 付近に P-Cygni プロファイルの特徴を持った強い吸収線が見られる。局所熱平衡（LTE）を仮定した電離モデルを考えると、一階電離したストロンチウム（Sr II）がこの吸収線に寄与し得ることがこれまでの研究によって明らかになった (Watson et al. 2019)。一方で、r 過程元素の放射性崩壊に由来する高エネルギー電子による非熱的な電離を考慮することで、中性ヘリウム（He I）も吸収線に寄与し得る可能性が指摘されている (Tarumi et al. 2023)。

そこで、我々は高エネルギー電子による電離を考慮した Non-LTE 電離モデルをヘリウムとストロンチウムに対して構築した。ストロンチウムにおいても Non-LTE 電離モデルが重要であることを明らかにするとともに、観測された吸収線強度を再現するために必要な各元素の外層質量を Non-LTE 電離モデルに基づいて推定した。

2 Methods

2.1 放出物質モデル

本研究では、Tarumi et al. (2023) と同様の放出物質モデルを仮定した。以下、その概略を述べる。

放出物質は球対称で一様膨張するものとして、密度プロファイルを次のように仮定した：

$$\rho(v,t) = \begin{cases} \rho_0 (v/v_0)^{-5} (t/t_0)^{-3} & (0.1 \leq v/c \leq 0.5) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \tag{1}$$

ここで、ρ_0 は放出物質の総質量 $M_{\rm ej}$ が $0.04\,{\rm M}_\odot$ となるように定めた。

また、速度 $v_{\rm ph}$ で膨張し、共動系で温度 T_0 の黒体放射をする光球面を考え、スペクトルの連続光成分は光球面から放射されていると仮定する。以下、熱

的自由電子の電子温度は T_0 と等しいと仮定し、光球面での電離状態のみを議論する。

2.2 Non-LTE 電離モデル

2.2.1 高エネルギー電子（非熱的電子）による電離

連星中性子星合体の放出物質中には、合成された r 過程元素の放射性崩壊に由来する高エネルギー電子が飛び交っていると考えられる。キロノバの輻射温度が 0.1−1 eV であるのに対し、高エネルギー電子のエネルギースケールは keV − MeV である。そのため、高エネルギー電子による電離によって放出物質の電離状態は LTE からずれることが予想される（以下、高エネルギー電子を非熱的電子と呼び、「非熱的電子による電離」を単に「非熱的電離」と呼ぶ)。

非熱的電子のエネルギー全体のうち、典型的には数%がイオンの電離に使われることが知られており、具体的な値は Spencer-Fano 方程式を解くことで評価することができる (Spencer & Fano 1954; Kozma & Fransson 1992)。こうした結果は便宜上、「非熱的電子のエネルギーを使って電離するために実効的に必要なエネルギー」として、“イオン i の有効イオン化ポテンシャル w_i” と表される。

以上より、「単位時間あたりに非熱的電子がイオン i を電離する数」として、非熱的電離の割合を次のように表すことができる (Tarumi et al. 2023)：

$$\beta_i = \frac{\dot{q}}{w_i}. \tag{2}$$

ここで、$\dot{q} = 1.0 t_{\rm day}^{-1.3}\,{\rm eV\,s^{-1}}$ は単位時間あたり・イオン 1 つあたりに、β 崩壊で解放される非熱的電子のエネルギー (Hotokezaka & Nakar 2020) である。本研究では、ヘリウムおよびストロンチウムにおける各イオンの有効イオン化ポテンシャルとして、Tarumi et al. (2023, Appendix A) の値を用いる。

2.2.2 ヘリウム

ヘリウムの原子モデルとして、計 21 個の状態からなる系（微細構造を無視した主量子数 $n = 4$ までの He I 束縛状態 19 個、He II および He III の基底状態各 1 個）を考えた。各状態間に対して、輻射性・電子衝突性の電離、再結合および束縛-束縛遷移を考慮するとともに高エネルギー電子による非熱的な電離も同時に取り扱った。各原子データについて、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-束縛遷移およびエネルギー準位に関するデータ、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。

各状態間の遷移の釣り合いを考えることで、各状態の個数密度を求めることができる：

$$\sum_{i=1}^{21} \Lambda_{ji} n_i = 0 \quad (j = 1, 2, \ldots, 21). \tag{3}$$

ただし、Λ_{ji} は状態 i から状態 j に単位時間あたりに遷移する割合を表し、n_i は状態 i の個数密度である。

2.2.3 ストロンチウム

ストロンチウムのような重元素は多数の電子を持っており、その原子構造はヘリウムのような電子数の少ない元素のものと比べて非常に複雑である。そのため、精度および完全性の高い原子データが理論的にも実験的にも存在しておらず、ヘリウムのように各状態間の遷移を詳細に考えることは現実的ではない。

そこで本研究では、LTE における電離状態に対して非熱的電離を考慮した補正を行うことによって、Non-LTE 電離モデルを考えることにする。具体的には、LTE におけるイオン i とイオン $i+1$ の個数比 $\left(\frac{n_{i+1}}{n_i}\right)^*$ に対して以下のように補正した：

$$\frac{n_{i+1}}{n_i} = \left(\frac{n_{i+1}}{n_i}\right)^* + \frac{1}{n_e \alpha_i} \frac{\dot{q}_\beta}{w_i} \tag{4}$$

ここで、n_e は熱的自由電子の個数密度、α_i はイオン $i+1$ からイオン i への再結合係数である。α_i の具体的な値は、水素における値を補正して用いた (Bates et al. 1962)。

1 μm 付近の吸収線に関与する Sr II の状態は、基底状態から数 eV だけ高い励起状態であるため、Boltzmann 分布を仮定してよい。これらの計算に必要な輻射性束縛-束縛遷移およびエネルギー準位に関するデータは NIST ASD (Kramida et al. 2023) から取得した。

3 Observed feature

連星中性子星合体の放出物質のような膨張大気において、その大気に含まれる原子に由来する吸収線

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 (Sobolev 1960)：

$$\tau_{\rm sob} = \frac{\pi e^2}{m_e c} \lambda_{\rm l} f_{\rm l} t n_{\rm l}. \tag{5}$$

ここで、$\lambda_{\rm l}$ は遷移波長、$f_{\rm l}$ は遷移の振動子強度、t は合体からの経過時間、$n_{\rm l}$ は遷移の下準位の個数密度である。$\lambda_{\rm l}$ と $f_{\rm l}$ が原子物理学から定まり、t は観測から求められるものであるため、$\tau_{\rm sob}$ と $n_{\rm l}$ とが一対一に対応している。

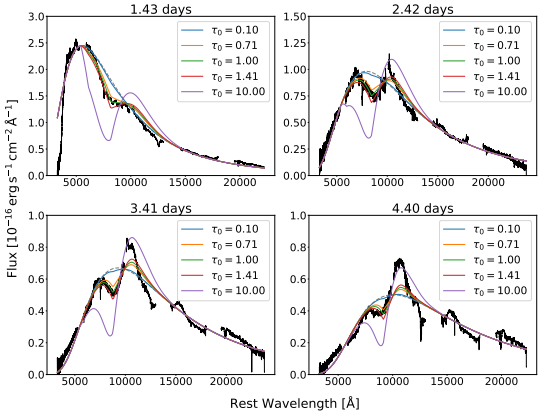


図 1: 1 μm 付近の P-Cygni プロファイルにおける観測スペクトルと理論曲線との比較。観測スペクトルは Pian et al. (2017); Smartt et al. (2017) から取得した。

AT2017gfo で観測された 1 μm 付近の吸収線強度を再現するために必要な $\tau_{\rm sob}$ の値を、Jeffery & Branch (1990) のモデルを用いた理論曲線と観測スペクトルとを比較することで調べた。$\tau_{\rm sob}(v) = \tau_0 (v/v_{\rm ph})^{-5}$ と仮定して、τ_0 を変化させたものを図 1 に示す。この結果から、観測された吸収線強度を再現するには $\tau_0 \approx 1$ でなければならないことが分かる (Tarumi et al. 2023)。以下、観測データを説明するための必要条件を $1/\sqrt{2} \leq \tau_0 \leq \sqrt{2}$ とする。

4 Results & Discussion

4.1 ストロンチウムの電離状態

$f_{\rm SrII}$ をストロンチウム全体に対する Sr II の割合としてとき、LTE の場合と非熱的電離を考慮した場合の比 $f_{\rm SrII}/f_{\rm SrII}^{\rm (LTE)}$ のことを Sr II の departure coefficient と呼ぶ。様々な電子温度・電子数密度における Sr II の departure coefficient を図 2 に示す。合体後数日の放出物質において、典型的な電子数密度は $10^7 - 10^8$ cm^{-3}、典型的な電子温度は 3000−4000 K である。このパラメータ範囲では、Sr II の departure coefficient は $10^{-4} - 10^{-2}$ 程度あることが分かる。これは、非熱的電離によってストロンチウムの電離度が引き上げられ、電離状態が LTE から大きくずれていることを意味している。

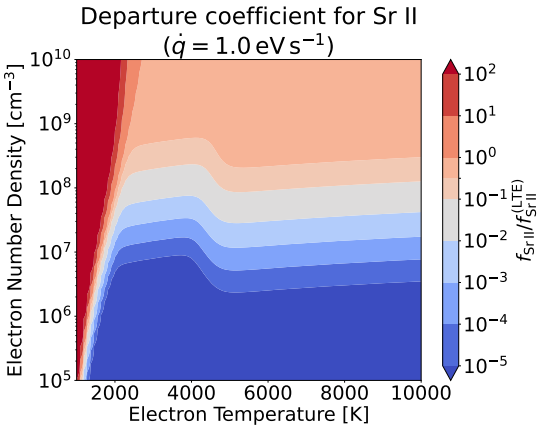


図 2: $\dot{q} = 1.0\,\mathrm{eV\,s^{-1}}$ における Sr II の departure coefficient のカラーマップ。

4.2 ヘリウムとストロンチウムの存在量

τ_0 としてヘリウム由来のものとストロンチウム由来のものとの合計を考え、$1/\sqrt{2} \leq \tau_0 \leq \sqrt{2}$ を満たす各元素の存在量を探査した。光球面における各元素の質量密度として整合的な範囲を図 3 に示す。このパラメータ範囲ではどちらの元素も他の波長域に強い吸収線を形成できないため、パラメータの縮退を解く情報を得られない。よって以下では、一方の元素が支配的な極限の振る舞いについて議論する。

ヘリウムが支配的な領域では、合体後 1.43 日から 2.42 日にかけて、推定される質量密度が時間が経つにつれて大きく減少している。これは、Sneppen et al. (2024) でも述べられているように、ヘリウムの励起状態からの光電離の割合がこの期間の輻射温度（3000−4000 K）の変化に敏感だからである。

一方、ストロンチウムが支配的な領域に目を向けると、LTE の場合（破線）と Non-LTE の場合（実線）とで推定される質量密度が約 2 桁異なっていることが分かる。上述した非熱的電離による電離度の

上昇に応じて、吸収線強度を再現するために必要なストロンチウムの全体量が大きくなるためである。

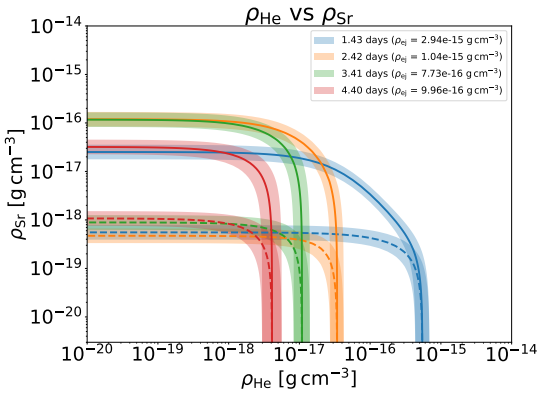


図 3: 観測データから推定される、ヘリウムおよびストロンチウムの光球面での質量密度。凡例の $\rho_{\rm ej}$ は、光球面の全質量密度を表す。ストロンチウムの電離モデルに対して、LTE の場合（破線）と Non-LTE の場合（実線）とをそれぞれ描画している。帯は $1/\sqrt{2} \leq \tau_0 \leq \sqrt{2}$ に由来する。

これらの結果を受けて、観測された吸収線強度を再現するのに必要となる各元素の外層質量（光球面の外側にある放出物質の質量）の上限値を図 4 に示す。これらの上限値は、観測された吸収線強度を各元素のみで再現するために必要な外層質量である。図 3 で示されているように、合体後 1.43 日以外は各元素の支配的な領域が鋭く変化するため、少なくとも片方の元素が上限値近くの外層質量を持っていなければならないことが分かる。光球面が最も内側にある合体後 4.40 日後に着目すると、光速の約 15%以上の速度を持つ放出物質中に、少なくとも一方の元素が太陽質量の 0.01-0.1%程度存在していなければならないと考えられる。

5 Conclusion

AT2017gfo の合体後数日のスペクトルには、P-Cygni プロファイルの特徴を持った強い吸収線が 1 μm 付近に見られる。我々は、高エネルギー電子による電離を考慮した Non-LTE 電離モデルをヘリウムとストロンチウムに対して構築した。その結果、これまでの多くの研究で LTE を仮定した電離モデルで取り扱われてきたストロンチウムに関して、ヘリウム

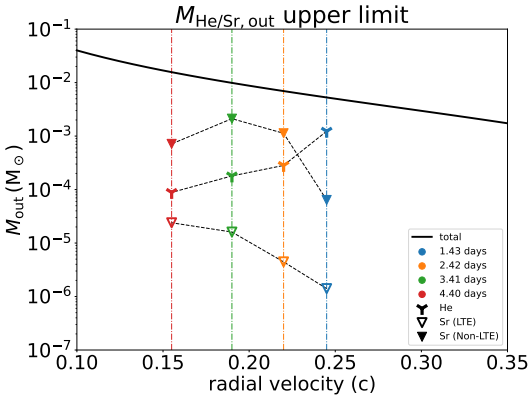


図 4: 各元素の外層質量の上限値。垂直線は各時刻での光球面の速度を表す。全外層質量を黒実線で示す。

と同様、非熱的電離を考慮した Non-LTE 電離モデルを考える必要があることが分かった。

また、構築した Non-LTE 電離モデルをもとに、観測された吸収線強度を再現するのに必要となる各元素の外層質量を推定した。その結果、GW170817 において、光速の約 15%以上の速度を持つ放出物質中に少なくとも一方の元素が太陽質量の 0.01-0.1%程度存在していなければならないことが分かった。

Reference

Bates, D. R. et al. 1962, Proceedings of the Royal Society of London Series A, 267, 297

Hotokezaka, K. & Nakar, E. 2020, ApJ, 891, 152

Jeffery, D. J. & Branch, D. 1990, in Supernovae, Jerusalem Winter School for Theoretical Physics, ed. J. C. Wheeler, T. Piran, & S. Weinberg, Vol. 6, 149

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.

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

Pian, E. et al. 2017, Nature, 551, 67

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

Smartt, S. J. et al. 2017, Nature, 551, 75

Sneppen, A. et al. 2024, A&A, 692, A134

Sobolev, V. V. 1960, Moving Envelopes of Stars

Spencer, L. V. & Fano, U. 1954, Physical Review, 93, 1172

Tarumi, Y. et al. 2023, arXiv e-prints, arXiv:2302.13061

Watson, D. et al. 2019, Nature, 574, 497

——index へ戻る

CK-11

WZ Sge 型矮新星 GOTO065054.49+593624.51 の進化経路に関する観測的研究

京都大学
保家　大将

WZ Sge 型矮新星 GOTO065054.49+593624.51 の進化経路に関する観測的研究

保家 大将 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

白色矮星を主星としてロッシュローブを満たす伴星からなる近接連星系を激変星と呼ぶ。伴星から主星にガスが輸送されることで白色矮星周辺に降着円盤が形成されており、この降着円盤が不安定になることでアウトバーストを示す天体を特に矮新星と呼ぶ。今回はそのサブタイプである WZ Sge 型矮新星について観測を行った。WZ Sge 型矮新星では数年から数十年の間隔でスーパーアウトバーストと呼ばれる増光がおこり、また減光後すぐに明るくなる再増光という現象がよく見られる。

WZ Sge 型矮新星は、その光度曲線のスーパーアウトバーストや再増光の特徴から 5 つのタイプに分けることが出来る。このタイプ分類は、軌道周期や連星質量比といった連星パラメータと相関があることが経験的に知られている。

しかし、相関をもつ物理的由来、再増光を引き起こすメカニズムはまだ解明されていない。よって、各天体の再増光の振る舞いや、それらの天体の連星パラメータを調べることは重要となる。我々は 2024 年 10 月にスーパーアウトバーストを起こした WZ Sge 型矮新星 GOTO0650+5936 について国際的な観測ネットワーク VSNET を通じた観測を実施し、解析により連星パラメータを推定した。WZ Sge 型矮新星ではスーパーハンプと呼ばれる軌道周期よりも数%長い周期の光度変動が起こることが判明しており、スーパーハンプ周期と質量比には相関があることが潮汐不安定性モデルによって理解されている。GOTO0650+5936 ではスーパーハンプ周期を 0.063231(21) 日と見積もり、本天体の質量比を q=0.073(9) と推定した。この解析により、本天体が複数の再増光を示すタイプ B かつスーパーアウトバースト中に減光を挟むタイプ E という 2 種類の再増光タイプを同時に持つ天体であり、このことから GOTO0650+5936 はタイプ B からタイプ E へと進化するフェーズにある珍しい天体であることが示唆された。

1 Introduction

主星を白色矮星、伴星をロッシュローブをみたす低温星からなる近接連星系で伴星からの質量輸送で降着円盤が形成されているものを激変星とよぶ。今回観測を行った天体はそのサブタイプの WZ Sge 型矮新星である。WZ Sge 型矮新星は数年から数十年の間隔で 6 8 等ほどの増光を示す、スーパーアウトバーストと呼ばれる現象があり、これは円盤の潮汐不安定性によって引き起こされる。 この時スーパーハンプという周期が 0.06 日ほど、振幅が 0.1 mag ほどの周期変動がみられる。この周期変動を解析することで軌道周期や質量比を推定できる。

また WZ Sge 型矮新星には減光後、静穏期に戻る前にすぐ明るくなる再増光という現象が見られ、これは円盤の熱不安定が原因で引き起こされる。

この WZ Sge 型矮新星の光度曲線のスーパーアウトバーストや再増光の特徴から更に 5 つのタイプに分類できる。このタイプ分類は軌道周期や質量比といった連星パラメータに相関があることが経験的に知られている。タイプ別に軌道周期-質量比の図に書いたものが (図 1) であり、光度曲線の進化は C → D → A → B → E と予測されている。

2 Observations

今回観測を行った天体 GOTO065054.49+593624.51 は 2024 年 10 月 4 日に GOTO グループによってアウトバーストが発見された。その光度曲線を VSNET,VSOLJ,AAVSO,LCO,ZTF の可視測光データをもとに描いた。(図 2)

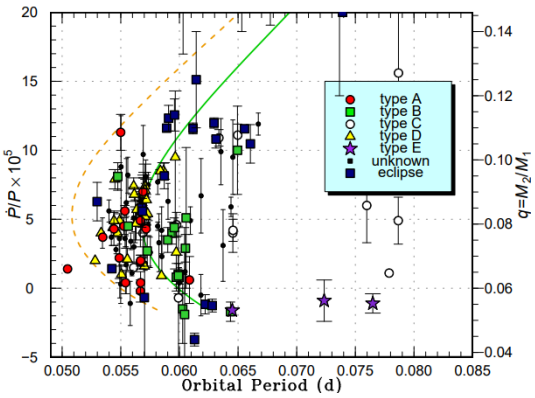


図 1: 軌道周期-質量比 マッピング
緑の線が観測と best fit させた進化経路
Kato et al. (2017) より引用

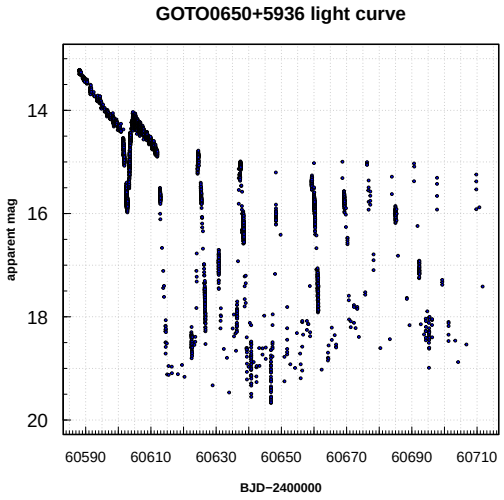


図 2: GOTO0650+5936 の光度曲線

3 Results

光度曲線をみるとスーパーアウトバースト中 (BJD = 2460602) に dip を挟んだことからまず typeE と判定された。その後スーパーアウトバーストが終了し (BJD = 2460612) 減光後、複数回の再増光を示したことから typeB の特徴をもつことも示された。ただし再増光が異様に多く長期間にわたっていることから単に typeB から typeE へと遷移している天体なのか、もしくは特殊な進化経路に位置する天体なのかということが疑われた。

4 Analysis

4.1 O-C 解析

スーパーハンプの周期はアウトバーストを通して変化することが知られている。その変化を光度の極大時刻に注目し、観測時刻から予報時刻を引き、周期の変動を可視化したものを O-C 図で表す。
極大の予報時刻は $T_{max} = T_0 + P \times E$ (T_0 は最初の極大時刻、P はある仮定した軌道周期、E は周期の何周目かを表す) で表せ、今回の O-C では $T_0 = 2460587.9665664, P = 0.0631904$ とした。GOTO0650+5936 の O-C 図 (図 3) をみると BJD = 2460604 以降がデータが多くそろっており、データのクオリティが高いといえる。この範囲で考えると BJD = 2460604 付近で amplitude が極大を迎えていることから BJD = 2460604 から BJD = 2460611 をスーパーハンプの stage B の範囲内と考えた。スーパーハンプの stage B では O-C は曲線を描いており、これは周期が変動していることを表している。この曲線部分を $T_{max} = T_0 + P_{sh}E + \dot{P}E^2$ の二次関数でフィッティングすることによりスーパーハンプの周期 (P_{sh}) を 0.063231(21)d と、平均周期変化率 ($P_{dot}(= \dot{P}/P_{sh})$) を $(2.9 \pm 1.7) \times 10^{-5}$ と推定した。

4.2 typeB 天体との比較

次に再増光について考える。今回再増光のメカニズムとして mass reservoir model を考える。これはスーパーアウトバースト直後に円盤外部 (mass reservoir) にガスがたまっており、それが円盤に落ち込むことで円盤が熱不安定をおこし再増光として観測されるものである。このモデルによると再増光回数が mass reservoir の総量 [M]、再増光期間が総角運動量 [L] を角運動量引き抜き効率 [L/s] でわったものである。ここで mass reservoir の総量についてだが、円盤はケプラー回転しているのである半径の円盤がもつ角運動量は一定である。すなわち $L \propto M\sqrt{r}$ とできる。ここで mass reservoir を仮定する半径が降着円盤が楕円変形する 3:1 共鳴半径よりも大きく降着円盤が形成できる最大半径の潮汐半径よりも小さいことから $\sqrt{r}$ はほぼ一定とみなせる。よって $L \propto M$ とでき、再増光期間を再増光回数でわることで系の角運動量引き抜き効率を表していると考えられる。

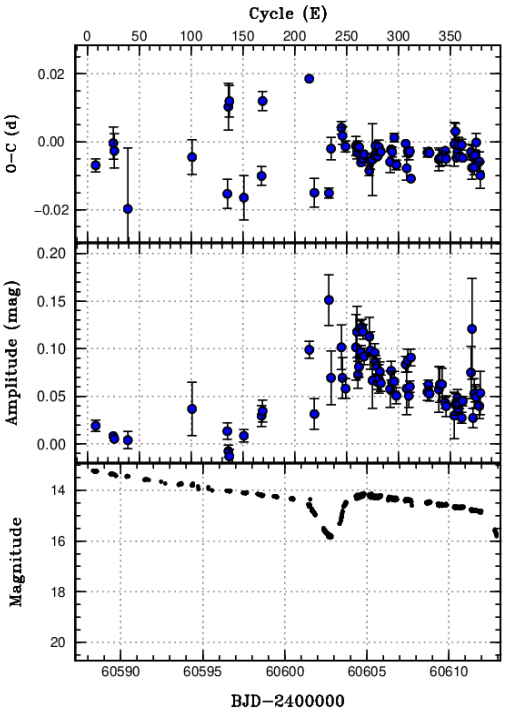


図 3: GOTO0650+5936 の O-C 図

今回スーパーアウトバーストが終了し減光するところから再増光の最後のピークまでを再増光期間とし、typeE+B ふくむ typeB 天体の統計調査を行った。この図によると再増光期間を再増光回数でわった値が 6 のときサンプル数をおよそ二分することができる。再増光期間/再増光回数が 6 より小さい天体を青、大きい天体を赤として再度進化経路の図にプロットしたものが (図 4) である。なお三角形が typeE、緑色が typeE かつ typeE+B でないものを表している。これをみると質量比と再増光回数/再増光回数に相関があることがみてとれる。したがって角運動量の引き抜き効率と質量比に相関があるといえる。

5 Discussion

5.1 O-C 解析

前節により平均周期変化率 P_{dot} を求めたが Kato(2015) の式によると質量比 (q) と平均周期変化率 (P_{dot}) には $q = 0.0043(9)P_{dot} \times 10^5 + 0.060(5)$ という経験則的な関係がある。それを用いて GOTO0650+5936 の質量比を $q = 0.073(9)$ と推定した。今回の解析では軌道周期を直接求めることができなかった。そこでスーパーハンプ周期が軌道周期に対して 1%ほど長いという経験則から軌道周期を $0.0625(2)d$ と推定した。これをもとに進化経路の図に GOTO0650+5936 は観測とベストフィットさせた進化の理論曲線の右側に位置することがわかる。

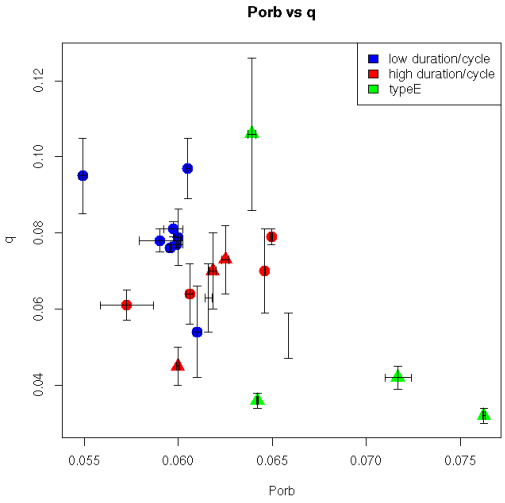


図 4: 再増光期間/再増光回数が 6 より大きいかで分類し進化経路図にプロット
6 より大きいと赤、小さいと青

よって GOTO0650+5936 はほかの typeE よりも質量比のが少し大きく推定されているが通常の進化経路をたどる typeB から typeE へといたる天体の可能性が高い

5.2 typeB 天体との比較

typeB の特徴である複数回の再増光を示す天体の軌道周期と質量比をもとにプロットした図を見ると、再増光期間を再増光回数で割った値が 6 より大きい (赤色) が質量比の小さい側へ、6 より小さい (青色) が質量比の大きい側へきていることから角運動量の引き抜き効率は質量比が小さいほど小さくなっている。ここで角運動の引き抜きの要因として円盤の粘性か伴星による潮汐トルクがあげられることを考えると、角運動の引き抜きと質量比に相関がみられることから、角運動の引き抜きには伴星の潮汐トルクが原因だと考えられる。

6 Conclusion

今回観測を行った天体 GOTO0650+5936 はスーパーハンプ周期変化率から質量比を q=0.073(9), 軌道周期を 0.0625(2) 日と推定した。さらに光度曲線の再増光の特徴や軌道周期-質量比の図から見て typeB から typeE へと通常の進化経路をたどる天体の可能性が高い。
他の typeB 天体との比較により再増光期間を再増光回数をわったものである角運動引き抜き効率と質量比に相関がある。

Reference

Kato Taichi 2015, Publications of the Astronomical Society of Japan, Volume 67, Issue 6, id.108 42 pp.

Kato Taichi et al. 2009, Publications of the Astronomical Society of Japan, Volume 61, Issue sp2, p.S395-S616

Kato et al. 2010, Publications of the Astronomical Society of Japan, Vol.62, No.6, pp.1525–1584

Kato et al. 2017a, Publications of the Astronomical Society of Japan, Volume 69, Issue 5, id.75

Kimura et al. 2016, Publications of the Astronomical Society of Japan, Volume 68, Issue 4, id.55 9 pp.

Kimura et al.(2018), Publications of the Astronomical Society of Japan, Volume 70, Issue 3, id.47

Shears Jeremy et al.(2009) Journal of the British Astronomical Association, vol.119, no.6, p.340-346

——index へ戻る

CK-12

The optically thick line driven wind from a massive white dwarf merger product

東北大学
加藤　数麻

The optically thick line driven wind from a massive white dwarf merger product

加藤 数麻 (東北大学大学院 理学研究科)
共著者 樫山 和己 (東北大学)

Abstract

2019 年に WD J005311 と呼ばれる白色矮星が発見された。特徴的なのは非常に高速な星風速度で、$v_\infty \sim 16,000$km/s にも及ぶ。この天体は、周囲に存在する星雲の性質や組成、理論モデルとの比較から、連星合体によってできた大質量白色矮星である可能性が示唆されている (Gvaramadze et al. 2019)。
この天体の構造や今後の進化に関して知見を得るためには、星風の速度や光度などの観測量を説明できる理論的な解を求める必要があるが、そのような自然な球対称解はいまだに提案されていない。これは、この天体がもつ通常の白色矮星では見られないほど高速な星風を、連続光駆動の輻射圧による加速だけ再現することが困難であるためである。
そこで、本研究では、連続光による輻射圧だけでなく、新たに吸収線駆動の加速も考慮し、観測を再現できる解の探索を行った。さらに、探索結果から白色矮星の構造や今後の進化の制限を試みた。

1 Introduction

白色矮星の連星合体後の進化は、直接的な観測が難しいために、未だに明確な理論が確立されていない。

近年、白色矮星の連星合体によって形成された可能性がある高温かつ高光度の白色矮星 (WD J005311) が発見された。(Gvaramadze et al. 2019) この天体は、測光・分光観測から、以下にまとめるいくつかの特徴的な性質が明らかにされている。(Gvaramadze et al. 2019, Lykou et al. 2023)

1. 天体までの距離は 2.3kpc であり、絶対光度は $\log_{10}(L_{\rm bol}/L_\odot) = 4.26 \pm 0.14$ である。
2. 分光観測で得られたスペクトルから、有効温度は $T_{\rm eff} = 200,000^{+12,000}_{-22,000}$K である。
3. 絶対光度と有効温度から算出される光球面半径は、$r_{\rm ph,obs} = (0.13 \pm 0.03)\, R_\odot$ である。
4. 分光観測で得られた輝線の幅から、星風速度は $v_{\infty,\rm obs} = 16,000 \pm 1,000$km/s であると言える。
5. 星風の組成は、炭素・酸素が支配的で、他の重元素量は $Z = 1.6 \times 10^{-3}$ 程度だとすると、分光観測の結果得られたスペクトルと矛盾しない。
6. 星風モデルと輝線強度から見積もられる質量放出率は $\dot{M}_{\rm obs} = (3.0 \pm 0.4) \times 10^{-6} M_\odot$/yr である。

Gvaramadze et al. (2019) は、連星合体由来の白色矮星の進化モデル (Schwab et al. 2016) と、観測結果が矛盾しないことから、WD J005311 は Chandrasekhar 限界質量を超えた白色矮星であり、数千年のうちに中性子星に崩壊する (合体誘導型崩壊 (Merger Induced Collapse; MIC)) と主張した。

このように、WD J005311 は白色矮星の連星合体の進化に迫る重要な手がかりと思われる。しかしその一方で、進化の詳細を知るためには質量放出率などの星風の構造を正確に知る必要があるが、中心星から星風までを矛盾なく説明するモデルの構築はなされてこなかった。

その後、Kashiyama et al. (2019) では、観測に矛盾しないモデルが構築が試みられた。著者らは、光学的に厚く強い磁場による磁気遠心力によって駆動される定常風という仮定のもとで、観測を再現する星風解を探索した。その結果、解の中心の白色矮星の質量が $M = 1.25 M_\odot$ であることを示し、Chandrasekhar 限界質量には達しないと結論付けられた。

この結論は重要ではあるが、磁気遠心力駆動の星風は球対称ではないため、観測で見られるような球対称性と矛盾する可能性があることが懸念される。また、多波長の観測では連星合体から星風が吹き始めるまでに長い遅延があることが示唆されており (Ko et al 2024)、磁気遠心力風では遅延を説明すること

が難しい。

これらの背景から、我々はより観測結果に対して性質の良いモデルを構築することを目的に、輻射駆動の球対称定常流という仮定のもとで星風解を探索した。本稿では、その詳しい手法と初期成果を記す。

2 Wind Model

2.1 Assumption

解を構築するうえで、観測と矛盾しない星風の基本的な物理的構造を以下のように仮定する。

- 星風は非相対論的球対称定常流であるとする。
- 星風領域全体の質量は中心の白色矮星に比べて十分小さく、無視できるとする。
- 流体は単原子理想気体とする。また、常に大部分は高階電離であるとして平均分子量 μ は一定とする。
- 解は内側で炭素殻燃焼をする白色矮星の表面と接続し、無限遠で球対称等速流に接続する。
- エネルギーは移流と輻射によって輸送される。全領域で流束制限拡散近似が成り立つとする。
- 温度の変数 T は流体と輻射で統一的に扱う。
- 磁場は無く、流体は連続光と吸収線による輻射力によって加速される。

2.2 Basic Equations

本研究では、質量保存、運動量保存、エネルギー保存、エネルギー輸送の 4 式を解き、4 つの物理量、速度、密度、温度、光度 (v, ρ, T, L_r) を白色矮星の中心を原点に定義した半径 r の関数として導く。以下にそれぞれの方程式の詳細を記す。

2.2.1 conservation of mass

今、球対称定常流を仮定している。したがって、連続の式は以下のように積分の形に書ける。

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v \tag{1}$$

ここで、$\dot{M}$ はある半径を単位時間当たりに通過する質量である。流体計算ではパラメータとして導入される。

2.2.2 conservation of momentum

流体の加速 (減速) には、重力・ガス圧勾配力・輻射力の 3 つの効果を考慮する。

$$\begin{aligned} v\frac{dv}{dr} &= g_{\rm grav} + g_{\rm gas} + g_{\rm R} \\ &= -\frac{GM_{\rm WD}}{r^2} + \frac{k_B}{m_{\rm p}\mu}\frac{d}{dr}(\rho T) \\ &\quad + \frac{\kappa_{\rm R} L_r}{4\pi r^2 c}\left(1 + \frac{\kappa_{\rm ef}}{\kappa_{\rm R}} k t^{-\alpha}\right) \end{aligned} \tag{2}$$

右辺第 1 項は重力、第 2 項はガス圧勾配力、第 3,4 項は、それぞれ連続光による加速と、光学的に薄い場合に効果的な線輻射駆動の加速を意味する。ここでは、CAK 理論を用いて冪近似を用いた。(Castor et al 1975) t は線輻射駆動力の大きさを決めるパラメータで、速度勾配を用いて以下のように定義される。

$$t \equiv \kappa_{\rm ef} \rho c_s \left|\frac{dv}{dr}\right|^{-1} \tag{3}$$

2.2.3 conservation of energy

定常流球対称のため、以下のようなベルヌーイの定理が成立する。

$$L_r + \dot{M}\left(w_{\rm gas} + \frac{1}{2}v^2 - \frac{GM_{\rm WD}}{r}\right) = \Lambda_{\rm tot} \tag{4}$$

ここで、$w_{\rm gas}$ は理想気体のエンタルピーである。$\Lambda_{\rm tot}$ は、ある半径を通過する単位時間当たりのエネルギーであり、流体計算ではパラメータとして導入される。

2.2.4 energy transport equation

エネルギー輸送は、流束制限拡散近似を用いて以下のように計算される。

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{\kappa_{\rm R}\rho L_r}{16\pi\lambda a c r^2 T^3} \tag{5}$$

λ は、流束制限因子であり、流体計算では Levermore & Pomraning (1981) の近似式を用いて計算した。

2.2.5 Parameter

以上の 4 つの方程式を完全に決定するためには、$M_{\rm WD}, \dot{M}, \Lambda_{\rm tot}$ を決定する必要がある。そこで、これらの 3 つの値をパラメータとし、様々な値で境界条件を満たす解を判定することで、解の探索を行う。

2.3 Boundary condition

Inner boundary　内側境界の光度が炭素殻燃焼によるものであると仮定する。このとき、内側境界での光度は、星風全体で積分した炭素の核融合反応によるエネルギー生成率と等しくなると考え、内側境界の半径 $r_{\rm in}$ を以下のように定める。

$$L_{r_{\rm in}} = \int_{r_{\rm in}}^{\infty} 4\pi r^2 \rho \varepsilon_{\rm CC} dr \tag{6}$$

ここで、$\varepsilon_{\rm CC}$ は炭素殻燃焼における単位質量あたりのエネルギー生成率である。殻燃焼をする白色矮星は、完全縮退した白色矮星の半径 $R_{\rm WD}$ より表面が広がるため、おおらかに

$$r_{\rm in} > R_{\rm WD}(M_{\rm WD}) \tag{7}$$

を境界条件とする。ここで、$R_{\rm WD}(M_{\rm WD})$ は、酸素ネオン縮退コアを仮定し、Fujisawa (2015) の結果を用いた。

Outer boundary　外側境界では、比較的低次の観測量 $T_{\rm eff}, v_{\infty,\rm obs}, L_{\rm bol}$ に一致するように境界条件を課す。ここで、有効温度について、光球面の位置は $\kappa\rho r \sim 1$ として観測量と比較した。

$$T\left(\kappa\rho r \sim 1\right) \simeq T_{\rm eff} \tag{8}$$

$$v\left(r \to \infty\right) \simeq v_{\infty,\rm obs} \tag{9}$$

$$L_r\left(r \to \infty\right) \simeq L_{\rm bol} \tag{10}$$

3 Method

各パラメータ $M_{\rm WD}, \dot{M}, \Lambda_{\rm tot}$ に対して、境界条件を満たすような解を探索する。しかし、全ての解が許されるわけではなく、以下に説明するような特異点を通ることが常に要請される。

式 2 を変形すると以下のような方程式になる。

$$\begin{aligned} &f\left(\frac{d\ln v}{d\ln r}, r, v, T\right) \\ &\equiv \frac{d\ln v}{d\ln r} + \Gamma_1\left(r,v,T\right) + \Gamma_2\left(r,v,T\right)\left(\frac{d\ln v}{d\ln r}\right)^{\alpha} = 0 \end{aligned} \tag{11}$$

ここで Γ_1, Γ_2 は、半径と速度・温度が決定すれば完全に決定される実数である。解が内側から無限遠まで連続に接続するためには、重解点を通りかつ特異点平面に接する必要があり、必要十分条件として以下の 2 つの条件を同時に満たす点を通る必要がある。

$$\frac{df}{d\left(\frac{d\ln v}{d\ln r}\right)} = 0 \tag{12}$$

$$\frac{df}{dr} = 0 \tag{13}$$

そこで、解の探索では、各パラメータ $M_{\rm WD}, \dot{M}, \Lambda_{\rm tot}$ に対して、式 12, 13 を満たすような (r, v, T) を選択し、内側・外側へ微分方程式を解くことで、解の探索を行う。

4 Results

4.1 Parameter dependence

まず、内側境界条件だけを課し、観測で得られるような有効温度・速度・光度を持つ解にはどのような傾向があるのか調べた。パラメータの探索範囲は表 1 にまとめた。また、組成は表 2 にまとめた。

表 1: 探索する parameter 領域

	$M_{\rm WD}(M_\odot)$	$\dot{M}(M_\odot/{\rm yr})$	$\Lambda_{\rm tot}({\rm erg/s})$
max	1.4	3.0	2.0
min	1.0	0.1	0.1

表 2: Composition

$X_{\rm C}$	$X_{\rm O}$	$X_{\rm Ne}$	Z
0.1992	0.6992	0.10	1.6×10^{-3}

内側境界条件を満たした解の速度と温度分布が図 1 である。各ラインがあらゆるパラメータで探索された解であり、色は $\dot{M}$ の大きさを表している。また、破線は観測結果を示している。さらに、それぞれの

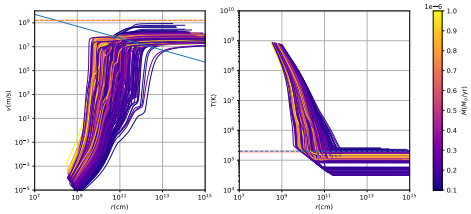


図 1: 内側境界を満たす解の速度・温度分布

解に対応するパラメータと v_∞ の値を示したものが図 2 である。点の色が $M_{\rm WD}$ の大きさを表し、左の

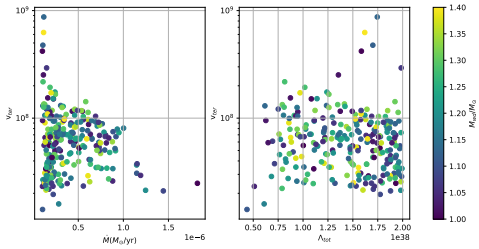


図 2: 各パラメータに対する v_∞

図が $\dot{M}$ に対する依存性、右の図が $\Lambda_{\rm tot}$ に対する依存性を表している。

この結果から、$\dot{M}$ が小さく、$\Lambda_{\rm tot}$ が大きい場合に、高速な星風解が存在することが分かった。その一方で、白色矮星の質量 $M_{\rm WD}$ に対しては、強い相関を持たないことが分かった。

また、今回の探索では、$\dot{M}$ がスペクトルから推定される $\dot{M}_{\rm obs}$ の値に比べて小さい解が多く見つかり、その中には観測された有効温度・速度・光度に近い解もあった。一方で、$\dot{M}_{\rm obs}$ に近いパラメータの範囲では、高速な解は見つからなかった。

4.2 Reproducing the observations

結果の詳細は講演で述べる。

5 Discussion

$\dot{M}$ が小さく、$\Lambda_{\rm tot}$ が大きい解で星風速度が大きいことは、密度が小さいほうがより加速されやすく、光度が大きいほうがより輻射による加速が強くなるためであると理解できる。

また、星風速度が白色矮星の質量に強く依存しなかった原因は、内側境界の制限が弱いからだと考えられる。今回の計算では、白色矮星表面の殻燃焼領域の幅は不定であり、完全縮退した白色矮星の半径より大きければ良いという境界条件を課した。しかし、実際には広がる殻燃焼領域の幅も質量に依存し、温度や密度なども連続に接続する必要があることを考慮すると、今回境界条件を満たした解の多くは中心星と接続しない可能性がある。したがって、より制限の強い内側境界条件を課せば、白色矮星の質量 $M_{\rm WD}$ を制限できると考える。

6 Conclusion & Future Work

本研究では、観測を再現することを目標に、3 つのパラメータ毎に解を探索した。その結果、星風解の性質とパラメータの依存性について系統的な理解が得られた。また、有効温度・速度・光度共に近い解を見つけることはできたが、$\dot{M}$ など他の観測諸量との整合性を取るには至らなかった。

より詳しく白色矮星の構造に迫るには、内側の境界条件をより厳密にし、解を制限する必要がある。そのため、今後は内側の構造に注目し、核燃焼領域の広がりや温度・密度の接続などを考慮したモデルの構築を目指す。

Reference

Graramadze, V. V., Gräfener, G., Langer, N., et al 2019, Natur, 569, 684

Lykou, F., Parker, Q. A., Ritter, A., et al 2023, ApJ, 944, 120

Schwab, J., Quataert, E., & Kasen, D. 2016, MNRAS, 461, 1468

Kashiyama, K., Fujisawa, K., & Shigeyama, S. 2019, ApJ, 887, 39

Ko, T., Tsuna, D., Hatsukade, B., et al 2024, PASJ, 76, 475

Castor, J. I., Abbott, D. C. & Klein, R. I., 1975, ApJ, 195, 157

Levermore, C. D. & Pomraning, G. C., 1981, ApJ, 248, 321

Fujisawa, K., 2015, MNRAS, 454, 3060

——index へ戻る

CK-13

X線バースト直後の電波フレアを用いた質量放出量の推定

東北大学
熊田　遼太

X 線バースト直後の電波フレアを用いた質量放出量の推定

熊田 遼太 (東北大学 理学研究科)
共著者 樫山 和己 (東北大学 理学研究科)

Abstract

X 線バーストは, 中性子星を含む低質量 X 線連星で生じる X 線突発天体現象であり, その起源は中性子星に降着した物質が起こす不安定な核燃焼である (Fujimoto et al. 1981 など). 従来, X 線バーストでは中性子星の重力により物質を放出することはできないと考えられてきた. 近年, X 線バースト天体 4U 1728–34 に対する X 線・電波の同時観測で X 線バーストの直後に電波での強いフレアが報告された (Russell et al. 2024). 4U 1728–34 は 3–4 hr の間隔で繰り返し X 線バーストを起こす天体として知られており, 降着物質の組成はほとんどがヘリウムと考えられている (Galloway et al. 2008) 本研究では, この電波放射を調べるため, X 線バーストによって放出された, 減速の無視できる物質が形成した 1 次元無衝突衝撃波加熱による電子シンクロトロン放射 (Kashiyama et al. 2018;Margalit& Quataert 2021) を計算した. 電波の光度曲線を再現するパラメータから, 放出質量の下限と放出物質の運動エネルギーの下限を見積もったところ, X 線バーストの間に降着した質量の 1%程度を放出し, 核燃焼で解放するエネルギーの数 10%を放出物質の運動エネルギーとして転換する必要があることが分かった. この結果は, X 線バーストが質量の放出を伴う可能性を示唆している.

1 イントロダクション

X 線バーストは, 質量降着を起こしている低質量 X 線連星中の中性子星で生じる X 線突発天体現象である. その起源は, 中性子星表面へ降着した物質の不安定な核燃焼であり, 光度曲線は降着率と降着物質の組成とに強く依存する (Fujimoto et al. 1981 など). X 線バーストを引き起こす核燃焼によって, どのような元素がどれくらい合成されるのかについてはよく調べられてきた (Wallace & Woosley 1981;Schatz et al. 2001). しかし, 合成された元素が中性子星の重力束縛を振り切って星間空間へ放出されることは難しいと考えられてきた.

近年, Russell et al.(2024) は 4U 1728–34 を X 線と電波で同時観測し, X 線バーストの約 4 min 後に電波でのフレア (増光) が検出されたことを報告した. 4U 1728–34 は銀河中心付近に位置し, その距離は $D = 5.2\,\mathrm{kpc}$ と推定されている (Galloway et al. 2008). X 線バーストについては, 立ち上がりが約 1 s であること, 減衰時間が約 15–20 s であること, 平均のバースト fluence が 10^{38} erg 程度であること, 約 3–4 h の間隔で繰り返しバーストを起こすことが観測から知られている (Galloway et al. 2020). これらバーストの性質と核燃焼モデルとから, ヘリウムを豊富に含むガスが降着していると考えられている (Misanovic et al. 2010; Vincentelli et al. 2020). また, 質量降着率は, 定常 X 線放射の観測から $\dot{M}_{\rm acc} \approx 0.05\ \dot{M}_{\rm Edd}$ と見積もられている (Misanocic et al. 2010). ここで

$$\dot{M}_{\rm Edd} \approx 1.86 \times 10^{19}\,\mathrm{g/s} \left(\frac{R}{10\,\mathrm{km}}\right) \left(\frac{\mu_e}{2.0}\right) \left(\frac{\varepsilon}{0.1}\right)^{-1} \tag{1}$$

である. また, R, μ_e, ε はそれぞれ中性子星の半径, 降着物質に対する電子の平均分子量, および降着に対する放射効率 $\varepsilon = L_{\rm bol}/\dot{M}_{\rm acc}$ である.

Russell et al. (2024) で報告されたような電波フレアは, X 線バースト天体ではこれまでに例がない. 本研究では, 4U 1728–34 の電波フレアを説明するようなモデルとして 1 次元無衝突衝撃波加熱によるシンクロトロン放射を採用し, その計算を行った. セクション 2 で計算の詳細を, セクション 3 で計算の結果を, セクション 4 で質量放出に関する考察を, それぞれ述べる.

2 計算手法

1 次元無衝突衝撃波加熱による電子のシンクロトロン放射を考える (Kashiyama et al. 2018; Margalit& Quataert 2021). 中性子星の降着円盤からは球対称

な円盤風が吹いていると仮定し, 中性子星からの距離 r におけるガスの密度 $\rho(r)$ を以下の形でおく:

$$\rho_{\rm w}(r) = \frac{\dot{M}_{\rm w}}{4\pi r^2 v_{\rm w}} = \frac{A}{4\pi r^2} \tag{2}$$

ただし, $\dot{M}_{\rm w}$, $v_{\rm w}$ はそれぞれ円盤風による円盤の質量損失率, 円盤風の速度であり, $A = \dot{M}_{\rm w}/v_{\rm w}$ である. 時刻 $t = 0\,{\rm s}$ に X 線バーストにより放出された物質に対して, 速度 $v_{\rm ej}$ の球対称かつ減速しない運動を仮定する. 時刻 $t = t_{\rm peak}$ での放出物質の位置は $R = v_{\rm ej} t_{\rm peak}$ ゆえ

$$\rho_{\rm w}(R) = 1.71 \times 10^{-20}\,{\rm g/cm^3}\ A_6\ \beta_{0.3}^{-2}\ t_{\rm peak,4}^{-2} \tag{3}$$

ただし $A_6 = A/(10^6\,{\rm g/cm})$, $\beta_{0.3} = \beta/0.3$, $\beta = v_{\rm ej}/c$, $t_{\rm peak,4} = t_{\rm peak}/(4\,{\rm min})$ である.

放出物質の形成した衝撃波の下流での電子密度は

$$\begin{aligned} n_e &= \frac{4\rho_{\rm w}}{m_u \mu_e} \\ &= 2.06 \times 10^4\,{\rm cm^{-3}}\ A_6\ \beta_{0.3}^{-2}\ t_{\rm peak,4}^{-2}\ \mu_{e,2.0}^{-1} \end{aligned} \tag{4}$$

ここで μ_e は電子の平均分子量, m_u は atomic mass unit であり, $\mu_{e,2.0} = \mu_e/2.0$ である. 無衝突衝撃波によって増幅される磁場は

$$\begin{aligned} B &= \left(9\pi \varepsilon_B \rho_{\rm w} v_{\rm ej}^2\right)^{1/2} \\ &= 6.25 \times 10^{-2}\,{\rm G}\ \varepsilon_{B,-3}^{1/2}\ A_6\ t_{\rm peak,4}^{-1} \end{aligned} \tag{5}$$

ただし ε_B は磁場の増幅率であり, $\varepsilon_{B,-3} = \varepsilon_B/10^{-3}$ である. 無衝突衝撃波により熱的に加熱された電子を考える. その分布関数は

$$n_\gamma = \left(\frac{\partial n}{\partial \gamma}\right)_{\rm th} \propto \gamma\sqrt{\gamma^2 - 1}\ \exp\left(-\frac{\gamma}{\Theta}\right) \tag{6}$$

ただし

$$\Theta = \frac{\varepsilon_{\rm th}}{2}\frac{m_u}{m_e}\left(\frac{v_{\rm ej}}{c}\right)^2 = 19.7\ \varepsilon_{\rm th,0.24}\ \beta_{0.3}^2 \tag{7}$$

である. なお $\varepsilon_{\rm th}$ は衝撃波の加熱効率, $\varepsilon_{\rm th,0.24} = \varepsilon_{\rm th}/0.24$ である. シンクロトロン冷却, 断熱冷却, 式 (7) による電子分布の時間進化は

$$\frac{\partial n_\gamma}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial \gamma}\left[\left\{\left(\frac{{\rm d}\gamma}{{\rm d}t}\right)_{\rm syn} + \left(\frac{{\rm d}\gamma}{{\rm d}t}\right)_{\rm ad}\right\} n_\gamma\right] + n_\gamma \tag{8}$$

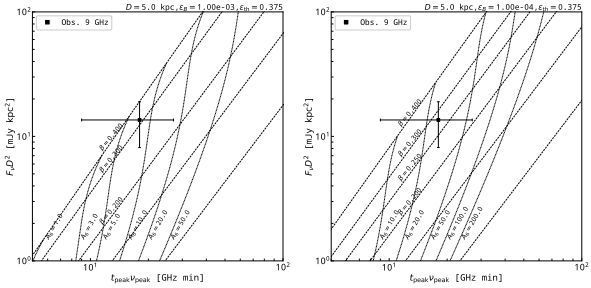
となる.

計算パラメータは $A, \beta, \varepsilon_B, \varepsilon_{\rm th}$ である. また, 4U 1728–34 の降着物質としてはヘリウムを仮定し, $\mu_e = 2.0$ とおく.

3 結果

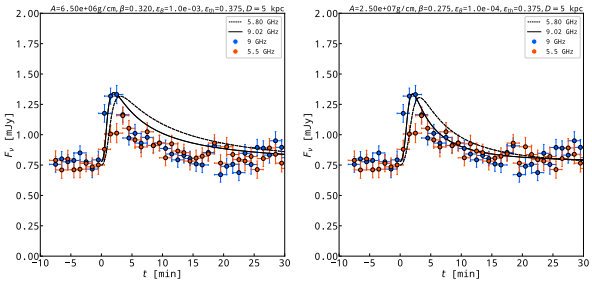
$\varepsilon_B = $ (a)1.0×10^{-3}, (b)1.0×10^{-4} の場合における, シンクロトロン放射のピーク光度と, ピーク時刻とピーク周波数の積との対応を図 1 に示す. $\varepsilon_{\rm th} = 0.375$ は Gupta et al. (2024) の値を用いた. 破線は $\beta = $ (一定), 点線は $A_6 = $ (一定) を表す. 観測点とこれらの線とを比較することによって, 観測点のピーク光度, ピーク時刻, ピーク周波数を再現する A, β の組み合わせを得ることができる.

(a), (b) の場合それぞれで得た A, β で計算した光度曲線を図 2 に示す.



(a) $\varepsilon_B = 1.0 \times 10^{-3}$ (b) $\varepsilon_B = 1.0 \times 10^{-4}$

図 1: $\varepsilon_B = $ (a)1.0×10^{-3}, (b)1.0×10^{-4} の場合で計算した電波フレアのピーク光度 $F_\nu D^2$ に対する, X 線バーストから電波フレアのピークまでの時間 $t_{\rm peak}$ と観測周波数 $\nu_{\rm peak}$ の積 $t_{\rm peak}\nu_{\rm peak}$. 破線は $\beta = $ (一定), 点線は $A_6 = $ (一定) を表す.



(a) $\varepsilon_B = 1.0 \times 10^{-3}$ (b) $\varepsilon_B = 1.0 \times 10^{-4}$

図 2: 図 1 から推定したパラメータでの光度曲線

4 考察

4.1 放出質量の下限

放出物質が減速せずに星間空間を移動するためには, その質量 $M_{\rm ej}$ が $t = t_{\rm peak}$ までに掃いたガスの質量よりも大きい必要がある.

$$\begin{aligned} M_{\rm ej} &\geq \frac{\dot{M}_{\rm w}}{v_{\rm w}} R = A\beta c t_{\rm peak} \\ &= 1.1 \times 10^{18}\,{\rm g}\ A_6\ \beta_{0.3}\ t_{\rm peak,4} \\ &(= M_{\rm min}) \end{aligned} \tag{9}$$

他方, バーストが起きてから次のバーストまでに降着する質量 $M_{\rm acc}$ は

$$\begin{aligned} M_{\rm acc} &\approx \dot{M}_{\rm acc} \Delta t_{\rm rec} \\ &= 2.0 \times 10^{21}\,{\rm g}\ \dot{M}_{\rm acc,-2}\ \Delta t_{\rm rec,3} \end{aligned} \tag{10}$$

と見積もれる. ただし, $\dot{M}_{\rm acc,-2} = \dot{M}_{\rm acc}/(0.01\dot{M}_{\rm Edd})$, $\Delta t_{\rm rec,3} = \Delta t_{\rm rec}/(3\,{\rm hr})$ である. セクション 3 で得たパラメータから見積もった $M_{\rm min}$ の値を図 3 上段に示す. この結果から, X 線バーストでは降着質量の少なくとも 1% 程度を放出する必要がある.

4.2 解放エネルギーとの比較

放出物質の運動エネルギーは

$$\begin{aligned} E_{\rm kin,ej} &\geq \frac{1}{2} M_{\rm min} v_{\rm ej}^2 \\ &= 4.9 \times 10^{37}\,{\rm erg}\ A_6\ \beta_{0.3}^3\ t_{\rm peak,4} \\ &(= E_{\rm kin,min}) \end{aligned} \tag{11}$$

他方, バーストで降着した質量 $M_{\rm acc}$ のすべてがバースト時に核燃焼したとすると, 解放されるエネルギーは

$$\begin{aligned} E_{\rm nuc} &\approx \varepsilon_{\rm nuc} M_{\rm acc} \\ &= 2.0 \times 10^{39}\,{\rm erg}\ \varepsilon_{\rm nuc,18}\ \dot{M}_{\rm acc,-2}\ \Delta t_{\rm rec,3} \end{aligned} \tag{12}$$

と見積もれる. ただし, $\varepsilon_{\rm nuc,18} = \varepsilon_{\rm nuc}/(10^{18}\,{\rm erg/g})$ である. セクション 3 で得たパラメータから見積もった $E_{\rm min}$ の値を図 3 下段に示す. $\varepsilon_{\rm nuc} \approx 1.6\,{\rm MeV/nucleon} \approx 1.6 \times 10^{18}\,{\rm erg/g}$ は Misanovic et al. (2010) の値で水素の fraction$X = 0$ としたものである. このパラメータの下では, $\varepsilon_B = 1.0 \times 10^{-4}$ の場合, 核燃焼により解放したエネルギーの少なくとも 50%を放出物質の運動エネルギーに転換する必要がある. 他方で, $\varepsilon_B = 1.0 \times 10^{-3}$ の場合は必要な割合の最小値が 20%で済む.

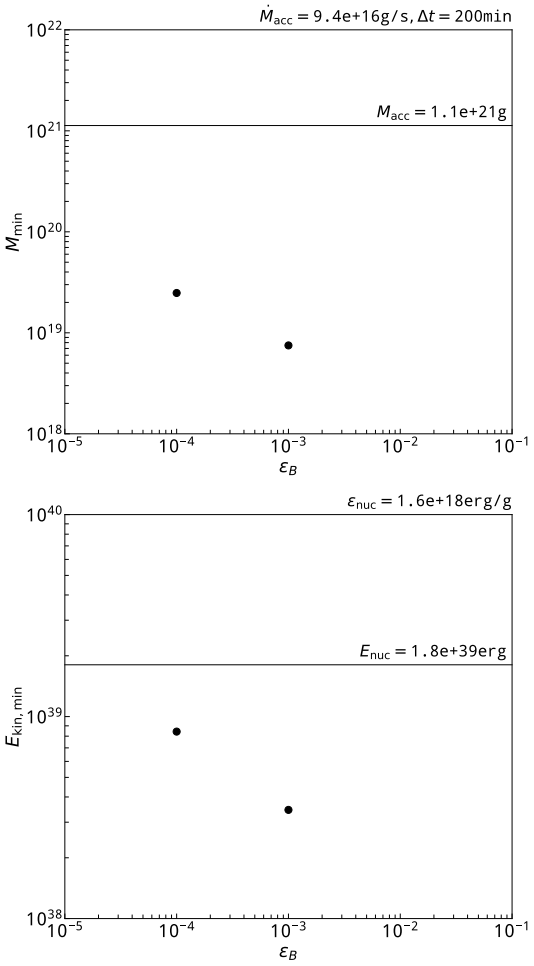


図 3: $\varepsilon_B = 1.0 \times 10^{-3}$(a), 1.0×10^{-4}(b) の場合で推定した計算パラメータにおける放出質量の最小値 $M_{\rm min}$(上段), および放出物質の最小運動エネルギー $E_{\rm kin,min}$(下段). 水平線は観測から示唆される, 1 回のバーストでの降着質量 $M_{\rm acc}$, およびバーストの核燃焼で解放される総エネルギー $E_{\rm nuc}$.

5 結論

本研究では, Russell et al.(2024) が 4U 1728–34 の観測において報告した, X 線バースト直後の電波フレアをモデル計算によって再現した. このモデルの下で観測されたフレアのピーク光度とピーク時間を説明するためには, 降着質量の少なくとも 1%程度を X 線バースト時に放出し, また, 核燃焼で解放されるエネルギーの数 10%を放出物質の運動エネルギーに転換する必要があることが分かった.

Reference

[1] Fujimoto,M.,Hanawa,T.,Miyaji,.S 1986,ApJ,247,267

[2] Galloway, D. et al. 2008,ApJS,179,2,360

[3] Galloway, D. et al. 2020,ApJS,249,32

[4] Gupta, S., Caprioli, D., Spitkovsky, A. 2024,ApJ,976,15

[5] Kashiyama, K. Hotokezaka, K., Murase, K. 2018,MNRAS, 478,2281

[6] Margalit, Ben., Quataert, E. 2021, ApJ,923,14

[7] Misanovic, Z., Galloway, D., Cooper, R. 2010,ApJ,718,947

[8] Russell, T. et al. 2024, Nature,627,8005,763

[9] Schatz, H et al. 2001,PhRvL, 86,16

[10] Vincentelli, F. et al. 2020,MNRAS,495,37

[11] Wallace, R.,Woosley,S. 1981,ApJS,45,389

——index へ戻る

CK-14

超小型X線衛星NinjaSatが観測したMAXI J1752 − 457からの炭素燃焼のX線ロングバースト

東京理科大学
青山　有未来

超小型 X 線衛星 NinjaSat が観測した MAXI J1752−457 からの炭素燃焼の X 線ロングバースト

青山 有未来 (東京理科大学大学院 理学研究科/理化学研究所)

Abstract

MAXI J1752−457 は、2024 年 11 月 9 日に全天 X 線監視装置 MAXI によりその急激な X 線増光が検出された。超小型 X 線衛星 NinjaSat は、MAXI の検出報告からわずか 2.5 時間後に追跡観測を開始し、X 線強度の減衰期全体にわたる 2024 年 11 月 19 日まで長期モニタリングを実施した。NinjaSat は 2023 年 11 月に打ち上げられ、2–50 keV に感度をもつ非撮像型ガス X 線検出器を搭載している。当時、この天体は太陽との離角が小さいことが原因で、多くの衛星で追跡観測することが困難だったが、NinjaSat の観測により、およそ 3 日間かけて減光したことがわかった。また、2–10 keV のスペクトルは黒体モデルでよく再現され、黒体温度は 1.8 keV から 0.6 keV まで低下したのに対して、黒体半径は概ね 8 km だった。これらの特徴は、X 線連星系の中性子星表面で発生する長い X 線バースト (スーパーバースト) の減光の特徴に合致する。MAXI J1752−457 までの距離を 8 kpc と仮定すると、この X 線増光により放出された総エネルギーは 10^{42} erg 程度であることがわかった。中性子星表面における温度冷却モデルを用いて、光度曲線をフィットしたところ、バーストにより点火した層の深さの指標である点火柱密度は 1.8×10^{12} g cm^{-2} となり、中性子星表面よりも内側に存在する炭素の燃焼により、爆発が発生した可能性が高いことがわかった。

1 スーパーバースト

中性子星と太陽質量以下の恒星からなる連星系では、恒星から中性子星の表面へとガスが降着し、降着円盤を形成する。中性子星表面に蓄積したガスが臨界量に達すると、熱核融合反応による爆発である X 線バーストが発生する。図 1 のように、通常の X 線バーストは表面層 (深さ約 1 m) に存在する水素やヘリウムの点火によって引き起こされるが、より深い層 (深さ数十 m) にある炭素が点火する場合もあり、これをスーパーバーストという。通常の X 線バーストの継続時間が数十秒、総バーストエネルギーが約 10^{39} erg であるのに対し、スーパーバーストは数時間から数日にわたり、約 10^{42} erg のエネルギーを放出する (Galloway & Keek 2021)。これまでに観測された約 120 の X 線バースト天体のうち、スーパーバーストが確認された例は 16 天体のみである (Alizai et al. 2023)。本研究では、新天体の検出報告を受け、超小型 X 線衛星 NinjaSat (Tamagawa et al. 2025) による追跡観測を実施した。その観測結果と理論モデルを用いて、本事象が炭素燃焼に起因する 17 例目のスーパーバーストである可能性が高いことを示す (Aoyama et al. 2025)。

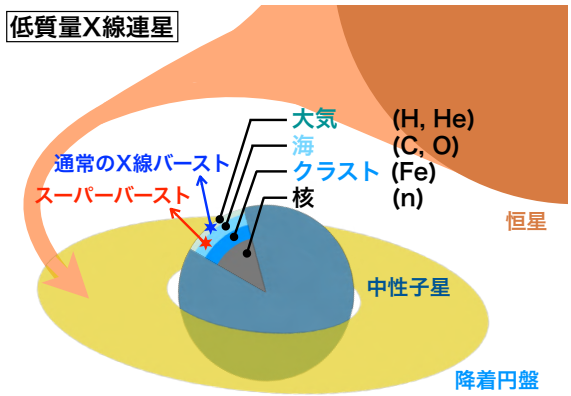


図 1: スーパーバーストの概念図。中心にある中性子星の一部に層を形成する基本物質を示した。

2 新天体 MAXI J1752−457 の発見と NinjaSat の追跡観測

2024 年 11 月 9 日 18 時 23 分 (UTC) に全天監視装置 the Monitor of All-sky X-ray Image (MAXI; Matsuoka et al. 2009) は (R.A., Dec.)=(268°.213, −45°.795) (J2000) に未知の天体からの急激な X 線増光を確認し、MAXI J1752−457 と名付けた (Serino et al. 2024)。MAXI の観測以降、この現象を理解

するために追跡観測が必要とされた。しかし、当時 MAXI J1752−457 は太陽との離角が 45° と Swift や NICER をはじめとする多くの衛星にとって、観測が難しい位置にあった。そうした状況の中、NinjaSat は唯一、迅速な追跡観測に成功した。2023 年 11 月に打ち上げられた NinjaSat は大きさが 10 cm × 20 cm × 30 cm の超小型 X 線衛星で、太陽との離角は最小 20° まで観測可能である。そのため、MAXI の発見報告からおよそ 2.5 時間後に追跡観測を開始し、その後も太陽との離角は小さくなる中、X 線強度が NinjaSat の検出限界程度に小さくなるまでの 8 日間観測を継続することができた。

MAXI が最初に検出してから次に観測するまでの 6 時間で、4–10 keV の X 線強度は 982±50 mCrab から 396±34 mCrab へ減衰した。またスペクトルは黒体モデルでよく再現され、黒体温度は $1.8^{+0.2}_{-0.1}$ keV から $1.2^{+0.2}_{-0.2}$ keV へ低下した (Negoro et al. 2024)。その後、2024 年 11 月 12–13 日に実施された NuSTAR の追跡観測により、MAXI J1752−457 の座標は (R.A., Dec.)=(268°.269, −45°.866) と決定され、同年 8 月に Einstein Probe により発見された既知の天体 EP240809a と 9″ しか離れていないことがわかった。図 2 に MAXI J1752−457 と EP240809a 付近の座標を MAXI/GSC の 2–10 keV のイメージで示した。NuSTAR (18″ point-spread function; Pike et al. 2024) と Swift (3″.7: Liu et al. 2024) の座標決定精度を考慮すると、MAXI J1752−457 は EP240809a と同一天体であることが明らかとなった。本稿で用いた統計誤差は 1σ の信頼範囲を示す。

3 観測と解析手法

2024 年 11 月 11 日に NinjaSat は太陽同期軌道上の高度 480 km から、観測効率 10% で MAXI J1752−457 の観測を開始した。NinjaSat は、2–50 keV に感度をもつ非撮像型ガス X 線検出器 (Gas Multiplier Counter; GMC) を 2 台搭載している。一台当たりの有効面積は 6 keV で 16 cm^2 と従来の超小型衛星の中でも一桁以上高く、エネルギー分解能は 19.8% (FWHM) である。コリメータによって制限される GMC の視野角は FWHM で 2°.1 である。図 2 (a) に MAXI が取得した 10 年積算した全天画像、図 2 (b) に MAXI J1752−457 が発見された領域を拡大した画像を示す。図 2 (b) に NinjaSat の視野角を橙色の円で示しており、この視野内に他に明るい点源がないことがわかる。

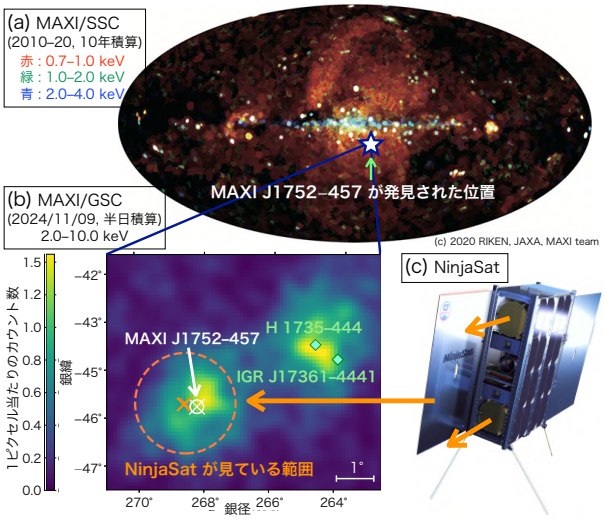


図 2: (a) MAXI が 10 年間で取得した銀河座標上での全天画像。(b) MAXI 2–10 keV で MAXI J1752−457 が発見された領域。橙色の円は NinjaSat の視野角を示す。(c) NinjaSat 全体。

NinjaSat は MAXI J1752−457 を 11 月 10–18 日に 71.2 ks 観測し、それと並行して、NinjaSat は 11 月 9–15 日に X 線天文分野で標準較正天体であるカニ星雲、11 月 15–29 日に (R.A., Dec.)=(138°.00, 15°.00) で近傍に明るい X 線天体がない天域を X 線バックグラウンド領域として、それぞれ 68.0 ks, 114.3 ks 観測した。

イベント除去方法は Takeda et al. (2025) を参照した。カニ星雲とバックグラウンドのカウントレートの値として、それぞれ 11.95 ± 0.02 counts s^{-1}, 0.244 ± 0.002 counts s^{-1} を用いると、MAXI J1752−457 のカウントレートは、2–10 keV で 11 月 10 日から 11 月 14 日にかけて 0.655 counts s^{-1} から 0.244 counts s^{-1} へバックグラウンドレベルまで減少したことがわかった。

用いた MAXI の観測データは、MAXI オンデマンド (Mihara et al. 2024) を用いて、表 1 に示すそれぞれ期間に対応するアーカイブデータを取得した。

4 観測結果

図 3 (a) に NinjaSat と MAXI が取得した 2–10 keV の光度曲線を示す。MAXI J1752−457 の X 線フラックスはカニ星雲を基準に規格化した。1 Crab に相当する 2–10 keV の X 線フラックスに 2.09×10^{-8} erg cm^{-2} s^{-1} を用いた (Kirsch et al. 2005)。X 線増光が開始した時刻は、MAXI の軌道周期に対応する 1.5 時間の不定性を持つ。11 月 9 日 16 時 52 分 19 秒 (UTC) を $t_0 = T_0$ と置いた (60623.70 $< t_0 <$ 60623.77 $= T_0$ MJD)。MAXI の観測以降に実施された NinjaSat の長期的な観測によって、増光初期よりも X 線強度の減衰速度が遅くなっていることがわかった。そのため、式 1 に示す 2 つのべき乗関数で光度曲線をフィットすると、χ^2/d.o.f. $= 23.6/26$ と良く合うことがわかった。

$$I(t) = I_{\rm f} \exp\left(-\frac{t-T_0}{\tau_{\rm f}}\right) + I_{\rm s} \exp\left(-\frac{t-T_0}{\tau_{\rm s}}\right) \quad (1)$$

ここで、$I_{\rm f}$, $I_{\rm s}$ は最初と 2 つ目のべき乗関数の X 線強度、$\tau_{\rm f}$, $\tau_{\rm s}$ はその時定数を表す。$\tau_{\rm f} = 1.2 \pm 0.2$ hr, $\tau_{\rm s} = 14.9 \pm 0.9$ hr となり、ピーク光度から約 2 時間を境に減衰速度が変化したことがわかった。

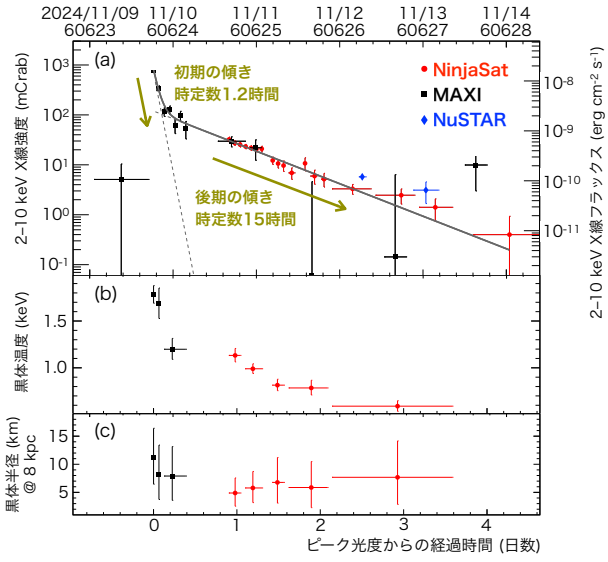


図 3: (a) MAXI J1752−457 の X 線強度と (b) 黒体温度 (c) 距離を 8 kpc と仮定した時の黒体半径の時間変化。MAXI, NinjaSat, NuSTAR をそれぞれ黒、赤、青で示した。NuSTAR の X 線フラックスは Pike et al. (2024) を参照した。

次に MAXI と NinjaSat が取得したスペクトルを解析した。水素柱密度 N_H は HEASoft の `nh` コマンドで HI 観測から推定される値 1×10^{21} cm^{-2} を用いた (例: HI4PI Collaboration et al. 2016)。MAXI J1752−457 のスペクトルは、星間吸収を含む黒体モデル (`bbody`) でよく再現できた。得られたベストフィットパラメータを表 1 にまとめる。これにより図 3 (b) に示すように、黒体温度は $1.78^{+0.10}_{-0.09}$ keV から $0.60^{+0.06}_{-0.09}$ keV まで低下した。図 3 (c) では、ピーク強度をエディントン強度とすると距離の上限は 12 kpc となることから、距離を 8 kpc と仮定すると半径は $11.2^{+1.2}_{-1.0}(d/8\,{\rm kpc})$ から $7.3^{+2.1}_{-1.5}(d/8\,{\rm kpc})$ とややばらつくが、およそ 8 km であることがわかった。

表 1: MAXI J1752−457 のスペクトルを黒体モデルでフィットした結果 [a]

MJD −60620	Obs.[b]	Flux[c]	kT (keV)	R (km)	χ^2/d.o.f.
3.77	M	21^{+1}_{-1}	$1.8^{+0.10}_{-0.09}$	$11^{+1.2}_{-1.1}$	14.3/26
3.83	M	$9.0^{+1.0}_{-1.0}$	$1.7^{+0.2}_{-0.2}$	$8.2^{+1.6}_{-1.6}$	4.3/11
3.85–4.40	M	$2.0^{+0.2}_{-0.2}$	$1.3^{+0.1}_{-0.2}$	$7.2^{+1.2}_{-1.1}$	7.0/8
4.40–4.85	N	$0.66^{+0.04}_{-0.04}$	$1.0^{+0.07}_{-0.07}$	$5.0^{+0.7}_{-0.7}$	18.9/18
4.85–5.10	N	$0.54^{+0.03}_{-0.03}$	$0.99^{+0.05}_{-0.05}$	$5.7^{+0.6}_{-0.6}$	14.2/18
5.10–5.35	N	$0.34^{+0.03}_{-0.03}$	$0.83^{+0.05}_{-0.05}$	$6.5^{+1.1}_{-1.1}$	10.2/12
5.35–6.90	N	$0.22^{+0.03}_{-0.03}$	$0.83^{+0.06}_{-0.06}$	$6.5^{+1.1}_{-1.1}$	11.1/12
5.90–8.40	N	$0.12^{+0.02}_{-0.02}$	$0.60^{+0.08}_{-0.06}$	$7.3^{+1.5}_{-1.5}$	1.8/3

[a] N_H は 1×10^{21} cm^{-2} で固定した。
[b] MAXI の観測の場合 “M”, NinjaSat の観測の場合 “N” と記述した。
[c] Bolometric Flux ($\times10^{-9}$ erg s^{-1} cm^{-2}) は、黒体モデルでフィットした時の 0.1–100 keV での積算値を用いた。

5 議論と考察

MAXI J1752−457 は 2024 年 11 月 9–18 日にかけて MAXI と NinjaSat により観測され、X 線ピーク強度は 1 Crab から NinjaSat の検出限界 1.5 mCrab まで減衰したことが確認された。スペクトルのフィット結果から、ピーク時の黒体温度が 1.8 keV と X 線バーストの特徴とよく一致し、対応する黒体半径が約 8 km で中性子星程度の大きさであることがわかる。さらに、バーストの継続時間は 3 日程度、光度曲線を積分して得た総放出エネルギーは 10^{42} erg とスーパーバーストの特徴に一致する。

しかしながら、これだけでは光度曲線が途中で折れ曲がる理由や、中性子星のより深い層に存在する炭素が燃えた直接的な根拠は示せない。そこで、我々

は Cumming & Macbeth (2004) による中性子星表面における温度冷却モデルの式 2 を用いて、光度曲線をフィットした。

$$F^{\rm NS}(t) = A t_{\rm i}^{-\alpha_{\rm f}} E_{17}^{7/4} [1 - \exp \times \left(-0.63 t_{\rm cool}^{4/3} E_{17}^{-5/4} t_{\rm i}^{-(\alpha_{\rm s}-\alpha_{\rm f})}\right)] \quad (2)$$

$$\simeq \begin{cases} F_0^{\rm NS} t_{\rm i}^{-\alpha_{\rm f}} & t < t_{\rm break} \\ F_0^{\rm NS} t_{\rm break}^{\alpha_{\rm s}-\alpha_{\rm f}} t_{\rm i}^{-\alpha_{\rm s}} & t \geq t_{\rm break} \end{cases} \quad (3)$$

ここで、$A = 2 \times 10^{24}$ erg cm^{-2} s^{-1}, $t_i = t - t_0$, $\alpha_{\rm f} = 0.2$, $\alpha_{\rm s} = 1.13$ とおいた。E_{17} ($\times 10^{17}$ erg g^{-1}) は単位グラム当たりの総バーストエネルギー、y_{12} ($\times 10^{12}$ g cm^{-2}) はバーストにより点火した層の深さの指標である点火柱密度である。このモデルでは、バーストで加熱された熱源が放射によって、また中性子星の深部からのニュートリノ放出によって冷却されるという 2 つの過程を示している。純粋なヘリウムの燃焼では、$E_{17} = 13.1$ であるのに対し、炭素のみの燃焼は $E_{17} = 2.0$ と鉄までの合成に必要とされるエネルギーの量が小さい (Alizai et al. 2023)。MAXI J1752−457 までの距離を 8 kpc と仮定し、図 4 のように中性子星表面のフラックスに換算すると $E_{17} = 2.0$, $y_{12} = 1.8$ が得られた。この結果は、過去に示されたスーパーバーストの結果ともファクターで一致する (Serino et al. 2016)。以上のことから、MAXI J1752−457 からの X 線増光は、炭素燃焼によるスーパーバーストであることが明らかとなった。

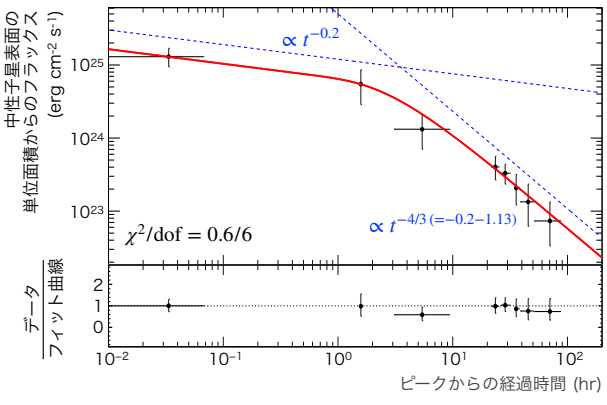


図 4: 温度冷却モデル (Cumming & Macbeth 2004) を用いた光度曲線のフィット。式 3 に示したように、このモデルは $t < t_{\rm break}$ の時、べき乗関数の最初の指数を -0.2、$t \geq t_{\rm break}$ の時、最後の指数を $-4/3$ と近似できる。

Reference

Alizai, K., Chenevez, J., Cumming, A., et al. 2023, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 521, 3608, doi: 10.1093/mnras/stad374

Aoyama, A., Enoto, T., Takahashi, T., et al. 2025, The Astrophysical Journal Letters, 986, L29, doi: 10.3847/2041-8213/addd00

Cumming, A., & Macbeth, J. 2004, The Astrophysical Journal Letters, 603, L37, doi: 10.1086/382873

Galloway, D. K., & Keek, L. 2021, in Astrophysics and Space Science Library, Vol. 461, Timing Neutron Stars: Pulsations, Oscillations and Explosions, ed. T. M. Belloni, M. Méndez, & C. Zhang, 209–262, doi: 10.1007/978-3-662-62110-3_5

HI4PI Collaboration, Ben Bekhti, N., Flöer, L., et al. 2016, Astronomy & Astrophysics, 594, A116, doi: 10.1051/0004-6361/201629178

Kirsch, M. G., Briel, U. G., Burrows, D., et al. 2005, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5898, UV, X-Ray, and Gamma-Ray Space Instrumentation for Astronomy XIV, ed. O. H. W. Siegmund, 22–33, doi: 10.1117/12.616893

Liu, H. Y., Yang, H. N., Li, D. Y., et al. 2024, The Astronomer's Telegram, 16765, 1

Matsuoka, M., Kawasaki, K., Ueno, S., et al. 2009, Publications of the Astronomical Society of Japan, 61, 999, doi: 10.1093/pasj/61.5.999

Mihara, T., Tsunemi, H., & Negoro, H. 2024, MAXI: Monitor of All-Sky X-ray Image, ed. C. Bambi & A. Santangelo (Singapore: Springer Nature Singapore), 1295–1320, doi: 10.1007/978-981-19-6960-7_38

Negoro, H., Nakajima, M., Mihara, T., et al. 2024, The Astronomer's Telegram, 16902, 1

Pike, S., Negoro, H., Mihara, T., et al. 2024, The Astronomer's Telegram, 16910, 1

Serino, M., Iwakiri, W., Tamagawa, T., et al. 2016, Publications of the Astronomical Society of Japan, 68, 95, doi: 10.1093/pasj/psw086

Serino, M., Negoro, H., Iwakiri, W., et al. 2024, The Astronomer's Telegram, 16898, 1

Takeda, T., Tamagawa, T., Enoto, T., et al. 2025, Publications of the Astronomical Society of Japan, doi: 10.1093/pasj/psaf003

Tamagawa, T., Enoto, T., Kitaguchi, T., et al. 2025, Publications of the Astronomical Society of Japan, doi: 10.1093/pasj/psaf014

——index へ戻る

CK-15

多波長電磁波による孤立ブラックホール探査

東北大学
越水　拓海

多波長電磁波による孤立ブラックホール探査

越水 拓海 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

大質量星は重元素の主な供給源として宇宙の化学進化に重要な役割を果たすが、その終末進化には未解明な点が多い。特に、超新星爆発を伴わずに直接ブラックホールへと崩壊する「失敗した超新星」の存在が理論的に予想されているが、観測的証拠は限られている。もしこの現象が一定割合で起きていれば、元素放出が抑制され、銀河の化学進化に大きな影響を与える可能性がある。「失敗した超新星」の痕跡として、星間空間を単独で漂う孤立ブラックホール（Isolated Black Hole: IBH）が考えられる。IBH は連星相互作用の影響を受けず、単独の大質量星の終焉を純粋に反映しているため、その存在数や性質を明らかにすることは、「失敗した超新星」の検証に直結する。本研究では、強く磁化された降着円盤（Magnetically Arrested Disk: MAD）を伴う IBH が放射する電磁波スペクトルを理論的に計算し、原始星や M 型矮星、白色矮星の連星系など他の X 線・可視光源との識別可能性を検討した。

1 Introduction

孤立ブラックホール（Isolated Black Hole: IBH）は星間空間を単独で漂う、恒星質量のブラックホールを指す。IBH は連星相互作用の影響を受けず、単独の大質量星の終焉を純粋に反映しているため、大質量星の進化の検証に有効な天体である。しかし、IBH は、観測的な手がかりが乏しく、重力マイクロレンズとよばれる IBH 候補天体の背景の星の増光現象を観測・解析した Sahu et al.2022[1] の一例のみになる。一方で、X 線や重力波で恒星質量 BH の連星系は現在までに、20 天体ほど同定されている。

近年、IBH が星間媒質を降着することで多波長の電磁波を放射しうることが示唆されており、本研究では特に、強く磁化された降着円盤（Magnetically Arrested Disk: MAD）が形成された場合を想定する。このような環境下では、降着流中の電子が加熱・加速され、シンクロトロン放射および逆コンプトン散乱によって X 線と可視光が放射される。電磁波の放射フラックスの計算に基づき、スペクトル型（有効温度）と光度（絶対等級）の関係を用いて、原始星や M 型矮星、白色矮星の連星系など他の X 線・可視光源と区別可能な IBH 候補の特徴を明らかにした。さらに、Gaia や eROSITA などの全天観測データとの照合により検出可能性を評価した結果、IBH は X 線でより明るく光る傾向があり、他の天体との識別が可能であることが示唆された。

2 Methods/Instruments

2.1 降着円盤の形成

IBH の周りの星間媒質の降着を図 1 のような Bondy・Hoyle・Lyttleton 降着と考える。降着半径 $r_{\rm BHL}$ を星間ガスの粒子と IBH の 2 体間の最小距離として、系全体のエネルギーの束縛条件から見積もる。

$$\dot{M}_{\rm BHL} = \pi r_{\rm BHL}^2 v_{\rm eff} n_{\rm ISM} \mu_{\rm ISM} m_p$$
$$r_{\rm BHL} = 2GM/v_{\rm eff}^2,\ \ v_{\rm eff} = \sqrt{V_k^2 + C_s^2} \quad (1)$$

V_k はブラックホールのキック速度、C_s は音速、$n_{\rm ISM}, \mu_{\rm ISM}$ は星間媒質の数密度と平均分子量を表す。実際には角運動量が存在し、IBH への降着を阻害するように働く（遠心力の効果）。質量降着率 $\dot{M}$ は $\dot{M}_{\rm BHL}$ より小さくなり、$\dot{M} = \lambda_w \dot{M}_{\rm BHL}, \lambda_w \leq 1$ と見積もる。そのため、星間媒質が IBH に降着するとき、角運動量を効率よく外に輸送するため、降着円盤を形成する。

質量降着率 $\dot{M}$ は数密度、磁場等の物理量に依存し、放射の効率に直接関係するため、円盤の状態を決めるパラメータになる。$\dot{m} = \dot{M}c^2/L_{\rm Edd}$ は $\dot{m} \simeq 7.6 \times 10^{-5} M_1 n_{\rm ISM,2} \lambda_{w,-1} v_{\rm eff,6.3}^{-3} \ll 1$ と見積もれる（$L_{\rm Edd}$: エディントン光度）。各物理量 Q_X の添え字 X は $Q_X = Q/10^X$ を表す。ただし、IBH の質量のみ $M_X = M/(10^X M_\odot)$ であることに注意。$\dot{m}$ が小さいとき、放射による冷却効率が悪く、移流によって熱エネルギーが中心に運ばれる。このとき、円盤の降着

流は Advection Dominated Accretion Flow(ADAF) と呼ばれ、高温で幾何的に厚い降着円盤になる。

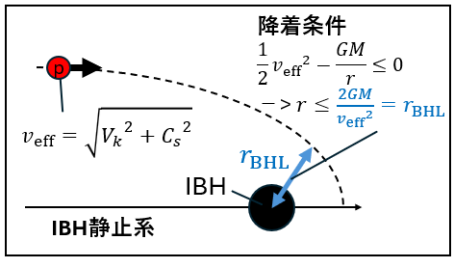


図 1: Bondy・Hoyle・Lyttleton 降着。V_k はブラックホールのキック速度、C_s は音速を表す。

2.2 Magnetically Arrested Disk

星間媒質は磁場とともに、IBH へ降着する。IBH へ輸送される磁場には上限が存在することが知られている。BH 近傍の GRMHD シミュレーションによって、ホライズン $r = r_H$ にたまる磁束の時間発展を解くと、以下の値で収束する [2]。

$$\phi_{\rm MAD} \equiv \frac{1}{2\sqrt{\dot{M}c}} \iint |B^r(r_H, t)| \sqrt{-g} d\theta d\varphi = 50 \tag{2}$$

磁束が（2）式を満たすような降着円盤を Magnetically Arrested Disk(MAD) と呼ぶ。

IBH の周りの降着円盤が MAD であるかを見積もる。降着円盤の磁束 Φ_B は $\Phi_B \sim B_{\rm ISM} r_{\rm ISM}^2 \simeq 4.5 \times 10^{24} M_1^2 v_{\rm eff,6.3}^{-4} B_{\rm ISM,-5}$ [G・cm^2] と表せる。(2) 式より、MAD の磁束 $\Phi_{\rm MAD}$ は $\Phi_{\rm MAD} \sim 50 R_{\rm G} \sqrt{\dot{M}c} \simeq 1.4 \times 10^{20} v_{\rm eff,6.3}^{-3/2} M_1^2 n_{\rm ISM,2}^{1/2} \lambda_{w,-1}^{1/2}$ [G・cm^2] となり、$\Phi_{\rm B} \gg \Phi_{\rm MAD}$ を満たし、IBH の周りの降着円盤は MAD であると言える。

2.3 降着円盤の温度

ADAF で、降着する星間媒質の重力エネルギーのうち、一部が熱エネルギーに渡され、降着円盤の温度 T はビリアル温度 $k_B T \sim GMm_p/4R$ になる（$\because m_p \gg m_e, R$: 降着円盤の半径）。降着円盤のある半径 $r = r_{\rm trc} (r = R/R_G, R_G = GM/c^2)$ より内側では電子と陽子の 2 温度のプラズマになる。これは、陽子と電子の緩和時間 $t_{\rm pe}$ と降着時間 $t_{\rm fall}$ を比較し、$t_{\rm pe} > t_{\rm fall}$ となることを確認すればいい。

まず、陽子と電子の緩和時間 $t_{\rm pe}$ は

$$t_{\rm pe} = \frac{\sqrt{2\pi}}{2N_p \sigma_T c \ln\Lambda} \frac{m_p}{m_e} \left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2}\right)^{3/2} \tag{3}$$

となる [3]。N_p は陽子の数密度、σ_T はトムソン散乱の散乱断面積、$\ln\Lambda$ はクーロン対数を表す。陽子と電子の数密度は同じと仮定し、N_p は $N_p = \dot{M}/(4\pi R H V_R \mu_{\rm ISM} m_p)$ と表せる。H は降着円盤の厚みで、ADAF は幾何的に厚く、$H = R/2$ とする。V_R は降着の速度で、α 粘性モデル [4] の粘性パラメータ α を用いて、$V_R = (\alpha/2)\sqrt{GM/R}$ とする [5]。図 2 より、$r < r_{\rm trc} = 5.9 \times 10^5$ で、$t_{\rm pe} > t_{\rm fall}$ となり、2 温度のプラズマになることが分かる。

電子と陽子の温度を決める上で、放射冷却を考慮する必要がある。放射過程として、シンクロトロン・サイクロトロン放射および逆コンプトン散乱が考えられる。シンクロトロン・サイクロトロン放射の冷却時間は以下のように表せる。

$$t_{{\rm cool},i} = \frac{3E_i}{4\sigma_T c \beta_i^2 \gamma_i^2 U_B} \tag{4}$$

i は粒子種、E_i は一つの粒子が持っているエネルギー、$U_B = B^2/8\pi$ は磁場 B のエネルギー密度、γ_i はローレンツ因子、β_i は粒子の速度 v_i を光速 c で規格化した量を示す。図 2 より、陽子は、常に $t_{\rm cool,p} > t_{\rm fall}$ であり、放射による冷却が効かないことが分かる。一方で、電子は $r < r_{\rm c}$ で、$t_{\rm cool,e} < t_{\rm fall}$ となり、降着円盤の内側では放射による冷却が効くことが分かる。

陽子の温度はビリアル温度で決まっているが、電子は放射による冷却を含めて、温度を考える必要がある。電子の温度は、散逸されるエネルギー $L_{\rm dis} = \epsilon_{\rm dis} \dot{M} c^2$ の内、熱的な電子に渡されるエネルギー $L_{e,\rm th} = f_e(1 - \epsilon_{\rm NT}) L_{\rm dis}$ と放射の光度 $L_{\rm e,th,rad}(T_e)$ が釣り合う式 $L_{e,\rm th} = L_{\rm e,th,rad}(T_e)$ を解くことで決める。各パラメータ $\epsilon_{\rm dis}, \epsilon_{\rm NT}, f_e$ はシミュレーションの値を参考に決める。実際の計算に用いた値は 2.6 でまとめる。

2.4 放射フラックスの計算

熱的な電子の放射フラックス $F_{{\rm e,th,rad},E_\gamma}(T_e) = F_{{\rm e,th,syn},E_\gamma}(T_e) + F_{{\rm e,th,Ic},E_\gamma}(T_e) + F_{{\rm e,th,br},E_\gamma}(T_e)$

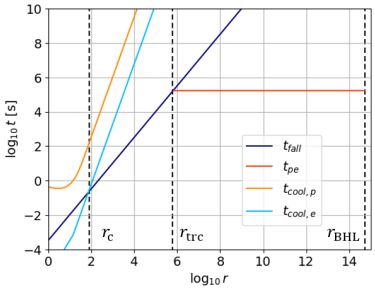


図 2: タイムスケールの比較。$r > r_{\rm trc}$ では電子と陽子の温度は同じとする。電子と陽子のローレンツ因子と速度はマクスウェル分布を掛けて、粒子のエネルギーで積分した値を用いた。電子の冷却時間 $t_{e,\rm cool}$ に必要な電子の温度 T_e は $r > r_{\rm trc}$ で 2.6 のパラメータは一定として計算。

(E_γ は光子のエネルギーで、F_{E_γ} の単位は $\rm cm^{-2} \cdot s^{-1}$。$F_{\rm e,th,br,}E_\gamma$ は制動放射のフラックスを表す) は $L_{e,\rm th} = L_{\rm e,th,rad}(T_e), L_{\rm e,th,rad}(T_e) = \int E_\gamma F_{\rm e,th,rad,}E_\gamma(T_e) dE_\gamma$ を同時に解いて、T_e と $F_{\rm e,th,rad}$ を求める。

非熱的な電子はまず、以下の輸送方程式を解いて、電子の数分布 $N_e(E_e)$ を求める。

$$\frac{d}{dE_e}\left(\frac{E_e N_{E_e}}{t_{\rm cool,}e}\right) - \frac{N_{E_e}}{t_{\rm esc}} + \dot{N}_{E_e,\rm inj} = 0 \qquad (5)$$

逃避時間 $t_{\rm esc}$ は拡散時間 $t_{\rm diff} = 3R^2/(\eta_{\rm diff} R_{e,L} c)$ (ボーム極限からの差として、パラメータ $\eta_{\rm diff}$ を与える。$R_{e,L}$ はラーモア半径で $R_{e,L} = E_e/eB$) と降着時間 $t_{\rm fall}$ を用いて $t_{\rm esc}^{-1} = t_{\rm fall}^{-1} + t_{\rm cool}^{-1}$ と表す。$\dot{N}_{E_e,\rm inj}$ はベキ則が成り立つとして、$N_{E_e,\rm inj} \propto (E_e/E_{e,\rm cut})^{-s_{\rm inj}} \exp(-\rm E_e/E_{e,cut})$ と与える。カットオフのエネルギー $E_{e,\rm cut}$ は冷却時間 $t_{e,\rm cool}$ と加速時間 $t_{e,\rm acc} = \eta_{\rm acc} R_{e,L} c/V_A^2$ (V_A はアルフベン速度、$\eta_{\rm acc}$ はパラメータ) が釣り合う時の電子のエネルギーで $E_{e,\rm cut}$ 見積もる。

図 3 は 2.6 のパラメータを用いて、$R = 10R_G$ の one-zone（放射領域を一点とする近似）で電子の放射フラックスを計算したものである。赤外線・可視光は熱的な電子からの放射、X 線は非熱的な電子からの放射の寄与が優勢であることが分かる。ここから更に、分子雲のダスト・ガスの減光を考える必要がある。

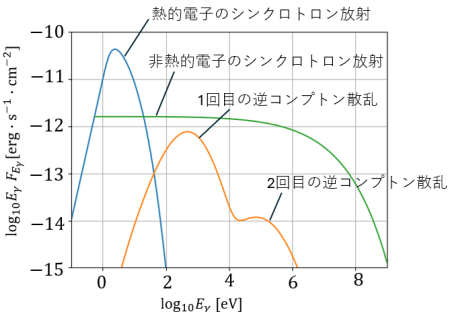


図 3: ダスト・ガスの減光を考慮していない場合の熱的電子と非熱的電子の放射フラックス。

2.5 ダスト・ガスの減光

IBH 周りの降着円盤から放射される電磁波は分子雲によって、吸収・散乱を受け、減光する。ダストによる電磁波の散乱・吸収の度合いはダストのサイズと波長の比で決まり、波長が短い電磁波ほど散乱・吸収される (図 4 を参照)。しかし、X 線ではガスの吸収の方が効いて、ダストは、赤外線・可視光の減光に影響する。ガスによる電磁波の吸収は、入射してくる電磁波によって、原子の中の束縛電子が自由電子として、放射されることで、電磁波が吸収される。原子の種類によって、吸収される電磁波のエネルギーは変わってくる。軟 X 線 $0.1 - 1$keV ではガスの減光の影響はあるが、それよりも高エネルギーの電磁波であれば、電磁波の吸収はほとんど効かなくなる。

2.6 パラメータセット

今まで出てきた、IBH 周りの降着円盤からの放射フラックスの計算に必要なパラメータを整理する。

α[2]	β[7]	λ_w [8]	f_e [9]	$\epsilon_{\rm dis}$
0.3	0.1	0.1	0.3	0.15
$\epsilon_{\rm NT}$	$v_{\rm k}$[km/s]	$C_{\rm s}$[km/s]	$n_{\rm ISM}$[cm^{-3}]	$\mu_{\rm ISM}$
0.3	20	10	100	2.3
$s_{\rm inj}$	$M[M_\odot]$	d_L[kpc]	$\eta_{\rm diff}$	$\eta_{\rm acc}$
2	10	0.5	10	10

表 1: パラメータセット

d_L は IBH から地球までの距離を表す。IBH の質量は図 6 以外は表 1 の値を用いた。

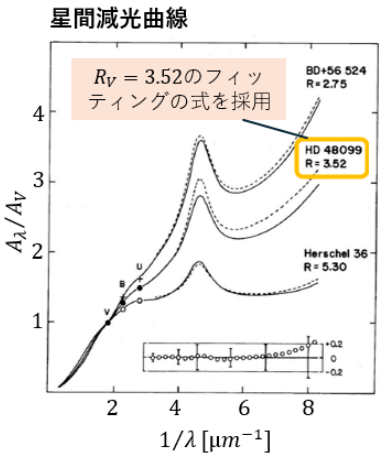


図 4: 左の図は Cardelli et al.1989[6] の図を抜粋し、一部を改変。銀河系内の星間減光曲線を表す。銀河面の典型値として、$R_V = 3.52$ のフィッティングの式を用いて、近赤外線・可視光の減光を計算する。

3 Results

図 5 は図 3 の電子の放射フラックスのグラフから、さらにダスト・ガスの減光を考慮したものになる。減光を考慮しても、Gaia や eROSITA などの全天観測で観測できる可能性がある。原始星や M 型矮星、白色矮星の連星系など、X 線と可視光の両方で光る天体は銀河系内に存在し、図 5 のような放射フラックスのグラフだけでは IBH を特定することは出来ない。そこで、図 6 のような X 線と可視光の光度の比と色の分布を見てみる。そうすると、IBH は原始星や M 型矮星、白色矮星の連星系と比べて、X 線で明るく光ることが分かる。これにより、IBH を識別できる可能性がある。

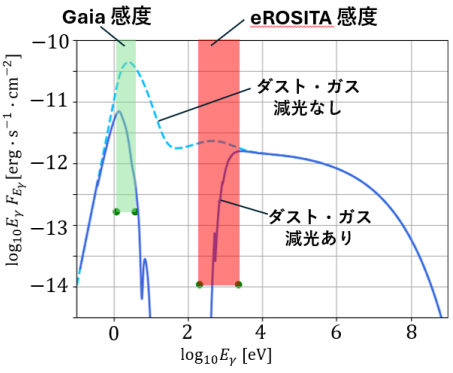


図 5: ダスト・ガスによる減光を考慮した電子の放射フラックス

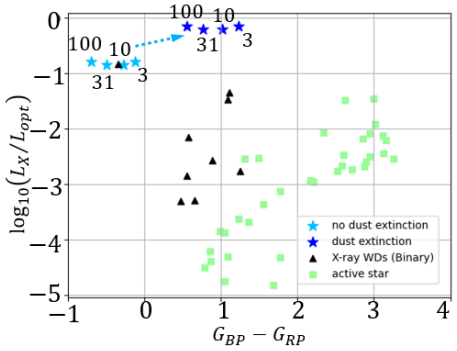


図 6: Gaia の青色バンド BP と赤色バンド RP を通過した放射フラックス G_{BP} と G_{RP} の差と可視光と X 線の光度比 $L_{\mathrm{X}}/L_{\mathrm{opt}}$ の関係。グラフの数字 Y は IBH の質量 $M = YM_\odot$ を表す。

4 Discussion/Conclusion

今回の放射フラックスは降着円盤の中心付近 $R = 10R_G$ での one-zone モデルで計算していた。IBH は X 線でより明るく光る傾向があり、他の天体との識別が可能であることが示唆された。しかし、X 線は降着円盤の中心付近からの放射でほとんど決まるが、可視光・赤外線の場合、降着円盤の外側からの放射の寄与は無視できるほどではないと考えられる。低エネルギーの電磁波の放射の寄与をより正確に見積もるためには、降着円盤全体からの放射を考慮した 1-dimension のモデルに拡張する必要性がある。

Reference

[1] Sahu, K. C. et al., 2022, ApJ, 933, 83
[2] Narayan, R. et al., 2012, MNRAS, 426, 3241
[3] Takahara, F., & Kusunose, M. 1985, PThPh, 73, 1390
[4] Shakura, N.I., Sunyaev, R.A., 1973. Astron. Astrophys. 24 337–55
[5] Kimura, S. S. et al. 2019a, PhRvD, 100, 083014
[6] Cardelli J. A. et al., 1989, ApJ , 345, 245
[7] White C. J. et al.,2019, The Astrophysical Journal, 874, 168
[8] Galishnikova,A. et al., 2025,ApJ,978,148
[9] Rowan, M. E. et al., 2017, ApJ, 850,

——index へ戻る

CK-16

XRISM/Resolve による Cyg X-3 の Fe Ly α 線の軌道位相分解解析

青山学院大学
岡部　圭悟

XRISM/Resolve による Cyg X-3 の Fe Lyα 線の軌道位相分解解析

岡部 圭悟 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

Abstract

大質量 X 線連星では、星風による質量放出によって質量輸送が行われており、恒星進化に大きな影響を及ぼしている。Cygnus X-3 はコンパクト星 (正体は明らかになっていない) とウォルフ-ライエ星から構成されている大質量 X 線連星系である。本研究では、コンパクト星の軌道運動を推定することでその質量を制限し、正体を同定することを目的として、*XRISM*/Resolve による精密分光観測に基づく軌道位相分解解析をした。その結果、Fe Lyα 輝線に周期的な時間変動が見られ、コンパクト星の軌道運動を反映していると推定された。この Fe Lyα 輝線に注目して解析したところ、コンパクト星の視線速度振幅は 384^{+50}_{-54} km/s と求められた。この視線速度振幅を用いて質量関数を導出し、軌道傾斜角 $i = 28°$、ウォルフ-ライエ星の質量 $8 - 14\,M_\odot$ を仮定した場合、コンパクト星の質量は $5.6\,M_\odot$ 以下と制限された。一方、本研究での質量制限のみからではコンパクト星の正体の同定には至らなかった。

1 Introduction

Cygnus X-3(以降 Cyg X-3 と表記) は、コンパクト星とウォルフ-ライエ星 (WR 星) から成る大質量 X 線連星 (High-mass X-ray binary; HMXB) である。WR 星は大質量星の進化末期の姿であり、過去の質量放出によって水素層を失っている。コンパクト星は非常に高密度な天体であり、その正体は中性子星かブラックホールであるが、未だ解明されていない。系内において、Cyg X-3 のような WR-HMXB は他に 1 つしか発見されていない。Cyg X-3 は将来、重力波源となる二重コンパクト連星に進化すると考えられており、質量輸送が連星進化に及ぼす影響など、連星進化の観点からもこの天体の研究は極めて重要である。

中性子星の限界質量は理論と観測から約 $3\,M_\odot$ と推定されている。よって、コンパクト星の質量を制限することで、その正体を同定することが出来る。連星の場合、視線速度振幅を測定出来れば質量関数を用いた方法で質量制限が可能である。その為、X 線帯域での精密分光観測が欠かせない。

以前と比較して、より高精度な X 線分光観測を実現したのが、2023 年 9 月に打ち上げられた X 線分光観測衛星 *XRISM* である。*XRISM* が搭載する X 線マイクロカロリメータ Resolve は、6 keV でエネルギー分解能が 5 eV と、非常に優れた検出器である。

別グループの研究 (XRISM Collaboration 2024) では、Resolve によって検出された様々な電離状態の Fe K バンドのスペクトルに対し、各電離状態の鉄イオンが同じドップラー速度で運動していると仮定して解析し、視線速度振幅 $v = 194^{+29}_{-29}$ km/s(信頼区間 90%) を得ている。この数値を用いて質量関数を導出すると、コンパクト星の質量は、中性子星の限界質量である $3\,M_\odot$ を超え、その正体はブラックホールであると確定する。しかし、この解析の手法で用いられた仮定は、様々な電離状態の鉄イオンがコンパクト星近傍に分布していると仮定していることに等しく、一般に高階電離イオンの方がコンパクト星近傍に分布していることを考慮すると、XRISM Collaboration (2024) で求められた視線速度振幅は、コンパクト星の軌道運動が十分に反映されていないと予想される。

そこで、本研究では Resolve によって得られた Cyg X-3 のスペクトルの内、コンパクト星最近傍に分布していると考えられる水素状鉄イオンからの Fe Lyα 輝線の視線速度振幅を測定することでコンパクト星の質量制限を試みる。

2 Observation and data reduction

Cyg X-3 は 2024 年 3 月 24 日から 25 日に掛けて、Performance Verification (PV) ターゲットとして *XRISM* 衛星によって観測された。有効露光時間は約 67 ks であった。またこの時、Cyg X-3 は軟 X 線で明るい”hypersoft” 状態であった。我々は XRISM

Quick-Start Guide ver. 2.3 に記載されている手順に従い、解析ソフト HEAsoft ver. 6.34 と CALDB ver. 8 を用いて解析を行った。スペクトルは、High primary (Hp) イベントのみを用いて抽出した。なお、27 番目のピクセルは校正の不定性が大きく、エネルギー分解能が損なわれてしまっている為、スペクトル抽出の際には除外した。スペクトルのフィッティングには `xspec` を用いた。また、パラメータの信頼区間は断りが無い限り 1σ で評価した。

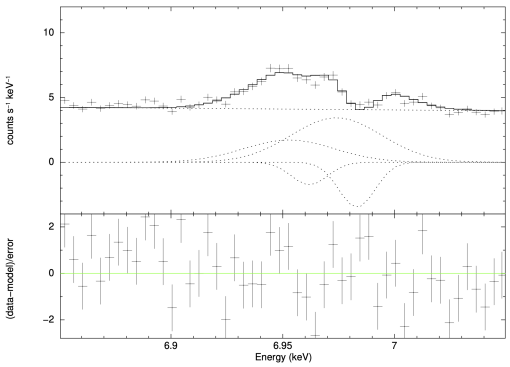


図 1: 各位相を独立に解析したスペクトルの結果の一例 ($\varphi = 0.4 - 0.6$)。(上) 観測データとモデルのプロット。(下) データとモデルの残差。

3 Analysis and results

軌道位相分解スペクトル解析を行う為に、軌道位相を定義した。軌道位相 n は、

$$T_n = T_0 + P_0 n \tag{1}$$

で決定した。ここで、T_0 は基準となる時間 [MJD]、P_0 は T_0 の時の軌道周期 [days] であり、それぞれ $T_0 = 60393.21095738978\,\mathrm{MJD}$、$P_0 = 17252\,\mathrm{s} = 0.1996759259\,\mathrm{days}$ である。このようにして軌道位相 (φ と表す) を決定した。

3.1 FeLyα の位相ごとの解析

まず、位相を 5 分割 (すなわち、$\varphi = 0.0 - 0.2, \cdots, 0.8 - 1.0$) し、各位相を独立に解析した。スペクトルの連続成分は `powerlaw` でモデル化した。フリーパラメータは規格化定数 K(1 keV における photons $\mathrm{s^{-1}\ cm^2\ keV^{-1}}$) と光子指数 α である。また、Lyα 線は Lyα_1 線と Lyα_2 線の 2 本ある為、輝線と吸収線で計 4 つの `zgauss` でモデル化した。Lyα_1 線と Lyα_2 線の中心エネルギーはそれぞれ静止系でのエネルギー 6.973 keV、6.952 keV で固定した。一つの `zgauss` を式で表すと、

$$A(E) = N \frac{\exp\left[-\frac{\{E(1+z)-E_l\}^2}{2\sigma^2}\right]}{(1+z)\sigma\sqrt{2\pi}\left\{1 - \mathrm{erf}\left(\frac{-E_l}{\sqrt{2}\sigma}\right)\right\}} \tag{2}$$

である。ここで、N は規格化定数 (光源系における線内の全 $\mathrm{photons\ cm^{-2}\ s^{-1}}$) であり、Ly$\alpha_1$ 線と Lyα_2 線の強度比は状態数の比から 2 : 1 となるようにした。σ [keV] は線幅、z は赤方偏移であり、これらは輝線同士、吸収線同士で共通とし、輝線と吸収線は独立にした。以上より、フリーパラメータは連続成分の規格化定数 K と光子指数 α、輝線・吸収線それぞれの赤方偏移 (z_{emi} と z_{abs})、線幅 (σ_{emi} と σ_{abs}) 及び、Lyα_2 線の規格化定数 (K_{emi} と K_{abs}) である。ここで、吸収線の線幅と規格化定数は正常にフィッティングできた位相では誤差の範囲で一定と見なすことが出来たので、これらの位相で平均値で固定した。図 1 にこれらのモデルでフィッティングしたスペクトルの一例を示す。

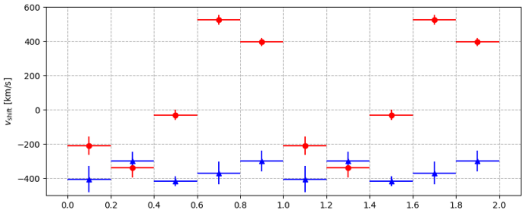


図 2: Fe Lyα 輝線・吸収線の視線速度変化。赤が輝線、青が吸収線を示している。縦軸は視線速度で、観測者から遠ざかる向きを正としている。横軸は位相で、周期性を分かりやすくするために 2 周期分プロットしている。

また、

$$v = cz \quad (v \ll c) \tag{3}$$

の関係を用いて求めた視線速度 v をプロットしたものを図 2 に示す。この図より、Fe Lyα 輝線視線の速度は周期的に変動しており、コンパクト星の軌道運動によるドップラー効果を反映していることが推測された。

3.2 輝線成分の視線速度変調のモデル化

次にコンパクト星の軌道運動を完全な円運動と仮定し、輝線成分の速度の軌道変調をモデル化した。すなわち、輝線成分の赤方偏移 $z_{\rm emi}$ を、

$$z_{\rm emi} = \frac{v_0}{c} - \frac{v}{c}\sin(\varphi + \varphi_0) \tag{4}$$

とする。ここで、v、φ、v_0、φ_0 は速度振幅、軌道位相、速度オフセット、位相オフセットである。これを式 (2) に代入し、輝線成分をフィッティングした。ただし、より詳細な視線速度の変化を調べる為に位相の分割を 5 分割から 8 分割 (すなわち、$\varphi = 0.00-0.125, \cdots, 0.875-1.000$) に変更した。ここで、$\varphi = 0.250-0.375$ は *XRISM* 衛星の周期的な地没の影響により、データ欠損が顕著な為、解析から除外した。また、吸収線の線幅 $\sigma_{\rm abs}$ は全位相で同値になるように設定した。解析の結果、速度振幅と速度オフセットとしてそれぞれ $v = 384^{+50}_{-54}\,{\rm km/s}$、$v_0 = 99^{+1}_{-15}\,{\rm km/s}$ が得られた。

4 Discussion

本研究で得られた Fe Lyα 輝線の速度振幅 $v = 384^{+50}_{-54}\,{\rm km/s}$ は、同データを解析している XRISM Collaboration (2024) で得られた鉄輝線成分の視線速度振幅 $v = 194^{+29}_{-29}\,{\rm km/s}$(信頼区間 90%) と比較してかなり大きい。これは、本研究では Fe Lyα 線のみを解析しているのに対し、XRISM Collaboration (2024) では Fe K バンドのスペクトルに対して輝線・吸収線それぞれ 3 つの異なる電離度の光電離プラズマ成分 (低電離成分、中電離成分、高電離成分) を持つモデルを用いた解析をしている為である。しかし、この解析では、輝線・吸収線それぞれの光電離成分のドップラー速度をリンクさせて解析している為、XRISM Collaboration (2024) の結果は統計量の多い中電離成分による影響を大きく受けている。よって、この中電離成分の鉄原子は、高電離成分の鉄原子 (水素状鉄) とは異なる領域に分布しており、XRISM Collaboration (2024) で求められた視線速度振幅はコンパクト星の軌道運動を十分に反映していないと考えられる。

一方、本研究で解析した Fe Lyα 線は、輝線と吸収線が重なり合っている為、いくつかの局所的な極値を持つパラメータ分布が生じてしまい、本研究で採用した `xspec` での C 統計量を用いた最尤推定法では最適解を見つけることが困難になってしまった。例えば、本研究では吸収線の線幅 $\sigma_{\rm abs}$ を固定するという制限が生じてしまった。その為、Miura et al. (2025) では、より柔軟性の高いマルコフ連鎖モンテカルロ (MCMC) 法に基づくベイズ推定を採用して解析を行い、視線速度振幅 $v = 430^{+150}_{-140}\,{\rm km/s}$(信頼区間 90%) を得ている。これは本研究の結果と一致している。

次に、求めた Fe Lyα 輝線の視線速度振幅を用いてコンパクト星の質量に制限を与える。コンパクト星の質量を $M_{\rm C}$、WR 星の質量を $M_{\rm WR}$ とすると、質量関数は

$$\frac{PK_{\rm C}^3}{2\pi G} = \frac{M_{\rm WR}^3 \sin^3 i}{(M_{\rm C}+M_{\rm WR})^2} \tag{5}$$

で与えられる。ここで、$P = 17252\,{\rm s}$ は軌道周期、K_C はコンパクト星の視線速度振幅、G は万有引力定数、i は軌道傾斜角である。式 (5) を $M_{\rm C}$ について解くと、

$$M_{\rm C} = \sqrt{\frac{2\pi G}{PK_{\rm C}^3}(M_{\rm WR}\sin i)^3} - M_{\rm WR} \tag{6}$$

となる。ここで、軌道周期 P と視線速度振幅 $K_{\rm C}$ は観測量であるから、WR 星の質量 $M_{\rm WR}$ と軌道傾斜角 i が分かればコンパクト星の質量 $M_{\rm C}$ を推定することが可能である。

WR 星の質量は Koljonen and Maccarone (2017) が理論的な質量-高度関係 (Gräfener et al. 2011) を用いて $M_{\rm WR} = 8-14\,M_\odot$ と推定した。本研究では、この $M_{\rm WR}$ を使用する。

軌道傾斜角については 28°(Vilhu et al. 2009; Antokhin et al. 2022; Veledina, Muleri, et al. 2024; Veledina, Poutanen, et al. 2024) を仮定する。

以上より、横軸を WR 星の質量、縦軸をコンパクト星の質量としてプロットすると図 3 のようになる。この図より、XRISM Collaboration (2024) で求められた視線速度振幅を用いるとコンパクト星の正体がブラックホールであると確定するが、本研究で求められた視線速度振幅を用いると、コンパクト星の質量は、$M_{\rm C} \lesssim 5.6 M_\odot$ と制限され、その正体が中性子星である可能性を棄却出来ない。

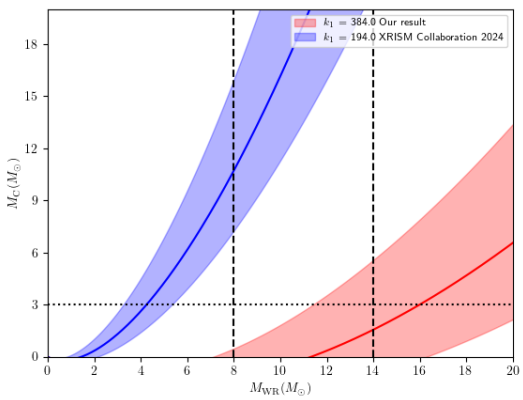


図 3: 軌道傾斜角 28° とした時の WR 星とコンパクト星の質量の関係。縦軸はコンパクト星の質量、横軸は WR 星の質量である。縦軸 3 $M_\odot$ の線: 中性子星の限界質量。横軸 $8-14\,M_\odot$ の領域: Koljonen and Maccarone (2017) で推定された WR 星の質量範囲。青帯: XRISM Collaboration (2024) で得られた視線速度振幅 194^{+29}_{-29} km/s による質量範囲。赤帯：本研究で得られた視線速度振幅 384^{+54}_{-54} km/s による質量範囲。本研究の結果より、コンパクト星の質量は $M_{\rm C} \lesssim 5.6 M_\odot$ と制限される。

5 Conclusion

本研究では、系内の HMXB である Cyg X-3 のコンパクト星の正体を同定する為、*XRISM*/Resolve によって得られた X 線スペクトルの解析を行った。*XRISM*/Resolve により、これまでの観測では得られなかった吸収線が検出され、より詳細な観測が可能になった。得られたスペクトルの内、コンパクト星の近傍に分布すると考えられる水素状鉄からの Fe Lyα 線に着目して軌道位相分解解析を行ったところ、Fe Lyα 輝線がコンパクト星の軌道運動を反映していることが示唆された。そこで、コンパクト星の軌道を円軌道と仮定して解析したところ、コンパクト星の視線速度振幅は 384^{+50}_{-54} km/s と求められた。この結果は XRISM Collaboration (2024) で求められた視線速度振幅とかなり異なっていた。これは、XRISM Collaboration (2024) の解析では中電離鉄輝線による影響が大きく、中電離成分の鉄原子が水素状鉄とは異なる領域に分布していることが原因であると予想された。

軌道傾斜角 28°、WR 星の質量を $M_{\rm WR} = 8-14\,M_\odot$ 仮定した場合、得られたコンパクト星の視線速度振幅を質量関数から質量関数を導出することで、コンパクト星の質量が $M_{\rm C} \lesssim 5.6 M_\odot$ と制限された。本研究では、コンパクト星の正体がブラックホールか中性子星かを同定するには至らなかった。

References

[1] Igor I Antokhin et al. 2022 *The Astrophysical Journal.*

[2] G Gräfener et al. 2011 *Astronomy & Astrophysics.*

[3] Karri II Koljonen and Thomas J Maccarone 2017 *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.*

[4] Daiki Miura et al. 2025 *Publications of the Astronomical Society of Japan.*

[5] Alexandra Veledina, Fabio Muleri, et al. 2024 *Nature Astronomy.*

[6] Alexandra Veledina, Juri Poutanen, et al. 2024 *Astronomy & Astrophysics.*

[7] Osmi Vilhu et al. 2009 *Astronomy & Astrophysics.*

[8] XRISM Collaboration 2024 *The Astrophysical Journal Letters.*

——index へ戻る

CK-17

XRISM 衛星による高精度 X 線分光観測を用いた 4U 1700–377 における Ni 過剰の検証と Fe 輝線時間変動の解析

東京理科大学
伊藤　世織

XRISM 衛星による高精度 X 線分光観測を用いた 4U 1700–377 における Ni 過剰の検証と Fe 輝線時間変動の解析

伊藤 世織 (東京理科大学)
山田 真也 (立教大学), 幸村 孝由, 内田 悠介 (東京理科大学)

Abstract

4U 1700−377 は、O 型超巨星を伴星に持ち、軌道周期約 3.4 日で周回する HMXB であり、質量は可視光・紫外線観測により $2.44 \pm 0.27\,M_\odot$ と推定されている。この値は、重い中性子星と軽いブラックホールの中間に位置し、その正体についていまだに議論が続いている。さらに注目すべきは、Ni 輝線の存在が示唆されている点である。Ni 輝線は、これまで限られた天体でしか観測されていない希少なものであり、高密度な星周物質に起因するとされる。その存在は、爆発による生成元素を反映している可能性がある。したがって、Ni 輝線の検出とその強度を定量的に評価することは、この天体の形成過程や爆発履歴を探る上で極めて有用である。

X 線天文衛星 XRISM に搭載された X 線マイクロカロリメータ Resolve は、X 線 CCD の約 30 倍の高エネルギー分解能を実現し、輝線や吸収線の精密測定を可能にする。XRISM 衛星により 4U 1700−377 を軌道位相 0.47–0.87 の範囲で約 50 ks にわたり観測したデータを解析した。その結果、鋭い Fe 輝線に加えて Ni Kα 輝線の検出に成功した。特に Ni/Fe は太陽組成に比べ高い値を示し、Ni 過剰の可能性を示唆する。さらに Fe Kα 線の中心エネルギーの時間変動が確認されており、ドップラーシフトから推定される軌道速度を評価することで、従来の可視光・紫外線観測に基づく手法とは独立に、質量関数に新たな制約を与える可能性がある。

本講演では、Resolve による分光性能を活かして得られた輝線プロファイル、Ni 過剰の統計的検証、および Fe Kα 輝線のドップラーシフトに基づく軌道速度の評価から、本天体の物理的性質を議論する。

1 Introduction

大質量 X 線連星 (High Mass X-ray Binary; HMXB) は、$10\,M_\odot$ 以上の大質量星を伴星に持ち、コンパクト天体（中性子星またはブラックホール）を含む連星系である。HMXB では、コンパクト天体が伴星の高密度な恒星風に包まれることで、X 線の吸収・散乱・再放射が生じる。

4U 1700−377 は、ウフル衛星によって発見された食連星型 HMXB であり、O6Ia 型超巨星 (HD 153919) とコンパクト天体が軌道周期 3.411581(7) 日で連星を構成する (Hammerschlag-Hensberge et al. (2003))。コンパクト天体の質量は $2.44 \pm 0.27\,M_\odot$ と推定されており、中性子星とブラックホールの中間的質量に位置している点で注目される。この天体は地球から約 1.7 kpc と比較的近距離にあり、X 線光度も $(8\text{–}45)\times10^{-10}$ erg s^{-1} cm^{-2} と明るい。伴星である HD 153919 は、既知の HMXB 中で最も質量の大きいドナー星の 1 つである。

銀河系内の中性子星の質量は概ね $3\,M_\odot$ 未満である一方、ブラックホールの質量は $4.5\,M_\odot$ を超えるものが大半を占める。この間の「質量ギャップ」は未解明領域とされており、図 1 にその質量分布を示す。

これまでに多くの観測が行われてきたが、4U 1700−377 に含まれるコンパクト天体の正体は依然として明らかでない。初期に報告されたパルスの検出は否定されており、過去の研究ではスペクトルの特徴からブラックホールであるとする見解もある (Brown et al. (1996))。一方で、コンプトン成分の存在や低い電子温度などから中性子星の可能性も指摘されている (Seifina et al. (2016))。

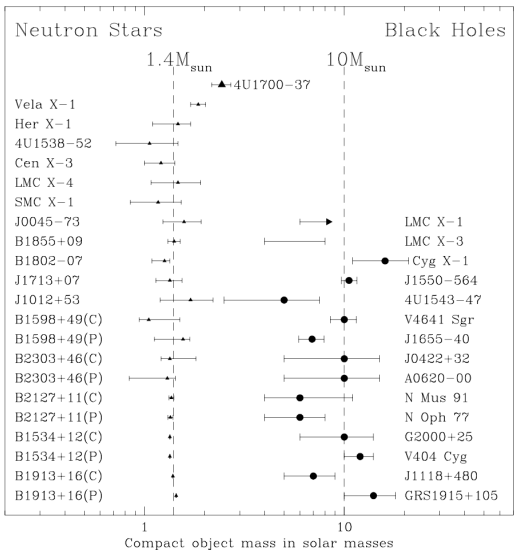


図 1: 中性子星および BH の質量分布 (Clark et al. (2002))

この天体は、Fe Kα 輝線の等価幅や水素柱密度 $N_{\rm H}$

が大きく、O 型星の非一様な恒星風に起因する大きな変動や強い X 線フレアが観測されている (White et al. (1983)。van der Meer ら（2005）は、XMM-Newton による食位相のスペクトル解析で再結合線や蛍光線を検出し、天体周囲に電離プラズマの存在を示唆した (van der Meer et al. (2005))。さらに Jaisawal & Naik (2015) は、すざく衛星の観測により、6.4 keV（Fe Kα）および 7.1 keV（Fe Kβ）の輝線を検出し、低フラックス位相での $N_{\rm H}$ の変動から恒星風の非一様性を指摘している (Jaisawal & Naik (2015))。また、van der Meer ら（2005）は、食中やその前後のスペクトルにおいて、6.4 keV の Fe 蛍光線を一貫して検出し、クランプ状の恒星風がその起源であると解釈している。食中に観測された多数の輝線は、放射領域が広範囲にわたっている可能性を示している。さらに注目すべきは、これまで限られた天体でしか観測されていない希少な Ni 輝線の存在が示唆されている点である。Ni 輝線は高密度な星周物質に起因し、爆発による生成元素を反映している可能性がある。したがって、Ni 輝線の定量的評価は、この天体の形成・進化過程を探る上で重要である。

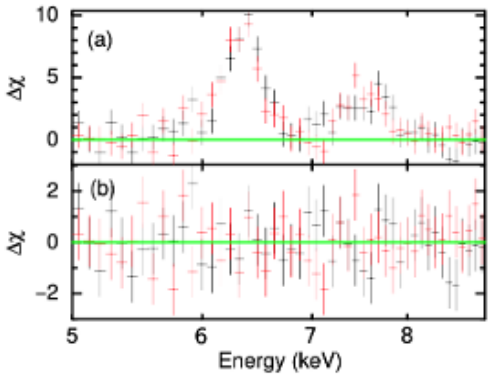


図 2: NuSTAR(FPMA、FPMB) による 5–9 keV のエネルギースペクトル (Bala et al. (2020))

IXPE によって、この天体における X 線偏光が初めて統計的に有意に検出された (Ninoyu et al. (2025))。5 keV 以上のエネルギー帯で 10%を超える偏光度が検出され、これは HMXB で観測された中でも特に高い偏光度である。IXPE の観測は軌道周期全体にわたって実施され、その間に複数のフレアも捉えられた。偏光度と軌道位相の間に明確な相関があり、特に食の前後で偏光度が 20%を超える値に達した。この結果は、偏光の散乱媒質が連星の中間領域に局在しており、恒星風の構造とコンパクト天体の放射の相互作用によって形成されていることを示唆する。IXPE による結果は、降着機構・放射過程・恒星風構造に関する新たな制約を与えるものである。

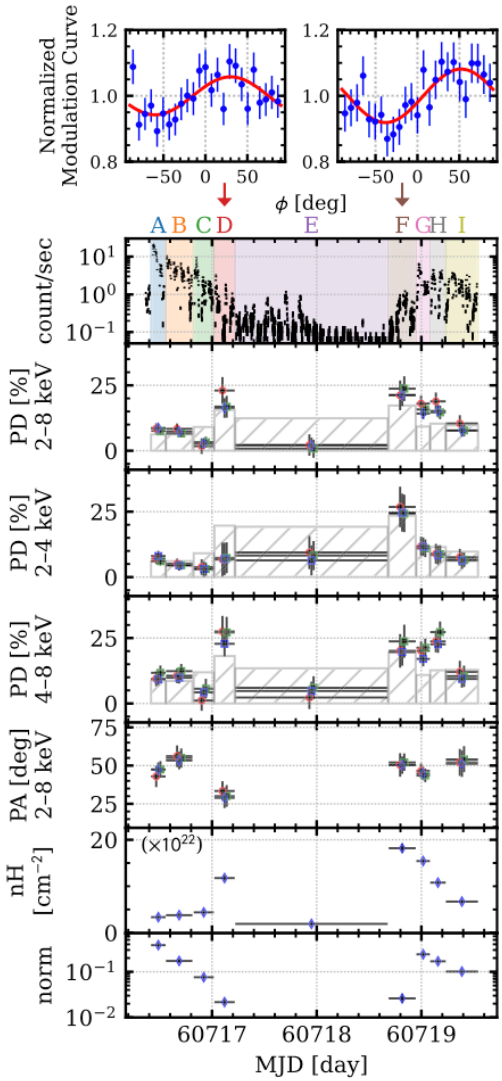


図 3: IXPE による 4U 1700−377 の偏光度の時間変動 (Ninoyu et al. (2025))

2 Instruments

本研究では、日本の X 線天文衛星 XRISM（X-Ray Imaging and Spectroscopy Mission）による観測データを用いた。XRISM は、JAXA 宇宙科学研究所が主導し、大学機関、企業、NASA、ESA などとの国際協力によって開発された、日本で 7 番目の X 線天文衛星である。

本衛星には、卓越したエネルギー分解能を有する X 線マイクロカロリメーター「Resolve」と、38 分角四方の過去最大の視野を持ち、0.4–13 keV の範囲をカバーする軟 X 線撮像装置「Xtend」が搭載されている。

本研究では、Resolve による高分解能分光データを用いて、4U 1700−37 における鉄およびニッケルの

蛍光輝線や吸収構造の検出とその時間変動を調査した。これにより、コンパクト天体の正体や恒星風構造、星周環境の理解を深めることを目的とする。

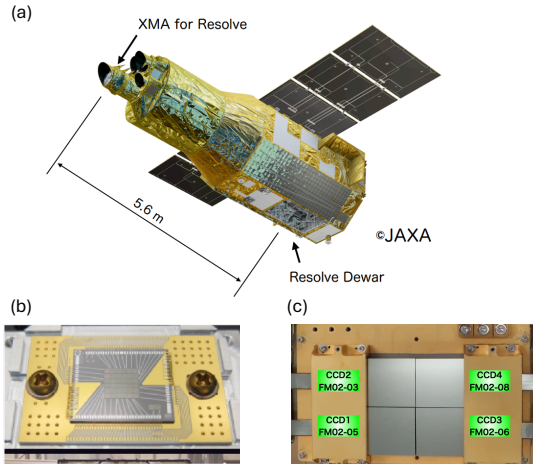


図 4: (a) XRISM の外観 (b) X 線マイクロカロリメーター (c) X 線 CCD

3 Results

XRISM は、4U 1700−37 を 2025 年 2 月 10 日に、軌道位相 0.47–0.87 にわたって約 50 ks 観測した。対象は非常に明るい X 線源であるが、Resolve により高統計かつ高分解能のデータが得られ、Xtend によっても 2 keV 以下を含む広帯域のスペクトルが取得された。スペクトル解析の結果、Fe Kα、Fe K edge、Fe Kβ が従来よりも明瞭に検出された。加えて、7.47 keV 付近に Ni Kα を示唆する兆候が初めて捉えられた。Fe Kα および Ni K 輝線の強度比に着目すると、単純なモデルを仮定したとき、太陽組成（Ni/Fe $\sim 4.2 \times 10^{-2}$）に対して前半・後半で Ni/Fe $\sim (5.4 \pm 1.1) \times 10^{-2}$ 、$\sim (15.0 \pm 0.5) \times 10^{-2}$ と Ni 過剰を示唆する結果を得た。さらに食内・食外での時間変動が見られた。Ni 輝線は、高密度な星周物質に起因し、超新星爆発などに伴う重元素合成の痕跡を反映していると考えられている。そのため、Ni 輝線の存在および強度の定量評価は、この天体の形成過程や進化履歴を解明する上で重要である。

4 Summary and Future Plans

本研究では、XRISM による初期観測データを用いて、4U 1700−37 における Fe および Ni の蛍光線や吸収構造の高精度な検出と、その時間変動の兆候を捉えた。鉄輝線の精密診断、吸収端の構造解析、アバンダンスの比較など、新たな理解の糸口が見えつつある。これらの結果は、コンパクト天体の性質や恒星風との相互作用を明らかにする上で、新たな観測的手がかりを提供するものである。今後は、観測された輝線の位相依存性の詳細解析や、吸収構造・偏光の時間発展の追跡を通じて、天体周囲の物理環境と放射機構のより定量的な理解を目指す。

Reference

Clark, J. S., et al. 2002, A&A, 392, 909

Ninoyu, K., et al. 2025, ApJ, 985, 69

Bala, S., et al. 2020, MNRAS, 493, 3045

Abubekerov, M. K. 2004, Astron. Rep., 48, 649

Puls, J., et al. 2008, A&ARv, 16, 209

Lucy, L. B., & Solomon, P. M. 1970, ApJ, 159, 879

Feldmeier, A. 1995, A&A, 299, 523

Sundqvist, J. O., & Owocki, S. P. 2013, MNRAS, 428, 1837

Hammerschlag-Hensberge, G., et al. 2003, A&A, 407, 685

Brown, G. E., et al. 1996, ApJ, 463, 297

Seifina, E., et al. 2016, ApJ, 821, 23

Meij, R., et al. 2021, A&A, 655, A31

White, N. E., et al. 1983, ApJL, 269, L264

van der Meer, A., et al. 2005, A&A, 432, 999

Jaisawal, G. N., & Naik, S. 2015, MNRAS, 448, 620

Martinez-Chicharro, M., et al. 2021, MNRAS, 501, 5646

Dashwood Brown, C., et al. 2022, MNRAS, 517, 2426

Heap, S. R., & Corcoran, M. F. 1992, ApJ, 387, 340

——index へ戻る

CK-18

XRISM による銀河系内ブラックホール X 線連星 IGR J17091 − 3624 の観測

京都大学
小林　聡馬

XRISM による銀河系内 ブラックホール X 線連星 IGR J17091−3624 の観測

小林 聡馬 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

2025 年 2 月に XRISM 衛星によって行われた、銀河系ブラックホール X 線連星 IGR J17091−3624 の Target of Opportunity（ToO）観測の結果を報告する。この天体は、2-3 年ごとにアウトバーストを起こすことが知られている。アウトバースト中、数十 keV 以上まで伸びたべき乗型のスペクトルと急激な変動を特徴とする「low/hard 状態」と、降着円盤からの黒体放射による軟 X 線が支配的な「high/soft 状態」の間で状態遷移を起こす。興味深いことに、GRS 1915+105 で見られたような、いわゆる「ハートビート型」を含む珍しい変動状態に入ることがある。スペクトルはしばしば、円盤風に由来する高電離吸収線を示す。

我々の XRISM による観測は、2025 年のアウトバースト中のフラックスピークの前後に行われた。ほぼ同時に、3-79 keV をカバーする NuSTAR による観測も行なわれた。スペクトルはべき乗型で近似され、準周期振動を含む数秒スケールの強い短期変動を示した。このことは、IGR J17091−3624 がその時期に low/hard 状態にあったことを示している。XRISM のデータからは、明確な電離吸収線は見つからなかった。広域スペクトルの解析の結果、降着円盤からの相対論的反射成分に起因すると考えられる、広い Fe Kα 輝線構造が観測された。本講演では、XRISM および NuSTAR のデータを用いたスペクトル解析とタイミング解析の結果を紹介し、明るい low/hard 状態における降着流構造について議論する。

1 Introduction

ブラックホール X 線連星は、ブラックホールと恒星からなる近接連星系であり（図 1）、恒星から降着してきたガスが降着円盤を形成するが、その降着流構造はまだ未解明である。

ブラックホール X 線連星は、光度の変化に伴って降着円盤の構造とエネルギースペクトルの形状が異なる 2 種類の典型的な状態をとることが知られている。一つは、質量降着率が高く、10 keV 以下の帯域で明るく輝き、10 keV 以下の軟 X 線が優位である状態を「high/soft 状態」と呼び、その軟 X 線は降着円盤からの多温度黒体放射として理解されている（図 2、赤）。「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軌道（回転していないブラックホールの場合、シュバルツシルト半径の 3 倍）まで伸びていると考えられている。

一方、質量降着率が低く、10 keV 以下の帯域で暗く、100 keV 付近でカットオフのある硬 X 線が優位であるべき乗型スペクトルを示す状態を「low/hard 状態」と呼ぶ（図 2、青）。このことから、降着円盤の周囲に高温コロナが存在し、熱的コンプトン散乱が起こっていると考えられている。「low/hard 状態」では、降着円盤成分の解析から降着円盤の内縁がブラックホールの最内縁安定軌道まで伸びていない可能性が示唆されている。

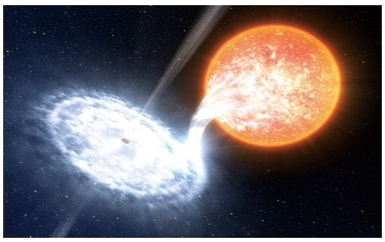


図 1: ブラックホール X 線連星の想像図
（出典：NASA）

これらの状態を遷移する期間においてしばしば準周期変動が観測される。光度曲線をフーリエ変換することで得られる、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準周期振動と呼ぶ。この変動の起源は未解明であるが、Ingram & Motta (2019) によると、Lense-Thirring 歳差運動という、ブラックホールの回転軸と降着円盤の回転軸が異なることにより、高温コロナが歳差運動して光度が変

動することに由来する可能性が示唆されている。

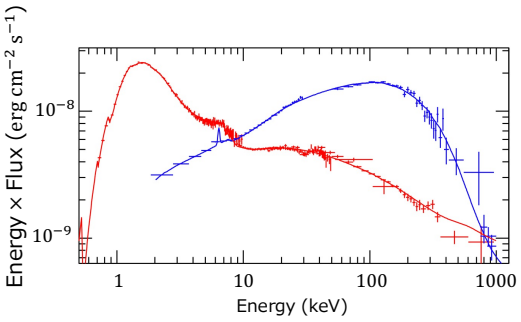


図 2: 1991 年（青、low/hard）、1996 年（赤、high/soft）におけるブラックホール X 線連星 Cyg X-1 のスペクトル（Done et al.2007）

2 Observations and Methods

我々は、X 線分光撮像衛星 XRISM を用いて、low/hard 状態にある銀河系内ブラックホール X 線連星 IGR J17091−3624 を観測した。この天体は、2-3 年ごとにアウトバーストを起こすことが知られている。アウトバースト中、数十 keV 以上まで伸びたべき乗型のスペクトルと急激な変動を特徴とする「low/hard 状態」と、降着円盤からの黒体放射による軟 X 線が支配的な「high/soft 状態」の間で状態遷移を起こす。興味深いことに、GRS 1915+105 で見られたような、いわゆる「ハートビート型」を含む珍しい変動状態に入ることがある。スペクトルはしばしば、円盤風に由来する高電離吸収線を示す。

観測は、アウトバースト中のフラックスのピークの前後である 2025 年 2 月 18 日に行われ、観測時間は約 13 時間であった。この観測とほぼ同時期に X 線衛星 NuSTAR により、約 9 時間の観測を行った。XRISM/Resolve は、極低温冷却技術を用いたマイクロカロリメータによる検出器であり、0.3-12 keV の帯域で非常に高いエネルギー分解能を誇る。NuSTAR は、3-79 keV の広い帯域をカバーし、硬 X 線の観測を可能にしている。本研究では、XRISM/Resolve と NuSTAR による同時解析を行った。

low/hard 状態におけるブラックホール X 線連星から放射される X 線スペクトルは、高温コロナの熱的電子と円盤から放射された光子との逆コンプトン散乱、円盤における散乱光子の反射、の 2 つが考えられる。これらに加えて銀河系内での吸収を考慮したモデルを用いてスペクトルのフィットを行い、降着円盤の構造を調べた。

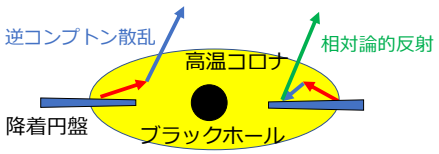


図 3: ブラックホール X 線連星の構造と放射機構

低周波準周期振動が観測されているか確かめるために、XRISM/Resolve の光度曲線からパワースペクトルを作成し、幅の広いピークを持つか調べた。また、低周波準周期振動による増光時と減光時のスペクトルを比較することにより、高温コロナの歳差運動による X 線強度の変化が見られないか調べた。

3 Results

高温コロナによる逆コンプトン散乱成分と降着円盤での反射成分に銀河系内での吸収を考慮したモデルでフィットしたスペクトルを図 4 に示す。6-7 keV あたりに見える、広がった Fe Kα 輝線を再現できた。この構造は、円盤回転による相対論的ドップラー効果とブラックホール近傍の重力赤方偏移によるものと解釈できる。同様に、20 keV あたりに見える、降着円盤での反射による Compton hump と呼ばれる膨らんだ構造も再現できた。この時得られたパラメータの値を表 1 に示す。

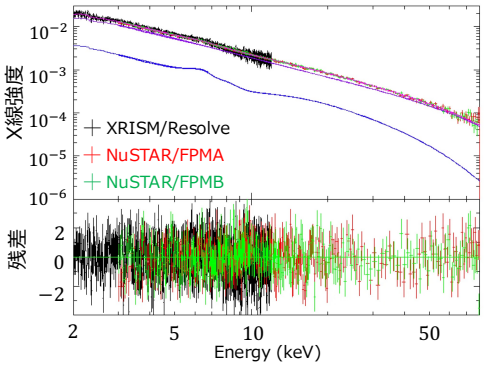


図 4: 高温コロナによる逆コンプトン散乱成分 (紫)、降着円盤での反射成分 (青) を用いたモデルのスペクトル

表 1: モデルフィッティングによって得られたパラメータの値

Gamma	$1.63^{+0.01}_{-0.01}$
refl__frac	-0.25
inclination (deg)	16^{+4}_{-7}
電子温度 T_e (keV)	22^{+2}_{-1}
内縁半径 R_{in} (r_g)	13^{+5}_{-3}
電離パラメータ log ξ (log[erg cm s^{-1}])	$3.4^{+0.1}_{-0.1}$

XRISM/Resolve の観測から得た光度曲線をフーリエ変換して作成したパワースペクトルを図 5 に示す。0.2 Hz 付近に広がったピークを持っており、今回観測した天体が低周波準周期振動をしていることがわかった。パワースペクトルのピークの中心周波数に対応する周期で光度曲線を畳み込んだ結果を図 6 に示す。秒単位のスケールで増光と減光を繰り返していることがわかった。

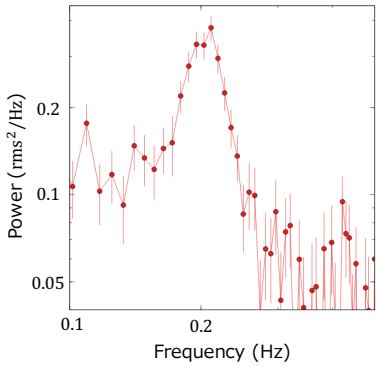


図 5: 光度曲線をフーリエ変換して得たパワースペクトル

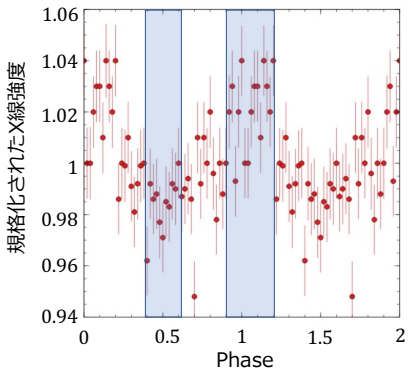


図 6: パワースペクトルの中心周波数で畳み込んだ光度曲線

低周波準周期振動のメカニズムを探るために作成した、図 6 における 0.4-0.6 phase, 0.9-1.2 phase のぞれぞれ減光時と増光時に対応する XRISM/Resolve のスペクトルを図 7 に示す。ブラックホール X 線連星において典型的なべき乗型スペクトルに銀河系内での吸収を考慮したモデルでフィッティングを行い、残差も含めて二つの phase におけるスペクトルを比較した。今回作成したスペクトルからは広がった Fe Kα 輝線に対応するエネルギー帯域では明瞭な差を見ることはできなかった。

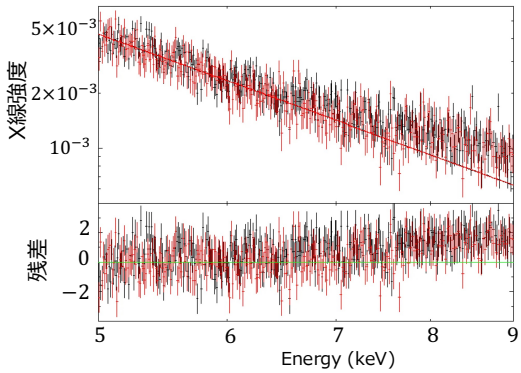


図 7: 減光時 (0.4-0.6 phase、赤) と増光時 (0.9-1.2 phase、黒) における XRISM/Resolve のスペクトル

4 Discussion

回転していないブラックホールの場合、降着円盤の最内縁安定軌道は、シュバルツシルト半径の 3 倍 (重力半径の 6 倍) である。表 1 で示したように、今回の観測データから得られた内縁半径は最内縁安定軌道より大きく、降着円盤が途中で途切れていることを示唆している。これは過去の観測からも示唆されている「low/hard 状態」に見られる構造と一致している。しかし、NuSTAR を用いて解析を行った先行研究（Xu et al. 2017）で示されている値と比較して、inclination は小さく、電離パラメータは大きく見積もられているので、今回得られた値の妥当性や物理的に有り得るかを明らかにしたいと考えている。

低周波準周期振動の起源として考えられている Lense-Thirring 歳差運動の影響により、減光時と増光時において広がった Fe Kα 輝線に対応するエネルギー帯域で X 線強度に差が見られないか検証したが、

見ることはできなかった。今回は、XRISM/Resolve のスペクトルだけで比較したが、Compton hump のある 10 keV 以上の帯域をカバーした NuSTAR のスペクトルも加えて比較する予定である。

5 Conclusion

low/hard 状態を特徴づける、高温コロナの熱的電子と円盤から放射された光子との逆コンプトン散乱、円盤における散乱光子の反射による X 線放射を考慮したモデルでスペクトルをフィットすることができた。その結果、最内縁安定軌道まで降着円盤が伸びておらず、途中で途切れているという、過去の観測から示唆されている物理的構造を支持する結果が得られた。

低周波準周期振動の起源として考えられている Lense-Thirring 歳差運動の影響により、減光時と増光時で X 線強度に差が見られるか、XRISM/Resolve のスペクトルを用いて広がった Fe Kα 輝線に対応するエネルギー帯域で比較を行ったが、明瞭な差を確認することはできなかった。今回は、XRISM/Resolve のスペクトルのみで比較を行ったが、10 keV 以上の高エネルギー帯域まで感度を持つ NuSTAR のスペクトルを加えて比較することにより、広がった Fe Kα 輝線に対応するエネルギー帯域だけでなく、20 keV 付近に見られる降着円盤による反射成分で X 線強度に差が見られるか検証したいと考えている。

Reference

Casella et al. 2005, ApJ, 629, 403

Done et al. 2007, Astron.Astrophys.Rev.15:1-66,2007

Ingram & Motta 2019, New Astronomy Reviews, Volume 85, article id. 101524.

Xu et al. 2017, ApJ, 851, 103

——index へ戻る

CK-19

X線連星系における星風の粒子計算: ラインフォース評価手法の改良

弘前大学
坂下　義季

X 線連星系における星風の粒子計算：ラインフォース評価手法の改良

坂下 義季 (弘前大学大学院 理工学研究科)
野村 真理子 (弘前大学), 鴈野 重之 (九州産業大学)
須佐 元 (甲南大学), 大須賀 健 (筑波大学)

Abstract

大質量 X 線連星とは, 中性子星やブラックホールなどのコンパクト星と大質量星との連星系である. これまで, 大質量 X 線連星の公転に伴う X 線連続光や輝線の時間変動が観測され, 星風によるコンパクト天体の遮蔽や X 線の反射が起きている可能性が指摘されてきた (Naik et al. 2011). 2023 年に打ち上げられた X 線分光撮像衛星 XRISM の観測によって, 星風の構造や空間分布をより高精度で捉えることが可能となりつつある (Mochizuki et al. 2024). 理論研究では, 輻射流体シミュレーション (e.g., Cechura & Hadrava 2015) や粒子計算 (Karino 2025) によって星風の構造やその時間変動が調べられてきた. 大質量星からの星風は, ラインフォースで加速されることが知られている (Castor, Abbott, & Klein 1975). ラインフォース加速においては, コンパクト天体から放射される X 線によって物質が電離されると加速が抑制され, 星風が減速する. これはコンパクト天体への質量降着率や降着に伴い放射される X 線光度に影響を与える. Karino (2025) ではこのメカニズムによって X 線光度および星風の構造が自発的な振動を示すことを明らかにした. しかしながらこの計算ではラインフォースの見積もりに簡略化されたモデルを使用していた.

そのため, 粒子計算に密度や光学的厚みを評価する計算コードを組み込み, ラインフォースの評価の改善を目指す. 本計算では, その前段階として実施したテスト粒子計算の結果を踏まえ, 今後の展望について議論する.

1 Introduction

1.1 大質量 X 線連星

大質量 X 線連星 (High Mass X-Ray Binary; HMXB) とは, 中性子星やブラックホールなどのコンパクト星と大質量星との連星系である. 大質量星の表面からは星風によってガスが放出し, その一部がコンパクト天体の重力によって捉えられ, 降着円盤を形成する. この降着過程において, 重力ポテンシャルエネルギーが解放され, 主に熱エネルギーに変換される. これにより降着円盤が高温となり, 最終的に強い X 線が放出されることが知られている. 特に連星の公転運動に伴う X 線連続成分や輝線の時間変動は, 観測的に星風の不均一性や遮蔽・反射が起きている可能性を示唆しており, 従来より詳細な構造の把握が求められていた (Naik et al. 2011).

1.2 ラインフォース

ラインフォース (Line-Driven Force) とは, 紫外線によって金属イオン中の電子が束縛-束縛遷移を起こす際に受ける輻射圧である. 特に大質量星から放出される星風は, これによって加速されることが知られている (Castor, Abbott, & Klein 1975). 一方で, コンパクト天体から放射される X 線は周囲の物質を電離させることにより, 束縛電子の数を減少させる. そのため, ラインフォースの効果が弱まり, 星風の加速が妨げられる. この「X 線によるラインフォースの抑制」は, 星風の速度構造に直接影響を与えるのみならず, コンパクト天体への質量降着率やその X 線光度に対しても強いフィードバック効果をもたらす.

1.3 先行研究

Karino (2025) は, このような X 線によるフィードバック機構が系に自発的な時間変動を生じさせ, X 線光度や星風の密度構造に周期的あるいは準周期的な変動を引き起こす可能性を, 粒子計算を用いて初めて示した. しかし, この先行研究ではラインフォースの見積もりに簡略化されたモデルを用いており, 密度や光学的厚みの効果を十分に反映していなかった点が課題として残されている.

そのため, 光学的厚みや電離状態を評価し, それに基づいたラインフォースを用いて計算することで, 星風構造の空間的不均一性や時間変動の物理起源に関してより厳密な理解を目指す. 今回はその準備として, Karino (2025) と同様のラインフォースを用いてテスト粒子計算を実施した.

2 Methods

2.1 運動方程式

本計算で取り扱う運動方程式は,

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = F_R \cdot \frac{\vec{r}_1}{|\vec{r}_1|} - \frac{GM_1}{r_1^2} \cdot \frac{\vec{r}_1}{|\vec{r}_1|} - \frac{GM_2}{r_2^2} \cdot \frac{\vec{r}_2}{|\vec{r}_2|} - \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) - 2\vec{\Omega} \times \vec{v}. \quad (1)$$

第一項目はラインフォースを表現した輻射力, 第ニ項目は大質量星の重力, 第三項目はコンパクト天体の重力, 第四項目は遠心力, 第五項目はコリオリ力である. ここで, 輻射力 F_R, 万有引力定数 G, 大質量星からの距離 r_1 および質量 M_1 , コンパクト天体からの距離 r_2 および質量 M_2 である. 連星系の角速度 Ω とする. また輻射力は大質量星からのもののみとし, 距離に依存する関数として扱う. 単独の大質量星からの星風の速度は,

$$v = v_\infty \left(1 - \frac{R_1}{r_1}\right)^\beta, \quad (2)$$

と記述される. 大質量星の半径を R_1, 星風の終端速度 v_∞ は 1500 $\mathrm{km\,s^{-1}}$, 速度分布を決定するパラメータ β は 1 を採用する. この関数は図 1 に示すように変化し, 速度の大きさは大質量星からの距離に依存して決定する. この速度の距離依存性を再現するようにポテンシャル化したラインフォースを用いて運動方程式を改めると,

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = (1-\mu)\frac{v_\infty^2 R_1}{r_1^2}\beta\left(1 - \frac{R_1}{r_1}\right)^{2\beta-1} \cdot \frac{\vec{r_1}}{|\vec{r_1}|} - \mu\,\Gamma\,\frac{GM_1}{r_1^2} \cdot \frac{\vec{r_1}}{|\vec{r_1}|} - \frac{GM_2}{r_2^2} \cdot \frac{\vec{r_2}}{|\vec{r_2}|} - \vec{\Omega} \times \left(\vec{\Omega} \times \vec{r}\right) - 2\vec{\Omega} \times \vec{v}. \quad (3)$$

電子散乱による輻射力により実効的に大質量星の重力が弱められる効果を考慮して, Γ は 0.9 を採用する. また, X 線による電離の影響は電離度関数 $\mu \propto \log(L_X/r_2^2)$ によって定量的に制御する. ここで, L_X は X 線光度である. この関数は図 2 に示すように振る舞い, X 線光度とコンパクト天体からの距離の関係に基づいて電離度を記述する.

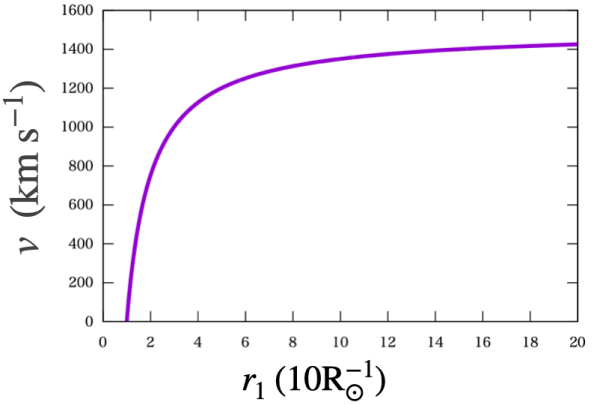


図 1: 電離なしのラインフォース駆動球対称星風速度の近似的表現.

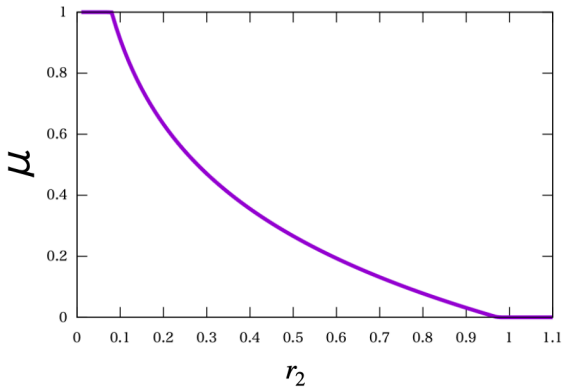


図 2: 電離度関数の振る舞い. 横軸はコンパクト天体からの距離を示す.

2.2 初期条件

大質量星は質量 $12M_\odot$ および半径 $10R_\odot$, コンパクト天体は質量 $8M_\odot$ からなる連星系を仮定する. 連星系の軌道周期は 6 日であり, 連星間距離は 1 とする. 大質量星の表面において, 球面座標系における範囲 $7\pi/16 \leq \theta \leq \pi/2$, $-\pi/2 \leq \phi \leq \pi/2$ に対応する領域から, 合計 5226 個の粒子を噴出させる. これらの粒子の運動は, 自作のコードを用いて追跡・解析を行う.

3 Results

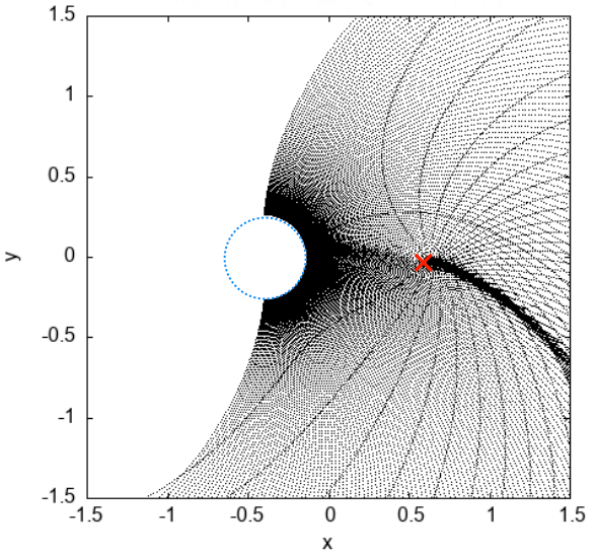


図 3: $\theta = \pi/2$ 平面の粒子分布. 青丸は大質量星の表面, 赤の交差印はコンパクト天体の位置を示している.

図 3 は $\theta = \pi/2$ 平面の粒子分布を示している. 大質量星とコンパクト天体の間の領域では, ガスが電離しているため輻射圧が弱まり, 粒子がこの領域に滞留しやすくなる傾向が見られる. また, コンパクト天体の後方領域においては, 赤道よりも高緯度から放出された粒子がコンパクト天体の重力によって引き寄せられ, 局所的に高密度な構造を形成していることが確認できる.

次に, 電離度および輻射力の強度が粒子の軌道にどのような影響を及ぼすかについて考察する. 図 4 は, 電離度関数 μ を変化させて, X 線による電離効果が極端に強い場合と, X 線による電離効果が弱い場合について計算した結果である. まず, 電離度が強く輻射力が弱い場合には大質量星の表面から粒子が十分に加速されず, コンパクト天体側での粒子の流出は抑制される (図 4 上). 次に, 電離度および輻射力がともに中間の場合には大質量星表面から粒子は噴出されるが, 電離の影響によりコンパクト天体周辺に粒子が滞留する (図 4 中). 最後に, 電離度が弱く輻射力が強い場合には輻射力によって粒子は十分に加速され, コンパクト天体の重力を振り切って系外へと放出される (図 4 下).

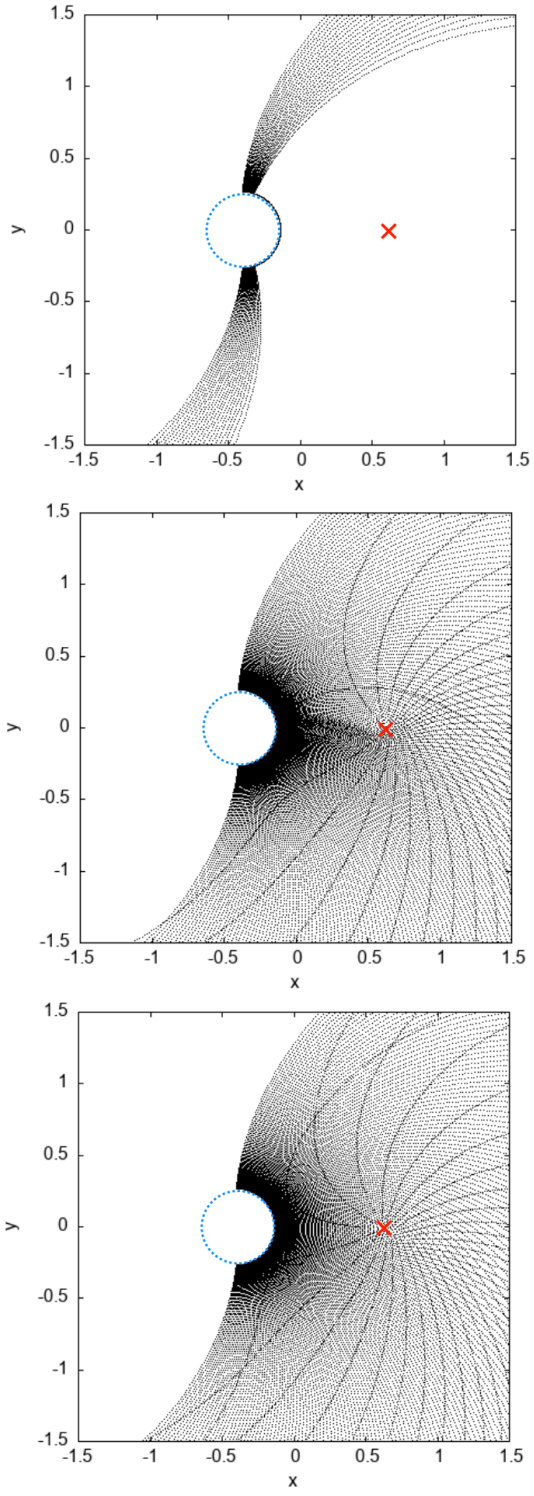


図 4: 電離度を比較するため, 大質量星の赤道面上から放出された粒子のみの粒子分布. 上図は電離度が強い, 中央図は電離度が中間, 下図は電離度が弱い.

4 Discussion & Conclusion

本計算では, 単独星の星風速度構造を再現するようなポテンシャル化したラインフォース, および電離度関数 μ を適用した. その結果, 図 3 のようにコンパクト天体の右側にはその重力の影響により, 左側には電離の影響により, それぞれ粒子が滞留する構造が形成された. また, 電離度関数 μ を変えると図 4 のように大きく粒子分布が変化した. したがって, 厳密な星風構造を得るためには電離度の評価に対する改善の必要性が示された.

よって今後は, 光学的厚みと電離状態を反映したラインフォースモデルに基づいて粒子計算を行い, 星風の非一様性および時間変動性の物理メカニズムに関してより正確な理解を目指す.

Reference

Castor, J. I., Abbott, D. C., & Klein, R. I. (1975), *Radiation-driven winds in Of stars*, *The Astrophysical Journal*, 195, 157.

Stevens, I. R., & Kallman, T. R. (1990), *The Astrophysical Journal*, 365, 321.

Naik, Sachindra, & Paul, Biswajit (2011), *Astronomical Society of India Conference Series*, 3, 138.

Mochizuki, Yuto, Tsujimoto, Masahiro, Kelley, Richard L., Vander Meulen, Bert, Enoto, Teruaki, Nagai, Yutaro, Done, Chris, Pradhan, Pragati, Hell, Natalie, Pottschmidt, Katja, Ebisawa, Ken, & Behar, Ehud (2024), *The Astrophysical Journal*, 977, L21.

Čechura, J., & Hadrava, P. (2015), *Astronomy and Astrophysics*, 575, A5.

Karino, Shigeyuki (2025), *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 77, 328.

——index へ戻る

CK-20

超小型 X 線衛星 NinjaSat による Sco X-1 の長期多波長同時観測

東京理科大学
髙橋　拓也

超小型 X 線衛星 NinjaSat による Sco X-1 の長期多波長同時観測

高橋 拓也 (東京理科大学大学院 理学研究科/理化学研究所)

Abstract

Sco X-1 は全天で最も明るい X 線天体である。フラックスが高いため、感度の高い検出器では観測が困難であり、長期間にわたる占有観測も難しい。超小型衛星 NinjaSat は 2–50 keV に感度をもつガス X 線検出器 GMC を搭載している。Sco X-1 が明るすぎるがゆえに、通常の設定値で観測すると GMC の CPU の処理速度 (800 counts/s) 以上のイベントレートになり、観測できないという問題があった。そこで観測エネルギー帯域を 5–50 keV に限定し、最高光度時でも検出イベント数を 500 counts/s 程度に抑えることで、Sco X-1 の観測を可能にした。本研究では Sco X-1 の降着構造を解明するため、2025 年 4 月に可視光・近赤外線望遠鏡 TESS 衛星との約 1ヶ月間にわたる長期多波長同時観測を実施した。Sco X-1 は降着量とその構造により、複数の状態 (Branch) を遷移する。NinjaSat のデータから作成した Hardness-Intensity Diagram (HID) は、Normal Branch (NB) と Flaring Branch (FB) からなる v 字型の構造を示した。また可視光のライトカーブには明るい期間と暗い期間が確認され、それぞれ X 線の FB と NB に対応することが分かった。この結果は、NB において光学的に厚い降着円盤内縁領域が中心の X 線源を遮蔽し、FB ではその領域が薄くなるモデルで解釈できる。

1 序論

さそり座 X-1 (Sco X-1) は太陽系外で初めて発見された全天で最も明るい X 線源である (Giacconi et al. 1962)。この天体はエディントン光度に近い光度で輝く低質量 X 線連星であり、伴星からの降着量と幾何学的構造の変化で状態遷移するため Z 天体に分類される。Sco X-1 周辺の降着構造を調べるため、可視光と X 線による多波長観測が先行研究で行われている。しかし、1 ヶ月などの長期にわたる包括的な可視光と X 線の同時観測は数少ない。特に X 線観測では、Sco X-1 が高フラックスのため高感度な大型 X 線衛星による観測は困難である。さらに長期観測という面では、現在観測可能な検出器は全天 X 線監視装置 MAXI などに限られてしまう。そこで本研究では、MAXI よりも高い観測ケイデンスで 1 天体辺りの有効面積の大きい超小型 X 線衛星 NinjaSat を用い、長期多波長同時観測を実施した。2 章と 3 章で NinjaSat による Sco X-1 の観測方法と可視光・近赤外望遠鏡の TESS 衛星との多波長観測について述べ、4 章でその結果を示す。5 章では可視光と X 線の相関を考察し、今後の方針を述べる。

2 超小型 X 線衛星 NinjaSat

2.1 概要

NinjaSat は理化学研究所が主導し開発した $10\times20\times30$ cm^3 サイズの X 線衛星である (図 1, Tamagawa et al. 2025)。2023 年 11 月 11 日に高度 530 km へ打ち上げられ、2025 年 6 月時点で 29 個の X 線天体を観測した。非撮像型のガス X 線検出器 Gas Multiplier Counter (GMC) を 2 台搭載し、1 台あたりの有効面積は 6 keV で 16 cm^2 と超小型衛星では最大級である。その性能を活かし、明るい X 線天体の長期占有観測、他衛星との多波長同時観測、突発天体の追観測を強みとする。また、定常重力波との関係が示唆されている Sco X-1 の kHz 帯における準周期振動 (QPO) の長期モニタリングはプロジェクト当初からの目標となっている。

2.2 Sco X-1 の観測方法

NinjaSat は通常、X 線イベントの検出閾値を 1.2 keV に設定している。しかしこの設定値で Sco X-1 を観測すると、検出レートが GMC の CPU 処理速度を超える ∼800 counts/sec 以上となる。このレートでは CPU の処理が追いつかず、予期せぬ動

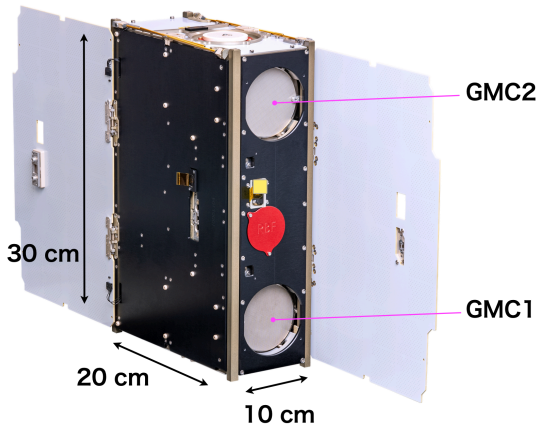


図 1: 超小型衛星 NinjaSat

作により検出器が危険な状態に陥る可能性がある。また、処理しきれないデータは軌道上で破棄されるため、正確な X 線強度を測定できないという問題がある。

一方で、NinjaSat は低エネルギー帯で検出器由来のノイズを拾うことや、観測目標である高周波 QPO の解析には 6 keV 以上の高エネルギー側のデータが必要なことが分かっている (Jia et al. 2021)。そこで我々は、イベント検出のエネルギー閾値を 5 keV へ引き上げた。これにより観測エネルギー帯域を 5–50 keV に制限し、最高光度時でも検出レートを ∼500 counts/sec に抑えることで、Sco X-1 の安全な観測を可能にした。

NinjaSat は 2024 年 6 月から 2025 年 5 月まで Sco X-1 を定期的に観測し、特に 2025 年 4 月には TESS の観測に合わせ約 1ヶ月間の長期同時観測を実施した。本稿ではこの TESS との同時観測について報告する。

3 長期多波長同時観測と解析方法

3.1 可視光・近赤外望遠鏡 TESS 衛星

TESS は、MIT と NASA がトランジット法による太陽系外惑星探査を目的として開発・運用する可視光・近赤外衛星である。4 台の裏面照射型 CCD カメラを搭載し、バンドパスフィルターによってその観測波長を 600–1000 nm の可視光・近赤外領域に定めている。4 台の検出器を合わせた視野は 24 deg×96 deg と 1 度に広い範囲をカバーする。軌道は月と 2:1 の共振関係にある P/2 軌道を採用しており 13.7 日で 1 周する。TESS はこの 2 周回分にあたる 27.4 日間を 1 セクターとし、セクター毎に観測天域を変えながら全天をスキャンする。

3.2 Sco X-1 の多波長同時観測

TESS は 2025 年 4 月 9 日から 5 月 7 日にかけてのセクター 91 で、Sco X-1 を 120 秒ケイデンスで観測した。NinjaSat はこの期間に合わせ、Sco X-1 の長期多波長同時観測を行った。衛星トラブルによる一部中断はあったものの、懸念された Sco X-1 の高フラックスに起因するデータ処理の飽和は発生せず、多波長同時観測に成功した。NinjaSat による X 線と TESS による可視光の光度曲線を、図 2 に示す。

TESS の観測データは天文データアーカイブ MAST より取得し、MIT のパイプラインで処理されたライトカーブファイルを使用した。図 2 では MJD=60782.2∼60787.5 の期間で TESS のデータが抜けている。これは衛星が地球近傍を通過する際に地球散乱光を受け検出器が飽和した期間などが、パイプライン処理の過程でフィルタされた為である。

NinjaSat の観測データには荷電粒子など X 線以外のイベントも含まれるため、X 線を電気信号として検出した際の信号の立ち上がり時間などの特徴を用いて非 X 線イベントを除去する。この除去方法は Takeda et al. 2025 を参考にした。今回の Sco X-1 観測ではイベント検出のエネルギー閾値を通常より高く設定している。このため、先行研究で除去されていた検出器由来の低エネルギーノイズが検出されなくなり、本研究では信号波形の類似度によるイベント除去は行っていない。また、NinjaSat は太陽同期極軌道上を周回するため、オーロラ帯や南大西洋異常帯といった荷電粒子帯を通過する。この様な観測に適さない領域を省き、衛星の姿勢を目標天体の方向に制御できている期間を Good Time Interval (GTI) とした。上記のイベント除去や GTI カット、さらに衛星トラブルによる中断を考慮した結果、NinjaSat と TESS の有効同時観測時間は約 131.7 ksec となった。

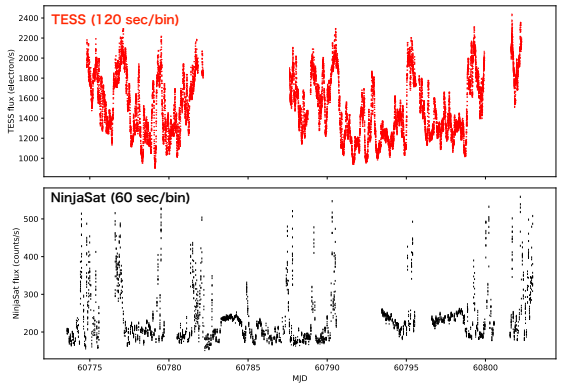


図 2: TESS と NinjaSat の同時観測期間ライトカーブ

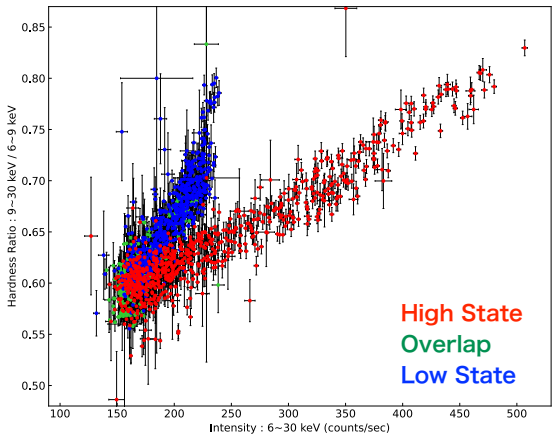


図 3: NinjaSat 観測データを用いて作成した Hardness-Intensity Diagram (HID)。120 sec 分のデータを積分し 1 つのデータ点としている。赤のデータは可視光における High state、青は Low State、グレーは Overlap に対応する。

4 結果

NinjaSat が観測した Sco X-1 の状態遷移を調べるため、Hardness-Intensity Diagram (HID) を作成した (図 3)。縦軸の Hardness ratio を 9–30 keV / 6–9 keV、横軸は Intensity として 6–30 keV のカウントレートをそれぞれ用いた。HID の形状は、先行研究 Titarchuk et al. 2014 の RXTE 衛星による結果と同様に、Sco-like として知られる v 字型を示した。150∼230 counts/sec で縦に伸びる部分が Normal Branch (NB)、150 counts/sec 付近の折れ曲がり点から 500 counts/sec まで右斜めに伸びる部分が Flaring Branch (FB) と呼ばれる状態に相当する。しかし、NinjaSat の HID では NB より硬エネルギー帯に位置する Horizontal Branch (HB) を明確に分離できなかった。そのため本研究では HB と NB を一体として扱い、この NB+HB と FB のそれぞれについて、可視光の相関を調べる。

TESS の可視光データには Sco X-1 の連星軌道運動に由来する光度変動が含まれるため、これを事前に除去する必要がある。そこで Wang et al. 2018 の orbital ephemeris を参照し、TESS の可視光ライトカーブを連星周期で畳み込んだ。この畳み込み波形をモデルとして元のライトカーブから軌道変動成分を除去した結果を、図 4 に示す。図 4 の右側の可視光フラックスのヒストグラムは双峰性の分布を示しており、Sco X-1 が可視光で 2 つの状態を持つことがわかる。このヒストグラムを 2 つのガウス関数でフィットしたが、両者は重なり合うため 2 つの状態を明確には分離できない。そこで各ガウス分布の谷側における半値全幅の位置を境界とし、フラックスの高い側から順に High state、Overlap、Low state と定義した。次に、図 3 の HID をこの可視光の 3 状態に応じて色分けした。その結果、可視光の High state は X 線の FB に、Low state は NB にそれぞれ対応することを確認した。

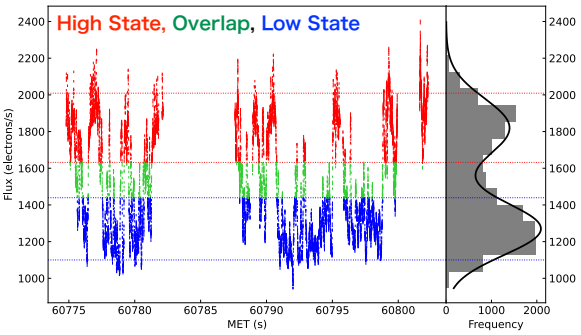


図 4: 軌道運動による変動を差し引いたライトカーブ (120 sec/bin) と、フラックスのヒスとグラム。このヒストグラムを 2 つのガウス関数でフィット。赤と青の点線はフィットしたガウス関数の半値全幅を示す。可視光で明るい期間と (High state)、暗い期間 (Low state) がみられる。

さらに Hynes et al. 2016 では、High state において X 線フレアに相関した約 20 分の時間スケールの可視光フレアが報告されている。そこで本研究のデー

タセットでも同様の現象が見られるか検証した。軌道変動を除去した後の可視光ライトカーブには、依然として様々な時間スケールの変動が残っている。この長周期変動を除去するため、15.6 ksec 幅の移動平均を算出して元のデータから差し引くハイパスフィルター処理を施した。処理後の可視光ライトカーブと X 線ライトカーブを図 5 に示す。図 5 から、X 線強度が 250 counts/sec を超えるフレアのタイミングに同期して可視光の光度も増大する様子が確認できる。

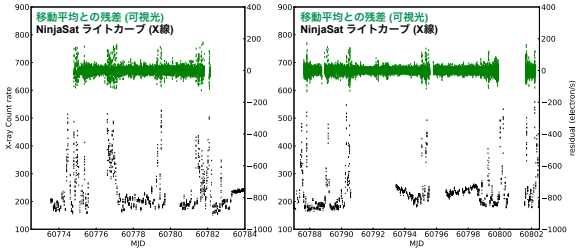


図 5: 可視光ライトカーブと移動平均の残差と NinjaSat (X 線) のライトカーブ (120 sec/bin)。

5 考察

NinjaSat と TESS を用いた長期多波長同時観測で、Sco X-1 の可視光における High state と Low state が、それぞれ X 線の FB と NB+HB に対応することが示された。Sco X-1 からの可視光の放射は、中性子星からの X 線放射が降着円盤や伴星でリプロセスされると考えられている。

FB と NB 間の状態遷移は、Titarchuk et al. 2014 が提唱した降着円盤内縁の幾何学的構造が変化するモデルで説明される。このモデルでは、NB において中性子星と降着円盤の間に形成される高温プラズマ（トランジションレイヤー）が高密度で光学的に厚く、中性子星表面からの X 線はコンプトン散乱される。その結果、中心からの X 線が遮蔽され降着円盤や伴星への照射量が減少する。このため、NB 滞在時には可視光が Low state となる。

一方で、FB においては、質量降着率の増大によりトランジションレイヤーが拡散され、光学的に薄くなることで、X 線の散乱・遮蔽効果が弱まる。その結果、直接 X 線が降着円盤や伴星により多く照射され、可視光では High state となると解釈できる。このリプロセス描像は、本研究で得られた可視光フラックスの双峰性ヒストグラムと整合的であり、MAXI、Fermi、Kepler のデータを用いた先行研究 Hynes et al. 2016 の結果とも一致する。

また図 5 からわかるように、X 線のフレアと同期した可視光フレアも確認された。今後は X 線と可視光の相関解析を行い、両者の時間差を計測することで、降着円盤におけるリプロセス描像を定量的に検証していく。

Reference

Riccardo Giacconi, Herbert Gursky, Frank R Paolini, et al. *Physical Review Letters*, 9:439, 1962.

Robert I Hynes, Bradley E Schaefer, Zachary A Baum, et al. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 459:3596–3613, 2016.

S. M. Jia, J. L. Qu, F. J. Lu, et al. *The Astrophysical Journal*, 913:119, 2021.

Tomoshi Takeda, Toru Tamagawa, Teruaki Enoto, et al. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 77: L24–L30, 2025.

Toru Tamagawa, Teruaki Enoto, Takao Kitaguchi, et al. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 77: 466–479, 2025.

Lev Titarchuk, Elena Seifina, Chris Shrader, et al. *The Astrophysical Journal*, 789:98, 2014.

L. Wang, D. Steeghs, D. K. Galloway, et al. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 478:5174–5183, 2018.

——index へ戻る

CK-21

マイクロクエーサーSS433の相対論的ジェットのX線分光観測

愛媛大学
上西　美悠

マイクロクエーサー SS 433 の相対論的ジェットの X 線分光観測

上西 美悠 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

Abstract

SS 433 は、光速の約 0.26 倍の速度をもつ相対論的ジェットを安定的に噴出している特異な X 線連星である。SS 433 は軌道傾斜角が大きく、降着円盤の X 線放射は隠されている一方、ジェット中のプラズマからの熱制動放射やドップラーシフトした輝線が顕著に現れる。また、恒星による「食」の影響で、ジェットの根元が一時的に隠れ、X 線スペクトルが変化する。このスペクトル変化を調べることで、ジェットの空間構造に迫ることができる。

そこで、2024 年 4 月に X 線衛星 NuSTAR が取得した SS 433 の食内外の観測データを解析し、ジェットの高温プラズマの性質を調査した。NuSTAR のスペクトルに対して、光学的に薄い熱的プラズマ放射と降着円盤からの反射成分を含むモデルを適用した結果、食外の方がジェットのプラズマ温度が約 5 keV 高く、ジェット中で下流に向かって温度が低下していることが示唆された。また、Ni の組成比は太陽組成の約 13 倍と見積もられ、過去の測定値と矛盾しない結果が得られた。

1 Introduction

宇宙に存在する、ガス降着を引き起こしている ブラックホールや中性子星などのコンパクト天体からは、細く絞られた高速ジェットがしばしば観測される。多くの場合、その速度は光速に近い相対論的速度に達し、これらは「相対論的ジェット」と呼ばれている。ジェットは、コンパクト天体に落下するガスの一部が外向きに加速されることで形成されると考えられているが、その加速機構や内部構造については未解明な点が多く残されている。

SS 433 は、地球から約 5.5kpc 離れた位置に存在する (Blundell & Bowler 2004)、星質量ブラックホールまたは中性子星（以下、コンパクト天体）と通常の恒星からなる近接連星系である。恒星から流入するガスはコンパクト天体の周囲に高温の降着円盤を形成し、X 線などで明るく輝くとともに、高速のジェットを双方向に噴出している。多くの X 線連星は、簡潔的に X 線増光を引き起こしており、ジェット噴出は増光中の短期間に限られる。一方、SS 433 では、超臨界降着により大量のガスが定常的に降着しているとされ、光速の約 0.26 倍に相当する速度を持つ相対論的ジェットが 40 年以上にわたって定常的に噴出していることが知られている (Fabian & Rees 1979)。このような持続的かつ安定的な超臨界降着およびジェット噴出は、天の川銀河内では SS 433 が唯一の例である。

さらに、銀河系内の他の X 線連星では円盤内縁部からの X 線放射が卓越する一方、SS 433 ではジェットによる光学的に薄い熱的プラズマからの放射が卓越し、観測されるスペクトルには、熱制動放射やドップラーシフトを受けた輝線が顕著に現れる。これは、SS 433 の公転軌道の傾斜角が 78.8° (Margon & Anderson 1989) と大きく、降着円盤内縁部からの強い X 線放射のほとんどは円盤自身によって遮蔽されることが原因と考えられている。また、伴星によるコンパクト天体の食が約 13.1 日周期で発生しており (Namiki et al. 2003)、この時期にはジェット中の X 線放射領域のうち、コンパクト天体に近い高温部分からの放射が遮られるため、X 線スペクトルが大きく変化する。このような食内外における X 線スペクトルの違いを調べることで、相対論的ジェットの空間構造を詳細に探ることが可能となる。

加えて、ジェットからの輝線を解析することで、ジェット中の元素組成を明らかにすることができる。過去の X 線観測から、 SS 433 のジェットは太陽組成比の 8–30 倍もの Ni アバンダンスを有すると報告されている (Brinkman et al. 2004; Fogantini et al. 2022; Middleton et al. 2023) が、この Ni 過剰の原因は未だ明らかになっていない。

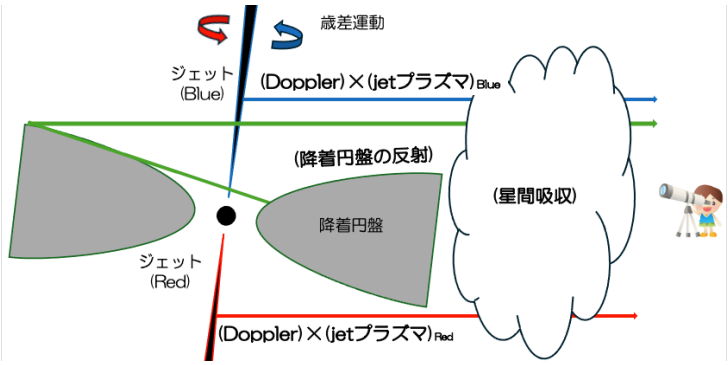


図 1: 各放射成分の概念図

2 Methods

本研究では、NASA の X 線衛星 $NuSTAR$ (Harrison et al. 2013) が 2024 年 4 月に取得した SS 433 の食内および食外の観測データを用いて、ジェットの根元付近に存在する高温プラズマの性質を分析した。食内での $NuSTAR$ による観測は今回が初めてであり、食内における硬 X 線帯域のかつてない高精度データを取得することができた。解析には X 線スペクトル解析ソフトウェア XSPEC (version 12.15.0) を用い、食内・食外それぞれの時間平均スペクトルに対して、ジェットからの放射と反射成分を含む複合モデルを適用した。

SS 433 ジェットのプラズマは、光学的に薄い熱的プラズマであるとされ、コンパクト天体から離れるほど温度が下がると考えられている (Filippova et al. 2006)。これを考慮し、本研究では多温度プラズマモデル cevmkl (Singh et al. 1996) を用いた。cevmkl モデルは冪型の温度分布を仮定しており、最も高い温度をジェットの最高温度 $T_{\rm Max}$ とし、温度分布の傾きはパラメータ α ($T \propto T_{\rm Max}^{\alpha}$) によって表される。今回は $T_{\rm Max}$ をフリーパラメータとして、α は 0.5 と仮定した。また、Fe および Ni のアバンダンス（$A_{\rm Fe}$, $A_{\rm Ni}$、太陽組成比を 1 とした場合の比を示す）もフリーパラメータとした。

ジェットは双方向に噴出しており、周期約 162.5 日の歳差運動をすることが知られている (Namiki et al. 2003)。これに伴い、我々に近づくジェット成分・遠ざかるジェット成分からの輝線は、それぞれ異なるドップラーシフトを有し、その大きさが周期的に変化する。そこで、それぞれの成分に対して 1 つずつ cevmkl モデルを導入し、ドップラーシフト z を独立なパラメータとした。z 以外は 2 つのジェット成分で共通の値を持つと仮定し、 2 つの cevmkl 成分における各パラメータをそれぞれリンクした。

ジェットからの放射成分に加えて、過去の X 線観測では反射成分も検出されている (Middleton et al. 2023)。これは、図 1 に示すように、円盤内縁部からの X 線が膨らんだ超臨界降着流の外縁部あるいは円盤風 (Fabrika & Irsmambetova 2003) の表面で反射されることにより生じたと考えられている。そこで、反射成分として pexmon モデル (Nandra et al. 2007) を導入した。pexmon モデルでは、入射スペクトルをべき関数と仮定し、その光子指数を Γ、反射の強度 R と Fe のアバンダンス ($A_{\rm Fe}^{\rm ref}$) をパラメータとしている。pexmon モデルのカットオフエネルギー E_{fold} は過去の NuSTAR の観測結果に基づいて 27.4 keV とし、軌道傾斜角は 78.8° に固定した。また、アバンダンスは、Fe と Ni 以外をすべて 1（太陽組成）とした。

さらに、星間物質による X 線の吸収を考慮するため、全体に中性吸収モデル tbabs (Wilms et al. 2000) を乗じた。上記を組み合わせたモデル: tbabs × (cevmkl$_b$ + cevmkl$_r$ + pexmon) を、食内および食外のスペクトルに適用した（cevmkl$_b$ および cevmkl$_r$ は、それぞれ我々に近づくジェット成分と遠ざかるジェット成分を示している）。その際、tbabs モデルの水素柱密度 N_H と、cevmkl モデルの A_{Fe} と A_{Ni}、pexmon モデルの Γ と R については、食内および食外のデータに対するパラメータをリンクした。また、pexmon モデルの $A_{\rm Fe}^{\rm ref}$ については cevmkl モデルの $A_{\rm Fe}$ とリンクした。

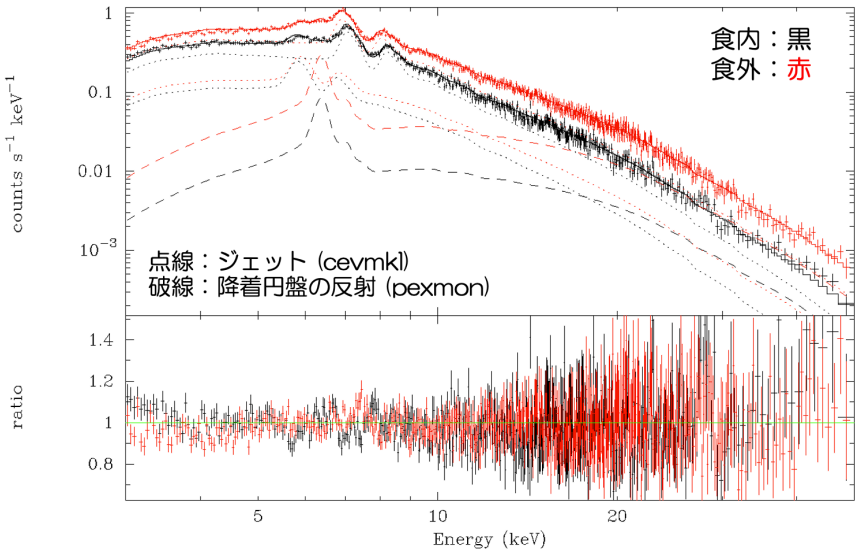


図 2: 食内外のスペクトル（検出器の応答関数を含む）と、同時モデルフィットの結果。

3 Results

モデルフィッティングの結果を図 2 に示す。今回採用したモデルが、食内外のスペクトルを非常によく再現していることがわかる。また、食内のフラックスは食外と比較して小さいことが確認できる。表 1 にベストフィットパラメータを示した。$T_{\rm Max}$ は食内に比べて食外の方が高く、アバンダンスについては $A_{\rm Fe} = 1.35 \pm 0.03$、$A_{\rm Ni} = 13.1 \pm 0.6$ となった。

	食内 (eclipse)	食外 (noneclipse)
N_H	$(3.1 \pm 0.1) \times 10^{22}$	
$T_{\rm Max}$	18.2 ± 0.2keV	$23.6^{+0.4}_{-0.3}$keV
$A_{\rm Fe}$	1.35 ± 0.03	
$A_{\rm Ni}$	13.1 ± 0.6	
$z_{\rm b}$	$*-0.053 \pm 0.001$	$*-0.0317 \pm 0.0002$
$z_{\rm r}$	0.153 ± 0.002	$*0.147 \pm 0.002$
$norm_{\rm cev,b}$	0.128 ± 0.001	0.188 ± 0.001
$norm_{\rm cev,r}$	0.071 ± 0.002	0.079 ± 0.002
Γ	1.74 ± 0.01	
R	$-2.4^{+0.08}_{-0.07}$	
$norm_{\rm pex}$	0.017 ± 0.001	0.061 ± 0.002

表 1: tbabs × (cevmkl$_b$ + cevmkl$_r$ + pexmon) モデルのベストフィットパラメータ。添字の b, r はそれぞれ近づくジェット・遠ざかるジェット成分を示す。*このパラメータは 90%信頼区間ではなく簡易的なエラーである。

4 Discussion

食内外におけるジェットプラズマの最高温度 $T_{\rm Max}$ を比較した結果、食外の方が食内より約 5 keV 高いことが明らかとなった。食内ではジェットの根元付近が隠された状態で観測されていると考えられることから（図 3、図 4）、ジェットは下流に向かうほど冷却されていることが示唆される。

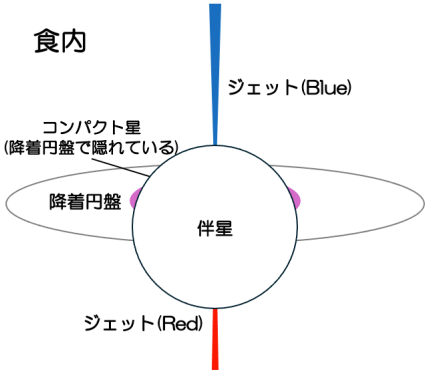


図 3: 食内の構造図

アバンダンスに関しては、ジェットプラズマ中の Ni のアバンダンスが 13.1 ± 0.6 と推定された。異なるモデルや異なる X 線観測装置を用いた先行研究では、$A_{\rm Ni} = 3$–30 の範囲の値が報告されており、本研究の結果はこれらの先行研究と整合している。

一方、Ni と Fe のアバンダンス比については、pex-

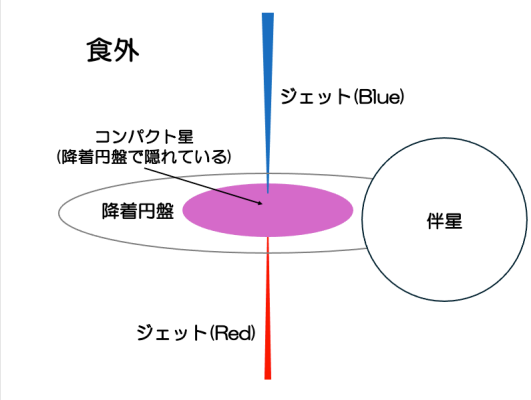


図 4: 食外の構造図

mon モデルでは太陽組成比（中性 Fe Kα 輝線と Ni Kα 輝線の強度比が 1 : 0.05）を仮定しており (Nandra et al. 2007)、このモデルで矛盾なくデータを説明できたのに対し、cevmkl モデルから得られたアバンダンスは $A_{\rm Fe} : A_{\rm Ni} = 1 : 10$ となった。この結果が正しければ、降着流と噴出流で元素組成が違っている可能性があるが、NuSTAR のエネルギー分解能では細く弱い Ni 輝線を検出することは難しいため、Ni のアバンダンスを変更できる反射モデルと、よりエネルギー分解能の高い検出器で得られたデータを用いて、さらなる検証が必要である。

今回の $NuSTAR$ の観測時には、X 線分光撮像衛星 $XRISM$ による同時観測も行われている。XRISM にはかつてないエネルギー分解能を有する新技術検出器 Resolve が搭載されており、中性 Ni Kα 輝線など細い輝線の詳細な解析が可能になると期待される。そこで今後は、Resolve で得られた観測データも組み合わせて上記の解析を行う予定である。

5 Conclusion

本研究では、$NuSTAR$ による SS 433 の食内および食外における観測データを用いて、スペクトル解析を行った。なお、食内での $NuSTAR$ による観測は今回が初めてであり、食内における硬 X 線帯域のかつてない高精度データを取得することができた。解析の結果、ジェットの根元付近の温度は $23.6^{+0.4}_{-0.3}$ keV と推定され、下流に向かうにつれて温度が低下し、ジェットが冷却されていることが確認された。また、SS 433 には太陽組成比に対して Fe が約 1.4 倍、Ni が約 13 倍存在することが示唆された。

ジェットの構造やアバンダンスをより詳細に調べるため、今後は $NuSTAR$ と同時に得られた $XRISM$/Resolve のデータも用いて解析を進める予定である。Resolve の高いエネルギー分解能により、輝線強度や形状のより精密な測定が可能になると期待される。

Reference

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

Fabian, A.C. & Rees, M.J. 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 187, Issue 1, May 1979, Pages 13P–16P.

Margon, Bruce & Anderson, Scott F. 1989, Astrophysical Journal v.347, p.448

Namiki et al. 2003, Publications of the Astronomical Society of Japan, Vol.55, No.1, pp.281-288.

Brinkmann, W. et al. 2004, Astronomy & Astrophysics, v.431, p.575-586

Fogantini, F. A. et al. 2022, Astronomy & Astrophysics, Volume 669, id.A149, 12 pp.

Middleton, M. J. et al. 2023, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 506, Issue 1, pp.1045-1058.

Harrison, Fiona A. et al. 2013, The Astrophysical Journal, Volume 770, Issue 2, article id. 103, 19 pp.

Filippova, E. et al. 2006, Astronomy and Astrophysics, Volume 460, Issue 1, December II 2006, pp.125-131.

Singh, K. P. et al. 1996, Astrophysical Journal v.456, p.766

Fabrika, S. & Irsmambetova, T. 2003, New Views on MICROQUASARS, the Fourth Microquasars Workshop, Institut d'Etudes Scientifiques de Cargèse, Corsica, France, May 27 - June 1, 2002. Edited by Ph. Durouchoux, Y. Fuchs, and J. Rodriguez. Published by the Center for Space Physics: Kolkata (India), p. 276.

Nandra, K. et al. 2007, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 382, Issue 1, pp. 194-228.

Wilms, J. et al. 2000, The Astrophysical Journal, Volume 542, Issue 2, pp. 914-924.

——index へ戻る

CK-22

可視光分光観測によるマイクロクエーサー SS433 のジェットの構造・運動の研究

愛媛大学
宇宿　智哉

可視光分光観測によるマイクロクエーサー SS 433 のジェットの構造・運動の研究

宇宿　智哉 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

Abstract

SS 433 は銀河系内に存在するマイクロクェーサーであり、そのユニークな特徴として、定常的に超臨界降着を起こしており、かつジェットを定常的に光速の約 26% の速度で噴出している点が挙げられる。可視光や X 線などの帯域では、双方向に噴き出すジェット起源のドップラー遷移した輝線が観測される。ジェットは約 162 日周期で歳差運動しており、その視線速度（輝線のドップラー偏移の大きさ）は歳差運動および章動などにより複雑に変化することが知られている。しかしながら、これらの運動のメカニズムやジェット中のプラズマの構造・伝播の仕方は完全には理解されていない。本研究では、2024 年に得られた京大せいめい望遠鏡 （岡山）および Las Cumbres Observatory (ハワイ) の可視光分光データを用いて SS 433 のジェットの調査を行った。これらの観測は、2024 年 4 月に行われた X 線分光撮像衛星 XRISM による X 線観測と同時期および、その後の約 5 か月の間に計 30 夜にわたって行われたものである。それらのデータを解析したところ、ジェット由来の青方偏移・赤方偏移した Hα 輝線などが検出できた。各晩の平均スペクトルを用いてジェット由来の Hα 輝線の中心波長を測定すると、その時間変化は、過去の観測結果から得られたジェットの歳差運動の予測（Katz et al. 1982) と比較して 10 日程度遅れていることがわかった。また、輝線の形状も ∼1 日の時間スケールで変化しており、Hα 輝線の各成分が、1 成分のガウス関数でよく表すことができる時期もあれば、2 つ以上のピークを有する場合も存在した。この結果は、ジェット内部で速度の異なるプラズマ塊が間欠的に形成され、可視光放射領域を通過していることを示唆する。

1　序論

SS 433 は、銀河系内に位置する X 線連星系であり、A 型超巨星とコンパクト天体によって構成されているが、コンパクト天体はブラックホールか中性子星かは判明していない。本天体は、定常的な超臨界質量降着と、速度が光速の約 26% にも達する相対論的ジェットの噴出が確認されており、極めて特異な天体である。さらに、このジェットは、約 162 日の周期を持つ歳差運動と、約 6.3 日の周期を持つ章動（nutation）を示すことが知られている (Fabrika 2004)。SS 433 のスペクトルは、ジェット中の熱的プラズマからの放射成分が支配的である。特に、X 線帯域では高電離状態にある Fe や Ni の輝線が、可視光帯域では Hα 輝線が顕著に現れる。これらジェット成分の輝線は、前述した歳差運動と章動の影響を受け、その視線速度が複雑に変動することによりドップラーシフトが変化する。この歳差運動と章動によるドップラーシフトの周期的なふるまいに対するモデルが Katz et al. (1982) により報告されており、このモデルによれば、輝線の速度変動は、歳差運動を反映した正弦波状の主成分と、章動に起因する短期的な微細構造の重ね合わせとして再現される。また、Katz et al. (1982) のモデルに対して長期の分光データを適用し、歳差周期や位相ゼロの基準時刻を推定した Gies et al. (2002) が、その後の観測でよく用いられる。。しかし Cherepashchuk et al. (2022) では、Gies et al. (2002) のモデルに対して 2002 年に約 −10 日のずれ、2020 年に +10 日のずれが報告されており、これらずれは 2–3 年をかけて徐々に消失したと報告されている。このことから、SS 433 におけるジェットの運動は Katz et al. (1982) のモデルより複雑であることがわかる。しかしながら、この歳差運動や章動、ジェットの内部構造やその伝搬の仕方などはいまだに解明されていない。そこで本研究では可視光スペクトルに着目し、ジェット中の構造について探ることを目的とした。

2　観測装置と解析方法

本研究では、岡山天文台にある京都大学 3.8m せいめい望遠鏡を用いて 2024/04/05–09/03 の間に得られた計 13 夜のデータと、ハワイにある Las Cumbres Observatory (LCO) の望遠鏡を用いて 2024/04/24–07/09 の間に得られた計 9 夜データを合わせた、合計 22 夜のデータを使用した。せいめい望遠鏡の観測で得られた各フレームは、4100–8900Å の範囲を観測する VPH-blue ($R \sim 500$) のグリズムを用いて取得された。これらの観測では、天体フレームを積分時間 60 秒で、3 ～ 50 枚取得した。取得した各天体フレームに対して、IRAF および KOOLS-IFU の pipline tool[1] を用いて標準的なデータ整約を行い、スペクトルを抽出した。具体的には、バイアス減算、フラット補正、Hg, Ne, Xe ランプを用いた波長較正、標準星を用いたフラックス較正、およびバリセントリック補正を実行した。LCO の観測は、分光器 FLOYDS を用いて行われた。本研究では、自動 pipeline 処理[2] 済のスペクトルを用いた。

図 1 はせいめい望遠鏡および LCO で各夜に得られたスペクトルである。せいめい望遠鏡のデータについては、各日複数ある天体フレームのうち、1 つのフレームを表示している。全てのスペクトルの 6563Å 付近に最も顕著に見られる輝線は、降着円盤外縁部あるいは円盤風由来の Hα 線である。本研究では、この輝線の周囲に顕著に見られ、時間とともに波長が変化している双方向ジェットからのドップラーシフトした 2 本の Hα 輝線に着目し、解析を行った。以後、赤方偏移 z が大きい方の輝線に対応するジェット成分を red jet、小さい方の成分を blue jet と呼ぶ。本解析では、blue jet, red jet からの Hα 輝線の周囲のデータを取り出し、輝線周囲の連続成分のフラックスの標準偏差をデータの誤差として採用した。これらのスペクトルデータに対して、エネルギーの冪乗モデルを連続成分として仮定し、Hα 輝線にはガウシアンモデルを適用した。ただし、図 1 に見られるとおり、観測夜によっては、輝線が複数ピークを持ち、1 成分のガウシアンモデルでは再現できないデータも存在する。そこで、1 成分のガウシアン成分で輝線形状が再現できない場合は、複数のガウシアンを輝線に適用した。その際、輝線の中心エネルギーとして、各ガウシアン成分のピーク強度で重み付けした加重平均の値を採用した。

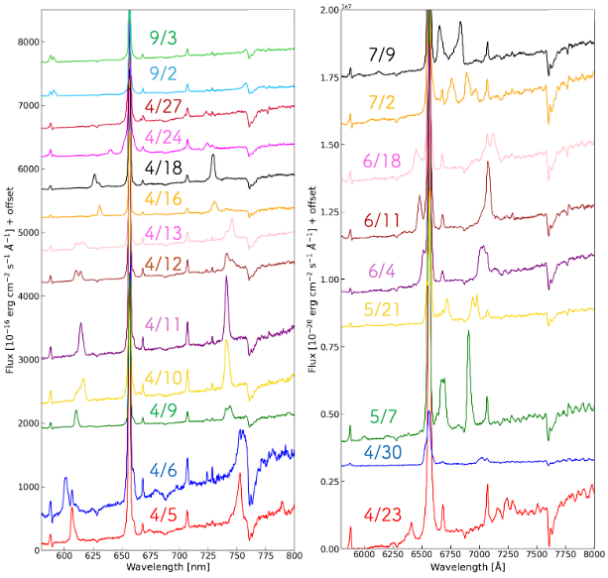


図 1: せいめい（左）および LCO （左）で得られた各夜のスペクトル。

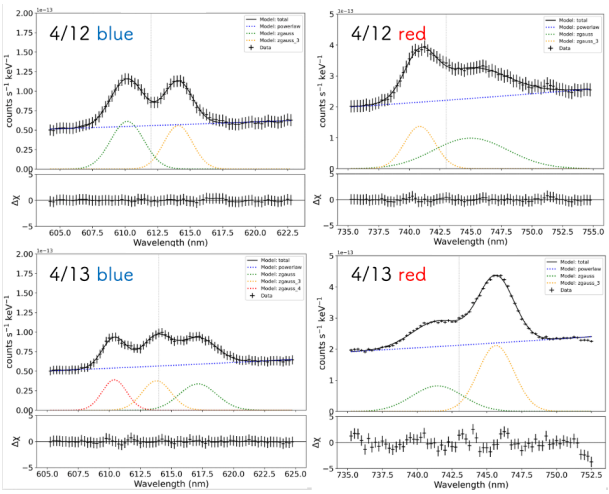


図 2: 2024 年 4 月 12 日の blue jet (左上)、2024 年 4 月 12 日の red jet (右上) 2024 年 4 月 13 日の blue jet (左下)、2024 年 4 月 13 日の red jet (右下) の $H\alpha$ 輝線に対するベストフィットモデル。青の点線は連続成分である冪関数モデル、赤・青・黄色の点線がガウシアンモデルを表している。上のパネルが観測データとモデルのグラフであり、下のパネルは観測データとモデルの残差を表している。

[1] https://www.kusastro.kyoto-u.ac.jp/~iwamuro/KOOLS
[2] https://lco.global/documentation/data/floyds-pipeline/

3　解析結果

図 2 に、代表的なスペクトル解析の結果として、2024 年 4 月 12,13 日に得られた blue jet および red jet の Hα 輝線とそのベストフィットモデルを示した。いずれも、複数のガウシアン成分で輝線形状がよく再現されている。モデルフィットにより得られた z の値と過去の歳差運動モデルを比較すると（図 3）、Gies et al. (2002) と比べ、red jet では +10.57 日、blue jet では +10.88 日の遅れが確認された。また XRISM と同時期の観測に絞ると、red jet では +10.62 日、blue jet では +10.46 日の遅れが確認された。

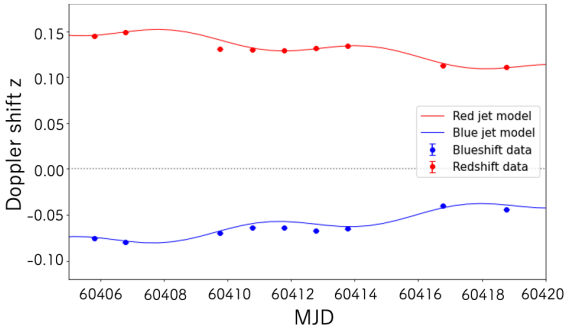


図 3: 4 月 5 日–4 月 20 日における blue jet と red jet の Hα 輝線のドップラーシフトの測定結果と、Katz et al. (1982) で報告されたモデルとの比較。

次に、blue jet の Hα 線に着目し、より詳しく輝線形状や時間変化を調べた。図 4 は、4 月 5 日–4 月 16 日 の期間の blue jet 成分を拡大したものである。これらを比較すると、1 つのピークから構成されるものや 2∼ 3 個のピークからなるものが存在し、1 日ごとに形状が大きく変化していることがわかる。次に、一番多く天体フレームを取得している 2024 年 4 月 12 日の観測に着目し、1 分間隔、および 30 分間隔の輝線形状を比較した（図 5）。1 分単位では顕著な形状の変化は見られない一方、30 分間隔のデータでは 2 つのピークの強度比がわずかに変化しており、最初の時刻のデータでは長波長側のピークが短波長側のピークに比べて高くなっているのに対して、最後の時刻のデータでは短波長側のピークの方が高くなっている。

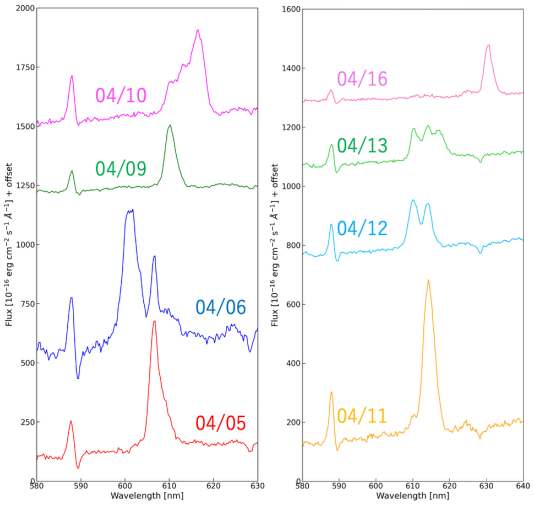


図 4: 2024 年 4 月 5 日–2024 年 4 月 10 日（左）と 2024 年 4 月 11 日–2024 年 4 月 16 日（右）での blue jet の Hα 輝線。587 nm の輝線は He I 輝線、628 nm の吸収線は大気による吸収である。

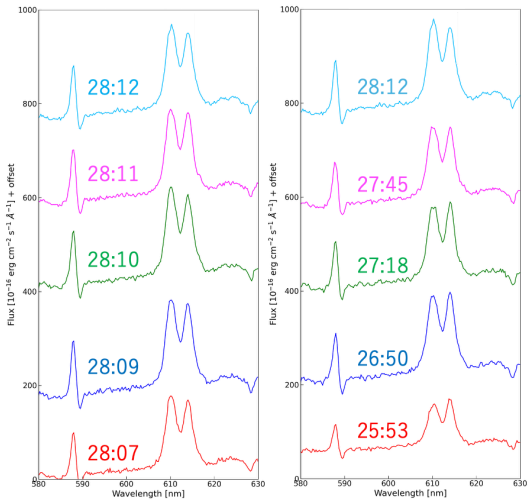


図 5: （左）2024 年 4 年 12 日 JST 28:07–28:12 における 1 分ごとの blue jet の Hα 輝線。（右） 2024 年 4 月 12 日 JST 25:53–28:12 における 30 分ごとの blue jet の Hα 輝線。25:53 から 30 分後のスペクトルは雲がかかっていたため除外している。

4　考察

今回の解析から、Hα 輝線形状の大規模な変化は数時間から 1 日の間に起こることがわかる。また、単一のガウシアン成分で再現できる期間もあれば複数のガウシアン成分で再現できる日もあることから、

プラズマは塊を形成してジェット中を伝搬していると考えられる。ここで、プラズマ塊の伝搬構造について以下の 2 つが考えられる (図 6)。

1. ジェットの内部を、速度の違うプラズマの塊が同じ方向に移動している
2. ジェットの内部を、進行方向が違うプラズマの塊がジェットの中を移動している

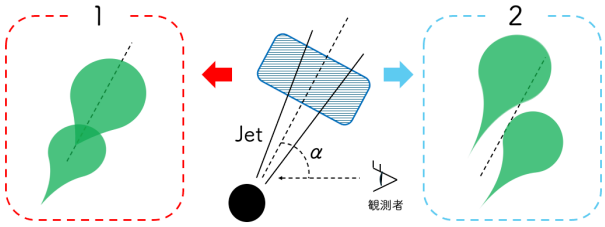


図 6: 解析結果から考えられるプラズマ塊の伝搬構造。

以下では、1 を仮定し、2024 年 4 月 12 日 JST 27:35 での観測における blue jet のダブルピーク成分 ($z_{bl} = -0.0703 \pm 0.0002$、$z_{br} = -0.0643 \pm 0.0002$、2 成分の加重平均 $z_{bw} = -0.0674 \pm 0.0001$) を例に各塊の速度およびジェットの開口角を推定する。ここで red jet のドップラーシフトおよび blue jet のダブルピーク成分の速度分散は解析結果より得られた $z_{bw} = 0.1314 \pm 0.0002$ 、$\sigma_{H\alpha l} = 607^{+88}_{-78}$ km/s、$\sigma_{H\alpha r} = 516^{+98}_{-80}$ km/s を用いる。

視線方向に対して α の角をなす双方向ジェット (速度 $\beta = v/c$) において、相対論的ドップラーシフトの式は $z = \gamma(1 \pm \beta\cos\alpha) - 1$ で与えられる。ここで γ はローレンツ因子 ($\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$) であり、$\pm$ はジェットの方向 ($+$ は red jet、$-$ は blue jet) を表す。この式を変形すると β および $\cos\alpha$ は

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{(1 + \frac{z_b + z_r}{2})^2}} \tag{1}$$

$$\cos\alpha = \frac{z_r - z_b}{2(1 + \frac{z_r + z_b}{2})\sqrt{1 - \frac{1}{(1 + \frac{z_b + z_r}{2})^2}}} \tag{2}$$

となる。また、Namiki et al. (2003) と同様に、プラズマ塊が均一で円錐状に広がると仮定した時、開口角は

$$\Theta = \arctan\left(\frac{\sigma_{H\alpha}\sin\alpha}{f v_{jet}}\right) \tag{3}$$

となる。f は一様な密度分布を仮定した時のジェットの放射輝度分布に依存するパラメータであり、Marshall et al. (2002) に基づいて $f = 0.74$ を使用した。また、$v_{H\alpha}$ および v_{jet} はそれぞれ、ジェットの Hα 輝線の速度分散、ジェットの速度を表す。

まず、α を求めるため、z_{bw}, z_{rw} を (2) に当てはめると、$\alpha = 67.05 \pm 0.06°$ が得られる。この α の値を用いると、各塊の速度 β は $\beta_l = 0.2510 \pm 0.0007$ および $\beta_r = 0.2428 \pm 0.0007$ となる。これらの値から (3) より開口角を求めると、それぞれ $\Theta_l = 0.57°^{+0.08}_{-0.07}$、$\Theta_r = 0.50°^{+0.09}_{-0.08}$ が得られた。すなわち、可視光放射領域では $\Theta \sim 0.5°$ であることがわかる。XRISM の観測による X 線放射領域での開口角は、食外で $\sim 1.6°$ Shidatsu et al. (2025) と報告されている。上記の計算結果をふまえると、ジェットは円錐状に吹き出すのではなく、ある位置から開口角が小さくなりジェットが絞られている可能性が考えられる。

5 まとめと展望

本研究では可視光分光観測を行い、ジェット由来のドップラーシフトした Hα 輝線形状を解析した。その結果、ジェット中のプラズマは、可視光放射領域では一様に分布し一定速度で噴出しているわけではなく、いくつかの塊に分かれることがあり、その構造の変化が ~ 1 日程度で大きく変化することがわかった。今後は可視光の詳細な解析を進めるだけでなく、同時期に取得された XRISM の精密 X 線分光データも用いて、よりジェットの根元に近い高温の領域についても調べるとともに、可視光放射領域と X 線領域での輝線形状の相関も調査する予定である。

Reference

Fabrika, S. 2004, Astrophys. Space Phys. Res., 12, 1

Katz, J. I. et al. 1982, ApJ, 260, 780

Gies et al. 2002, ApJ, 566, 1069

Cherepashchuk, A. M. et al. 2022, Astronomy Reports, 66, 451

Namiki, M. et al. 2003, PASJ, 55, 281

Marshall, H. L. et al. 2002, ApJ, 564, 941

Shidatsu, M. et al. 2025, PASJ, submitted

——index へ戻る

CK-23

XRISM 衛星を用いた X 線精密分光による X 線連星の中性子星と降着流の研究

広島大学
前川　正貴

XRISM 衛星を用いた X 線精密分光による X 線連星の中性子星と降着流の研究

前川 正貴 (広島大学大学院 先進理工系科学研究科)
共著者 高橋 弘充 (広島大学)

Abstract

低質量 X 線連星には、コンパクト天体が弱磁場の中性子星で伴星の質量が太陽質量ほどの天体がある。その中でも、光度がエディントン限界に近く、放射圧が降着に及ぼす影響を調べるために最適な天体がある。XRISM 衛星は、2024 年 8 月から 9 月にかけて GX340+0 を 2 回観測した。合計露光時間は約 3×10^5 ksec である。GX340+0 の平均光度は約 1.4×10^{38} erg/s と、中性子星のエディントン限界光度 (2×10^{38} erg/s) に近いことが分かった。

XRISM 衛星に搭載されているマイクロカロリメータ検出器 Resolve では、明るい場合には H,M,L resolution の branching ratio が領域（ピクセル）ごとに変化する。暗い天体と同様に、明るい天体で branching ratio が領域によらず一定だと想定した望遠鏡応答（現行 arf ファイル）では、H, M, L でスペクトル形状が異なる結果となる。明るい天体では、外側の領域ほど Hp イベントの割合が増える。また、望遠鏡の特性により外側のハードな X 線は集光しづらい。そのため、全領域での Hp イベントのスペクトルはハード側のカウントレートが相対的に低くなると考えられる。よって、明るい天体では、Resolve のピクセルをいくつかの領域に分けて解析する（arf file を作成する）必要がある。

GX340+0 でも、全平均スペクトルだと Hp（外側が支配的）と M（内側が支配的）で、branching ratio が一定であることを仮定した現行 arf file では、ハード側において Hp, M でスペクトルのベキに差が見られる結果となった。精度向上のため、領域に分けて解析を行った。領域に分けて Mid-res も含めた解析をした結果と、考えられる最適な領域の分け方について報告する。

1 Introduction/Instruments

1.1 GX340+0

低質量 X 線連星には、伴星の質量が太陽質量ほどで、コンパクト天体が弱磁場の中性子星である天体 (NS-LMXB) が存在する。NS-LMXB は一般に、磁場が弱いために物質が中性子星の周りを回転しながら降着し、円盤のような構造（降着円盤）を形成する。

また、NS-LMXB は天体の低・中・高エネルギー帯域のライトカーブのフラックス比で決まる Color-Color Diagram(CCD) によって、2 つのグループに分類される。CCD のプロットが Z のような形になるものは Z 天体と呼ばれ、光による外向きの放射圧と内向きの重力が釣り合うエディントン限界付近の光度で輝いている。そのため放射圧が降着に及ぼす影響を調べるには最適な天体といえる。

Z 天体の 1 つである GX340+0 の平均光度は約 1.4×10^{38} erg/s と、中性子星のエディントン限界光度 (2×10^{38} erg/s) に近いことが分かった。また、GX340+0 は系内銀河に位置し、距離も 8.5-10.5 kpc と近いので、X 線帯域では非常に明るく見える天体である。

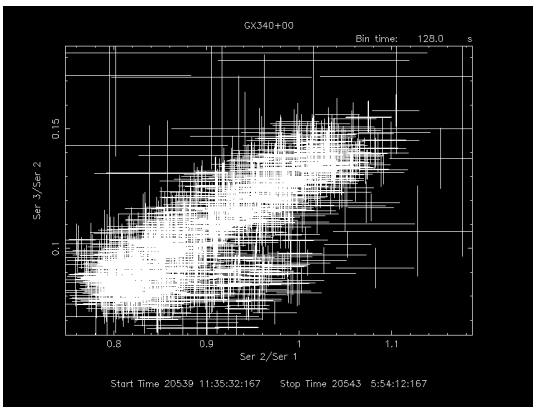


図 1: GX340+0 の CCD

1.2 XRISM Satellite

XRISM 衛星は、ISAS/JAXA が NASA や ESA と共同で開発し、2023 年 9 月 7 日に打ち上げられた X 線天文衛星である。本研究では、XRISM 衛星に搭載されている軟 X 線マイクロカロリメータ Resolve で観測されたデータを用いた。Resolve のエネルギー帯域は、0.3-12.0 keV であり、5 eV @ 6 keV の高いエネルギー分解能を持っていることが大きな特徴である。しかし、Resolve に搭載されているベリリウムのゲートバルブが開かず、低エネルギー側において X 線はベリリウムに吸収されてしまい、有効なエネルギー帯域は 1.7-12.0 keV となっている。

1.3 Resolve

Resolve は、$818\,\mu m \times 818 \mu m$ のピクセルが 6×6 の 36 ピクセル並んでいる (図 2)。36 ピクセルのうち 1 つは校正用ピクセル (図 2 の左下) として使用するため、実際に天体観測できるピクセルは 35 ピクセルである。また、全てのイベントを前後のパルス到達時間の差で Hp、Mp、Ms、Lp、Ls の 5 種類に grade 分けしている。あるイベントに対し、前後 $\delta t_1 = 70.7$ms に他のイベントがない場合は高解像度 (High-res)、前後のイベントが $\delta t_2 = 18.3$ms より離れてはいるが $\delta t_1 = 70.7$ms 以内に来た場合は中解像度 (Mid-res)、前後のイベントが $\delta t_2 = 18.3$ms 以内に来た場合は低解像度 (Low-res) として処理される。そして Mid-res では、先に来たイベントを primary イベントとして Mp、後に来たイベントを Secondary イベントとして Ms と処理する。Low-res に対しても同じように Lp と Ls を定義している。イベントを特定の grade に分類したイベントの割合を branching ratio と呼ぶ。

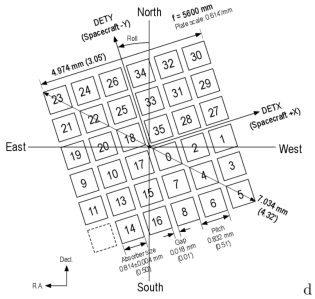


図 2: Resolve のピクセル配列。(XRISM POG 2025)。

2 Methods

2.1 bright sources

Resolve で明るい天体を観測した際には、天体中心 (Resolve の中心) では非常に短い間隔でイベントが到来するため Mid-res や Low-res のイベントが増えるが、外側の領域 (ピクセル) にいくほどイベントレートは減るので、High-res のイベントが増えることが予想される。これにより、領域ごとに brancing ratio が変化する。暗い天体と同様に、branching ratio が領域によらず一定と仮定した望遠鏡応答 (arf file) では、High-res、Mid-res、Low-res でスペクトル形状が異なる結果となる。これは望遠鏡特性により外側のハードな X 線は曲げにくいため集光しづらく、外側に行くほど High-res のイベントが優勢になるからである。そのため、全領域での High-res のイベントによるスペクトルはハード側のカウントレートが相対的に低くなると考えられる。よって、明るい天体では Resolve のピクセルをいくつかの領域に分けて解析する必要があり、領域ごとに arf file を作成する必要がある。

GX340+0 でも全平均スペクトルだと以下の図 3 ように, Hp(外側が支配的) と Mp および Ms(内側が支配的) で、branching ratio が一定であることを仮定した現行 arf では、ハード側において Hp、M でスペクトルのベキに差が見られる結果となった。ここでは、星間吸収、降着円盤、中性子星表面からの放射 (TBabs*(Diskbb+Bbody)) モデルを利用している。そのため、精度向上のために領域に分けて解析を行うことにした。現在キャリブレーションが進んでいるが、解析に使用できるのは Hp、Mp、Ms とされているため、今回 Low-res は扱わずこの 3 つの grade で解析を行った。

2.2 pixel region definition

Resolve のピクセルは図 2 のように並んでいるが、これを 3 つの領域に分けた。1 つ目は、中心の 4 ピクセル (central pixel)、2 つ目はその周りの 12 ピクセル (inner ring pixel)、3 つ目は校正用ピクセルを除いた一番外側の 19 ピクセル (outer ring pixel) である。各領域について Hp、Mp、Ms 用の新たな arf file を作成した。

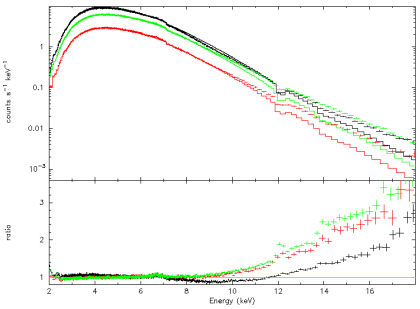


図 3: GX340+0 の全平均スペクトル。Hp が黒、Mp が赤、Ms が緑。上が、観測データとモデル。下が、データとモデルの残差比。

3 Results

3.1 各領域のスペクトル

既に図 3 には all pixel(全領域) でのスペクトルを示した。ここでは、central、inner ring、outer ring pixel の各領域で、新たに作成した arf file を用いた際の、Hp、Mp、Ms のスペクトル示す。色は図 3 と同じく、Hp が黒、Mp が赤、Ms が緑のスペクトルを示している。

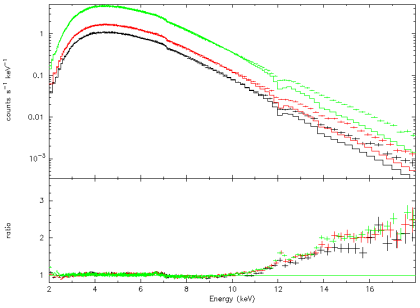


図 4: Central pixel のスペクトル。

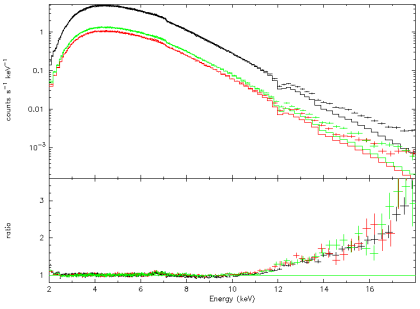


図 5: inner ring pixel のスペクトル。

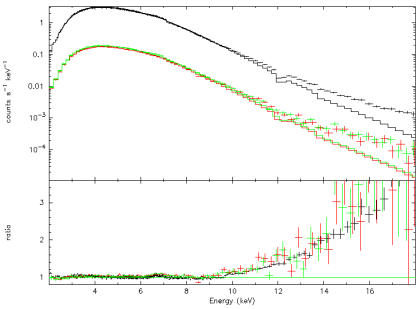


図 6: outer ring pixel のスペクトル。

各領域に分けてスペクトルを作成すると、図 3 のように Hp が M に対してハード側に差があるという形状は見られなかった。中心領域に近いほど Mp や Ms のイベントが多く、外側になると Hp のイベントがほとんどであった。

3.2 各 grade のスペクトル

次に、同じ grade のスペクトルを領域ごとに作成したものを示す。色は all pixel が黒、Central pixel が赤、inner ring pixel が緑、outer ring pixel が青のスペクトルを示している。

どの grade で作成したスペクトルでも、inner ring の緑と outer ring の青の 2 つはほぼ同じ形状を示しているが、central の赤はその 2 つとは異なる形状を示しており、2 種類のスペクトル形状があることが読み取れる。

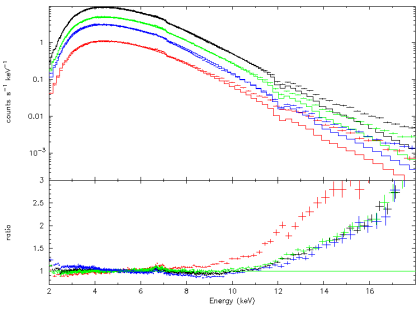


図 7: Hp のスペクトル。

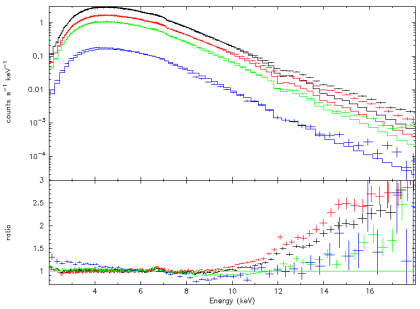


図 8: Mp のスペクトル。

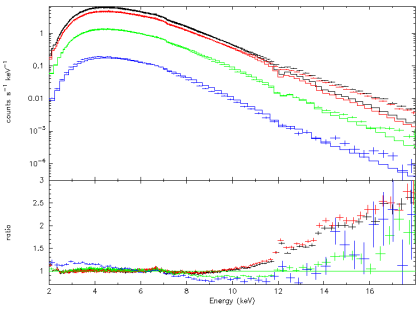


図 9: Ms のスペクトル。

4 Discussion

領域で区切ったスペクトルでは、どの領域のスペクトルも Hp、Mp、Ms に大きな差は見られなかった。central では、Mp や Ms がほとんどで Hp は 1 割ほどしかなかった。しかし、outer ring では Hp が全イベントの 9 割を占めていた。これより、図 3 において grade によってスペクトルに差が出たのは、Hp が外側の領域の、M が中心の領域のスペクトルを示しているからであると考えられる。そのため領域ごとにスペクトルを分けて抽出すると、図 3 のような差は出てこない。つまり、領域によってスペクトルの形状が変わっていることが分かる。

そのことは 3.2 で grade ごとに抽出したスペクトルからも分かる。これらは特定の grade のみのイベントでスペクトルを作成しているが、inner ring と outer ring は同じ形状をとっているのに対し、central だけハード側のスペクトルが高くなっている。Mp や Ms では外側のイベントの統計が下がってはいるものの、Hp、Mp、Ms の全てで同様の傾向が見られる。当初、図 3 のように grade によって差が出たのは、暗い天体と同様に、明るい天体で branching ratio が領域によらず一定だと想定した望遠鏡応答 (arf file) を用いたからと考えていた。しかし、arf file を中心からの距離によって領域を区切って作成した新 arf file でも、2 種類のスペクトル形状が見られたことから、これは天体の状態遷移によって、異なるスペクトルを示したのではないかと考えられる。

GX340+0 は CCD(図 1) を見ると分かるように、Z の斜めの部分と下側の部分の 2 つの状態がある。よってこの 2 つの状態が、スペクトルに見られる 2 つの状態に相当すると考えられる。今後は CCD の Z のとある状態ではどんなスペクトルを示すのか、CCD とスペクトルの関連性を調べていきたい。

5 Conclusion

Resolve は、grade 分けによって高い解像度での X 線分光が可能であるが、明るい天体を観測する際には、branching ratio が一定だとする arf file では、ハード側において Hp と Mid-res のスペクトルにベキの差が見られる結果となった。そのため、Resolve のピクセルを領域ごとに分けて arf file を新たに作ることで、現行の arf file でのスペクトルの差をなくそうとした。

その結果、領域ごとに区切ったスペクトルでは、resolusion の違いによってスペクトルに差は見られなかったが、同 grade でのスペクトルでは、領域によって 2 種類のスペクトル形状が見られた。これは CCD に見られる GX340+0 の状態遷移によるものだと考えられる。今後は解析チームと話し合い、より良い解析方法について議論していく。

Reference

”5.Resolve,”
The XRISM Proposers’ Observatory Guide, 2025,
https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xrism/\\proposals/POG/Resolve.html
[Accessed: July 16, 2025].

Ishisaki et al. 2018
https://www.bing.com/search?q=Ishisaki,Y.,Yamada,S.,Seta,H.,et+al.+2018,Journal+of+Astronomical+Telescopes,Instruments,and+Systems,4,011217.doi:10.1117/1.JATIS.4.1.011217

白井 2008, 広島大学

——index へ戻る

CK-24

超小型X線衛星NinjaSatと山口干渉計によるCyg X-1の短時間X線・電波相関調査

東京理科大学
山﨑　楓

超小型 X 線衛星 NinjaSat と山口干渉計による Cyg X-1 の短時間 X 線・電波相関調査

山崎 楓 (東京理科大学大学院 理学研究科 / 理化学研究所)

Abstract

ブラックホール連星 Cyg X-1 は X 線で定常的に最も明るいブラックホール連星であり、先行研究から X 線と電波で公転周期と同じ 5.6 日変調が見られていることがわかっている。今回我々は超小型 X 線衛星 NinjaSat を用いて、公転周期 2 回分をカバーするように 2025 年 5 月 8 日から 21 日まで山口干渉計 (6, 8 GHz) と連携して Cyg X-1 の同時観測を実施した。本研究では長期の占有観測を活かし、先行研究では明らかでなかったより細かいタイムスケールでの電波と X 線の変動を調査することを目的としている。NinjaSat での観測期間中、Cyg X-1 は一貫してハードステートにあり、エネルギースペクトルのフィット結果はべき関数 (power-law) モデルで Γ は 1.45–1.77 の範囲に収まった。

1 ブラックホール連星 Cyg X-1

Cyg X-1 は図 1 のような主星が $14.81 \pm 0.98 M_{\odot}$ のブラックホール、$19.16 \pm 1.90 M_{\odot}$ の伴星から成るブラックホール連星である (Orosz et al. 2011)。また、X 線で定常的に最も明るいブラックホール連星で公転周期は約 5.6 日となっている (Wen et al. 1999)。

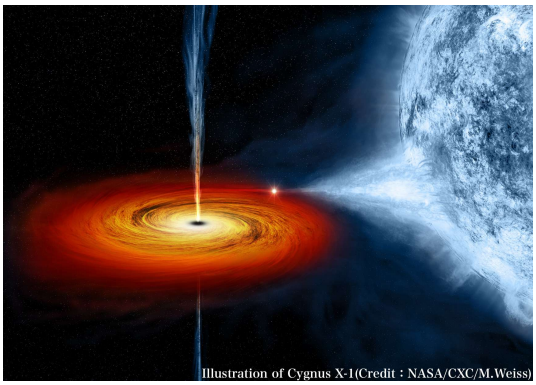


図 1: Cyg X-1 のイメージ
(Credit: NASA/CXC/M.Weiss)

電波観測ではジェット構造やブラックホールの極近傍から放出されるシンクロトロン放射を観測することで、ジェットの形成メカニズムやブラックホールスピンとの関係を調査できる。電波は公転周期と同じ 5.6 日変調が見られていることがわかっている (Fender et al. 2000)。また、Cyg X-1 ではハードステートで 1.5–3.0 keV の軟 X 線と電波の強度変動に遅延がない一方で、ソフトステートではその相関が弱まり、電波が軟 X 線より約 50–150 日遅れてピークに達することが報告されている。さらに、15–50 keV の硬 X 線と電波にはどちらのステートでも強度変動に遅延はないことから、ジェットの活動が高エネルギー X 線を生み出す領域と密接に関係していることが示唆されている (Zdziarski et al. 2020)。

X 線観測では主に降着円盤内側領域からの高エネルギー放射を観測し、円盤の降着率や円盤内の高温プラズマ、コロナの性質を理解するのに重要なデータとなる。ブラックホール連星には質量降着率の違いが起源となる、高温コロナでの逆コンプトン散乱が支配的なハードステートと、降着円盤が中心に近づくことで重力エネルギーが熱エネルギーに変換されて黒体放射するソフトステートが存在する。ハードステートでは、power-law 成分が支配的なスペクトルとなる。このとき、スペクトルの Photon Index Γ は一般に $1.4 \lesssim \Gamma \lesssim 1.7$ 程度である。また、diskbb モデルなどで記述される降着円盤成分は極めて弱く、内縁温度 $T_{\rm in}$ は 0.2 keV 以下、または検出されない場合も多い。一方でソフトステートでは、降着円盤がブラックホールの近くまで伸びて高温となり、$T_{\rm in} \sim 0.5$–1.0 keV 程度の黒体放射成分が支配的なスペクトルになる (Makishima et al. 2008)。

図 2 は、全天 X 線監視装置 MAXI が MJD 55057–60817 の期間で観測した Cyg X-1 の全期間ライトカーブと hardness ratio をプロットしたものである。このプロットは sourse list (Matsuoka et al. 2009)

のデータを用いた。MAXI は国際宇宙ステーション (ISS) に搭載されており、約 92 分に 1 回全天を X 線でスキャンする観測装置である。ハードステートでは高エネルギー側、ソフトステートでは低エネルギー側が優位になるので、図 2 の hardness ratio からも Cyg X-1 のステートを推定できる。Cyg X-1 はハードステートで hardness ratio が 1.5–2.0 程度、ソフトステートでは 0.3 程度であることがわかる。

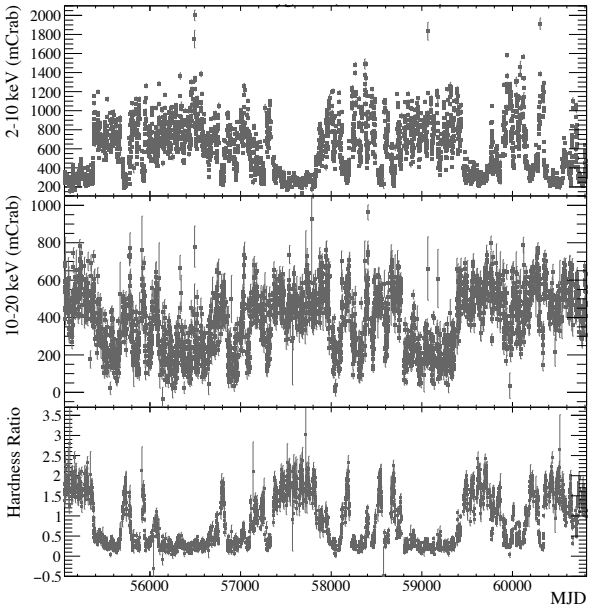


図 2: MAXI で観測した Cyg X-1 のライトカーブ
上段: 2–10 keV でのフラックス, 中段: 10–20 keV でのフラックス、下段: hardness ratio (10–20 keV/2–10 keV)

2 超小型 X 線衛星 NinjaSat

2.1 概要

NinjaSat は図 3 に示すような 6U サイズ ($10 \times 20 \times 30$ cm^3) の超小型 X 線衛星である (Tamagawa et al. 2025)。理化学研究所が主体となって開発を進め、NinjaSat は小型衛星として日本で初めてブラックホールや中性子星などの X 線を放出するコンパクト天体を観測している。開発期間は約 3 年と大型衛星と比較して短く、2025 年 11 月 11 日に高度 530 km の太陽同期極軌道上に打ち上げられた。2–50 keV に感度を持つ非撮像型ガス X 線検出器 (Gas Multiplier Counter; GMC) を 2 台搭載し、1 台あたりの有効面積は 6 keV において 16 cm^2 である。

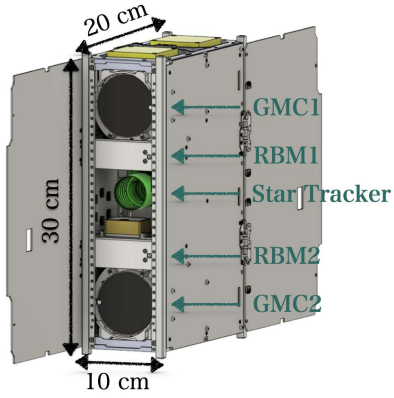


図 3: NinjaSat 全体の 3D モデル
GMC と放射線帯モニタ (RBM) を 2 台ずつ、衛星の姿勢制御のセンサとして使われる Star Tracker が搭載されている。

NinjaSat は X 線で明るい高密度天体の長期的な占有観測や、他波長との同時観測を目的としている。小型衛星の強みである衛星運用の柔軟性を活かし、一つの天体を継続的に観測することで周期的な現象や長期変動の解析を可能とする。各波長で異なる空間・時間スケールの現象を同時に追跡することで、ブラックホール周辺環境の進化の解明につながる。

3 同時観測の結果

3.1 観測期間

2025 年 5 月 8 日から 21 日まで、山口干渉計 (6, 8 GHz) と連携し、Cyg X-1 の同時観測を実施した。今回は、公転周期 2 周期分をカバーする長期占有観測として計画された。山口干渉計では 21:00–26:00 JST の時間帯で、Cyg X-1 を 1440 秒ずつ繰り返し追尾した。Ninjasat は約 90 分ごとに 1000 秒程度の連続観測を行い、X 線での総観測時間は 145.99 ksec となった。

3.2 NinjaSat での観測結果

NinjaSat のイベント除去方法は (Takeda et al. 2025) を参照した。GMC は非撮像型検出器のため、

バックグラウンドデータを別に取得して差し引く必要がある。NinjaSat は 2024 年 4 月から 7 月に明るい X 線源がない天域である BKGD_RXTE6 の観測を行った。本研究ではその取得データをバックグラウンドとして使用している。

図 4 は、NinjaSat と MAXI の source list データのライトカーブを重ね合わせたものである。MAXI の source list は、ほぼリアルタイムでデータを確認できるという特長があるため、今回の同時観測では NinjaSat の観測状況との比較や、Cyg X-1 のステートをリアルタイムで把握し、山口大学と情報を共有する目的で使用した。この図から NinjaSat と MAXI の観測結果の傾向は一致し、hardness ratio が 1.5 程度であることから Cyg X-1 はハードステートと言える。MJD 60806.2 には 2–10 keV で 1200 mCrab, 10–20 keV で 1300 mCrab 程度のフレアが発生している。また、山口干渉計のテスト観測が MJD 60796 に実施されたため、図 4 は NinjaSat が観測していない期間も含んでいる。テスト観測の時期は hardness ratio が 1.0 程度まで下がっており、同時観測を行った際よりもソフトステート寄りになっていることがわかる。

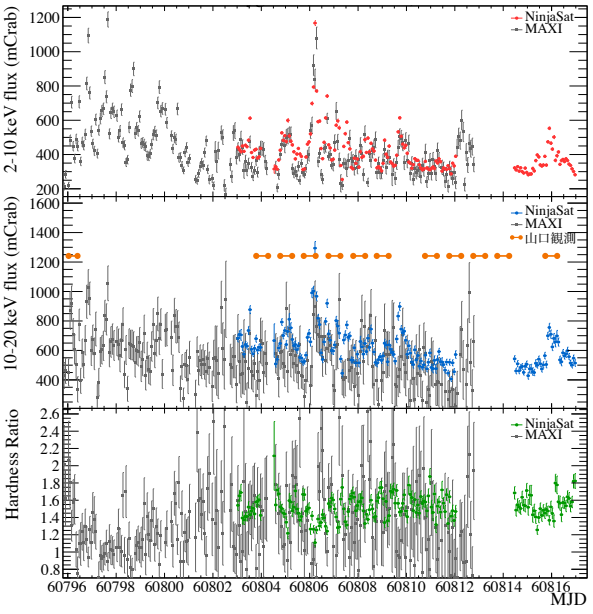


図 4: NinjaSat での Cyg X-1 観測結果
上段: 2–10 keV でのフラックス, 中段: 10–20 keV でのフラックス、下段: hardness ratio (10–20 keV/2–10 keV)。中段には山口干渉計が観測した時刻を表示している。

図 4 の hardness ratio に加えて、スペクトルからもステートを決定できるので NinjaSat のデータを 1 日ごとに切り分けてスペクトル解析を行なった。図 5 は 5/8 の 1 日で取得した NinjaSat の Cyg X-1 スペクトルである。吸収に加えてハードステートによく合う power-law モデルでフィットを行った。この結果、$\Gamma = 1.75 \pm 0.013$ となり、典型的なハードステートの値であることが確認された。

表 1 に取得した 1 日ごとの power-law モデルでのスペクトルフィット結果を示す。この表から全日程にわたって Γ =1.45–1.77 の範囲に収まることがわかり、Cyg X-1 がハードステートにあることを示している。この 1 日ごとのスペクトル情報は、GTI（Good Time Interval）ごとに時間分解能を上げてさらに詳細な解析を行う際の基礎データとして活用する予定である。

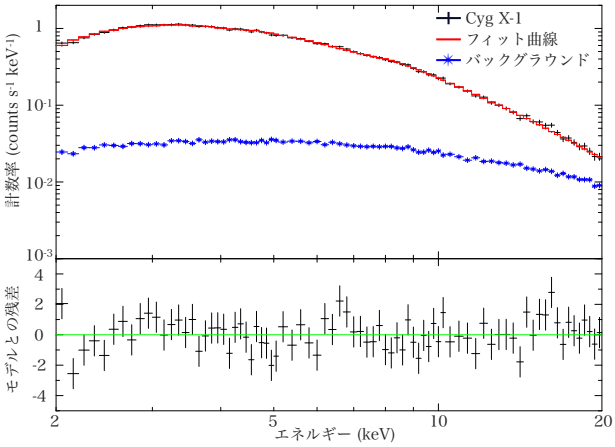


図 5: NinjaSat で取得した Cyg X-1 スペクトル (5/8 の 1 日間のデータ)

表 1: Cyg X-1 のスペクトルを power-law モデルでフィットした結果

観測日	観測時間 (ksec)	Γ	χ^2/d.o.f.
5/8	14.63	1.75 ±0.013	80.96/78
5/9	7.44	1.51 ±0.018	138.54/78
5/10	12.36	1.52 ±0.014	96.73/78
5/11	13.76	1.60 ±0.006	137.92/78
5/12	12.86	1.52 ±0.014	99.24/78
5/13	13.26	1.48 ±0.014	113.22/78
5/14	13.29	1.48 ±0.013	148.36/78
5/15	12.56	1.71 ±0.015	96.98/78
5/16	12.59	1.49 ±0.016	121.89/78
5/17	0.68	1.77 ±0.062	83.09/78
5/19	8.33	1.70 ±0.020	68.92/78
5/20	11.95	1.77 ±0.015	99.75/78
5/21	12.28	1.45 ±0.015	108.83/78
合計	145.99		

4 まとめ

本研究では、ブラックホール連星 Cyg X-1 を対象として、超小型 X 線衛星 NinjaSat と山口干渉計 (6, 8 GHz) による同時観測を実施した。観測は公転周期 2 周期分にわたり、2025 年 5 月 8 日から 21 日までの長期占有観測として行われ、X 線での総観測時間は 145.99 ksec に達した。NinjaSat の X 線データを用いた 1 日単位のスペクトル解析の結果、全観測期間を通じてスペクトルは power-law モデルでフィットされ、Γ =1.45–1.77 の範囲に収まった。この結果は、Cyg X-1 が観測期間中一貫してハードステートにあったことを示している。

また、NinjaSat による観測では MJD 60806.2 に 2–10 keV で 1200 mCrab, 10–20 keV で 1300 mCrab 程度のフレアが確認できている。ソフトステートからハードステートに遷移中に起きたフレアは、X 線よりも電波で 7 分遅れていることがわかっている (Wilms et al. 2007)。今回の観測で Cyg X-1 はハードステートのため、NinjaSat と山口干渉計のデータで同じような相関が見られるか解析予定である。

今後は、1 日よりも短い時間変動をスペクトルでも捉えるために、GTI ごとにデータを分割し、時間分解能を上げたスペクトル解析を実施する。

これにより、X 線フレアと電波フレアのタイミング関係を詳細に解析し、高温コロナの活動とジェット放出の因果関係や遅延構造を定量的に検証する。さらに、公転周期に基づく X 線・電波変動の周期性と周波数依存性を評価することで、ブラックホール連星におけるジェット形成メカニズムや放射領域の物理的つながりを多角的に解明することを目指す。

Reference

Robert P Fender, Guy G Pooley, P Durouchoux, et al. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2000.

K. Makishima, H. Takahashi, S. Yamada, et al. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 2008.

Masaru Matsuoka, Kazuyoshi Kawasaki, Shiro Ueno, et al. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 2009.

Jerome A Orosz, Jeffrey E McClintock, Jason P Aufdenberg, et al. *The Astrophysical Journal*, 2011.

Tomoshi Takeda, Toru Tamagawa, Teruaki Enoto, et al. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 2025.

Toru Tamagawa, Teruaki Enoto, Kitaguchi Takao, et al. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 2025.

Linqing Wen, Wei Cui, Alan M Levine, et al. *The Astrophysical Journal*, 1999.

Jörn Wilms, Katja Pottschmidt, Guy G Pooley, et al. *The Astrophysical Journal*, 2007.

Andrzej A Zdziarski, JNS Shapopi, and Guy G Pooley. *The Astrophysical Journal Letters*, 2020.

——index へ戻る

CK-25

一般相対論的偏光輻射輸送計算で探る相対論ジェットの偏光X線

筑波大学
小嶺　龍生

一般相対論的偏光輻射輸送計算で探る相対論ジェットの偏光 X 線

小嶺 龍生 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)
竹林 晃大 (筑波大学), 川島 朋尚 (一関工業高等専門学校), 大須賀 健 (筑波大学)

Abstract

ブラックホールの周囲では、降着する物質がその重力エネルギーを解放することで強力なジェットや輻射が発生していると考えられているが、その構造はよくわかっていない。こうした構造の解明には、コンプトン散乱によって生じる偏光 X 線の観測が有効である。偏光観測衛星 IXPE による Cyg X-1 の観測では、電場ベクトルがジェットの方向に平行であることから、降着円盤の円盤面近傍にコロナが存在する可能性が指摘されている (Krawczynski et al. 2022)。一方で、この観測結果の解釈には相対論的運動の影響が十分考慮されていないという課題がある。そこで本研究では、一般相対論的偏光輻射輸送計算を行い、相対論的ジェットによる偏光 X 線を調査した。その結果、降着円盤と相対論的ジェットからなる系でも IXPE の観測範囲である 2-8 keV 帯でジェットの方向に平行な偏光を得ることが確認された。さらに、見込み角が 30 度であるという推定は過去の電波観測と整合的である。また、輻射スペクトルは観測結果と矛盾しない。

1 Introduction

ブラックホール周囲の降着円盤では、降着する物質が重力エネルギーを解放することで強力な輻射が発生しているが、その構造はあまりよくわかっていない。発生した光子はブラックホール周囲の高温プラズマによってコンプトン散乱を受け、プラズマの空間分布に応じた偏光度および偏光角を持つ。このことから、偏光観測はブラックホール周囲の構造を解明する鍵として期待されている。偏光撮像衛星 IXPE による Cyg X-1 の偏光観測がその一例で、ジェットの向きに平行な電場ベクトルの偏光が得られたことから、Cyg X-1 には降着円盤に沿った高温コロナ (円盤コロナ) が存在すると結論づけられた (Krawczynski et al. 2022)。しかし、このコロナモデルから推測される円盤見込み角 (おおよそ 45°-60°) は過去の観測で推測された見込み角 (おおよそ 30°) と有意な差がある。また、Cyg X-1 は観測において空間分布できないコンパクトな X 線源であり、高温コロナではなくジェットにおけるコンプトン散乱がジェットに平行な X 線偏光を作り出している可能性もある。
そこで本研究では、偏光を考慮した一般相対論的輻射輸送計算を行い、相対論的ジェットでのコンプトン散乱が作り出す偏光について調査する。円盤コロナによるコンプトン散乱やジェットにおけるシンクロトロン放射が作り出す偏光についてはさまざまな先行研究があるものの (e.g. Krawczynski & Beheshtipour 2022)、ジェットにおけるコンプトン散乱、特にブラックホール周囲で形成される降着円盤からの光子を考慮した研究は実施されていない。また、相対論的速度で運動する流体における散乱は高い偏光度を作り出すため (Poutanen et al. 2023; Dexter & Begelman 2024)、Cyg X-1 の偏光観測で得られた 4 %という比較的高い偏光度を説明できる可能性がある。

2 Methods

本研究では、質量が 20 太陽質量、スピンパラメータが 0.9 のブラックホール周囲の降着円盤からの放射を考える。幾何学的に十分薄い円盤を想定し、光子の発生位置を $r_{\rm in} < r < 100\ r_{\rm g}$ の赤道面とする。ここで $r_{\rm g} = GM/c^2$ は重力半径である。放射は黒体放射とし、円盤の有効温度分布には $\dot{M} = 0.25\ L_{\rm Edd}/c^2$ として Novikov & Thorne 1937 の結果を用いる。なお、color correction factor は 1.7 とする。円盤はケプラー回転しているものとし、回転によるビーミング効果を考慮する。円盤の鉛直方向と動径方向の速度はゼロとする。放射は直線偏光成分のみを持ち、その偏光度と偏光角は Chandrasekhar 1960 の結果に従うものとする。

発生した光子は、相対論的ジェットによってコンプトン散乱/逆コンプトン散乱を受ける。散乱を考慮

する範囲は 1.05 $r_{\rm H} < r < 100\ r_{\rm g}$ とする。ここで $r_{\rm H}$ はブラックホールの事象の地平面の半径である。ジェットモデルには Broderick & Loeb 2009 によって提唱された磁場優勢モデルを採用する。collimation parameter は $\xi = 1/2$、footprint 半径は $r_{\rm fp} = 10\ r_{\rm g}$ とし、電子密度は

$$n(r,\theta) \propto n_0(1-\exp(-r^2/r_{\rm fp}^2)) \qquad (1)$$

とする (詳しくは Broderick & Loeb 2009 の式 (13) を参照)。本研究では $n_0 \simeq 8.6\times10^{17}\ {\rm cm}^{-3}$ と設定する。$\tau_{\rm max}$ は 24 である。ここで $\tau_{\rm max}$ は動径方向に測った光学的厚みの最大値であり

$$\tau_{\rm max} = \tau(\theta) = \int_{1.05\ r_{\rm H}}^{100\ r_{\rm g}} n(r,\theta)\sigma_{\rm T} dr \qquad (2)$$

である。$\sigma_{\rm T}$ はトムソン散乱断面積である。ただし、ジェットの運動を考慮すると、特殊相対論効果によって実行的な光学的厚みは $\tau_{\rm max} \sim 5$ になる。本モデルの電子密度分布、および速度分布を Figure 1 に示す。なお、Broderick & Loeb 2009 とは異なり、本研究では熱的電子のみを扱う。熱的電子の温度は 45 keV とし、分布は相対論的な熱的分布である Maxwell-Jütter 分布とする。

本研究で用いる 3 つのモデルを Table 1 に示す。NoJet model ではジェットの速度をゼロと設定している。SmallRin model では $r_{\rm in}$ が Fiducial model よりも小さく、LargeRin model では $r_{\rm in}$ が Fiducial model よりも大きい。

本研究では、偏光計算ができるように拡張した一般相対論的輻射輸送計算コード RAIKOU(Kawashima et al. 2023) を用いる。Schnittman & Krolik 2009 で示された偏光分布、および偏光のエネルギー依存性が、このコードで再現できることは確認済みである。本計算で用いる種光子の数は 1 モデルあたり 2.3×10^{10} 個であり、発生した種光子が $r = 1000\ r_{\rm g}$ に到達するまで追跡する。吸収係数は十分小さいため、吸収は無視する。ただし、放射面 ($r_{\rm in} < r < 100\ r_{\rm g}$ の赤道面) に到達した光子は消滅するものとする。

3 Results

Figure 2 に Fiducial model と NoJet model における偏光度 (PD) および偏光角 (EVPA) のエネルギー分布を示す。ここで、観測者の見込み角 (i) は 30° と

表 1: モデルパラメータ

Model	a^*	$\dot{m}\ [L_{\rm Edd}/c^2]$	$n_0\ [{\rm cm}^{-3}]$	$r_{\rm in}\ [r_{\rm g}]$
Fiducial	0.9	0.25	8.6×10^{17}	10
NoJet	0.9	0.25	8.6×10^{17}	10
SmallRin	0.9	0.25	8.6×10^{17}	2
LargeRin	0.9	0.25	8.6×10^{17}	20

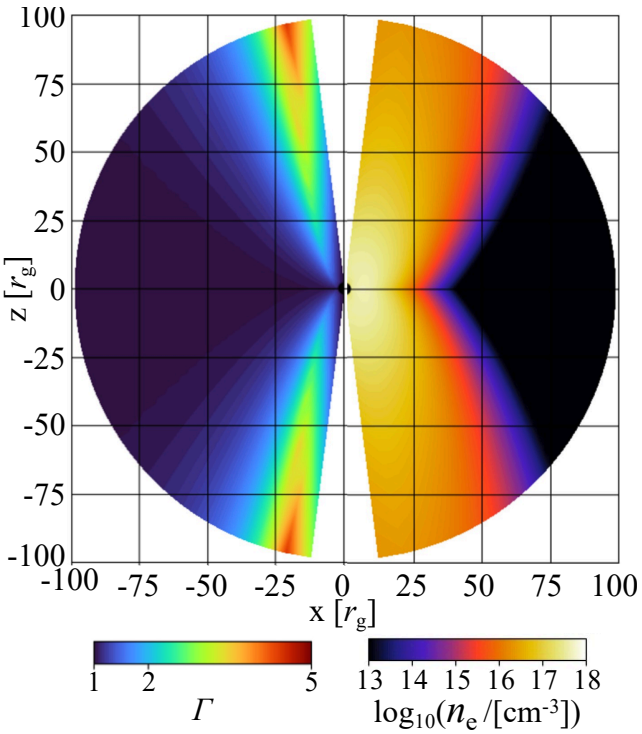


図 1: r-θ 平面上の流体速度分布と電子密度分布。BH は原点に位置している。

75° である。本研究では偏光角を電場ベクトルの向きで定義し、EVPA = 90° もしくは 270° はジェットに平行な偏光、EVPA = 180° はジェットに垂直な偏光を意味する。この図から、Fiducial model では $i = 30°$ においておおよそ 1 keV 以下でジェットに垂直、1 keV 以上でジェットに平行な偏光を示すことがわかる。また偏光度は、偏光角が変化する境界エネルギーである 1 keV あたりで最も低く (0.1 %以下)、1 keV 以下でおおよそ 0.5 %、1 keV 以上で数 %と高い値を示す。低エネルギー側でジェットに垂直な偏光が現れるのは、円盤から直接観測者へ届く光子 (直

接放射) が優勢だからである。すでに述べたように、円盤から放たれる光子はジェットに垂直な (円盤に平行な) 偏光を持つ (Method を参照)。また、高エネルギー側でジェットに平行な偏光が現れるのは、ジェットプラズマによって逆コンプトン散乱を受けた光子が円盤からの直接放射を卓越するからである。NoJet model においてこのエネルギー帯の偏光はジェットに垂直であることから、ジェットが相対論的速度で噴出することでジェットに平行な偏光が現れることがわかっているが、詳細なメカニズムは現在調査中である。1 keV の境界エネルギー付近では円盤からの直接放射成分 (ジェットに垂直な偏光) とジェットで逆コンプトン散乱された放射成分 (ジェットに平行に偏光) が同程度となるため、偏光度は極めて低くなる。また、1 keV 以下のエネルギー帯で偏光度が非常に低くなるのは、円盤放射の偏光度が face-on に近づくほど低くなるためである。

$i = 75°$ の場合も低エネルギー側でジェットに垂直な偏光、高エネルギー側でジェットに平行な偏光という傾向は変わらないものの、その境界エネルギーは 4 keV と $i = 30°$ に比べて高くなっている。これはブラックホール近傍の降着円盤が高速で回転することでビーミング効果が生じ、数 keV 程度のエネルギー帯における円盤放射の寄与が face-on に比べて大きくなったためである。PD が境界エネルギー付近で最小になること、境界エネルギー以上で数 % と高い偏光度を示すことは $i = 30°$ の場合と同様である。境界エネルギー以下で得られる偏光度が数 % と $i = 30°$ より高いのは、円盤放射の偏光度が edge-on に近づくほど高くなるためである。

Figure 3 に、$i = 30°$ の場合の Fiducial model と SmallRin model、LargeRin model の輻射スペクトルを示す。円盤放射が優勢な 1 keV 以下のエネルギー帯ではモデル間でほとんど変化しない一方、1 keV 以上のエネルギー帯では輻射強度が円盤の内縁の半径が小さいほど大きくなっている。これは円盤の内縁の半径が小さいほど、逆コンプトン散乱を受ける光子が多くなり、高エネルギーを持つ光子が増加するためである。また、3 つのモデルは同様に 200 keV 程度にピークを示している。これは光子がジェットプラズマによって多重散乱を受けることで、準飽和の状態に達したためである。

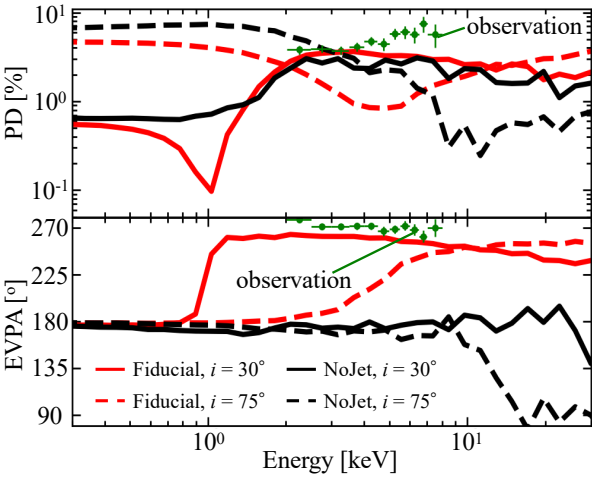


図 2: 偏光度と偏光角のエネルギー依存性。赤線、黒線はそれぞれ Fiducial model、NoJet model を表し、実線 (破線) は $i = 30°$ ($i = 75°$) を表す。また、IXPE による Cyg X-1 の偏光観測の結果を緑点で示す。

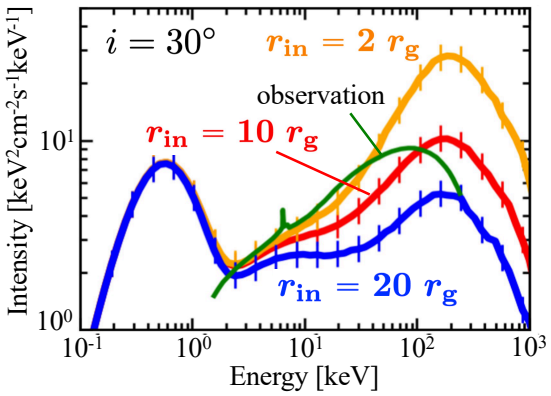


図 3: 各モデル輻射スペクトル。実線の色はそれぞれ Fiducial model(赤)、SmallRin model(オレンジ)、LargeRin model(青) を表す。また、観測された Cyg X-1 の輻射スペクトルを緑実線で示す。

4 Conclusion

本研究では降着円盤+相対論的ジェットという系で一般相対論的輻射輸送計算を行い、相対論的ジェットによる偏光 X 線を調査した。その結果、ジェットの相対論的運動を考慮することで、ジェットに平行な偏光が形成されることを発見した。また、見込み角が小さくなると、円盤の回転によりビーミング効果を受けた数 keV 程度の高エネルギー光子が届きにくく

なり、広いエネルギー帯でジェットに平行な偏光が得られることを確認した。見込み角や降着円盤の内縁半径を変えた計算結果と観測結果とを比較することで、ブラックホール周囲から放たれる偏光の起源の解明に繋げることができる。

Reference

Krawczynski, H., Muleri, F., Dov ˇciak, M., et al. 2022, Science, 378, 650

Miller-Jones, J. C. A., bahramian, A., Orosz, J. A., et al. 2021, Science, 371, 1046

Krawczynski, H., Beheshtipour, B. 2022, ApJ, 934, 4

Poutanen, J., Veledina, A., & Beloborodov, A. M. 2023, ApJL, 949, L10

Dexter, J., & Begelman, M. 2024, MNRAS 528, L157-L160

Novikov, I. D., & Thorne, K. S. 1973, Astrophysics of Black Holes (Gordon and Breach Science Publishers)

Chandrasekhar, S. 1960, Radiative Transfer, Dover Books on Physics (Dover Publications)

Broderick, A. E., & Loeb, A. 2009, The Astrophysical Journal, 697, 1164

Kawashima, T., Ohsuga, K., & Takahashi, H. R. 2023, The Astrophysical Journal, 949, 101

Schnittman, J. D., & Krolik, J. H. 2009, The Astrophysical Journal, 701, 1175

——index へ戻る

CK-26

潮汐破壊現象 (TDE) 近傍環境の探査に向けた近赤外線ダストエコーモデルの応用

京都大学
櫻井　雄太

潮汐破壊現象（TDE）近傍環境の探査に向けた近赤外線ダストエコーモデルの応用

櫻井 雄太 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

潮汐破壊現象（Tidal Disruption Event, TDE）とは、恒星が超大質量ブラックホール（SMBH）に接近し、潮汐力によって破壊される現象である。現在、TDE の多くは可視光や X 線観測によって発見されているが、周囲のダストによる強い遮蔽を受けるため、観測で見逃されている可能性がある。このため、近赤外線（Near-Infrared; NIR）ダストエコーを用いて周囲のダストの幾何学構造に制限をかけることで、TDE の周辺環境を明らかにする手法が注目されている。エコーとは、中心光源からの光が周囲のダストによって散乱・吸収・再放射されることで、元の放射とは時間差をもって観測される現象である。この遅延効果を解析することで、ダストの空間分布や性質を間接的に探ることができる。

本研究では、Maeda et al.（2015）による超新星に対するダストエコーモデルを基に、中心光源を TDE に置き換えたモデルを構築し、TDE におけるダストエコーの理論的予測を行った。本講演では、TDE に適用したダストエコーモデルの結果と、実際の TDE 観測との比較を通して、モデルの妥当性及び今後の改良点について議論する。

1 Introduction

銀河中心に存在する超大質量ブラックホール（Supermassive Black Hole; SMBH）の成長過程の解明は、現代天文学における重要な課題の一つである。SMBH は強い重力ポテンシャルを介して周辺環境と相互作用するが、その成長過程を支える物質供給機構には未解明な点が多い。

特に、活動銀河核（Active Galactic Nuclei; AGN）として顕在化する前段階、すなわち非活動状態にある銀河中心における SMBH 周辺環境の構造と性質を理解することは、SMBH の進化を辿る上で極めて重要である。AGN では、中心核が高輝度の放射を示すため、トーラス構造やアウトフローなどの周辺環境の観測が可能である。一方、活動性の低い銀河中心では放射が弱いため、周囲のガスやダスト構造を直接探査することが難しく、その幾何学的構造やそれ自体の存在についても定量的な理解には至っていない。

この様な背景のもとで近年注目されているのが、恒星が SMBH に接近し、潮汐力によって破壊される突発天体現象、すなわち潮汐破壊現象（TDE）(Rees 1988) である。TDE では、破壊された恒星の重力エネルギーが解放され、一時的に中心部が増光する。この増光は、通常は観測困難な非活動的銀河中心において、周囲のガスやダストを照らし出す機能を果たす。特に、加熱されたダストからの赤外線放射（ダストエコー）(Masterson et al. 2024) は、SMBH 近傍のダスト分布や幾何学的構造を間接的に探る上で有力な手段となる。実際に、いくつかの TDE では赤外線バンプや遅延時間成分が報告されており、これらの観測はダスト構造の時間的・空間的な分布を推定する上で重要な手掛かりとなっている。

さらに、TDE に伴って放出されるアウトフローの光度曲線やスペクトルには、物質の組成や動力学的性質に関する情報が含まれており、これらを解析することで SMBH 周辺の星形成環境への理解が進むと期待される。また、TDE の発生頻度や破壊される恒星の性質が、SMBH 周辺の恒星分布や重力環境に依存している可能性が指摘されており (Graur et al. 2018)、TDE の包括的な理解は、銀河中心のダイナミクスや進化史を解き明かす上でも大きな意義を持つ。これらの点から、TDE をトレーサーとした銀河中心環境の研究は、今後の理論的・観測的両面からのアプローチの中核を担うと期待される。

2 Methods

本研究では、潮汐破壊現象（TDE）によって照らされる銀河中心近傍のダスト構造をモデル化し、赤外線放射の時間発展と空間分布を理論的に予測することを目的とする。以下に、本研究で採用した TDE 光度曲線モデル及びダスト構造の概要を述べる。

2.1 TDE Light-Curve Model

中心光源となる TDE の時間・周波数依存光度 $L(t,\nu)$ は、(Hammerstein et al. 2022) による ZTF 観測データに基づいて構築された代表的なモデルに従って与えられる。本研究では、光度曲線を以下の式を用いる：

$$L(t,\nu) = L_{peak}\frac{\sigma B_\nu(T(t))}{\sigma_{SB}T^4(t)} \times \begin{cases} e^{-(t-t_{peak})^2/2\sigma^2} & t \leqq t_{peak} \\ [t - t_{peak} + t_0/t_0]^p & t > t_{peak} \end{cases} \quad (1)$$

今回は、AT2019dsg のパラメータ（表 1 参照）を用いた光度曲線（図 1 参照）を用いる。

表 1: AT2019dsg のパラメータ

IAU name	AT2019dsg
σ	1.37 log day
L_{BB}	44.29 log erg/s
p	-1.84
T_{peak}	4.33 log K
dT/dt	-2.30 K/day

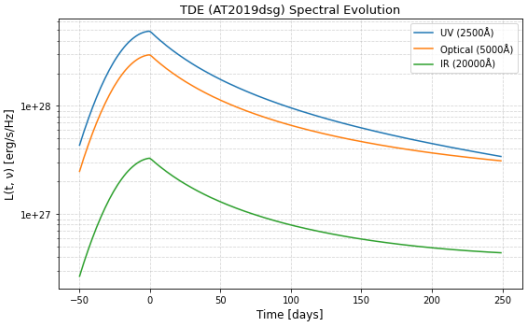


図 1: TDE Light-Curve Model を用いて AT2019dsg を再現した光度曲線（青線：紫外線、オレンジ線：可視光線、緑線：赤外線）

2.2 Dust Torus Geometry

周囲のダストの空間分布は、XCLUMPY モデル (Hammerstein et al. 2022) を用いた。XCLUMPY は、クランピーなトーラス構造（clumpy torus）を仮定し、X 線領域の吸収スペクトルを再現するモデルであるが、本研究ではその幾何学的構造を赤外線域の再放射モデルへと拡張して用いる。

ダストの数密度関数は以下の関数で記述される：

$$d(r,\theta,\phi) = N\left(\frac{r}{r_{in}}\right)^{-q}\exp\left\{-\frac{(\theta-\pi/2)^2}{\sigma^2}\right\} \quad (2)$$

規格化定数

$$N = \frac{(1-q)N_{clump}^{Equ}}{\pi R_{clump}^2 r_{in}^q\left(r_{out}^{1-q} - r_{in}^{1-q}\right)} \quad (3)$$

ここでは三次元曲座標上で考え、r_{in}, r_{out} はトーラスの内縁半径、外縁半径、σ はトーラスの開き角である。

今回は、以下の表 2 のパラメータを用いる。

表 2: ダストトーラスのパラメータ

	Parameter
r_{in}	0.05 pc
r_{out}	1.00 pc
R_{clump}	0.002 pc
N_{clump}^{Equ}	10.0
q	0.50
σ	60.0 degree
N_H^{Equ}	22.0 log cm^{-2}

2.3 Dust Echo Calculation

ダストエコーの計算は、ダストトーラスをメッシュ状に分割し、各微小体積要素から放射される赤外線放射を積分することで行なった。

$$L_{echo,\nu}(t) = \int_V dV 4\pi\rho B_\nu(T(t)) \quad (4)$$

本研究ではこの密度分布に基づき、各位置のダスト粒子が TDE からの放射をどの程度再放射するかを計算することで、観測される NIR エコーの再現することを目指す。

3 Results

3.1 Dust Temperature Evolution

TDE の放射により照射されるダスト粒子は、そのエネルギーを吸収し、赤外線として再放射することで温度が上昇する。本研究ではまず、TDE によるダスト加熱の物理機構を明らかにするために、ダストの温度進化を記述するためのエネルギー収支に基づく解析を実施した。

ダストにおけるエネルギー収支は以下の式で表される：

$$\int_0^\infty \frac{L_{TDE,\nu}(t)}{4\pi R^2}\kappa_\nu d\nu = 4\pi \int_0^\infty \kappa_\nu B_\nu(T(t))d\nu \quad (5)$$

ここで、L_{TDE} は TDE Light-Curve Model による光度、κ_ν はカーボンダストによる吸収係数である。左辺は TDE からの放射によってダストが単位時間あたりに吸収するエネルギー、右辺はそのエネルギーを再放射する項に対応する。この式を各時間において数値的に解くことで、時間と空間に依存するダストの温度進化 $T(t)$ を求めた（図 2 参照）。

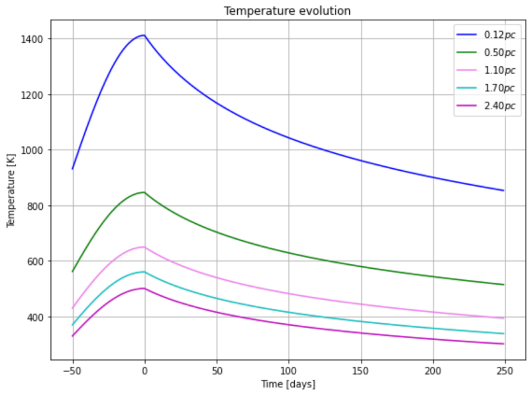


図 2: 各距離に位置するダストに対して得られた温度進化のグラフ

図 2 は、複数の距離に位置するダストに対して得られた温度進化の結果を示している。

3.2 Validation with Type Ia Supernova Model

まず計算手法の妥当性を確認する目的で、中心光源として Ia 型超新星を仮定した検証的な計算を行った。これは、(Maeda et al. 2017) による NIR エコーの解析結果と比較するためである。

光源には、典型的な Ia 型超新星のピーク光度である $L_{peak} \sim 10^{43} ergs^{-1}$ を採用した。また、周囲のダストにはカーボンダストを仮定し、幾何学的には無限に薄い球殻としてモデル化した。

この条件下で、各ダスト要素の温度進化を求め、NIR エコーの光度曲線を算出した。図 3 に示す結果は、算出手法の異なる (Maeda et al. 2017) による結果と一致し、提案する計算手状の妥当性を裏付けるものである。

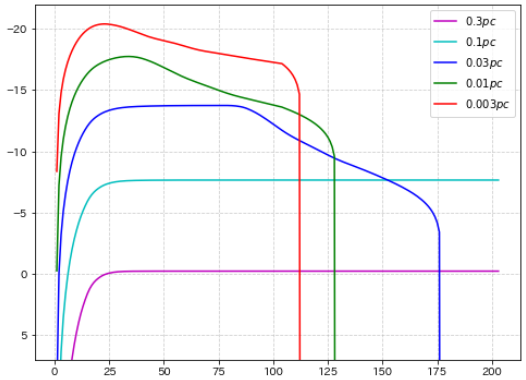


図 3: 各距離に位置するダストシェルに対して得られたダストエコーのグラフ
横軸：日付、縦軸：J バンドにおける絶対等級

3.3 Near-Infrared Echo from TDE

続いて、中心光源として TDE を仮定した計算を行った。TDE の光度曲線には (Hammerstein et al. 2022) に基づく観測的統計に基づく光度曲線モデルを用い、周囲にはカーボンダストで構成された XCLUMPY トーラス構造を仮定している。ダスト粒子は全てカーボンダストで構成されていると仮定し、トーラス構造に沿って分布させた。

TDE の爆発によって照らされた各ダストシェルからの赤外線放射を個別に計算し、それらを合算することでトータルのダストエコーを得た。図 4 では、代表的な距離に存在する薄いシェルからの J バンドエコーを複数示しており、それぞれの寄与が時刻とともにどのように変化するかを可視化している。赤線は、それらを統合したトータルの NIR エコーであ

り、観測的に対応する光度曲線と比較する際の主要な指標となる。

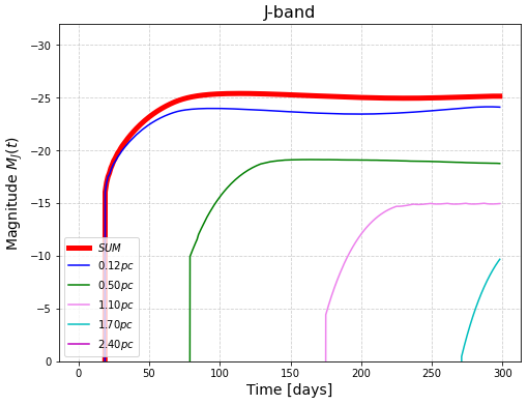


図 4: NIR エコーの光度曲線（J バンド）

4 Discussion

本研究では、TDE の NIR エコーを再現するために、ダスト温度の時間発展を数値的に求め、それに基づく赤外線放射を積算する手法を構築した。Ia 超新星を光源とした検証計算では (Maeda et al. 2017) の結果と良い一致を示し、本手法の妥当性が確認された。

TDE を光源としたモデル計算においては、XCLUMPY に基づくダストトーラス構造を導入し、TDE によって加熱されたダストが放射する NIR エコーの時間発展を再現した。本計算により得られた NIR エコーの光度曲線は、距離ごとの応答を積分することで、観測されうる総合的なエコー形状を示すことができた。

一方で、得られた NIR エコーの減衰がやや緩やかであることが確認された。この理由として、モデルに用いたダストトーラスの光学的厚さが $\tau \approx 1$ の中間的な状態であり、近似的なエネルギー収支式が厳密に成り立たないことが挙げられる。

今後は、多波長観測や個別の TDE イベントとの比較を通じてモデルの検証を進めるとともに、輻射輸送計算や拡散時間の導入により、より現実的な NIR エコーの再現を目指す。

5 Conclusion

本研究では、TDE によるダスト加熱とそれに伴う NIR エコーを定量的に評価するモデルを構築し、数値計算を通じて以下の成果を得た。

・Ia 超新星を仮定した検証計算において、(Maeda et al. 2017) の結果を再現し、手法の妥当性を確認した。

・TDE の光度曲線と XCLUMPY に基づくダストトーラスモデルを組み合わせることで、TDE に起因する NIR エコーの光度曲線を再現可能であることを示した。

・モデルに用いたトーラスの光学的厚さが $\tau \approx 1$ であることにより、エネルギー収支の近似が崩れ、減衰が実観測よりも緩やかになる可能性があることが示唆された。

今後は、TDE の個別観測例との比較を進めることで、モデルの検証と改良を行う予定である。特に偏光の理論計算と観測を組み合わせることで、より精密なダスト構造の制限が可能となる。本手法は、非活動的銀河中心の環境を探査する新たな理論的枠組みとして発展する可能性を持つ。

Acknowledgement

本研究を進めるにあたり、丁寧なご指導をくださった前田啓一氏に深く感謝申し上げます。また、研究遂行にあたり、多くの示唆を与えてくださった長尾崇史氏、宇野孔起氏にも心より御礼申し上げます。

更に、本発表の機会を与えてくださった夏の学校運営関係者の皆様にも感謝いたします。

Reference

Graur, O., French, K. D., Zahid, H. J., et al. 2018, ApJ, 853, 39

Hammerstein, E., van Velzen, S., Gezari, S., et al. 2022, ApJ, 938, 34

Maeda, K., Nozawa, T., Nagao, T., Motohara, K., MNRAS, 452, 3281

Masterson, M., De, K., Panagiotou, C., et al. 2024, ApJ, 961, 211

Rees, M.J. 1988, Natur, 333, 523

Tanimoto, A., Ueda, Y., Okada, H., et al. 2019, Apj, 877, 95

——index へ戻る

CK-27

潮汐破壊現象の解明に向けた再落下ガスの一般相対論的輻射磁気流体力学計算

筑波大学
中尾　颯吾

潮汐破壊現象の解明に向けた再落下ガスの一般相対論的輻射磁気流体力学計算

中尾 颯吾 (筑波大学大学院 数理物質科学研究群)
共著者　大須賀 健 (筑波大学) 高橋博之 (駒澤大学) 朝比奈雄太 (駒澤大学) 島田悠愛

Abstract

潮汐破壊現象（Tidal Disruption Event, 以下, TDE）では、恒星がブラックホールによって引き裂かれ、その破片がブラックホールに向かって落下する。このとき破片の一部は非常に低い角運動量を持ち、円盤を形成せずに直接ブラックホールへ降着する可能性がある。本研究の目的は、このような低角運動量のガスによるブラックホール超臨界降着流の構造と観測的性質を解明することである。ブラックホール超臨界降着流とは、エディントン降着率を超える大きな降着率でガスがブラックホールに降着する現象であり、その先行研究の多くは十分に大きな角運動量を持つガスが回転円盤を形成して降着する状況に注目している（Ohsuga et al. 2005, 2011, Takahashi et al. 2016, など）。低角運動量ガスの超臨界降着に着目した研究も行われている (Okuda & Singh. 2021) が、この計算にはブラックホール近傍で特に重要となる一般相対論効果と、角運動量輸送やエネルギー散逸を誘起する磁場が含まれていない。そこで我々は一般相対論的輻射磁気流体力学 （GR-RMHD） シミュレーションを用いて、エディントン限界を超える降着率における低角運動量ガスの振る舞いを調査した。その結果、超臨界低角運動量ブラックホール降着流の光度は、スリム円盤の光度 (Watarai et al. 2000) よりも質量降着率依存性が高いことがわかった。この結果は、TDE において大量のガスがブラックホール近傍に供給されると、スリム円盤モデルよりも明るく輝く可能性があることを示唆する。

1 Introduction

1.1 超臨界降着流

ブラックホールをはじめとするコンパクト天体への、周囲のガスの降着について考える。球対称降着（ボンディ降着）の場合、質量降着率を大きくしていくと輻射圧が優勢になるため、質量降着率の大きさには限界がある（エディントン限界)。エディントン限界での光度をエディントン光度といい、以下の式で表せる。

$$L_{\rm Edd} \equiv \frac{4\pi c G M_{\rm BH}}{\kappa_{\rm es}} \tag{1}$$

(c は光速、G は重力定数、$M_{\rm BH}$ はブラックホール質量、$\kappa_{\rm es}$ は電子散乱不透明度)

エディントン限界を超える質量降着率での降着流を超臨界降着流といい、代表的なものとして超臨界降着円盤がある。これは、円盤降着だと輻射が極方向に集中し、降着流に働く輻射圧が球対称降着の場合よりも小さくなるためである。超臨界降着円盤は非常に大きな質量降着率であるために ”光子捕獲 ” が起こるという特徴がある。光子捕獲とは、光子が散乱されて円盤表面から輻射として放出されるよりも早く、ガスもろともブラックホールに落ちる現象である。光子捕獲の効果を考慮した超臨界降着円盤の 1 次元解析モデルをスリム円盤といい、その光度と質量降着率の関係は Watarai et al. 2000 によって以下のように導かれている。

$$L/L_{\rm Edd} = 2\left\{1 + \ln\left(\frac{\dot{M}/(L_{\rm Edd}/c^2)}{20}\right)\right\} \tag{2}$$

ここで、$\dot{M}$ は質量降着率である。

一方、ガスが円盤を形成するほどの角運動量を持たずにブラックホール近傍に一気に到達する降着流のことを、低角運動量降着流という。特にエディントン限界を超えて降着する低角運動量降着流のことを、超臨界低角運動量降着流と呼ぶことにする。超臨界低角運動量降着流の候補となる天体現象として、潮汐破壊現象、浮遊ブラックホールへのボンディ・ホイル・リットルトン降着、大質量 X 線連星での星風降着などが挙げられる。ここでは特に、潮汐破壊現象について説明する。

潮汐破壊現象とは、ブラックホールにガス球が接

近し、潮汐力により引き裂かれる現象のことである。潮汐破壊された後、角運動量の小さいガスからブラックホール近傍に到達する (図 1)。

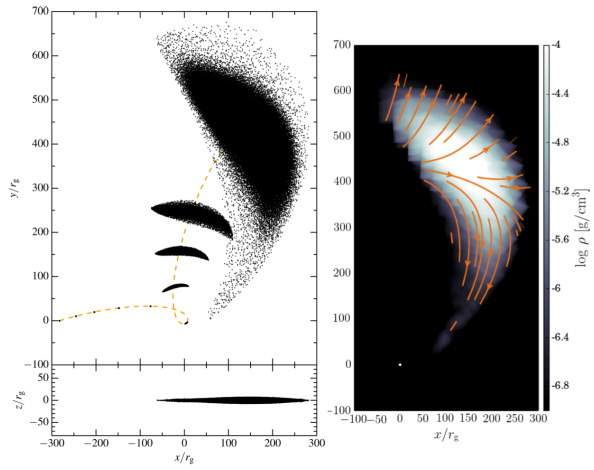


図 1: 左:SPH シミュレーションによる、潮汐破壊前後の snapshot. 右：赤道面における質量密度分布と速度の流線 (Sadowski et al. 2016)

超臨界降着流を調査したシミュレーションの先行研究の多くは超臨界降着円盤を対象としており (Ohsuga et al. 2005, 2011, Takahashi et al.2016, など)、超臨界低角運動量降着流のシミュレーション研究は少ない。低角運動量ガスの超臨界降着に着目した研究では、ブラックホール近傍で特に重要となる一般相対論効果と、角運動量輸送やエネルギー散逸を誘起する磁場が含まれていない。(Okuda & Singh 2021)

本研究では、ブラックホール周囲の超臨界低角運動量降着流の構造と観測的性質を解明するための第一歩として、シンプルなセットアップで一般相対尊的輻射磁気流体力学 (GR-RMHD) シミュレーションを実施する。光度や温度の質量供給率（次項で定義）依存性、比角運動量依存性に注目し、超臨界低角運動量降着流の特徴を体系的に調査・議論する。その際、超臨界降着円盤の解析モデルであるスリム円盤 (Watarai et al. 2000) と比較する。

2 Method

2.1 一般相対論的輻射磁気流体力学 (GR-RMHD) 計算の基礎方程式

本研究では、GR-RMHD のシミュレーションコードとして UWABAMI(Takahashi et al. 2016) を高速化した UWABAMI+INAZUMA(Takahashi & Asahina) を用いている。以下にその基礎方程式を示す。ここで、$;\nu$ は共変微分である。

表 1: GR-RMHD 基礎方程式

連続の式	$(\rho u^\nu)_{;\nu} = 0$
磁気流体のエネルギー運動量保存則	$(T^\nu_\mu + M^\nu_\mu)_{;\nu} = G_\mu$ $T^\nu_\mu = (\rho + e + p_{\rm gas})u_\mu u^\nu + p_{\rm gas} g^\nu_\mu$ $M^\nu_\mu = b^2 u_\mu u^\nu + p_{\rm mag} g^\nu_\nu - b_\mu b^\nu$
輻射場のエネルギー運動量保存則	$R^\nu_{\mu;\nu} = -G_\mu$ $R^\nu_\mu = p_{\rm rad}(4u_{\mu\,\rm rad} u^\nu_{\rm rad} + g^\nu_\mu)$
誘導方程式	$\partial_t(\sqrt{-g}B^i) + \partial_j[\sqrt{-g}(b^i u^j - b^j u^i)] = 0$
磁場のガウス則	$\partial_i(\sqrt{-g}B^i)$

それぞれの物理量の定義を以下に示す。
ρ：質量密度, u^ν：4 元速度, $g^{\mu\nu}$：計量テンソル,
$g = \det g^{\mu\nu}$, G_μ：輻射 4 元力密度,
$T^{\mu\nu}$：流体のエネルギー運動量テンソル,
$M^{\mu\nu}$：磁場のエネルギー運動量テンソル,
$R^{\mu\nu}$：輻射場のエネルギー運動量テンソル,
e：ガスの内部エネルギー, $p_{\rm gas}$：ガス圧,
$p_{\rm mag} = b^2/2$：磁気圧, $p_{\rm rad}$: 輻射圧, $u^\mu_{\rm rad}$：輻射 4 元速度,
b^μ：4 元磁場, B^i：3 元磁場

UWABAMI+INAZUMA では、これら 5 つの基礎方程式を解いて時間発展計算を行っている。なお、輻射は M1-closure 法を用いて解いており、コンプトン散乱の効果も含まれている。

2.2 Set up

本研究では上記のシミュレーションコードを用いて、系に注入するガスの比角運動量と質量降着率について合計 20 モデルの計算を行った。セットアップを表 2 に示す。

表 2: セットアップ

ブラックホール	$M_{\rm BH} = 10M_\odot$, スピンなし
計算領域	$[r_{\rm EH}, 600r_{\rm g}]$, 2 次元軸対象 Event Horizon : $r_{\rm EH} = 2r_{\rm g}$ 重力半径:$r_{\rm g} = \frac{GM_{\rm BH}}{c^2} \simeq 1.5 \times 10^6{\rm cm}$
ガスの供給 (一定量のガスをトーラスに連続供給)	初期磁場：ポロイダル (プラズマベータ：$\beta = 100$) 内縁半径 $200r_{\rm g}$, 密度最大半径 $233r_{\rm g}$ の Fishbone & Moncrief 解（ただし本研究では回転平衡にはならない）
モデルパラメータ	**1. 比角運動量** $j[r_{\rm g}c]$ $j = 3r_{\rm g}c,\ 4r_{\rm g}c,\ 5r_{\rm g}c,\ 7r_{\rm g}c,\ 10r_{\rm g}c$ **2. 質量供給率** $\dot{M}_{\rm sup}(L_{\rm Edd}/c^2)$ $\dot{M}_{\rm sup} = 10^3, 10^4, 10^5, 10^6 (L_{\rm Edd}/c^2)$

図 2 のように、比角運動量によってガスの振る舞いは大きく異なる。これは、有効ポテンシャルの安定点、すなわち遠心力と重力が釣り合う半径（以降、円軌道半径 $r_{\rm c}$）にガスが溜まるためであり、$4r_{\rm g}c \leq j \leq 10r_{\rm g}c$ のモデルでは円軌道半径で生じた衝撃波によりガスが広範囲に巻き上げられていることがわかる。したがって、供給したガスのほとんどがブラックホールまで到達しない。

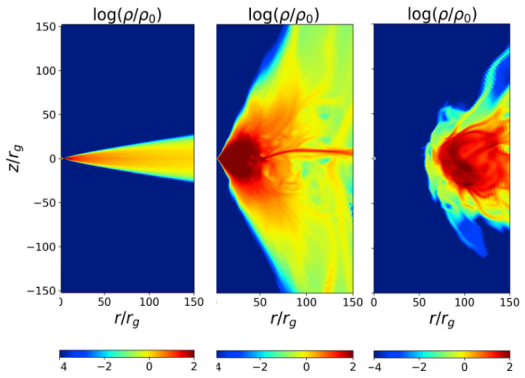


図 2: 左から比角運動量 $j = 3r_{\rm g}c$, $4r_{\rm g}c$, $10r_{\rm g}c$ の密度分布 2d プロット。注入開始から十分時間が経った後に時間平均している。

円軌道半径および、Event Horizon での質量降着率と質量供給率の比を表 3 に示す。この表からも、円軌道半径が大きい、すなわち比角運動量が大きいモデルほど、ガスがブラックホールまで到達していないことがわかる。

表 3: $j[r_{\rm g}c]$ ごとの $r_{\rm c}[r_{\rm g}]$ および $\dot{M}_{\rm BH}/\dot{M}_{\rm sup}$

比角運動量 j	$3r_{\rm g}c$	$4r_{\rm g}c$	$5r_{\rm g}c$	$7r_{\rm g}c$	$10r_{\rm g}c$
安定軌道半径 $r_{\rm c}$	なし	$12r_{\rm g}$	$22r_{\rm g}$	$46r_{\rm g}$	$97r_{\rm g}$
$\dot{M}_{\rm BH}/\dot{M}_{\rm sup}$	1	10^{-2}	10^{-6}	10^{-9}	10^{-11}

3 Results

超臨界低角運動量降着流の質量供給率と光度の関係として、図 3 のような結果が得られた。

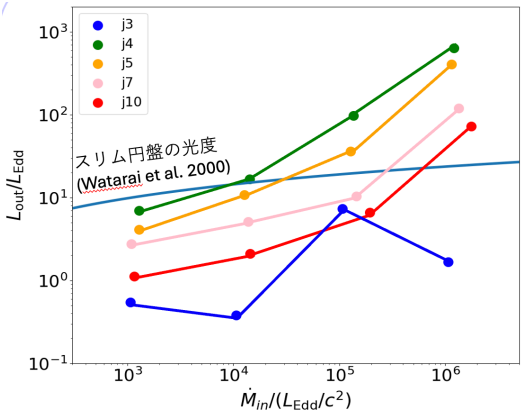


図 3: 各モデルの光度 $L_{\rm out}/L_{\rm Edd}$ と質量供給率 $\dot{M}_{\rm sup}/(L_{\rm Edd}/c^2)$ の関係. 水色の曲線はスリム円盤モデルの光度と質量降着率の関係 (Watarai et al. 2000)

図 3 から、主に以下の二つのことがわかる。

- 光度の質量供給率依存性：$4r_{\rm g}c \leq j \leq 10r_{\rm g}c$ モデルの光度は、スリム円盤モデルよりも大きい質量供給率依存性をもつ。
- 比角運動量と光度の関係： 解放される重力エネルギーは円軌道半径に反比例するため、$j = 10r_{\rm g}c$ から $j = 4r_{\rm g}c$ にかけて j が小さくなるほど光度が大きくなっている

円軌道半径が存在するモデルについて、例として $j = 4r_{\rm g}c$ の各種光度、質量降着率、質量噴出率、マッハ数の半径依存性について見てみると（図 4）円軌道半径付近で輻射光度も運動学的光度も大きくなっていることがわかる。このことから、円軌道半径で開

放された重力エネルギーが輻射のエネルギーとガスを巻き上げる運動エネルギーに変換されているということがわかる。輻射高度が外向きより内向きの方が大きいのは、光子捕獲の影響である。ただし、巻き上げられたガスによる散乱、吸収で、最終的に遠方で測った外向きの光度は小さくなっている。

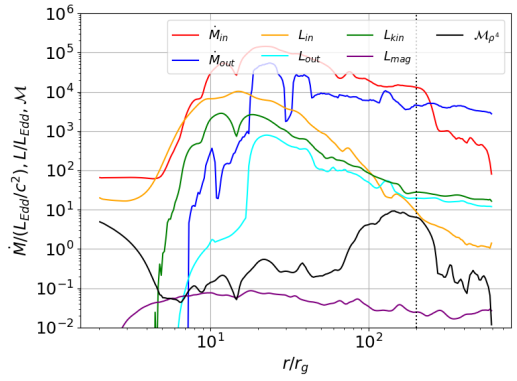


図 4: 1d プロット ($j = 4r_{\rm g}c, \dot{M}_{\rm sup} = 10^4 L_{\rm Edd}/c^2$)
質量噴出率, 質量降着率, 各種光度, マッハ数の半径依存性

さらに円軌道半径が存在しないモデル $j = 3r_{\rm g}c$ の各種光度、質量降着率、質量噴出率、マッハ数の半径依存性を図 5 に示す。このモデルでは、衝撃波が起こらず、解放された重力エネルギーのほとんどは光子捕獲の影響で内向きの輻射エネルギーとなり、遠方での光度が小さくなるということがわかる。

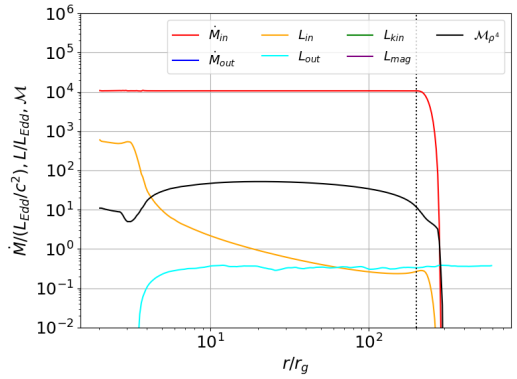


図 5: 1d プロット ($j = 3r_{\rm g}c, \dot{M}_{\rm sup} = 10^4 L_{\rm Edd}/c^2$)
質量噴出率, 質量降着率, 各種光度, マッハ数の半径依存性

4 Conclusion

超臨界低角運動量降着流の光度と質量供給率の関係を調査するために、２次元軸対象の一般相対論的輻射磁気流体力学計算を行った。シンプルな状況を想定し、ブラックホールの遠方から低角運動量のガスを連続供給する。ただし、ガスを供給するトーラス状の領域にはプラズマベータ 100 の初期磁場を置いた。恒星質量の無回転ブラックホールへの超臨界低角運動量降着流における光度と質量供給率の関係について、以下の結果が得られた。

$4r_{\rm g}c \leq j \leq 10r_{\rm g}c$(円軌道半径が存在) のとき：
最も明るいのは $j = 4r_{\rm g}c$ の場合であり、質量供給率が $10^3 L_{\rm Edd}/c^2$ のときブラックホールへの降着率はその 1%程度であるにも関わらず、エディントン光度の 10 倍以上の光度で輝く。$j = 10r_{\rm g}c$ の場合も、質量供給率が $10^6 L_{\rm Edd}/c^2$ 以上であれば光度がエディントン光度の 10 倍を超える。この結果から、超臨界低角運動量降着流は TDE や ULX 等の高光度天体のエネルギー源である可能性が示唆される。
なお、光度の質量供給率依存性はスリム円盤よりも強く、$j = 4r_{\rm g}c$ の場合は質量供給率が $10^4 L_{\rm Edd}/c^2$ 以上でスリム円盤よりも明るくなる。

$j = 3r_{\rm g}c$(円軌道半径が存在しない) のとき：
光度がエディントン光度程度となり、質量供給率依存性はスリム円盤モデルと同等である。

Reference

Ken Ohsuga, Masao Mori, Taishi Nakamoto & Shin Mineshige 2005, ApJ 628, 368

Ken Ohsuga & Shin Mineshige 2011, ApJ736,2

Toru Okuda, Chandra B. Singh 2021, MNRAS 503, 586-593

Ken-ya Watarai, Jun Fukue & Mitsuru Takeuchi 2000, PASJ,52,133-141

Aleksander Sadowski, Emilio Tejeda, Emanuel Gafton, Stephan Rosswog & David Abarca 2016, MNRAS 458, 4250-4268

Hiroyuki R. Takahashi, Ken Ohsuga, Tomohisa Kawashima & Yuichiro Sekiguchi 2016, ApJ, 826, 23

——index へ戻る

CK-28

Quasi-Periodic Eruptions(QPEs) と衝撃波のダイナミクス

東京大学
近藤　圭悟

Quasi-Periodic Eruptions(QPEs) と衝撃波のダイナミクス

近藤 圭悟 (東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻)

Abstract

Quasi-Periodic Eruptions(QPEs) は銀河中心領域において観測される数時間から数日周期で繰り返す X 線フレアであり、超大質量ブラックホール (SMBH) の降着円盤とそれを周回する恒星質量天体 (EMRI) の相互作用により引き起こされると考えられている。EMRI の降着円盤の通過による衝撃波の発生と円盤からの加熱された高温の物質の放出は QPEs の周期的な X 線放射を説明できる可能性があるが、放射の計算に必要な円盤中の衝撃波の伝播過程はよく分かっていない。本研究では円盤中の点源爆発解を利用して衝撃波の形状を解析的に見積もり、数値シミュレーションと比較した。その結果、衝撃波の解析解に数値因子の補正を加えることで数値シミュレーションの結果とよく一致することが分かった。この結果は、QPEs をはじめとして活動銀河核 (AGN) の降着円盤中の超新星爆発など、非一様な物質中の衝撃波の問題に応用ができる。

1 Introduction

Quasi-Periodic Eruptions(QPEs) とは、数時間から数日間隔で軟 X 線フレアが準周期的に繰り返す突発天体現象である。2019 年に銀河 GSN069 において初めて見つかって以来 (Miniutti et al. 2019)、これまでおよそ 10 個の近傍銀河の中心領域において発見されてきた。ピーク光度は $L_{\rm QPE} \sim 10^{42}$ erg/s であり、温度は $k_B T_{\rm peak} \sim 100$ eV の軟 X 線、スペクトルはほぼ黒体という特徴を持つ。フレア間にも $k_B T_Q \sim 50$ eV の黒体放射が観測されており、降着円盤の存在が示唆されている。

QPEs を引き起こす物理的メカニズムはよく分かっていない。降着円盤の不安定性により説明するモデルもあるが、多くのモデルは銀河中心の超大質量ブラックホール (SMBH) を周回する恒星質量天体 (EMRI) と降着円盤の相互作用により説明している。これらのモデルは QPEs の周期性を EMRI の軌道周期と結びつけることで自然に説明できるという利点がある。

QPEs の有力な理論モデルに、EMRI+TDE=QPE モデルがある (Linial & Metzger 2023)。これは、EMRI が周回する SMBH において潮汐破壊現象 (TDE) によりコンパクトな降着円盤が形成され、EMRI が円盤を繰り返し通過する度に衝撃波が発生、加熱された円盤の物質が円盤から噴出することで X 線放射が発生するとするモデルである。少なくとも 3 つの QPEs においてはそれに先立って TDE が観測されており、QPEs と TDE の関連が示唆されている。このモデルに基づき計算したピーク光度、フレア持続時間をはじめとした QPEs の物理量は観測とおよそ一致することが分かっているが、円盤の密度分布や衝撃波の伝播過程を無視した現象論的な計算にとどまっている。降着円盤中の衝撃波の伝播は、QPEs 以外にも活動銀河核の降着円盤中の超新星爆発等の他の天体現象においても重要であるが、このような非一様な物質中の衝撃波のダイナミクスはよく理解されていない。

そこで本研究では、円盤中の衝撃波の伝播を基礎的な流体力学の問題として物理的に理解するために、指数関数型の密度分布における点源爆発解を利用して円盤中の衝撃波の形状を解析的に見積もった。そして求めた結果を数値シミュレーションと比較し、その妥当性を検証した。

2 Methods

2.1 では指数関数型の密度分布における点源爆発解を導出する。2.2 では 2.1 の結果を用いて円盤中の衝撃波の形状を解析的に見積もる手法について述べ、2.3 では 2.1 および 2.2 の結果を比較するための数値シミュレーションの手法を述べる。

2.1 点源爆発解

ここでは指数関数型の密度分布における点源爆発解を導出する。衝撃波は円盤の局所的な範囲を伝播

するため、水平方向の密度分布は一定、鉛直方向の密度分布を

$$\rho(z) = \rho_0 e^{-z/z_0} \tag{1}$$

とし、このような密度分布における点源爆発解、すなわち衝撃波の形状と時間発展を求める。

このような非一様な密度分布中の点源爆発には、Kompaneets の手法 (Kompaneets 1960) が有効である。この手法では、Kompaneets 近似と呼ばれる以下の近似を採用する。

(i) 衝撃波面の圧力は場所によらず一定であり、爆発エネルギーと衝撃波面内の領域の体積の比に比例する。

(ii) 衝撃波面の圧力と外圧の比は十分に大きい。

(iii) 衝撃波の速度ベクトルは衝撃波面に垂直である。

(i) は衝撃波面の圧力が場所によらず時間にのみ依存し、爆発エネルギー E と衝撃波面の体積 $V(t)$ を用いて

$$P(t) = \lambda(\gamma - 1)\frac{E}{V(t)} \tag{2}$$

と表されることを意味する。λ は数係数で数値計算によるとオーダー 1 の値をとり、γ は比熱比である。局所的な圧力はエネルギー密度を用いて一般に $P = (\gamma - 1)u$ の形に書けるので、これは衝撃波面の圧力が領域内の平均的な圧力に比例し、場所に依存しないことを意味する。この近似は衝撃波面の速度が内部の音速に比べて十分に小さく、爆発のエネルギーが全体に行き渡るような場合に成り立ち、衝撃波面に囲まれた領域が十分小さい場合によく成立する。

(ii) は衝撃波面の圧力 $P(t)$ と外圧 $P_{\rm ext}$ の比が十分に大きく、強い衝撃波と見なせることを意味する。外圧は衝撃波が通過する直前の領域の圧力である。これは衝撃波面の圧力が十分高い時刻にのみ成り立つ。このとき衝撃波面の波面に垂直方向の速度は

$$D_n(\boldsymbol{r}, t) = \sqrt{\frac{\gamma+1}{2}\frac{P(t)}{\rho(\boldsymbol{r})}} \tag{3}$$

と表せる。

(iii) は衝撃波の進行方向が衝撃波に垂直であることを意味し、波面の曲率が小さい場合に成り立つ。

実はこれらの仮定のもとで衝撃波の形状と時間発展を解析的に求めることができる。動径方向に座標 r、鉛直方向に座標 z をとり、爆発点を原点とすると、衝撃波の形状 $r = r(z,t)$ は

$$r(z,t) = 2z_0 \arccos\left[\frac{1}{2}e^{z/2z_0}(1 - x(t)^2 + e^{-z/z_0})\right] \tag{4}$$

となることが示せる。$x(t)$ は時間に対して単調増加する関数で、

$$x(t) = \frac{1}{2z_0}\int_0^t \frac{dt'}{\sqrt{V(t')}}\sqrt{\frac{\lambda E(\gamma^2-1)}{2\rho_0}} \tag{5}$$

$$= \frac{1}{2z_0}\int_0^t \sqrt{\frac{\gamma+1}{2}\frac{P(t')}{\rho_0}}dt' \tag{6}$$

$$= \frac{1}{2z_0}\int_0^t D_n(z,t')\sqrt{\frac{\rho(z)}{\rho_0}}dt' \tag{7}$$

十分 t が小さい場合は $x(t) \simeq D_n t'/2z_0$ となり、衝撃面の半径を表す。

解を描画すると図 1 のようになる。衝撃波面の圧力を場所によらず一定としているため、外圧の小さい鉛直上方向に衝撃波は加速し、$x = 1$ において無限遠まで突き抜ける blow-out と呼ばれる現象が発生する。このとき水平方向に半径 πz_0 まで広がる。$x = 1$ に至ると解は破綻するが、それまでは衝撃波面をよく近似することができる。

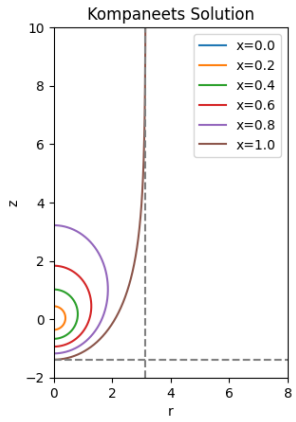


図 1: 密度分布 $\rho(z) = \rho_0 e^{-z/z_0}$ における点源爆発解。$z_0 = 1$ とした。

2.2 線源爆発解と円盤中の衝撃波の形状

降着円盤を恒星などの天体が通過すると衝撃波が発生し、円盤中を伝播する。円盤から噴出する物質

と放射は衝撃波の形状により決定されるため、2.1 で求めた解析解を利用して円盤中の衝撃波の形状を解析的に見積もる手法を述べる。

簡単のため恒星の大きさ $R_\star$ が円盤のスケールハイト z_0 に比べて十分小さく、また恒星の突入速度 v_K が円盤の音速 c_s に比べて十分に速い場合を考える。この場合は恒星の通過時間が十分短く、恒星の通過を細い円筒状領域のエネルギー投下とみなすことができる (図 2)。

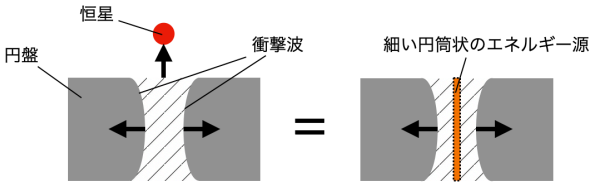


図 2: 降着円盤を恒星が通過する際の衝撃波の伝播を示す模式図。

次にこの細い円筒状領域のエネルギー源を小さな領域に分割し、それぞれを点源爆発とみなすことで、衝撃波の形状を求める。これらの点源爆発からの衝撃波は独立でないため、単純な重ね合わせは成立しないが、大まかな形状は一致するという予想のもと、点源爆発解の包絡線として衝撃波の形状を構成する (図 3)。爆源 $z = z_{\rm exp}$ の点源爆発解を $r = r(z, z_{\rm exp}, t)$ とすると、衝撃波の形状は

$$R(z,t) = \max_{z_{\rm exp}} r(z, z_{\rm exp}, t) \tag{8}$$

として計算できる。

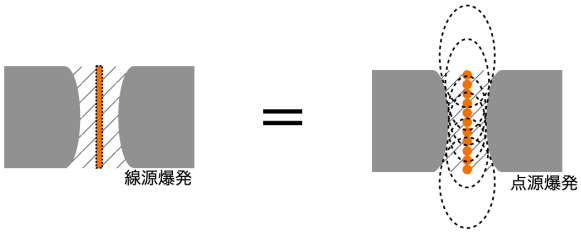


図 3: 円盤中の衝撃波と点源爆発解の包絡線の関係。

2.3 数値シミュレーション

2.2 の手法で見積もった円盤中の衝撃波解は、数値シミュレーションと比較し、その妥当性を検証する必要がある。そのために、高マッハ数の流体計算に適した数値計算コード PLUTO(Mignone 2007) を用いて、円盤中の衝撃波の伝播過程を計算する。

初めに、さきと同様の指数関数型の密度分布の流体において点源爆発を計算し、解析解と比較する。初期条件として流体の圧力は十分小さく設定し、原点近傍に小さな高圧領域を用意する。すると高圧領域が膨張することで衝撃波が発生する。発生した衝撃波の形状を解析解と比較し、近似の妥当性を検証する。

次に、線源爆発解の解析解と数値計算の比較のため、同様の密度分布および圧力分布のもとで原点を内包する十分細い円筒状に高圧領域を設定し、円盤中の衝撃波の伝播過程を計算する。同様に解析解と比較を行う。

3 Results & Discussion

3.1 点源爆発解の数値計算と解析解

初めに点源爆発解について数値計算と解析解を比較する。ある時刻における点源爆発の流体計算の圧力分布と解析解を比較したものを図 4 に示す。

z が大きい方が密度が小さいため、衝撃波は下方向に比較して上方向に広がりやすい。解析解では r 方向の広がりに限界があるのに対し、流体計算ではそれを超えて広がっている。これは、衝撃波面全体で圧力が一定という Kompaneets 近似が実際には成り立たず、実際は上部に行くほど下部に比べて圧力が小さくなり、解析解と比較して衝撃波が上部に広がりきらず、横方向に広がってしまうためである。

3.2 線源爆発解の数値計算と解析解

次に線源爆発解について数値計算と解析解を比較する。Method 2.2 で述べた方法により線源爆発による衝撃波解を求めると、

$$R(z,t) = \begin{cases} 2z_0 \arcsin\left(x(t)\exp\left(\dfrac{z}{2z_0}\right)\right) \\ (z < -2z_0 \ln\left(\sqrt{2}x(t)\right)) \\ 2z_0 \arccos\left(\dfrac{1}{2x(t)}\exp\left(\dfrac{z}{2z_0}\right)\right) \\ (z > -2z_0 \ln\left(\sqrt{2}x(t)\right)) \end{cases} \tag{9}$$

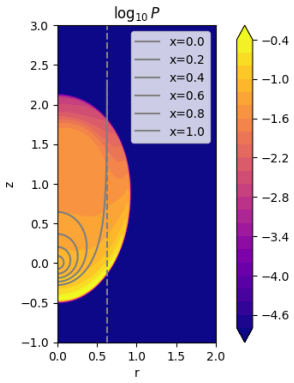


図 4: 点源爆発の流体計算 (スケールハイト $z_0 = 0.2$)。カラーマップが流体計算により得られた圧力分布で、解析解を $x = 0$ から $x = 1.0$ まで 0.2 刻みで描画した。

となる。

同様にある時刻における線源爆発の流体計算の圧力分布と解析解を比較したものを図 5 に示す。衝撃波は解析解から予想されるよりはるかに広がっている。これは解析解の導出に全領域で圧力が一定であるとする Kompaneets 近似を採用しているからである。図 5 を見れば分かるように圧力分布は鉛直方向におよそ指数関数型であるため、一様ではない。よって解析解にはこの補正を加える必要がある。

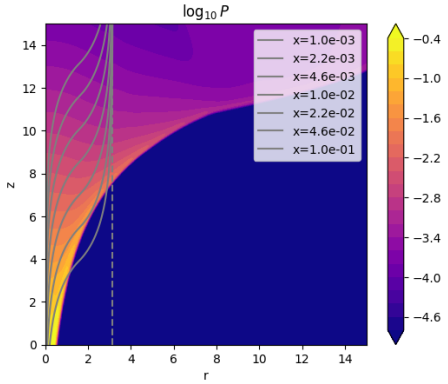


図 5: 線源爆発の流体計算 (スケールハイト $z_0 = 1.0$)。カラーマップが流体計算により得られた圧力分布で、解析解を $x = 10^{-3}$ から $x = 10^{-1}$ まで描画した。

ここではスケールハイトと r 方向のスケール変換を行うことで補正を行った。圧力分布は式 (7) を通して衝撃波の形状に影響を与えるため、密度分布 ρ_0 に現れるスケールハイトを補正することで数値計算に近づける。また線源爆発の衝撃波は無数の点源爆発の単純な重ね合わせでは記述できないことを考慮し、r 方向のスケールを変換することで数値計算に近づける。図 5 の結果については、スケールハイトを $z_0 = 2$、解を r 方向に 5 倍拡大することで、数値計算に近づけることができる (図 6)。具体的な補正方法は今後の研究課題である。

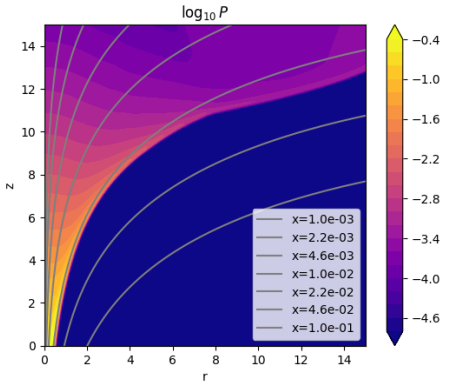


図 6: 図 5 の解析解をスケールハイト $z_0 = 2$ に変換し、r 方向に 5 倍拡大した結果。

4 Conclusion

本研究では、降着円盤中の衝撃波の伝播過程を理解するために、指数関数型密度分布における点源爆発解を導出し、それを利用して円盤中の衝撃波の形状を解析的に見積もった。得られた衝撃波の形状は数値シミュレーションと比較し、数値因子の補正を加えることでよく一致することが分かった。この結果は QPEs をはじめとして活動銀河核 (AGN) の降着円盤中の超新星爆発など、非一様な物質中の衝撃波の問題に応用ができる。

Reference

Miniutti, G. et al. 2019, Nature 573, 381–384.

Linial, I. and Metzger, B. D. 2023, ApJ, 957, 34.

Kompaneets, A. S. 1960, Soviet Phys. Dokl., 5,46.

Mignone, A. et al. 2007, ApJS, 170, 228.

——index へ戻る

CK-29

機械学習を用いたブラックホールの質量降着率と磁束の推定

筑波大学
松藤　勇希

機械学習を用いたブラックホールの質量降着率と磁束の推定

松藤 勇希 (筑波大学大学院 物理学学位プログラム)
朝比奈 雄太 (駒澤大学・筑波大学)，大須賀 健（筑波大学），芳岡尚悟（京都大学・筑波大学），高橋博之（駒澤大学）

Abstract

巨大ブラックホール（SMBH）は多くの銀河の中心に存在し，その活動が銀河の形成に深く関わっている．特に，BH に流れ込むガスの量（質量降着率）やその周囲に蓄積された磁束は，BH の質量やスピンの成長に影響を与えるだけでなく，相対論的ジェットの駆動やフィードバック機構を理解するうえで重要な物理量であることが示唆されている (Narayan et al. 2022; Angelo Ricarte et al 2023)．しかし，これらの量は BH 近傍（重力半径スケール）で定義され，現在の観測技術では空間分解能などの限界から直接的に捉えることは困難である．そこで本研究では，一般相対論的輻射磁気流体力学計算により得られたシミュレーションデータを用いて，観測可能な物理量であるジェットの放射光度と運動光度の時間変化から，BH の質量降着率および磁束を推定する機械学習モデルを構築した．その結果，これらの物理量を決定係数 0.98 という高い精度で推定することに成功し，光度の時間変化がどのように推定に寄与しているかも明らかにすることができた．本手法は，今後の観測データに対しても適用可能な，BH 近傍の物理量を推定する新たな手法としての応用が期待される．

1 Introduction

現代の天文学において，多くの銀河はその中心に超大質量ブラックホール（SMBH）を宿しており，両者は互いに影響を及ぼし合いながら成長する「共進化」の関係にあると考えられている．この共進化の鍵を握るのが，SMBH への質量降着と，それに伴い噴出される相対論的ジェットによるフィードバックであり，銀河全体の星形成活動を介してその進化に決定的な影響を与えている．SMBH の活動性やジェットを駆動する根源的な物理量は，事象の地平線スケールで定義される質量降着率 ($\dot{M}$) とそこに蓄積された磁束 ($\Phi_{\rm BH}$) であることが理論的に示唆されている (Narayan et al. 2022; Angelo Ricarte et al 2023)．しかし，これらの物理量は，イベント・ホライズン・テレスコープ（EHT）による観測をもってしても直接的かつ安定的に測定することが極めて困難な課題となっている．この観測的困難を乗り越えるため，本研究では，ブラックホールから噴出されるジェットの運動光度と放射光度から，BH の質量降着率や磁束を高精度に推定する機械学習手法を提案する．具体的には，共同研究者の芳岡さんから頂いた一般相対論的輻射磁気流体力学のシミュレーションデータを使って，観測可能な物理量であるジェットの放射光度と運動光度の時系列データを入力値とし，観測困難な物理量である $\dot{M}$ と $\Phi_{\rm BH}$ を推定する機械学習モデルを構築した．本稿では，機械学習モデルの性能評価について詳述する．

2 Methods

2.1 シミュレーションデータについて

シミュレーションデータは，共同研究者の芳岡さんから頂いた一般相対論的輻射磁気流体力学計算の結果を用いた．これは無次元化したスピンパラメータが 0, 0.3, 0.7, 0.9 の 4 通りと，降着率が十分小さい放射不良降着円盤 (RIAF) と降着率が十分大きい超臨界降着円盤 (super-Eddington) の 2 通りで計 8 通りのモデルについて計算したものになっている．BH 質量は 10^7 太陽質量で計算時間は 0〜$15000t_{\rm g}(=GM/c^3)$ で，$10t_{\rm g}$ ごとにデータを取得している．なお，準定常状態に達する $4000t_{\rm g}$ までのデータは削除してある．

2.2 教師データについて

2.1 で述べたデータについて，BH から $200r_{\rm g}(=GM/c^2)$ 離れたジェット領域で測った運動光度と放射光度を入力値，事象の地平面で測った質量降着率 $\dot{m}(=\frac{\dot{M}}{L_{\rm Edd}/c^2}, L_{\rm Edd}$ はエディントン光度) と磁束 $\Phi_{\rm BH}$，ジェットの強さの指標となる MAD パラメータ $(\propto \Phi_{\rm BH}/\sqrt{\dot{M}})$，BH のスピンパラメータを出力値とした．シミュレーションデータは行が 1500 × 8，入力値+出力値が 6 列あるが，各データ点 (各行) に対して，その瞬間の情報だけでなく，時間的な前後関係も学習データに含める工夫を行った．ある行が示す時刻 t を中心として，その前後 $1000t_{\rm g}$ の時間幅 (区間 $[t-1000t_{\rm g}, t+1000t_{\rm g}]$) を考える．そして，この時間内に含まれる全ての運動光度と放射光度の時系列データを，元々の入力値に追加する．例えば，時刻 $5000t_{\rm g}$ の行には，本来の入力値に加えて，$4000t_{\rm g}$から $6000t_{\rm g}$ までの全ての運動光度と放射光度のデータが，新たな入力値として付け加えられる．これにより，モデルはより豊かな情報から推定を行うことができる．なお，全データの 8 割を学習に使い，残りの 2 割で機械学習モデルの性能評価をした (3.1).

2.3 機械学習モデルと評価指標について

本研究では，質量降着率や磁束といった物理量の回帰推定 (ターゲットが連続変数)，およびスピンパラメータの分類推定 (ターゲットが離散変数) を行うにあたり，決定木を基盤とするアンサンブル学習手法の一つである LightGBM を採用した．LightGBM の特筆すべき点は，どの入力値が推定精度に寄与しているのかを定量的に可視化できることである (3.2). これは，ある入力値を用いて分岐した際の損失関数の値の減少量の合計で計算される．また，LightGBM は leaf-wise (葉単位) と呼ばれる木の成長戦略をとっており，これは各段階で損失の減少量が最大となる葉を選択して分割を進める手法である．層ごとに全ての葉を分割する従来の level-wise 戦略と比較して，より少ない分岐で高い推定精度を達成できるため，効率的にモデルを構築することが可能となる．

評価指標は決定係数 ($R^2 = 1 - \Sigma_i$(正解値$_i$ − 推定値$_i$)/(正解値$_i$ − 正解値の平均値)) と，誤差率の標準偏差 σ を用いた．

3 Results

3.1 推定結果

推定結果を図 (1)〜図 (3) に示す．横軸が正解値で縦軸が推定値である．赤点線は (正解値)=(推定値) を示しており，オレンジの網掛けは 2 σ の範囲（全データの 95%が含まれる）を示している．いずれにおいても決定係数の値は 0.98 程度で，十分な精度で推定できていることが確認できる．ちなみに，追加する入力値を前後 $100t_{\rm g}$ の運動光度と放射光度だけにした場合でも，結果は大きく変わらなかった．

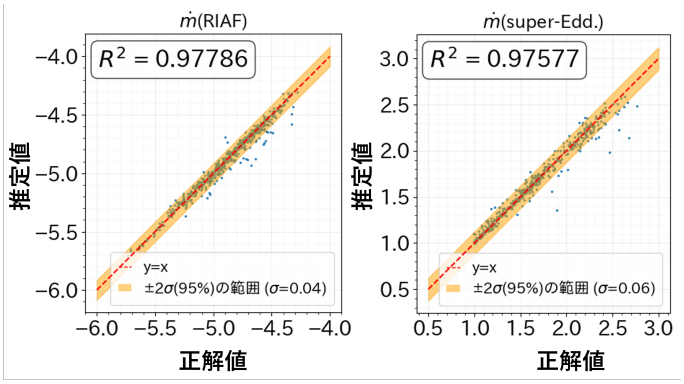


図 1: 質量降着率の推定結果

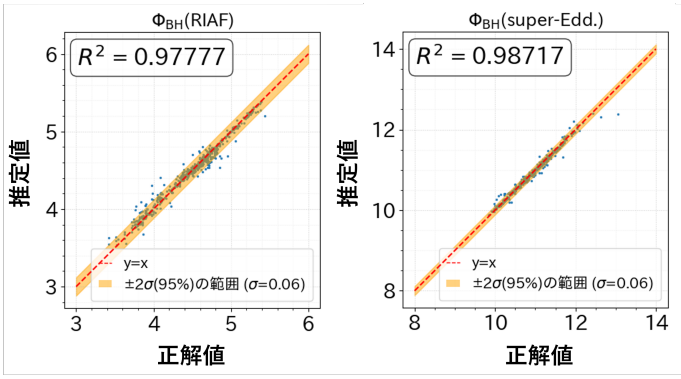


図 2: 磁束の推定結果

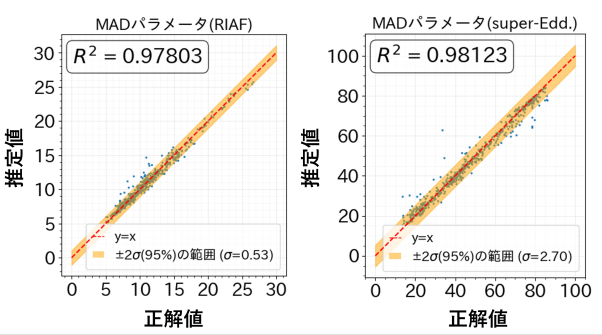


図 3: MAD パラメータの推定結果

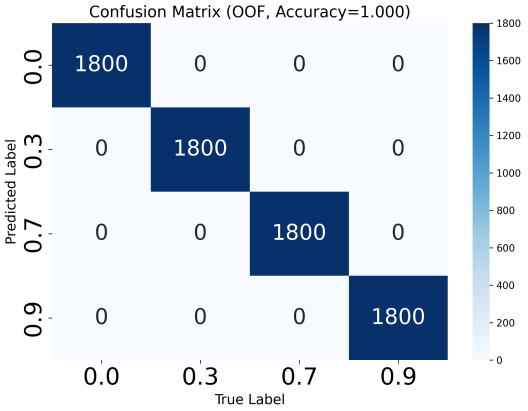


図 4: スピンパラメータの推定結果

図 (4) はスピンの推定結果を示しており，4 通り全てのスピンを正確に推定できている．

3.2 運動光度と放射光度の推定への寄与度

図 (5)〜図 (7) は，各出力値を推定するのに，どの時刻の運動光度と放射光度が重要かを，対数をとって示したものである．質量横着率と磁束の場合は前後 $100t_g$ 以内の放射光度が重要で，MAD パラメータの場合は，400〜$500t_g$ 後の放射光度が重要であることが分かる．ただし，この結果を解釈するのは難しく，現在考察中である．

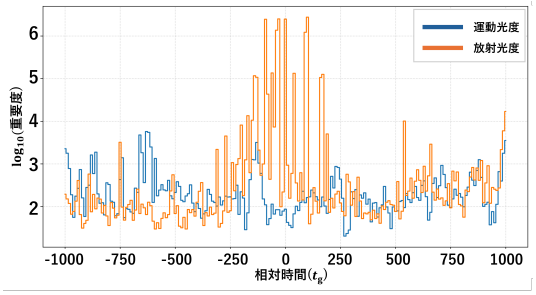


図 5: 質量降着率を推定するのにどの時刻の運動光度と放射光度が重要なのかを示す図

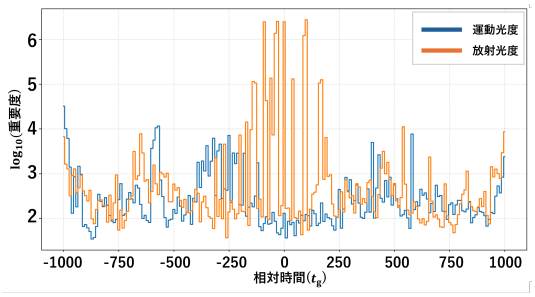


図 6: 磁束の場合

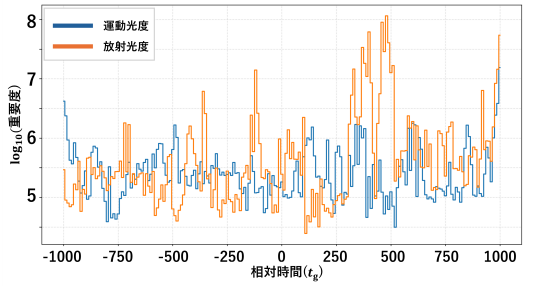


図 7: MAD パラメータの場合

4 Conclusion

本研究では，一般相対論的輻射磁気流体力学（GRRMHD）シミュレーションで得られた時系列データと機械学習手法（LightGBM）を組み合わせることで，観測可能な物理量であるジェットの運動光度と放射光度から，直接観測が困難なブラックホール（BH）近傍の物理量を推定するモデルを構築した．

その結果，BH の質量降着率 $\dot{m}$，磁束 $\Phi_{\rm BH}$，そして MAD パラメータを，いずれも決定係数 $R^2 \approx 0.98$ という極めて高い精度で推定できることを示した．また，BH のスピンパラメータについても 4 つの異なる値を正確に分類可能であった．この高い推定精度

は，推定したい時刻の光度だけでなく，その前後の時間変化の情報を入力として加えることで達成されたものである．また，加える入力値を，前後 $100t_{\rm g}$ の運動光度と放射光度だけにした場合でも推定精度は大きく変わらなかったことから，観測への応用も期待できる．さらに，本研究はどの時間スケールの光度が推定に重要であるかを定量的に可視化することにも成功した．

一方で，なぜ特定の時間スケールの光度が重要なのか，その物理的なメカニズムを解き明かすことは今後の重要な課題である．光度変動と BH 近傍の物理現象との間の因果関係を明らかにすることは，本モデルの物理的妥当性をさらに強固にするだろう．また，より多様な物理条件を想定したシミュレーションデータを用いて，モデルの汎化性能を検証していくことも重要である．

Reference

Ramesh Narayan, Andrew Chael, Koushik Chatterjee, Angelo Ricarte, Brandon Curd 2022, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 511 (3), 3795-3813

Angelo Ricarte, Ramesh Narayan, Brandon Curd 2023, The Astrophysical Journal Letters, Volume 954, Number 1

——index へ戻る

CK-30

ALMA で観測されたミリ波帯光度曲線解析による銀河系中心核SgrA*における降着円盤傾斜角の決定

慶應義塾大学
柳澤　一輝

ALMA で観測されたミリ波帯光度曲線解析による銀河系中心核 SgrA* における降着円盤傾斜角の決定

柳澤 一輝 (慶應義塾大学大学院 理工学研究科)
岡 朋治、有山 諒、柳原 一輝 (慶應義塾大学)、岩田 悠平（国立天文台）
高橋 幹弥（東京工業高等専門学校）

Abstract

Sgr A* は、銀河系の中心核に位置する点状電波源であり、$4\times10^6\,M_\odot$ の超大質量ブラックホール (SMBH) が 付随していると考えられている。これは、電波から X 線に渡って激しい光度変動を示し、特に赤外線および X 線で観測される数十分程度の継続時間を持つフレアは、SMBH 極近傍で発生する現象と推測されている。実際、VLTI/GRAVITY を用いた Sgr A*赤外線フレア観測では、約 45 分の周期で数シュバルツシルト半径を周回運動するホットスポットが検出された。静穏時においても、ALMA による 230 GHz 光度に約 30 分の周期的変動が検出され、公転するホットスポットによるドップラービーミングに起因すると解釈されている。さらに我々は、ALMA Cycle 8 で取得されたデータから、230 GHz 光度に周期 52 分の鮮明な正弦波振動を検出した。この正弦波振動を、SMBH を公転するホットスポットで解釈するならば、輻射輸送における相対論的効果は極めて小さいものと推測される。

今回我々は、観測された正弦波振動に特殊相対論的なドップラービーミングの公式をフィティングすることで得られたパラメータを用いて、SMBH を公転するホットスポットからの放射について一般相対論的輻射輸送計算を行い、光度曲線の再現を試みた。軌道傾斜角を 172°、軌道半径を 4.1 $r_{\rm s}$ に固定し、ブラックホールのスピン及びホットスポット半径を想定される範囲で変化させた結果、いずれの場合でも正弦波からの乖離は非常に小さいことが分かった。この事は、$4\times10^6\,M_\odot$ の SMBH を 52 分で周回する円軌道にあるホットスポットについては、光度曲線に一般相対論的な効果がほぼ顕在化しないことを示唆している。本講演では、シミュレーションで再現された光度曲線と観測された正弦波を比較することで、ホットスポットモデルの妥当性について議論する。

1 Introduction

Sgr A*は銀河系中心に存在する点状電波源であり、$4\times10^6 M_\odot$ の超大質量ブラックホール (SMBH) が付随していると考えられている (GRAVITY Collaboration 2018a)。近赤外及び X 線における Sgr A*の輻射は強い変動性を示しており、静穏時に比べて 10 倍のフラックスを持つフレアが 1 日に 1, 2 回観測されている (Genzel et al. 2003; Baganoff et al. 2003)。著者らは、赤外線及び X 線フレア中に 10∼40 分間隔で準周期的振動 (QPO) を検出したと報告している。これは、SMBH 極近傍にある降着円盤上の軌道周期共鳴に起因すると示唆されている (Kato et al. 2010)。2018 年の VLTI/GRAVITY による赤外線観測において、3 度のフレア中に時計回りの回転運動が検出された (GRAVITY Collaboration 2018b)。その軌道の半径、周期及び傾斜角はそれぞれ、150 μas、45 分、160° であった。この結果は、face-on の降着円盤の極近傍を回転する「ホットスポット」の存在を強く示唆する。

一方、Sgr A*の電波帯フラックスは持続的に時間変化している (Brown & Lo 1982; Dexter et al. 2014)。その変動周期は数十分から数日にわたっており、高周波数ほど周期が短くなっているが、その起源については未解明である。岩田らは、ALMA 230 GHz アーカイブデータに対して、位相 self-calibration などの非常に高いクオリティコントロールを行った (Iwata et al. 2020)。その結果、高精度な約 70 分の光度曲線を 10 個得た。そのうち 2 個の光度曲線において、約 30 分の鮮明な周期変動が検出された。この周期は、$4\times10^6 M_\odot$ の BH から 3 シュバルツシルト半径、つまり、最内安定円軌道（ISCO）における軌道周期

と一致している。 この解釈は、降着円盤の極近傍を回転するホットスポットを示唆するもである。

2 Analysis

本研究では、ALMA archive data に公開されている 12 プロジェクトで観測された 230 GHz 帯における Sgr A*の光度曲線を作成した。期間は 2015 年から 2022 年に渡っている。データリダクションは Common Astronomy Software Applications (CASA) を用いて行った。 フラックスと位相の標準校正後、岩田らに記述された手順に従って、位相 self-calibration と CLEAN アルゴリズム (Hogbom & Brouw 1974) を実行した。 各 SPW のスナップショットは積分時間を約 1 分として生成しており、これらのイメージから、CASA タスクである “imfit” を用いて、そのフラックス密度と不確かさを決定した。

3 Results

解析の結果、全 78 epoch の光度曲線が得られた (図 1a)。そのうち、6 epoch で周期的な変動が検出されており、2021 年 7 月 22 日の光度曲線において、非常に鮮明な「正弦波的振動」が検出された (図 1b)。 この期間における Sgr A*のフラックス密度は 3.3~3.7 Jy の範囲であり、これはサブミリ波帯における静穏状態のフラックス密度に一致する。また、観測された正弦波振動の振幅は約約 14%であり、今までに報告された周期的変動と一致する値である。 これほどまでに鮮明な正弦波振動は、回転運動に起因する物理現象が関連していることが示唆される。

4 Discussion

4.1 ホットスポットモデル

我々は、図 1b の正弦波振動を SMBH 周りを回転するホットスポットによる相対論的ドップラービーミングに起因すると考えた。 正弦波の歪みが小さいことから、ホットスポットの視線速度は非相対論的な効果であることが予測される。そこで、図 2 の模式図で表される回転運動をするホットスポット＋降

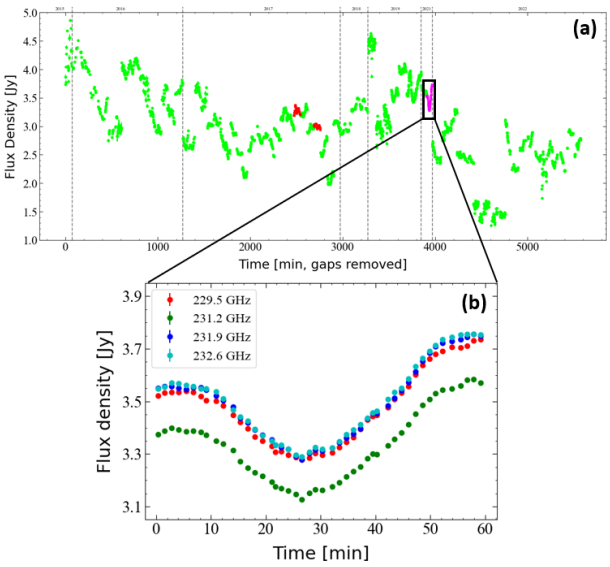


図 1: (a) 全 78 epoch の光度曲線を示しており、横軸はギャップを除いた時間、縦軸はフラックス密度を示している。赤点は岩田らによって検出された周期的変動、マゼンタは新たに検出された正弦波振動である。(b) 2021 年 7 月 22 日 (ALMA Cycle 8) の光度曲線を示している。赤：229.5GHz, 緑：231.2GHz, 青：231.9GHz, シアン：232.6 GHz を表しており、誤差はプロット点よりも小さい。

着円盤モデルを採用すると、観測される輝度 $I_{\rm obs}$ は以下のように表される (Rybicki & Lightman 1979)。

$$I_{\rm obs}(t) = \frac{I_{\rm hs}}{\gamma^3 \left\{1 - \beta_{\rm rot} \sin i \cdot \cos\left(2\pi\, t/T\right)\right\}^3} + I_0 + m\, t \tag{1}$$

ここで、$\beta_{\rm rot} = v_{\rm rot}/c$ であり、$v_{\rm rot}$ はホットスポットの速さを示している。また、γ はローレンツ因子、i は軌道傾斜角、T は回転周期、$I_{\rm hs}$ はホットスポットの慣性系における輝度である。式 (1) を用いて正弦波振動に対して χ^2 検定を行ったときの、$\chi^2_{\rm red}$ 分布とベストフィットを図 3 に示す。 このとき、周期 T と視線速度 $\beta_{\rm rot}\sin i$ は、$T = 52.28^{+1.46}_{-1.54}$ 分と $\beta_{\rm rot}\sin i = (4.7 \pm 0.5) \times 10^{-2}$ と共に良く制約される。 また、$\beta_{\rm rot}\sin i$ が 0 から明確に分離していることから、本研究では光度曲線から相対論的効果を検出したことを示唆している。

本研究では、ホットスポットが Kerr 時空を回転運動していると仮定し、以下の Kerr 時空におけるケプ

ラーの第三法則を用いて軌道傾斜角 i の制約を行う。

$$T = 2\pi \frac{GM}{c^3}\left[\left(\frac{2r}{r_{\rm s}}\right)^{\frac{3}{2}} + a^*\right] \tag{2}$$

ここで、G は重力定数、r はホットスポットの軌道半径、$r_{\rm s} \equiv 2GM/c^2$ はシュバルツシルト半径、a_* は無次元のスピンパラメータである。 また、SMBH の質量 $M = 4.297 \times 10^6 M_\odot$ とする (GRAVITY Collaboration 2018a)。 フィッティングで求めた T を式 (2) に代入すると、軌道半径 r が求まる。 そして、等速円運動の周期 T と速さ $v_{\rm rot}$ の関係

$$T = \frac{2\pi r}{v_{\rm rot}} \tag{3}$$

から、実際のホットスポットの速さ $v_{\rm rot}$ 及び光速で規格化した速さ $\beta_{\rm rot} = v_{\rm rot}/c$ を求める。 最後に、フィッティングで得られた視線速度 $\beta_{\rm rot}\sin i$ と比較することで、軌道傾斜角 i を求めた。各スピンにおける軌道半径 r、規格化されたホットスポットの速さ $\beta_{\rm rot}$、軌道傾斜角 i を表 1 に示す。軌道半径に関しては、GRAVITY で得られたホットスポットの半径と一致している。 また、軌道傾斜角は全て降着円盤が face-on であることを強く示唆しており、EHT や GRAVITY の観測結果とも矛盾しない (Rybicki & Lightman 1979)。 この結果はミリ波で観測される周期性が、赤外線フレア及び X 線フレアを発生させるメカニズムと共通の起源を持つことを示唆する。

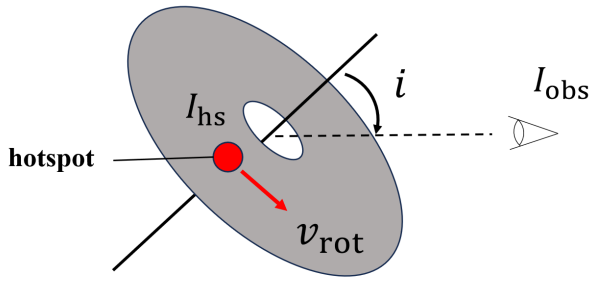


図 2: ホットスポットモデルの模式図。ホットスポットが回転することで視線速度が時間変化し、それに伴って光度が変化する。

表 1: 各スピンにおけるホットスポットパラメータ

a_*	r $[r_{\rm s}]$	$\beta_{\rm rot}$ $[c]$	i [°]
1	4.0 ± 0.1	0.339 ± 0.003	$172.1° \pm 0.8°$
0	4.1 ± 0.1	0.348 ± 0.003	$172.3° \pm 0.8°$
-1	4.2 ± 0.1	0.358 ± 0.004	$172.5° \pm 0.8°$

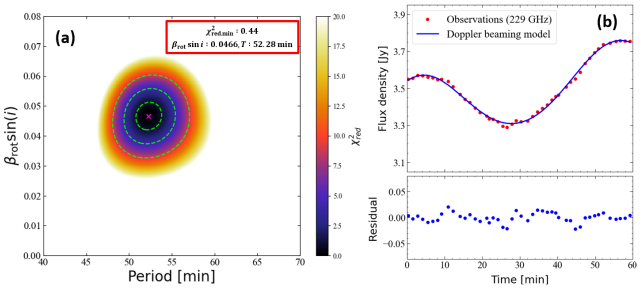


図 3: (a) 正弦波振動とホットスポットモデルの reduced chi-square ($\chi^2_{\rm red}$) コントア。 横軸が周期 T、縦軸が視線速度 $\beta_{\rm rot}\sin i$ を表している。 マゼンタが $\chi^2_{\rm red}$ が最小な点 ($\chi^2_{\rm red,min}$) であり、$T = 52.28$ 分と $\beta_{\rm rot}\sin i = 0.0466$ に対応する点である。 緑点線はそれぞれ $1\sigma \sim 3\sigma$ の不確かさを示している。 (b) $\chi^2_{\rm red,min}$ における $(T, \beta_{\rm rot}\sin i)$ に対するフィッティング結果。青線がモデル、赤点が正弦波振動の 229.5 GHz の値を示している。 下のパネルはモデルと観測点の残差を示している。

4.2 一般相対論的輻射輸送計算

前節のモデルは、ホットスポットが点源かつ特殊相対論的効果のみを考慮したモデルであり、ホットスポットの大きさ及び一般相対論などの効果を考慮していない。 そこで、光度曲線にそれらが影響をどれほど与えるのかのシミュレーションを行った。 高橋らの一般相対論的輻射輸送 (GRRT) コードを使用し、特殊相対論効果及び一般相対論効果（光の湾曲・赤方偏移）が考慮された光度曲線を計算した (Takahashi et al. 2022)。 その際、ホットスポットの周回半径と周期、軌道傾斜角、BH スピンは本研究で得られた値とする。 また、SMBH の質量は $M = 4.297 \times 10^6 M_\odot$ とし、ホットスポットの半径 $r_{\rm hs}$ は任意に取る。 本研究では表 2 で表されるパラメータでシミュレーションを行った。4 つのモデルをシミュレーションした光度曲線を図 4 に示す。 全てのモデルで黒線で示さ

表 2: GRRT シミュレーションをするためのモデル

model	a_*	i [°]	$r_{\rm hs}$ $[r_{\rm g}]$
0_172_0.5	0	172	0.5
0_172_1.0	0	172	1.0
1_172_0.5	0.998	172	0.5
1_172_1.0	0.998	172	1.0

れた正弦波からの乖離は微小であるため、本研究で観測された正弦波振動において、一般相対論効果の影響は無視できるものだと考えられる。 また、今回のシミュレーションではホットスポットの大きさを任意に与えたが、大きさによる影響も小さいため、$r_{\rm hs} < 1.0 r_{\rm g}$ においては、ホットスポットのシアーを考慮する必要が無いことが示唆される。 つまり、Sgr A*の光度変動を考えるとき、その光度曲線は本研究のモデルのように、特殊相対論効果のみの簡易的なモデルで説明が可能であることが示唆される。

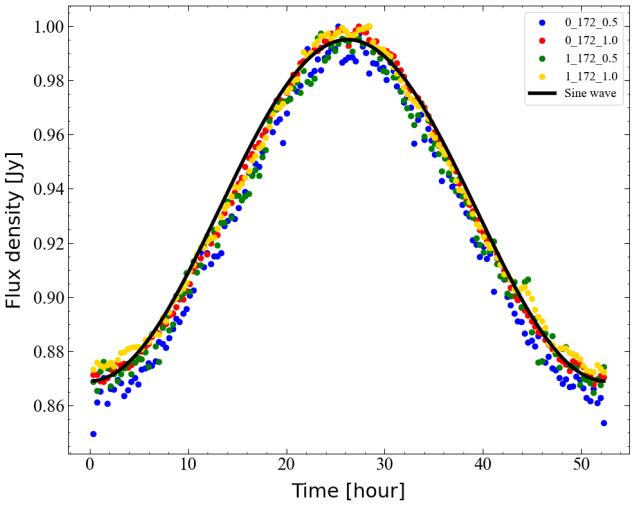


図 4: 4 つのモデルをシミュレーションした光度曲線。青：0_172_0.5、赤：0_172_1.0、緑：1_172_0.5、黄：1_172_1.0 を示している。 黒線は同様の周期を持つ正弦波を重ねている。

5 Conclusion

Sgr A*における周期的変動の存在については様々な議論がある。 我々は、ALMA を用いて 2015 年から 2022 年に渡った Sgr A*のミリ波帯光度の変動を網羅的に調査した。 2021 年 7 月 22 日における光度曲線において、非常に鮮明な正弦波振動が検出された。この正弦波振動をホットスポットモデルを用いて解析した結果、face-on の降着円盤上をホットスポットが周期 52 分で回転していることが示唆された。 この結果は、EHT や GRAVITY の結果と矛盾せず、電波帯における周期振動が赤外線・X 線フレアの発生メカニズムと共通の起源を持っていることが示唆される。さらに、一般相対論的輻射輸送コードを用いて一般相対論効果を考慮した光度曲線をシミュレーションした結果、本研究で得られたホットスポットのパラメータにおいては、一般相対論効果の影響は非常に小さいことが示唆された。

今後は、より長時間観測を行うことで周期的変動の発生・消滅を捉えたいと考えている。その瞬間を捉えることができれば、降着物質の動径速度及び BH スピンを制約することができ、SMBH の降着過程への知見が広がると考えられる。さらに、同じスキームを用いて他バンドにおける Sgr A*の光度変動を調査することで、周期的変動の波長依存性及び周期的変動が発生している場合のスペクトル指数の変化について理解を深めたい。

Reference

Gravity Collaboration 2018a, A&A, 615, L15

Genzel, R., Schödel, et al. 2003, Nature, 425,934

Baganoff, F. K., Maeda, Y., et al. 2003, ApJ, 591, 891

Kato, Y., Miyoshi, M., et al. 2010, MNRAS Letters, 403, L74

Gravity Collaboration 2018b, A&A, 618, L10

Brown, R. L. & Lo, K. Y. 1982, ApJ, 253, 1

Dexter, J., Kelly, B., et al. 2014, MNRAS, 442, 2797

Iwata, Y., Oka, T., et al. 2020, ApJL, 892, L30

Hogbom, J., & Brouw, W. 1974, Astronomy and Astrophysics, Vol. 33, p. 289 (1974), 33, 289

Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. Radiative processes in astrophysics (John Wiley & Sons,1979).

Akiyama, K. et al. First sagittarius a* event horizon telescope results. v. testing astrophysical models of the galactic center black hole. The Astrophysical Journal Letters 930, L16 (2022)

Takahashi M. M., Ohsuga K., et al. 2022, MNRAS, 517, 3711

——index へ戻る

CK-31

Ultra-fast Outflow のラインフォース駆動型円盤風モデル:Clumpy 構造形成の検討

弘前大学
川田　寛人

Ultra-fast Outflow のラインフォース駆動型円盤風モデル：Clumpy 構造形成の検討

川田 寛人 (弘前大学大学院 理工学研究科)
野村 真理子 (弘前大学)
大須賀 健 (筑波大学)

Abstract

活動銀河核には超大質量ブラックホール (SMBH) 近傍から噴出するアウトフローが存在することが知られている。中でも，高階電離状態の鉄吸収線によって示唆される Ultra-fast outflow (UFO) は光速の 10–30% の速度を持ち，質量・エネルギー放出率が大きいことから SMBH の成長過程や母銀河の星形成に甚大な影響を及ぼしている可能性がある。UFO の有力な理論モデルの一つとして，ラインフォース（金属元素が紫外光を束縛-束縛遷移吸収する際に受ける輻射力）によって加速される円盤風が挙げられる。これまでに，2 次元輻射流体シミュレーションと X 線観測との比較によって，ラインフォース駆動型円盤風が鉄吸収線の生成と青方偏移を説明できることがわかってきた (Nomura et al. 2020; Mizumoto et al. 2021)。最近 X 線天文衛星 XRISM の観測によって UFO が複数の速度成分を示すことが明らかになった。この観測結果は UFO が Clumpy な構造を持つことで再現できる可能性がある (XRISM collaboration 2025)。しかしながら，このような構造は先行研究では十分に再現されていない。そこで本研究ではまず，ラインフォース駆動型円盤風が伝播する過程で Clumpy 構造が形成され得るかを検証する。具体的には 2 次元軸対称計算において内側境界から速度ゆらぎを持つ円盤風を流入させ，ラインフォース加速によって Clump が形成されるか否かを明らかにする。さらに，ラインフォース加速と Kelvin-Helmholtz 不安定性が Clump 形成にどれほど寄与があるかについて検討する。

1 Introduction

活動銀河核 (AGN) の X 線スペクトル観測によって，青方偏移した吸収線が発見されたことから，活動銀河核にはアウトフローがあることが明らかになってきた。アウトフローは光速の 10-30%もの速度を持つと考えられている (Yamada et al. 2024)。この超高速アウトフローは大きな質量およびエネルギーを放出しているため，周囲の星形成やガス降着過程に莫大な影響を及ぼし，超大質量ブラックホール (SMBH) と母銀河の共進化過程を制御している可能性がある。そのため，加速メカニズムだけでなく，アウトフローの構造，質量降着率やエネルギー放出率の解明は，SMBH の成長・進化過程を解明するために重要である。しかしながらこのアウトフローの加速メカニズムはまだはっきりとわかっていない。

加えて，最近では，X 線天文衛星 XRISM の観測によって，UFO が複数の速度成分を示すことが明らかになったことから，UFO は非一様な Clumpy 構造を持つのではないかと考えられている。理論的には，超臨界降着に伴い発生する連続光駆動型のアウトフローは流体不安定により，Clumpy 構造を持つことが知られている (Kobayashi et al. 2018)。

超高速アウトフローを説明する有力なモデルの一つが，ラインフォース駆動型円盤風である。ラインフォースとは，金属元素が紫外光を束縛-束縛遷移するときに吸収する際に受ける輻射力である。ラインフォースは，SMBH の中心部からやや離れた領域にある低電離-中間的な電離状態にある金属元素を選択的に加速するため，円盤風の加速と吸収線の生成を同時に説明できる可能性が高い。(Nomura et al. 2020) すなわち，ラインフォース加速は AGN において重要な加速メカニズムであると考えられる。

今回の研究では，ラインフォース駆動型円盤風の伝播中に Clumpy 構造が説明できるかどうかを調べる。そこで今回は，ラインフォース加速メカニズムと不安定性の関係を調べる簡単化したモデルを考え，計算を行なった。

2 Methods

2.1 Basic equations

輻射流体シミュレーション中では，球座標 (r, θ, ϕ) を用い，軸対象を仮定した 2 次元計算を実行する。流体力学における基礎方程式のうち，連続の式は，

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

3 成分の運動方程式は，

$$\frac{\partial (\rho v_r)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v_r \boldsymbol{v}) = - \frac{\partial p}{\partial r} + \rho \left(\frac{v_\theta^2}{r} + \frac{v_\varphi^2}{r} + g_r + f_{\mathrm{rad,r}} \right), \tag{2}$$

$$\frac{\partial (\rho v_\theta)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v_\theta \boldsymbol{v}) = - \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \rho \left(- \frac{v_r v_\theta}{r} + \frac{v_\varphi^2}{r} \cot\theta + g_\theta + f_{\mathrm{rad},\theta} \right), \tag{3}$$

$$\frac{\partial (\rho v_\varphi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v_\varphi \boldsymbol{v}) = - \rho \left(\frac{v_\varphi v_r}{r} + \frac{v_\varphi v_\theta}{r} \cot\theta \right), \tag{4}$$

エネルギー方程式は，

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\frac{1}{2} v^2 + e \right) \right] + \nabla \cdot \left[\rho \boldsymbol{v} \left(\frac{1}{2} v^2 + e + \frac{p}{\rho} \right) \right] = \rho \boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{g} + \rho \mathcal{L} + \rho \boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{f}_{\mathrm{rad}}, \tag{5}$$

である。ここで，ρ は質量密度，$\boldsymbol{v} = (v_r, v_\theta, v_\phi)$ は速度，p はガス圧力，e は単位質量あたりの内部エネルギー，$\boldsymbol{g} = (g_r, g_\theta)$ はブラックホールによる重力，$\boldsymbol{f}_{\mathrm{rad}} = (f_{\mathrm{rad,r}}, f_{\mathrm{rad},\theta})$ はラインフォース込みの輻射力，$\mathcal{L}$ は単位質量あたりの賞味冷却率を示す。

2.2 Initial condition

輻射流体力学計算を行なったのは，$r_i = 1500\mathrm{R_s} \leq \mathrm{r} \leq \mathrm{r_0} = 15000\mathrm{R_s}$，$0 \leq \theta \leq \pi/2$ の領域である ($\mathrm{R_s}$ はシュバルツシルト半径)。また，r 方向には 1 メッシュあたりの幅が等比級数になるように 100 メッシュ，θ 方向には 1 グリッドあたりの幅が一様になるよう 140 メッシュを設定し，計算を実行した。今回は，ラインフォースによる Kelvin-Helmholtz(K-H) 不安定性がラインフォースによって誘発されることを確認するため，$r = r_i$ には，$\rho = 1.0 \times 10^{-16}$，$v_r = 5.0 \times 10^{-3}$，そして不安定性の種として，$v_\theta = 5.0 \times 10^{-5} \sin 20\theta$ のゆらぎを与えた。$r = r_i$ 以外では，$\rho = 1.0 \times 10^{-21}$，$v_r = 5.0 \times 10^{-3}$，$v_\theta = 0$，温度は全領域に 10^6K を与えた。また，中心部には $10^8 M_\odot$ の SMBH があり，エディントン比は 0.5 とした。

2.3 Line force

基礎方程式における輻射力は，

$$\boldsymbol{f}_{\mathrm{rad}} = \frac{\sigma_e \boldsymbol{F}_{\mathrm{D}}}{c} + \frac{\sigma_e \boldsymbol{F}_{\mathrm{line}}}{c} M, \tag{6}$$

と定義される。ここで $\boldsymbol{F}_{\mathrm{D}}$ は全波長領域で積分した円盤放射の輻射フラックス。そして $\boldsymbol{F}_{\mathrm{line}}$ はラインフォースに寄与する UV 波長域の輻射フラックスを表す。σ_{e} は単位質量あたりの電子散乱断面積，c は光速。ここで M はフォースマルチプライヤ (Stevens and Kallman 1990) であり，電離パラメータ ξ と local optical depth パラメーター t の関数として近似的に表したもので，

$$M(t, \xi) = k t^{-0.6} \left[\frac{(1 + t\eta_{\max})^{0.4} - 1}{(t\eta_{\max})^{0.4}} \right], \tag{7}$$

と定義される。ここで，t と ξ は，

$$t = \sigma_{\mathrm{e}} \rho v_{\mathrm{th}} \left| \frac{dv}{ds} \right|^{-1}, \tag{8}$$

$$\xi = \frac{4\pi F_X}{n}, \tag{9}$$

となり，v_{th} は熱速度，F_X は X 線フラックスである。また，k と $\eta_{\max}$ は電離パラメータ ξ の関数で，

$$k = 0.03 + 0.385 \exp(-1.4 \xi^{0.6}), \tag{10}$$

$$\log_{10} \eta_{\max} = \begin{cases} 6.9 \exp(0.16 \xi^{0.4}) & \log \xi \leq 0.5 \\ 9.1 \exp(-7.96 \times 10^{-3} \xi) & \log \xi > 0.5, \end{cases} \tag{11}$$

である。

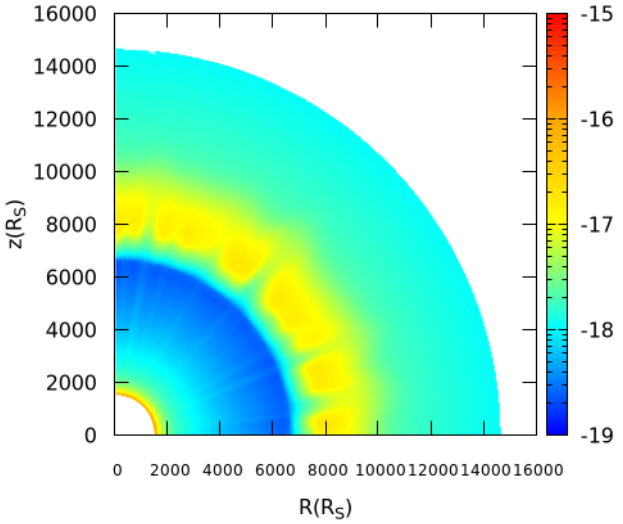


図 1: 時間積分開始から計算上の時間で 9.6×10^8s 経過後の密度分布。長さの単位は $\mathrm{R_s}$，密度の単位は $\mathrm{g\,cm^{-3}}$。

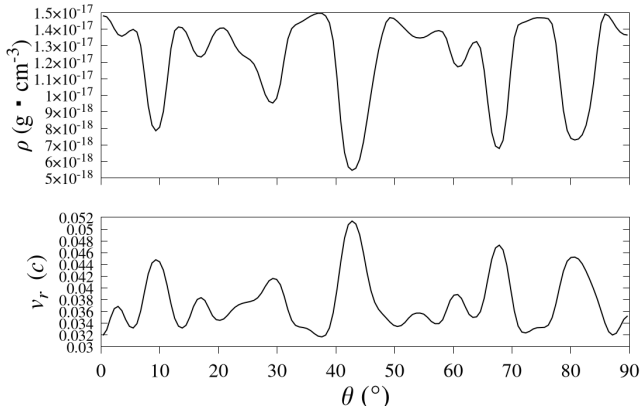


図 2: 図 1 の密度分布における $r \approx 8.4 \times 10^3 \mathrm{R_s}$ の各物理量の角度変化。上段は密度 $\mathrm{g\,cm^{-3}}$，下段は $v_r(c)$ を示す。

3 Results

時間積分開始から 9.6×10^8 s 経過した後の Z-R 平面の密度分布を図 1 に示す。

図 1 より，$\sim 8.0 \times 10^3 \mathrm{R_s}$ 付近で Clump 状の構造があることが見て取れる。この構造は初期に与えた θ 方向の速度不均一が密度不均一を生み出し，成長しながら計算領域外側に伝播していると考えられる (4.1 参照)。また，図 2 には，$r \approx 8.4 \times 10^3 \mathrm{R_s}$ における各物理量の角度変化を示す。図 2 より，伝播した後の密度揺らぎや速度揺らぎの大きさは，$\Delta\rho \sim 0.9 \times 10^{-17} \mathrm{g\,cm^{-3}}$，$\Delta v_r \sim 0.19c$ と見積もることができる。

4 Discussion

4.1 Effect of line-force

前節で得られた密度の Clumpy 構造が，本当にラインフォース由来かをチェックするため，計算中のフォースマルチプライヤを $M(t,\xi) = 25$ と，一定の値を用いて計算を行った。その結果を図 3 に示す。

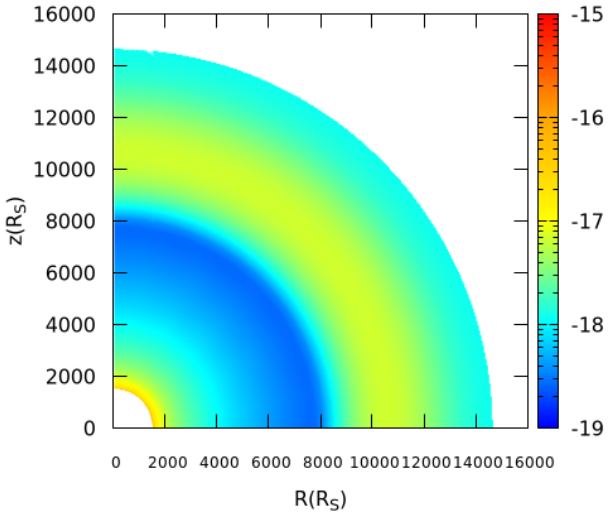


図 3: フォースマルチプライヤ $M(t,\xi) = 25$(一定) とした場合の密度分布。時間は図 1 と同一である。

図 3 は，図 1 と計算上の経過時間は同一である。図 3 は図 1 ほど密度の不均一構造が作られていない。この条件では，v_θ の揺らぎを与えているにも関わらず，ρ や v_r といった物理量の不均一構造は時間発展せず，減衰傾向にあることがわかった。したがって，図 1 のような不均一構造は，(6) 式〜(9) 式に示したように，フォースマルチプライヤが密度に依存することで，密度不安定が輻射力不安定に結びつき，さらに v_r 不安定に繋がるというような連鎖的な関係を

持つことにより現れたものだと考えられる。したがって，ラインフォースは不均一構造や Clump 形成に大きく寄与する可能性を示す結果となった。

4.2 Clump size estimation due to K-H instability

最後に，流体力学的不安定性から，Clump サイズを見積もることを考える。K-H 不安定性とは，物理量の異なる 2 つの流体が接触する不連続面に生じる流体力学的不安定性の一つであり，不連続面において接触する 2 つの流体の領域において，速度が水平方向に異なる場合に不安定が起こる。

この不連続面で接触している 2 つの領域の密度を ρ_1,ρ_2，速度を U_1, U_2 とする。また境界面に垂直方向に重力 g が働いており，波数を k，振動数を ω とする。物理量の振動を $f = Ae^{i(kx-\omega t)}$ と書けば，ω が虚数である場合に振動は増大 (不安定化) する。

今回の計算における ω と k の関係は，

$$\omega = k(\alpha_1 U_1 + \alpha_2 U_2) \pm i\sqrt{k^2\alpha_2\alpha_1(U_1 - U_2)^2}, \quad (12)$$

である。(12) 式は $\omega = \omega_0 + i\omega'$ という形をしていることから，ω' が指数的成長率を決定する。すなわち $1/\omega'$ は Clump 形成のタイムスケールに対応する。図 2 における r 方向の速度差の大きい $\theta = 40° - 50°$ 付近において，接触する 2 つの流体の密度及び速度を

$$\rho_1 \sim 1.5 \times 10^{-17}\ \mathrm{g\,cm^{-3}}, \quad (13)$$

$$U_1 \sim 0.032c, \quad (14)$$

$$\rho_2 \sim 0.6 \times 10^{-17}\ \mathrm{g\,cm^{-3}}, \quad (15)$$

$$U_2 \sim 0.051c, \quad (16)$$

と読み取ることができる。したがって K-H 不安定性による Clump 成長のタイムスケールは

$$\frac{1}{\omega'} = \frac{1}{24.583k} \times 10^{-7}\mathrm{s}, \quad (17)$$

となる。図 2 のような密度分布になるまで，計算上では 9.6×10^8s 経過していたため，(17) 式より，波数 k が求められ，そこから理論的に期待される波長 λ は，

$$\lambda \sim 5.86 \times 10^{16}\mathrm{cm}, \quad (18)$$

となる。また，図 1 での θ 方向の Clump サイズを見積もると，$\sim 1.5 \times 10^{17}$cm であった。この Clump サイズと (12) 式から求められた波長 λ((18) 式) を比較すると，オーダーで概ね一致していることがわかる。したがって，今回の条件で見られたような Clump 構造は，K-H 不安定性の寄与が大きいと考えられる。

5 Conclusion

今回は，ラインフォースによる加速メカニズムと不安定性の関係を調べるために，簡単化したモデルを用いて，計算を行なった。その結果，最初に与えた v_θ 不安定が輻射力や v_r にまで影響を及ぼし，K-H 不安定性によって不安定が増大することによって Clumpy 構造を再現した。

今後は，輻射流体力学計算を 3 次元へ拡張させ，円盤風が降着円盤から噴出する段階も計算に含めることで，より現実的なモデルを研究し観測が再現できるか明らかにする。

Reference

Nomura, M., Ohsuga, K., & Done, C., 2020, MNRAS, 494, 3616

Mizumoto, M., Nomura, M., et al. 2021, MNRAS, 503, 1442

Xrism Collaboration, 2025, Nature, 641, 1132

Yamada, S., Kawamuro, T., et al. 2024 ApJS, 274, 8

Kobayashi, H., Ohsuga, K., et al. 2018, PASJ, 70, 22

Stevens, I. R., & Kallman, T. R., 1990, ApJ, 365, 321

——index へ戻る

CK-32

ブラックホールジェットの形成機構の理論及び同時多波長観測による検証

東北大学
及川　凛

ブラックホールジェットの形成機構の理論及び同時多波長観測による検証

及川 凛 (東北大学大学院 理学研究科)
共著者 當真 賢ニ, 木村 成生 (東北大学 学際科学フロンティア研究所)

Abstract

活動銀河核、X 線連星、潮汐破壊現象やガンマ線バーストといった高エネルギー天体では、ブラックホールから光速近くまで加速された細いプラズマ噴流（相対論的ジェット）が観測されている。ジェットのエネルギー源については、ブラックホールの回転エネルギーを磁場を介して引き抜く Blandford-Znajek 過程が標準理論として知られているが、ジェットとして噴出するプラズマの起源に関しては未だ理論的にも観測的にも明らかになっていない。近年の超高解像度シミュレーションにより、ブラックホール近傍で大規模な磁気リコネクションフレアが生じることが示されており、このフレアに付随する高エネルギー光子による電子陽電子対生成が、ジェットのプラズマ起源になり得る可能性が指摘されている。本研究では、一般相対論的効果および光子場の非等方性を取り入れた理論モデルを構築し、レイ・トレーシング法を用いてリコネクションにより注入されるプラズマの空間・運動量分布を求めた。その結果、供給されるプラズマは主にリコネクション領域の近傍に集中し、得られたプラズマ量は電波観測で得られるジェットの明るさを説明するのに十分であることがわかった。講演では、将来の同時多波長観測によって本理論の検証が可能であることも議論する。

1 Introduction

ブラックホール (BH) から噴出するジェットのエネルギー源は Blandford-Znajek 過程 (BZ 過程) 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。一般相対論的磁気流体 (GRMHD) シミュレーションにより、BH 周囲に強磁場領域（磁気圏）が形成されると、その領域で BZ 過程が効率的に機能することが示唆されている (Narayan et al. 2012)。このため、強く磁化されたジェット領域は外部からのプラズマの侵入を妨げるため、ジェットへのプラズマ供給機構は長年にわたり未解決の問題となっている。特にブレーザーや電波銀河等のジェットに対して、これらのプラズマ供給量を説明する理論は未だ存在しない。

近年、超高解像度の GRMHD シミュレーションにより、ブラックホール近傍で大規模な磁気リコネクションフレアが起きることが初めて示された（Ripperda et al. 2022)。Kimura et al.（2022）は、このフレアによって生じるシンクロトロン光子によって、磁気圏内に電子陽電子対が生成され、これがジェットのプラズマ起源になり得る可能性を指摘した (図 1 参照)。しかしこの解析的見積もりでは、光子がすべて正面衝突する仮定をしており、曲がった時空における光子の運動や、光子場の非等方性およびビーミング効果などの影響を考慮していない。また、プラズマがどの位置にどれほど供給されるかについての定量的な議論もなされていないため、電子陽電子対プラズマがジェットの起源になるかは未解明である。そこで本研究では、光子場の非等方性とビーミング効果を考慮し、レイ・トレーシング法を用いて磁気リコネクションにより生成される電子陽電子対の空間・運動量分布を求めることで、BH 近傍の磁気リコネクションフレアがジェットプラズマの起源になるかを調べた。

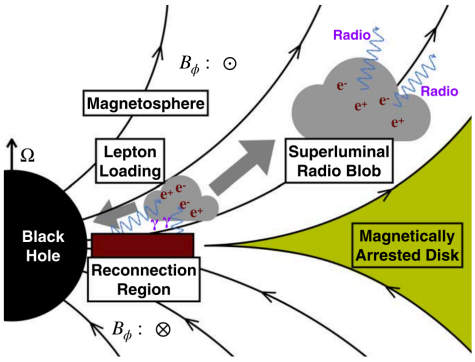


図 1: 本研究で考えているジェットへのプラズマ供給シナリオ図 (Kimura et al. 2022)。

2 Models and Methods

2.1 ZAMO frame

本研究では、Boyer-Lindquist 座標 (t, φ, r, θ) 及び $GM = c = 1$（すなわち $r_g = GM/c^2 = 1$）の単位系を用いる。背景時空として定常軸対称の Kerr 時空を考えると計量は以下のように書ける。

$$ds^2 = -\alpha^2 dt^2 + \gamma_{ij}(dx^i + \beta^i dt)(dx^j + \beta^j dt) \quad (1)$$

ここで、$\gamma_{\varphi\varphi} = \Sigma \sin^2\theta/\rho^2, \gamma_{rr} = \rho^2/\Delta, \gamma_{\theta\theta} = \rho^2$, $\alpha = \sqrt{\rho^2\Delta/\Sigma},\ \beta = \beta^i\partial_i = -2ar/\Sigma\partial_\varphi$ であり、α と β^i はラプス関数とシフトベクトルを表す。ただし、$\rho^2 = r^2 + a^2\cos^2\theta,\ \Delta = r^2 + a^2 - 2r,\ \Sigma = (r^2 + a^2)^2 - a^2\Delta\sin^2\theta$ と定義しており、a はスピンパラメータを表す。(1) 式より、超曲面（$t =$ 一定面）に垂直な世界線を持つ観測者の 4 元速度は $n^\mu = (1/\alpha, -\beta^\varphi/\alpha, 0, 0)$ であることがわかる。特にこの角運動量は、$n_\mu = g_{\mu\nu}n^\nu = (-\alpha, 0, 0, 0)$ より $n_\varphi = 0$ であることがわかるので、この観測者を ZAMO（Zero Angular Momentum Observer）と呼ぶ。ZAMO 系の正規直交基底ベクトルは以下のように表される。

$$w^{(t)} = \alpha dt,\ w^{(\varphi)} = \sqrt{\gamma_{\varphi\varphi}}(d\varphi - \Omega dt)$$
$$w^{(r)} = \sqrt{\gamma_{rr}}dr,\ w^{(\theta)} = \sqrt{\gamma_{\theta\theta}}d\theta$$

ただし、$\Omega = -\beta^\varphi$ であり、これは ZAMO 系の角速度を表す。この基底ベクトルを用いると、ある 4 元ベクトル A^μ を ZAMO 系で測った量は、$A^{\hat{\mu}} = w^{(\mu)}_\nu A^\nu$ で書くことができる。(以降添え字にハットがついたものは ZAMO 系成分とする。)

2.2 Pair production rate

リコネクションによって注入されるプラズマの空間・運動量分布を、BH 磁気圏の各点で単位時間・単位体積あたりのプラズマ注入率 $\dot{n} = dN/\sqrt{-g}dtd^3x$ と ZAMO 系での単位時間・単位体積あたりのエネルギー運動量注入率 $\dot{Q}^{\hat{\mu}} = dP^{\hat{\mu}}/\sqrt{-g}dtd^3x$ を計算することで求める。これらは、光子の分布関数 $\mathcal{F}$ を用いて以下の 6 重積分で与えられる。

$$\dot{n} = \frac{c}{2}\iint d^3\hat{k}d^3\hat{k}'\mathcal{F}(\hat{\boldsymbol{k}})\mathcal{F}(\hat{\boldsymbol{k}}')\sigma_{\gamma\gamma}(1 - \cos\hat{\Theta}) \quad (2)$$

$$\dot{Q}^{\hat{\mu}} = \frac{c}{2}\iint d^3\hat{k}d^3\hat{k}'\mathcal{F}(\hat{\boldsymbol{k}})\mathcal{F}(\hat{\boldsymbol{k}}')(k^{\hat{\mu}} + k'^{\hat{\mu}})\sigma_{\gamma\gamma}(1 - \cos\hat{\Theta}) \quad (3)$$

ここで、$\hat{k}$ は ZAMO 系で測った光子の 4 元運動量ベクトルであり、$\hat{\Theta}$ は ZAMO 系で測った光子の衝突角度を表す。$\sigma_{\gamma\gamma}$ は Breit-Wheeler 過程 ($\gamma\gamma \to e^+e^-$) の反応断面積であり、以下のように表される。

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \frac{\pi r_e^2}{\chi^6}\Bigg[(2\chi^4 + 2\chi - 1)\ln\left(\chi + \sqrt{\chi^2 - 1}\right) - \chi(1 + \chi^2)\sqrt{\chi^2 - 1}\Bigg] \quad (4)$$

$$\chi = \sqrt{\frac{k^{\hat{t}}k'^{\hat{t}}(1 - \cos\hat{\Theta})}{2m_e^2c^2}} \quad (5)$$

ここで、r_e は古典電子半径である。ゆえに (2) 式, (3) 式を計算するには、ペア生成が生じる位置における光子の 4 元運動量 k と、その分布関数 $\mathcal{F}$ を与える必要がある。

2.3 Radiation transport

ブラックホール近傍の大規模磁気リコネクションでは、リコネクション電場により電子陽電子が加速され、周囲の磁場から制動を受けることでシンクロトロン放射が生じる。加速される電子の最大ローレンツ因子は輻射による反動力と電場から受ける力の釣り合いで決まっており、以下で表される。

$$\gamma_{e,\max} = \sqrt{\frac{6\pi e\beta_{\rm rec}}{\sigma_T\tilde{B}_{\rm rec}}} \quad (6)$$

ここで、e, σ_T は電気素量とトムソン散乱断面積であり、$\tilde{B}_{\rm rec}$ はリコネクション静止系で測った磁場の大きさである。$\beta_{\rm rec}$ はリコネクション率であり、BH 磁気圏は無衝突プラズマなので $\beta_{\rm rec} = 0.1$ 程度である。これらの電子から放たれる光子の最大エネルギーは、

$$\tilde{E}_{\gamma,\max} = \frac{heB_{\rm rec}\gamma_{e,\max}^2}{2\pi m_e c} = 16\beta_{\rm rec,-1}\ {\rm MeV} \quad (7)$$

となり、$\beta_{\rm rec}$ のみしか依存しないことがわかる。活動銀河核や X 線連星等の BH では、磁気圏の磁化率パラメータと最大ローレンツ因子の関係は $\gamma_{e,\max} < \sigma$ であることから、シンクロトロン放射は fast cooling regime であることがわかる。ゆえに、リコネクション静止系で測るシンクロトロンスペクトルは

$$\tilde{E}_\gamma\tilde{L}_{\tilde{E}_\gamma} = \tilde{L}_{\rm rec}\left(\frac{\tilde{E}_\gamma}{\tilde{E}_{\gamma,\max}}\right)^{1/2} \quad (8)$$

である。ここで、$\tilde{L}_{\rm rec}$ はリコネクション静止系で測った磁場の解放する単位時間あたりのエネルギーである。$\tilde{L}_{\rm rec}$ は BH 磁気圏の磁場の構造を与えることで決まる量であり、マクスウェル方程式を解く必要がある。しかし本稿では、リコネクション領域を one-zone 近似で取り扱い、$\tilde{L}_{\rm rec}$ はパラメータとして与えた結果のみを示す。

分布関数は一般座標変換に対して不変量であるため、任意の座標系で分布関数を定式化できる。ここでは、リコネクション静止系での物理量を使って、リコネクション領域での分布関数 $\tilde{\mathcal{F}}$ を書き下すと

$$\tilde{\mathcal{F}} = F(\tilde{\Omega})\frac{c^2}{4\pi l_{\rm rec}^2 \tilde{E}_\gamma^4}\tilde{L}_{\rm rec}\left(\frac{\tilde{E}_\gamma}{\tilde{E}_{\gamma,\max}}\right)^{1/2} \tag{9}$$

となる。ここで、$l_{\rm rec}$ はリコネクション領域の大きさであり、$F(\tilde{\Omega})$ は非等方性関数である。(本稿では、$F(\tilde{\Omega}) = 1$（等方）である場合のみの結果を示す。)

リコネクション領域から放たれた光子は、Kerr 時空中の測地線に沿って BH 磁気圏内を伝搬する。その際、 BH 磁気圏のプラズマ密度は希薄のためボルツマン方程式の衝突項は無視できる。したがって、光子の分布関数は、曲がった時空中での無衝突ボルツマン方程式に従う。

$$k^\alpha \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x^\alpha} - \Gamma^\alpha_{\nu\lambda} k^\nu k^\lambda \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial k^\alpha} = \frac{d\mathcal{F}}{d\lambda} = 0 \tag{10}$$

ここで、λ はアフィンパラメータである。測地線に沿って分布関数は保存することから、リコネクション領域でのエネルギー $\tilde{E}_\gamma$ とペア生成位置での ZAMO 系が測るエネルギー $\hat{E}_\gamma$ の間の関係式を与えれば、分布関数 (9) 式を用いて (2) 式及び (3) 式を計算できる。$\tilde{E}_\gamma$ と $\hat{E}_\gamma$ には、リコネクション領域の 4 元速度 u^μ を用いて以下の関係

$$\frac{\hat{E}_\gamma}{\tilde{E}_\gamma} = \frac{(-k_\mu n^\mu)_{\rm production}}{(-k_\mu u^\mu)_{\rm reconnection}} \tag{11}$$

があるため、測地線方程式を解くことで、$\tilde{E}_\gamma$ と $\hat{E}_\gamma$ の比が求まる。(11) 式は、重力赤方偏移効果とビーミング効果を含む。

2.4 Numerical method

前節の議論より、測地線方程式を解くことで (2) 式, (3) 式の被積分関数が得られることがわかった。Kerr 時空中の光子の測地線は以下の方程式に従う。

$$\frac{dt}{d\lambda} = 1 + \frac{2r(r^2+a^2) - 2Lar}{\rho^2\Delta} \tag{12}$$

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{2ar + (\rho^2 - 2r)L/\sin^2\theta}{\rho\Delta} \tag{13}$$

$$\frac{dk_r}{d\lambda} = \frac{2r(r^2+a^2) - 2aL - K(r-1) - 2\Delta k_r^2(r-1)}{\Sigma\Delta} \tag{14}$$

$$\frac{dk_\theta}{d\lambda} = \frac{\sin\theta\cos\theta}{\Sigma}\left(\frac{L^2}{\sin^4\theta} - a^2\right) \tag{15}$$

$$\frac{dr}{d\lambda} = \frac{\Delta}{\Sigma}k_r \tag{16}$$

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{k_\theta}{\Sigma} \tag{17}$$

ここで、$K = Q + L^2 + a^2$ であり、L は BH 回転軸方向の角運動量、Q は Carter 定数である。Schwarzschild 時空においては、Carter 定数は全軌道角運動量に対応するが、有限のスピンを持つ Kerr 時空では、一般に Carter 定数は全軌道角運動量に対応しない。

本研究では、$r \in [1.01r_h, 5.5], \theta \in [0, \pi/2], \phi \in [0, 2\pi]$ の磁気圏領域を $25\times20\times60$ のグリッドで分割し、各グリッド毎に ZAMO 系で等方に光子を 3200 個飛ばし、レイ・トレーシングを行うことで (2) 式, (3) 式を求める。本稿では、リコネクション領域を $x = 2.0 \sim 3.5$, $y = -0.75 \sim 0.75$ の長方形を仮定し、$\tilde{L}_{\rm rec} = 10^{42.8}$ erg s^{-1}, $l_{\rm rec} = 1.5r_g$ 及び M87 の BH 質量 ($M_{\rm BH} = 6.5\times10^9 M_\odot$) の結果のみを示す。

3 Results & Discission

本稿では、リコネクション領域の 4 元速度を静的 ($u = \partial_t/\sqrt{-g_{tt}}$) であると仮定し、Monkowski 時空、Schwarzschild 時空、Kerr 時空の 3 つの場合で比較を行う。Kerr 時空でのスピンパラメータは $a = 0.9375$ を用いる。結果は図 2 の通りであり、どの時空でもリコネクション領域近傍 ($x = 2.0 \sim 3.5$) に電子陽電子対プラズマがリコネクション領域近傍に集中することがわかった。これは VLBI 観測で示唆されているジェットの縁が電波で明るい Limb-brightened 構造と整合的である。また Kerr 時空は、他の時空に比べ、ジェット軸付近にペアを生成しやすいことがわかった。これはリコネクションによって生成される光子のほとんどは Carter 定数が有限であるため、一定の軌道面上に制限されない軌道を取り、正面衝突する光子数が増えたためである。このようなジェット

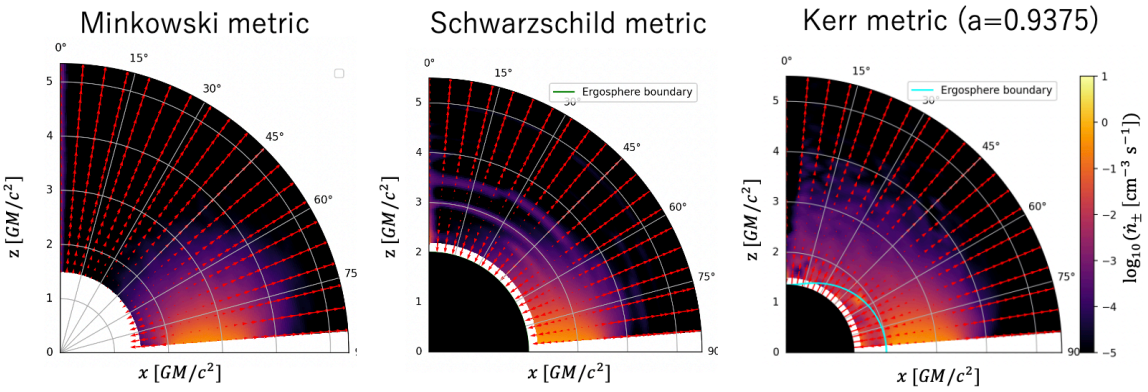


図 2: 磁気リコネクションにより BH 磁気圏へ供給される電子陽電子の x-z 平面内の密度分布を表す。水色の線はエルゴ領域である。カラーマップは供給された電子陽電子の密度を表しており、赤い矢印は動径方向の運動量を表している。

軸付近にプラズマが存在する特徴は、VLBI 観測で示唆されているジェットの spine-sheath 構造を説明できる可能性がある。Kimura et al.(2022) の解析的な見積もりとの比較は図 3 の通りであり、衝突角度を考慮した結果、正面衝突 (Kimura et al) の時に比べて 1 桁程度下がることがわかった。

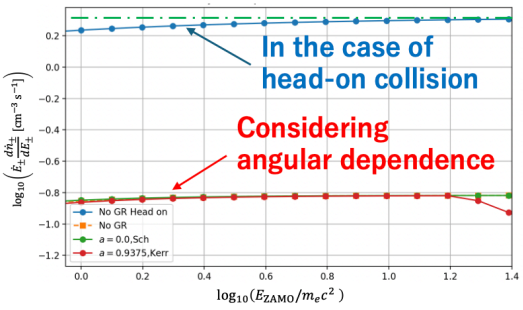


図 3: 正面衝突 (Kimura et al.2022) と衝突角度を考慮した場合の、各振動数における光子のペア生成寄与率 ($r = 2.5, \theta \approx \pi/2, \varphi = 0$ の位置)

リコネクションの継続時間は $T_{\rm dur} = 10 r_g/c\, \beta_{\rm rec,-1}^{-1}$ より、Kerr 時空におけるジェット領域へ供給される電子陽電子対の数は

$$N = \int_0^{T_{\rm dur}} dt \int \dot{n}\sqrt{-g}\, d^3x \approx 10^{50} \qquad (18)$$

である。ゆえに 100 ∼ 1000r_g の位置にあるジェットから放射される電波（43 GHz）の明るさは、1 電子から放射されるシンクロトロン放射強度が $P_{\rm syn} = \sigma_T c \gamma^2 B^2/6\pi \approx .10^{-10}$ erg s^{-1} 程度なので、$L_{j,\rm radio} \approx N P_{\rm syn} \approx 10^{40}$ erg s^{-1} となり M87 ジェットの観測を説明できる。

4 Conclusion

本研究では、レイ・トレーシング法を用いて BH 近傍の大規模磁気リコネクションにより注入される電子陽電子の空間・運動量分布を求めた。その結果、供給されるプラズマは主にリコネクション領域の近傍に集中し、VLBI 観測で示唆される Limb-brightened 構造と整合的であり、電波観測から得られるジェットの明るさも整合的に説明できる。また、Kerr 時空ではジェット軸付近にも電子陽電子対が供給されることが確認され、本理論はこれまで未解明であったジェットの spine-sheath 構造の起源になる可能性がある。講演では、将来の同時多波長観測によって本理論の検証が可能であることを示す。

Reference

Blandford, R. D. & Znajek, R. L. 1977, MNRAS, 179, 433

Narayan et al. 2012, MNRAS, 426, 3241

Ripperda et al. 2022, ApJL, 924, L32

Kimura, S. S. et al. 2022, ApJL, 937, 34

Ivan, Z. & Beloborodov, A. M. 2011, MNRAS, 410, 2302

——index へ戻る

CK-33

多波長モニターおよびスペクトル解析によるブレーザーTON599の変動メカニズム推定

広島大学
赤井　嵩宙

多波長モニターおよびスペクトル解析によるブレーザー TON599 の変動メカニズム推定

赤井 嵩宙 （広島大学大学院 先進理工系科学研究科）
共著者　深澤 泰司　今澤 遼　川端 弘治　中岡 竜也 （広島大学）

Abstract

活動銀河核（AGN）の中でも、相対論的ジェットがほぼ視線方向を向いている天体はブレーザーと呼ばれる。ブレーザーは、赤外線からガンマ線に至る広い波長帯で強い電磁波放射を示し、その時間変動は、ジェット内の衝撃波や磁気リコネクションなどの物理過程によって説明される。これらのモデルでは、ジェット内の磁場構造の変化が放射特性に大きく影響すると考えられており、波長ごとの光度曲線、偏光、スペクトルの時間変化を比較・解析することは、時間変動の起源を明らかにするための重要な手がかりとなる。中でも、可視光とガンマ線のフラックス変動の相関関係は放射領域における磁場や電子密度などの物理環境の影響で複雑な挙動を示すことが知られている。TON 599 は代表的なブレーザーの一つであり、過去にも多波長で激しい光度変動が観測されているだけでなく、ガンマ線と可視光線の複雑な関係性についても指摘されている（Rajput et al. 2023）。

我々は、2023 年頃よりガンマ線をはじめとする多波長で活発な変動を示している TON 599 に対し、Fermi 衛星、Swift 衛星、かなた望遠鏡を用いて赤外線からガンマ線にわたる多波長モニターを実施した。かなたと Fermi による観測から、ガンマ線フレアを伴わない可視光フレアが確認され、その期間では、ガンマ線スペクトルの急激な軟化が見られた。本講演では、多波長の変動の中でもガンマ線と可視光線との関係性に着目し、各期間におけるガンマ線スペクトル解析の結果および、agnpy を用いた広帯域スペクトルのモデルフィッティングの結果を基に、TON 599 の変動を引き起こす要因について考察する。

1 Introduction

活動銀河核（AGN）の中でも、相対論的ジェットが観測者の視線方向にほぼ一致する天体は「ブレーザー」と呼ばれ、宇宙で最も光度が高く、激しい時間変動を示す天体群である。その広帯域にわたる非熱的なスペクトルエネルギー分布（SED）は、シンクロトロン放射による低エネルギー成分と、逆コンプトン散乱による高エネルギー成分からなる二峰構造で特徴づけられ、一般にレプトンモデルで説明される。

この標準的なレプトンモデルは、可視光（シンクロトロン）とガンマ線（逆コンプトン）の放射が同一の相対論的電子集団から生じると仮定するため、両者のフラックス変動に強い相関関係を予測する (e.g., Böttcher 2007)。しかしながら、観測的にはこの相関が崩れ、ガンマ線や可視光の一方のみが増光する「オーファンフレア」が頻繁に報告されている (e.g., Chatterjee et al. 2013; MacDonald et al. 2015)。これらの非相関的な変動は、単純な 1 ゾーンモデルへの挑戦であり、ジェット内部の放射領域の構造や物理過程を解き明かすための重要な手がかりを提供する。

本研究では、代表的な FSRQ 型ブレーザーである TON 599（4C +29.45, z = 0.725）を研究対象とする。この天体は、過去にも可視光からガンマ線に至る広い波長域で顕著なフレア活動が観測されており (e.g., Paliya 2015; Ojha et al. 2021)、多波長変動の相関性を詳細に調査する上で理想的なターゲットである。本稿の目的は、TON 599 の可視光とガンマ線の同時観測データに基づき、両者の相関関係を明らかにすることにある。特に、オーファンフレア期間中のスペクトル変化の挙動に焦点を当てることで、ブレーザーの放射機構とジェットの物理的性質に新たな制約を与えることを目指す。

2 Observations and Analysis

本研究では、ブレーザー Ton 599 に対して、ガンマ線から光赤外線に至る広帯域の観測データを収集し、多波長にわたる変動の特徴を解析した。用いた観測装置は、ガンマ線帯域の *Fermi*-LAT、X 線帯域の *Swift*-XRT、および可視光・近赤外線帯域の広島大学かなた望遠鏡である。

2.1 Fermi-LAT データの解析

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。高エネルギーガンマ線データは、Fermi 衛星搭載の Large Area Telescope (LAT) の観測から取得した。解析には Fermitools (v2.2.0) および Fermipy を使用し、エネルギー範囲 100 MeV – 500 GeV の Pass 8 データを選択した。Ton 599 の位置を中心とする半径 15° の ROI を設定し、4FGL カタログに基づくソースモデルを用いて、1 日または 3 日の時間分解能で標準的な尤度解析を行った。

2.2 ガンマ線スペクトルフィッティング

Ton 599 のガンマ線スペクトルは、2 つの異なる関数でフィッティングを行った。一つは単純な Power Law（PL）であり、もう一つは対数放物線 Log Parabola（LP）である。両者の関数形は以下の通りである。

- Power Law（PL）:

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} \tag{1}$$

ここで、N_0 は規格化定数、E_0 は基準エネルギー、Γ はスペクトルインデックスである。

- Log Parabola（LP）:

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_b}\right)^{-\alpha-\beta\log(E/E_b)} \tag{2}$$

ここで、α は低エネルギー側のインデックス、β は曲率パラメータ、E_b は屈折エネルギーである。

各モデルにおける尤度関数の差 $\Delta\log\mathcal{L}$ に基づいて、より適合度の高いモデルを選定した。さらに、時間ごとのガンマ線フラックスの変動を評価するため、Test Statistic（TS）に基づく TS curve を作成した。TS は以下のように定義される。

$$\mathrm{TS} = 2\,(\log\mathcal{L}_L P - \log\mathcal{L}_P L) \tag{3}$$

ここで、$\mathcal{L}_P L$ は PL モデルの尤度、$\mathcal{L}_L P$ は LP モデルの尤度である。TS 値が 18 以上であれば、検出の有意性が約 4σ に相当するとされる。

2.3 Swift-XRT データの解析

Swift 衛星は、アメリカ・イギリス・イタリアなどの国際協力によって開発された X 線・紫外線・ガンマ線観測衛星である。X 線データは、Swift 衛星搭載の X-Ray Telescope (XRT) の観測から取得した。データ処理には HEASoft (v6.31) を用い、標準的な手順に従ってエネルギースペクトルを抽出した。得られたスペクトルは XSPEC 上で、銀河系による吸収を考慮したべき乗則モデルを用いてフィッティングを行った。

2.4 可視光・近赤外データ：かなた望遠鏡

可視光・近赤外データは、広島大学かなた望遠鏡を用いて取得された。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・クレチアン式望遠鏡である。可視光の R バンド、近赤外の J バンドの観測を中心に、標準星との比較光 photometry によりフラックスを較正した。

2.5 SED モデリング：agnpy を用いた 1 ゾーンレプトンモデル

広帯域スペクトルエネルギー分布（Spectral Energy Distribution, SED）の再現には、Python ベースのライブラリ agnpy を用いて、1 ゾーンレプトンモデルによる理論モデルを構築した。本モデルでは、ジェット中を移動する球状の放射領域（blob）を仮定している。

相対論的電子分布は、以下のようなブロークン・パワーロー関数で与えられる。

$$N_e(\gamma) = \begin{cases} K\gamma^{-p_1} & \gamma_{\min} < \gamma < \gamma_b \\ K\gamma_b^{p_2-p_1}\gamma^{-p_2} & \gamma_b < \gamma < \gamma_{\max} \end{cases} \tag{4}$$

ここで、γ は電子のローレンツ因子、p_1, p_2 はそれぞれ低・高エネルギーのスペクトルインデックス、γ_b はブレイクエネルギーである。

3 Results

Figure 1 に示すのは、2023 年 10 月から 2024 年 8 月にかけて観測された Ton 599 の多波長ライトカーブである。

ガンマ線フラックスは観測期間の終盤（MJD 60450 以降）に顕著な増加を示し、一方で可視光および近赤外線では、観測期間中に 2 度の大きな増光（MJD 60350 頃と 60520 頃）が確認された。

これらの時間変動のパターンに基づき、本研究では全体の観測期間を以下の 4 つの特徴的な期間（Epoch）に分類した。

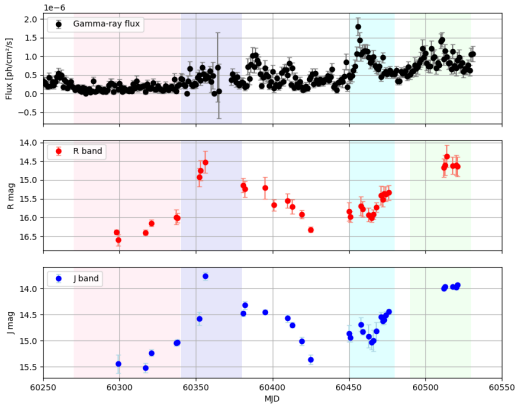


Figure 1: 観測期間における各波長のライトカーブ。上からガンマ線、可視光の R バンド、近赤外の J バンド。4 つの Epoch A、B、C、D の期間をそれぞれピンク色、紫、水色、緑で示している。

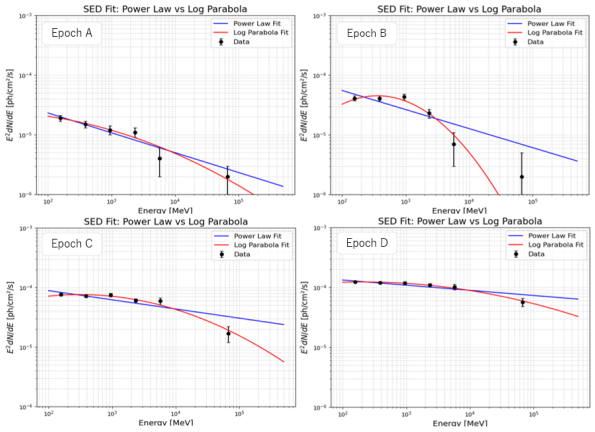


Figure 2: Epoch A から D までのガンマ線のスペクトルと PL モデル、LP モデルのフィッテング結果。青線が PL モデル、赤線が LP モデルを示す。

- **Epoch A**：静穏期。
- **Epoch B**：可視光および近赤外線でのオーファンフレア期。
- **Epoch C**：ガンマ線のオーファンフレア期。
- **Epoch D**：全波長を伴ったフレア期。

Table 1: Epoch ごとのガンマ線スペクトルフィットパラメータ

Epochs	PL		LP			TS_{curve}
	Γ_p	L_{PL}	α	β	L_{LP}	
A	0.311 ± 0.049	71.900	0.311 ± 0.056	0.077 ± 0.066	72.687	1.576
B	0.319 ± 0.046	58.018	0.404 ± 0.083	0.457 ± 0.132	67.464	18.893
C	0.154 ± 0.022	56.819	0.112 ± 0.026	0.110 ± 0.030	66.153	18.669
D	0.086 ± 0.017	61.609	0.069 ± 0.017	0.050 ± 0.019	65.508	7.798

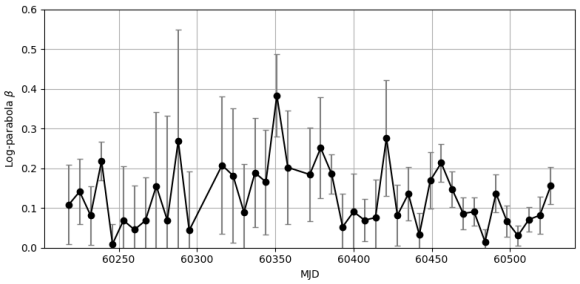


Figure 3: 観測期間中において、7 日間間隔で実施したガンマ線スペクトルの LP モデルフィッティング結果から得られた β 値のライトカーブ。

Figure 2 は、各 Epoch におけるガンマ線スペクトルと、それに対する PL モデルおよび LP モデルによるフィッティング結果を示す。また、Table 1 には、それぞれのモデルにおけるフィットパラメータおよびスペクトル曲率を評価するための尤度指標 TScurve の値をまとめた。

解析の結果、Epoch B においては LP モデルの曲率パラメータ β が最も大きく、4 Epoch の中で最もスペクトルがソフトな状態であることがわかった。一方、Epoch D では PL モデルにおけるスペクトルインデックス Γ が最も小さく、硬いスペクトル（ハードスペクトル）を示した。

4 Discussion

本研究では、1 ゾーン・レプトン放射モデルを用いた広帯域 SED モデリングを通じて、ブレーザー 4C+29.45（TON 599）で観測された特異な放射変動の物理的起源を調査した。Figure 4 に SED モデリングの結果を、Table 2 に各期間のフィットパラメータを示す。

モデリングの結果、ガンマ線フラックスが不変のまま可視光のみが増光した「可視光オーファンフレア」期間において、放射領域の磁場が静穏期の 1.24 G から 1.97 G へと約 1.6 倍に増大し

たことが明らかになった。この磁場の増大は、観測された一連の現象を統一的に説明する鍵となる。まず、シンクロトロン放射の強度は磁場の 2 乗に比例するため、磁場の増大は観測された可視光フラックスの増加を直接的に説明する。

一方で、ガンマ線フラックスが不変であった事実は、シンクロトロン冷却の役割を際立たせる。磁場が増大すると、シンクロトロン冷却の効率は B^2 に比例して急激に高まる（Rybicki & Lightman 1979）。特に、逆コンプトン散乱によるガンマ線を放射する高エネルギー電子ほど、この冷却効果を強く受ける。この冷却によるガンマ線の減光効果が、他の増光効果を相殺したため、ガンマ線全体のフラックスに大きな変動が現れなかったと考えられる。さらに、この冷却効率の増大は、フレア期間中に観測されたガンマ線スペクトルの Log-parabola モデルにおける β 値の増大とも完全に整合的である。高エネルギー電子ほど速やかに冷却されることで、電子のエネルギー分布は高エネルギー側でより強く折れ曲がった形状となる（Kardashev 1962）。この電子分布の変化が、逆コンプトン散乱を通じて、観測されたガンマ線スペクトルの曲率の増大としてそのまま反映されたと解釈できる。

以上の考察から、本研究で観測されたオーファンフレアとそれに伴うガンマ線スペクトルの変化は、放射領域の「場所」の変化ではなく、ジェット内部の「物理状態」、すなわち磁場の増大という単一のイベントによって引き起こされた可能性が極めて高いと結論付けられる。

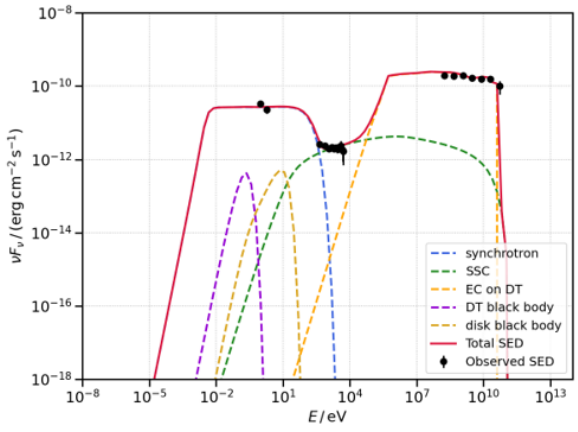


Figure 4: Epoch D の SED フィッテング結果。黒点はデータ点、赤線はトータルのスペクトル、黄色の破線が DT 光子による EC、緑色の破線は SSC、青色の破線は Sync、黄土色の破線は Disc からの BB 放射、紫色の破線は DT による BB 放射を示す。

Table 2: Epoch ごとの SED フィッティングパラメータ

Parameter	Epoch A	Epoch B	Epoch C	Epoch D
$\log_{10} N_0$ [cm^{-3}]	-5.40 ± 0.04	-5.39 ± 0.04	-4.95 ± 0.04	-4.65 ± 0.04
B [G]	1.27 ± 0.05	1.94 ± 0.07	1.37 ± 0.04	1.43 ± 0.06
δ	21.33 ± 0.32	27.23 ± 0.40	29.80 ± 0.35	32.59 ± 0.44

5 Conclusion

本研究では、ブレーザー Ton 599 の多波長観測データに基づき、その放射特性の複雑な時間変動を解析した。特に、可視光のみが増光する「可視光オーファンフレア」期間を特定し、その際、ガンマ線のフラックスは不変のままスペクトルの曲率が有意に増大するという特異な現象を発見した。

広帯域 SED モデリングの結果、この現象は放射領域の磁場が静穏期から約 1.6 倍に増大したことで統一的に説明できることが判明した。磁場の増大がシンクロトロン放射を強めて可視光を増光させる一方、シンクロトロン冷却の急激な効率化がガンマ線フラックスの増大を抑制し、同時にそのスペクトル形状を変化させたと解釈できる。

以上の結果は、ブレーザーにおけるオーファンフレアが、ジェット内部の磁場強度という根源的な物理状態の変化によって駆動され得ることを定量的に示したものである。本研究は、ブレーザージェット内のエネルギー散逸と粒子冷却バランスの理解に重要な知見を与える。

Reference

Rajput et al. 2023 Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 527, Issue 4, pp.11900-11914
Bottcher 2007 M., 2007, ApJ&SS, 309, 95
Chatterjee R., et al. 2013 ApJ, 763, L11
MacDonald N. R., Marscher A. P., Jorstad S. G., Joshi M., 2015, ApJ, 804, 111
Paliya V. S., Sahayanathan S., Stalin C. S., 2015, ApJ, 803, 15
Ojha et al. 2021, ApJ, 896, 95
Rybicki & Lightman 1979, A Wiley-Interscience Publication, New York: Wiley
Kardashev 1962, Soviet Astronomy, Vol. 6, p.317

——index へ戻る

CK-34

IXPE衛星とかなた望遠鏡を用いたブレーザーの多波長同時偏光観測

広島大学
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同時偏光観測

栃原 淑慧 (広島大学大学院 先進理工系科学研究科)
共著者　深沢 泰司, 今澤 遼, 赤井 嵩宙, 水野 恒史, 中岡 竜也 (広島大学)

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。この偏光の観測により、内部の磁場構造を推測することが可能である。2021 年のX線偏光観測衛星 IXPE の打ち上げにより、これまで観測されてきた電波・可視光に加え、X 線の偏光情報も得られるようになった。そこで我々は、IXPE と広島大学の光学赤外線望遠鏡「かなた」を組み合わせた多波長同時偏光観測を実施している。ブレーザーの偏光を多波長観測することにより、波長ごとの放射領域や磁場構造に制限をかけることができる。これまで同時観測を行った 6 天体（Mrk 421, Mrk501, H 1426+428, 1ES 1101-232, 1ES 1959+650, 3C 273）のうち、Mrk 421 について、2024 年 4, 5 月の 2 週間の観測で、X 線と可視光近赤外線で異なる偏光変動が確認された。特に X 線では偏光度の約 3 倍上昇とそれに伴うフラックスの増加、可視光では最大 80 度の偏光方位角の回転が見られた。本講演ではこの結果を議論するとともに、6 天体全ての解析・多波長の比較からの考察を報告する。

1 Introduction

1.1 ブレーザー

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、シンクロトロン放射のピーク周波数によって次の 3 つのクラスに分類される。HSP($\nu > 10^{15}$ Hz), ISP($10^{14} < \nu < 10^{15}$ Hz), LSP($\nu < 10^{14}$ Hz), (それぞれ high-, intermediate-, low-synchrotron peaked source) 。2024 年 4 月から 2025 年 1 月までで同時観測を実施した天体は、Mrk 421, Mrk501, H 1426+428, 1ES 1101-232, 1ES 1959+650, 3C 273 の 6 天体であり、3C 273 が LSP でそれ以外の 5 天体は HSP ブレーザーである。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。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、複数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。

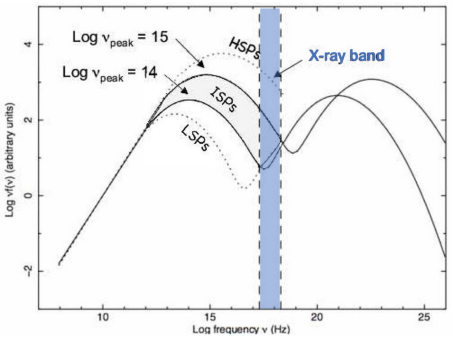


図 1: ブレーザーの SED

1.2 偏光

偏光を記述するパラメータには偏光度と偏光方位角があり、それぞれ磁場の揃い具合と磁場の向きを表す。しかしこれらは両方単純な足し合わせができない。そこでストークスパラメータと呼ばれる物理量 (I, Q, U) で偏光を表す。ここで I は光の強度、Q, U は直線偏光に関するパラメータである。これらを用いると偏光度 P と偏光方位角 θ は次のように表される。

$$PD = \sqrt{\frac{Q^2+U^2}{I}} \quad \theta = \frac{1}{2}tan^{-1}\frac{U}{Q}$$

2 Methods

2.1 IXPE

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 (図 2)。

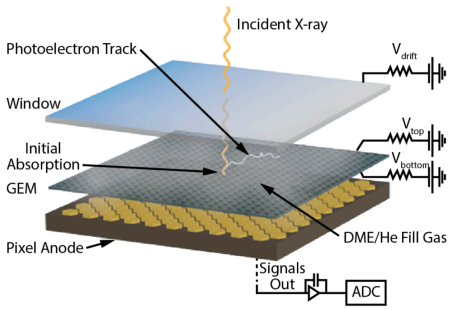


図 2: ガスピクセル検出器

2.2 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、最大 5 度/秒という高い駆動性能を特徴としている。本研究では、望遠鏡のカセグレン焦点に取り付けられている、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。

3 Results

3.1 Mrk 421

Mrk 421 は、最も近く (z=0.030)、X 線のエネルギー帯域で明るい HSP ブレーザーの一つである。IXPE による観測が 2024 年 4 月 28 日から 5 月 13 日まで行われ、かなた望遠鏡での観測は 4/28, 5/9, 5/10, 5/13, 5/14 の 5 晩実施した。IXPE のライトカーブを図 3 に示す。

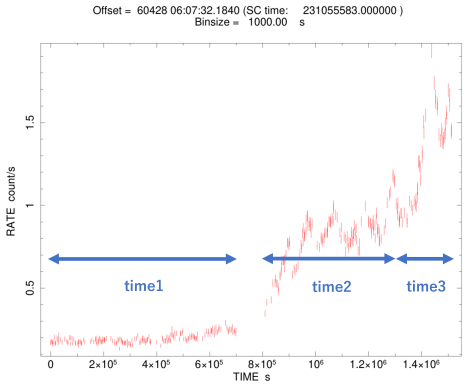


図 3: ライトカーブ

これを見ると観測初期は低いフラックスでほぼ一定だが、後半の観測で急激に flux が上昇していることがわかる。そこで観測期間をフラックスの特徴から、ほぼ一定の time1(MJD 60428 - 60436), 後半の 1 count/s の周りで変動している time2(MJD 60437 - 60443), 急激に上昇している time3(MJD 60443 - 60445) と 3 つの time region に分け、2 通りのアプローチで解析を行なった。XSPEC によるスペクトルフィットと、IXPE の解析ツールである ixpeobssim を用いて計算した結果を表 1 にまとめる。また、それぞれの time1 から 3 の QU プロットを図 4 に示す。可視光近赤外の結果は表 2 にまとめる。

表 1: Mrk 421 解析結果 (X 線)

	time1	time2	time3
PD(XSPEC)	3.4 ± 1.0	8.5 ± 0.6	10.3 ± 0.7
PD(ixpeobssim)	2.6 ± 1.1	6.9 ± 0.6	8.8 ± 0.8
PA(XSPEC)	60.3 ± 8.5	65.1 ± 1.9	75.6 ± 1.9
PA(ixpeobssim)	52.0 ± 12.1	61.4 ± 2.6	75.2 ± 2.5

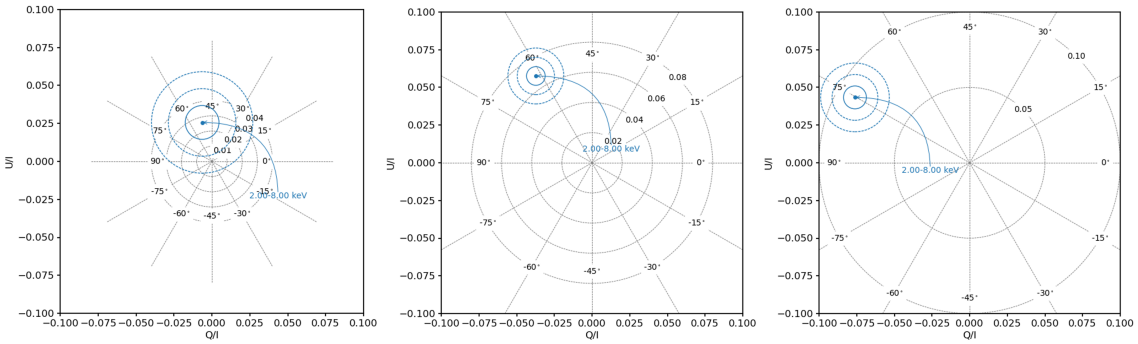


図 4: QU プロット

X 線ではフラックスの増加に伴い、観測期間中、偏光度が約 3 倍上昇したが、可視光では 2.6%から 0.9%、近赤外では 3.4%から 0.36%へとわずかに減少した後にほぼ一定となった。また、偏光方位角については、X 線では 60 - 70 度前後でおおよそ一定であったのに対し、可視光は観測期間の後半で最大 80 度の回転が見られた。

3.2 その他のブレーザー

次に Mrk 421 以外の 5 天体の観測・解析結果 (X 線と可視光) を表 3 に示す。これまで観測した 6 天体には共通して、可視光偏光度よりも X 線偏光度の方が数倍高くなっているという特徴が見られた。

4 Discussion

Mrk 421 の観測・解析結果から、少なくともフラックスの増加に伴い X 線偏光度が上昇したという点は、高エネルギーの粒子が磁場が揃っているような狭い領域で加速されているところが見えていると考えられる。しかし、可視光近赤外で偏光度の変化がほとんど見られていない点への解釈はこれから進めていく必要がある。加えて、近赤外では見られなかった可視の偏光方位角の回転を説明する物理にもまだ議論の余地がある。また、6 天体全ての解析から見られる、高周波数に向かうにつれて偏光度が増加する傾向は energy-stratified shock model を支持していると言える。これは、ジェット中の shock front で高エネルギー粒子が加速されて、時間とともに粒子は下流へ移動、低エネルギー粒子は磁場が乱れている領域に存在するというものである。これらの結果は、Kouch et al.(2024) で述べられているように、IXPE で撮られた過去の HSP ブレーザーの挙動とも一致している。

5 Conclusion & Future Work

本研究では、IXPE とかなた望遠鏡を用いたブレーザーの X 線・可視光近赤外同時偏光観測を実施した。その結果、Mrk 421 について X 線と可視光近赤外について異なる偏光変動を捉えた。また、観測した 6 天体全ての結果から、高周波数に向かうにつれ偏光度が高くなるという結果が得られた。これは、shock front で高エネルギー粒子の加速が起き、下流に向かうにつれエネルギーを失うという energy-stratified shock model を支持する。今後は偏光方位角と jet axis の関係、観測結果と他の粒子加速モデルとの整合性の調査、可視光近赤外の結果については、母銀河の放射による偏光度の減少への補正など、多角的な視点からの考察と詳細な解析を進めていく。

表 2: Mrk 421 観測結果 (可視光近赤外)

dates	PD(Π_{Opt}) (%)	PA(ψ_{Opt}) (deg)	PD(Π_{IR}) (%)	PA(ψ_{IR}) (deg)
2024-04-28 (time1)	2.60 ± 0.04	120.3 ± 0.3	3.44 ± 0.11	124.0 ± 2.1
2024-05-09 (time2)	0.91 ± 0.02	40.4 ± 2.7	0.36 ± 0.20	120.7 ± 11.0
2024-05-10 (time2)	0.53 ± 0.04	105.2 ± 1.5	0.95 ± 0.07	132.1 ± 14.3
2024-05-13 (time3)	0.42 ± 0.06	147.5 ± 4.4	0.72 ± 0.40	153.3 ± 13.5
2024-05-14 (time3)	0.48 ± 0.06	137.6 ± 6.7	0.77 ± 0.16	149.8 ± 4.1

表 3: その他のブレーザー

object	class	PD(Π_X) (%)	PA(ψ_X) (deg)	PA(Π_{Opt}) (%)	PA(ψ_{Opt}) (deg)
Mrk 501(7 月)	HSP	11.8 ± 2.4	-44.8 ± 5.8	2.06 ± 0.04	124.29 ± 0.98
Mrk501(8 月)	HSP	9.5 ± 2.8	-39.5 ± 8.3	0.15 ± 0.07	79.6 ± 8.33
H 1426+428	HSP	15.7 ± 2.6	-63.1 ± 4.7	1.19 ± 0.5	7.08 ± 11.62
1ES 1101-232	HSP	18.6 ± 2.7	9.6 ± 4.2	3.06 ± 1.03	47.91 ± 4.76
1ES1959+650	HSP	7.0 ± 1.0	13.4 ± 4.2	4.54 ± 0.08	160.65 ± 0.52
3C 273	LSP	6.1 ± 2.7	38.3 ± 12.4	0.36 ± 0.07	125.7 ± 12.3

Reference

Kouch, P. M., Liodakis, I., Middei, R., et al. 2024, arXiv:2406.01693. doi:10.48550/arXiv.2406.01693

https://ixpe.msfc.nasa.gov/detectors.html

——index へ戻る

CK-35

硬X線とガンマ線から探るFlat-Spectrum Radio Quasarの宇宙論的進化

大阪大学
ルフォール　シャルル

硬 X 線とガンマ線から探る Flat-Spectrum Radio Quasar の宇宙論的進化

ルフォール　シャルル (大阪大学　大学院理学研究科)
共著者　井上　芳幸 (大阪大学　大学院理学研究科)

Abstract

活動銀河核 (Active Galactic Nuclei: AGN) の中にはほぼ光速で噴き出すプラズマ (ジェット) をもつ種族があり、そのジェットが観測者の視線方向に向いているものをブレーザーと呼ぶ。その中でも Flat-Spectrum Radio Quasar (FSRQ) 種族は、硬 X 線とガンマ線で明るく輝き、遠方宇宙を探る手がかりともなる。しかし、硬X線とガンマ線の観測データに基づく独立な研究は、異なる数密度進化の様相を示唆していた。本研究では、Swift 衛星による硬 X 線、Fermi 衛星によるガンマ線における最新観測データを統合し、FSRQ の宇宙論的進化の統一的な描像の解明を目指す。本研究では、まずこれらの FSRQ サンプルとブレーザーの経験的放射モデルに基づき、硬 X 線とガンマ線の間の光度に強い相関（相関係数 $r > 0.7$）があることを確立した。さらに、FSRQ サンプルに基づき、光子指数・赤方偏移・光度分布を導出し、さらに累積数分布を導出した。これらの結果に基づくと、硬 X 線とガンマ線の両波長帯で観測された FSRQ の累積数分布に大きな違いは見受けられないことがわかった。将来的には検出器補正を考慮に入れ光度関数を構築することで、FSRQ の宇宙論的な数密度進化と光度進化を定量的に明らかにする。

1 Introduction

AGN は、銀河中心部の極めて狭い領域に位置しながら、銀河全体の明るさを凌駕する強力な電磁波を放射する天体である。この現象を持つ銀河は活動銀河と呼ばれ、AGN から放射される電磁波は、電波から X 線、場合によってはガンマ線までの広い波長域にわたる。

1.1 活動銀河核の分類

AGN の分類は、スペクトル特性、放射エネルギー、電波強度、高速ジェットの有無などに基づいて行われる。以下はその主な分類方法と特徴である。まず、AGN の中でも可視光と電波の比を考えた時に電波域が暗いものはセイファート銀河と呼ばれる。セイファート銀河は可視光域に半値幅が 1000 km/s 以上の幅の広い輝線がある場合と無い場合によってセイファート I 型とセイファート II 型に分けることができ、前者が I 型、後者が II 型である。観測的には輝線の幅の大小によって分類される。そして、それに対して電波域が明るいものは電波銀河と呼ばれて、円盤の軸方向に電波ジェットを放射している。また、このジェットが地球の方向に向いているものがブレーザーに分類される。また、ブレーザーの中で可視光域の全ての輝線の幅が 5 Å 以上であるものが FSRQ であり、そうでないものが BL Lac に分類される。

1.2 ブレーザーの宇宙論的進化

ブレーザーの進化過程は未だ謎が多い。ブレーザーの進化過程を解明する一つの手がかりとして、ブレーザーの赤方偏移に対する数密度分布を理解することが重要である。数密度分布を理解するとブレーザーが遠方または近傍のどちらに多く分布しているかが分かる。ブレーザーの宇宙論的進化については過去にも研究が行われている。Ajello et al. (2009) では Swift 衛星の 22 ヶ月間の観測期間のデータを用いた X 線 FSRQ 26 天体の解析が、Ajello et al. (2012) では Fermi 衛星の 1 年間の観測期間のデータを用いたガンマ線 FSRQ 186 天体の解析が行われている。それぞれの宇宙論的進化は、図 1 にあるように X 線 FSRQ サンプルは $z = 4$ 付近に密度ピークを持っているのに対し、ガンマ線 FSRQ サンプルは $z = 1-2$ で密度ピークを持っている。すなわち、これらの研究では同じ種族の天体をサンプルにしているのにも

関わらず、両者の宇宙論的進化に違いが生じていると考えられる。

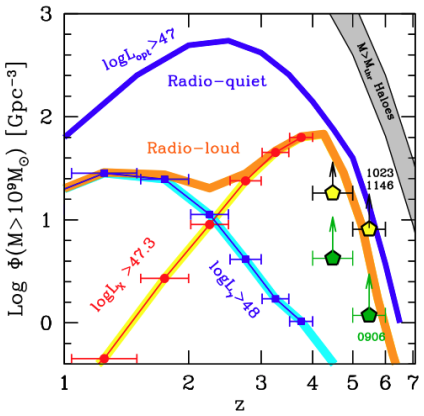


図 1: 超大質量ブラックホール ($M_{BH} > 10^9 M_\odot$) を持つ AGN の数密度の赤方偏移進化。青色の点および線は、Fermi 衛星によるガンマ線 FSRQ の光度関数から導かれた数密度分布 (Ajello et al. 2012) を示す。赤色の点及び黄色の線は Swift 衛星による X 線 FSRQ の光度関数から導かれた数密度分布 (Ajello et al. 2009) を示す。Sbarrato et al. (2014) から引用。

一方で、この研究では X 線 FSRQ のサンプル数が 26 個に対し、ガンマ線 FSRQ は 186 個と約 1/7 程度しかないため、天体数の少なさによる不定性が X 線とガンマ線の結果のずれを生じさせた一因とも考えられる。

そこで本研究では、Swift 衛星の 157 ヶ月の観測データカタログと Fermi 衛星の 12 年間の観測データカタログを用い、それぞれで観測された FSRQ 天体の赤方偏移・光度分布および累積数分布を比較する。また、同一の FSRQ 天体が各波長帯で示す光度の関係を導き出すことで、将来的に両方の宇宙論的進化を直接比較できるようにすることを目指す。

2 Methods

今回 X 線での FSRQ 観測データとしては Swift 衛星 157 ヶ月間の観測カタログを使用した。ガンマ線での FSRQ 観測データとしては Fermi 衛星 12 年間の観測カタログを使用した。それぞれの詳細については以下のとおりである。

2.1 Swift-BAT 157m catalogue

Swift 衛星の Burst Alert Telescope (BAT) による全天硬 X 線サーベイの結果として、Swift BAT 157 か月カタログが公開されている (Lien et al. 2025)。このカタログは、Swift 衛星の運用開始から 157 か月間にわたる観測データを基に構築されたものであり、硬 X 線（14 – 195 keV）領域での天体情報を網羅した総合的な資料である。

2.2 Fermi-LAT 4LAC-DR3

Fermi Large Area Telescope (LAT) は、高エネルギーガンマ線（20 MeV から 300 GeV 以上）の観測を目的として設計された装置であり、AGN をはじめとする様々な高エネルギー天体の研究に貢献している。この LAT による観測データを基に構築された第 4 版カタログ (Ajello et al. 2020) は、8 年間の観測データを使用し、2863 個の AGN を収録している。

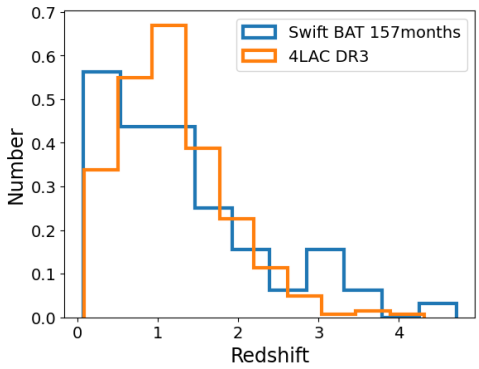
3 Results

3.1 赤方偏移・光度分布

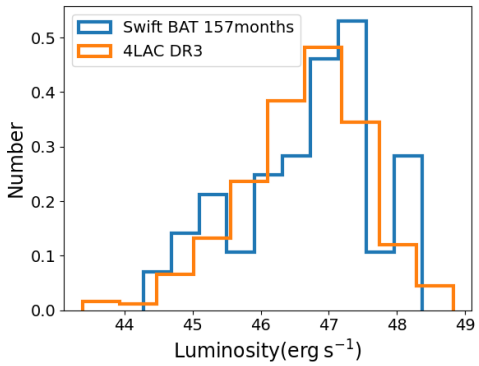
Swift BAT 157m catalogue から得られた FSRQ 69 天体と 4LAC DR3 から得られた FSRQ 335 天体から赤方偏移 (a)・光度分布 (b) を導出した。以下の図 2 は両カタログで得られた赤方偏移・光度分布を比較したものである。ここでは青色の線が X 線の FSRQ のサンプルを、オレンジ色の線がガンマ線 FSRQ のサンプルを表している。ここで、赤方偏移分布では Swift 衛星の方が高赤方偏移の天体まで観測できていることがわかる。これは逆コンプトン散乱による放射の光度ピークが赤方偏移によって Swift 衛星の観測域（14 keV–195 keV）にずれてくることで、より明るく遠い天体が観測されているためだと考えられる。

3.2 累積数分布

天体の空間分布や宇宙論的進化の傾向を読み取るために累積数分布を作成する。累積数分布は、ある閾値以上のフラックスを持つ天体の累積個数 $N(> S)$ を、フラックス S に対してプロットしたものである。

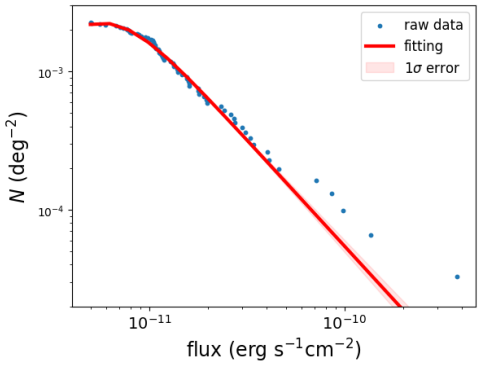


(a)

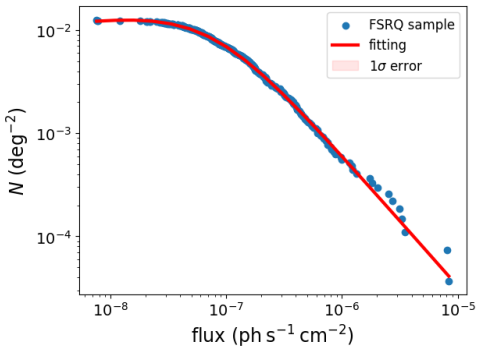


(b)

図 2: 両観測器の赤方偏移分布（a）と光度分布（b）の比較



(a)



(b)

図 3: Swift の FSRQ サンプルの累積数分布（a）と Fermi の FSRQ サンプルの累積数分布（b）。青点はサンプルのデータ点、赤線はこのデータ点をフィットした曲線である。

理想的に、もし天体が宇宙全体に一様に分布していて宇宙論的進化がない場合、累積数プロット上では傾きが -1.5 の直線になる。この -1.5 を基準として、実際の FSRQ の累積数分布の傾きがどのように異なるかを見ることで、天体の空間分布や宇宙論的進化の傾向を読み取ることができる。

累積数分布図を作成するには、観測された天体をその明るさ順に並べ直し、その数を数えていきプロットすればよい。ここで図 3 の青点がサンプルのデータ、赤線がこのデータをフィットした曲線である。フィットの式は以下のような broken power-law である。

$$N = c\left\{\left(\frac{x}{x_b}\right)^{a} + \left(\frac{x}{x_b}\right)^{b}\right\}^{-1} \tag{1}$$

この分布について、フィット曲線の明るい方の傾きが Swift が -1.54 ± 0.07 と Fermi が -1.27 ± 0.01 となる。これは X 線で観測された FSRQ が宇宙全体に分布していることを示唆する。

3.3 両波長帯の光度の比較

今後、X 線とガンマ線の FSRQ の宇宙論的進化を統合的に議論するためには、まず X 線で観測される光度 L_X とガンマ線で観測される光度 L_γ の関係を知る必要がある。Tsuji et al. (2021) では Swift 衛星の 105 ヶ月間の観測データのカタログと Fermi 衛星の 10 年間の観測データのカタログを比較することで、両カタログでの同じ天体を割り出した。このカタログでは Swift 衛星と Fermi 衛星の両方のカタログで FSRQ とクラス分けされた天体は 50 個であった。その天体の両観測器で観測されたフラックスから光度を比較したものが図 4 である。

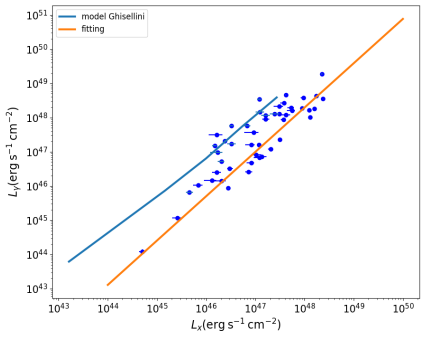


図 4: X 線での光度 L_X とガンマ線での光度 L_γ の比較図。青点はサンプルのデータ点、オレンジ色の線はこのデータのフィット曲線であり、青線は Ghisellini et al. (2017) から計算したそれぞれの光度である。

この結果から回帰直線を導出すれば L_γ と L_X の変換式として用いることができる。その変換式は以下のようになった。

$$L_\gamma = 0.992 \pm 0.291 \times \left(\frac{L_X}{10^{47}}\right)^{1.295\pm0.117} \quad (2)$$

また図 4 の青線は図 5 の FSRQ のスペクトルモデル (Ghisellini et al. 2017) から計算した L_γ と L_X の関係である。

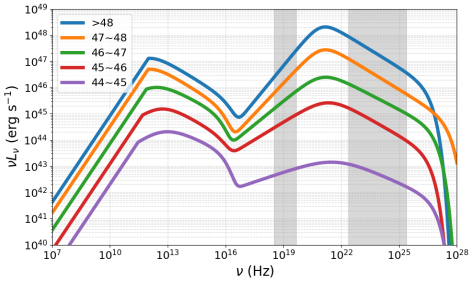


図 5: Ghisellini の FSRQ のスペクトルモデル Ghisellini et al. (2017)。ここでは FSRQ の各光度ビンでの平均的なスペクトルを表している。グラフ中の灰色の範囲は左から Swift 衛星の観測域と Fermi 衛星の観測域である。

4 Discussion & Coclusion

今回の累積数分布から X 線の FSRQ は先行研究で得られた結果ほど遠方に存在しているのではなく、ガンマ線のものと近いことが示唆された。これにより、先行研究で導かれた X 線光度関数モデルに基づく赤方偏移分布（ピークが遠方の z=4 付近とされるもの）は誤りである可能性がある。

今後の展望としては、まず検出器補正を十分に考慮した精緻な光度関数の構築に取り組んでいく。本研究では、両観測器で観測される同一の FSRQ 天体の X 線での光度とガンマ線での光度には相関があることが認められた。これをもとに将来、X 線とガンマ線それぞれの光度関数を比較することで最適な光度関数モデルを構築していきたいと考えている。

Reference

Ajello, M., Costamante, L., Sambruna, R. M., Gehrels, N., Chiang, J., Rau, A., Escala, A., Greiner, J., Tueller, J., Wall, J. V., Mushotzky, R. F., 2009, ApJ

Ajello, M., Shaw, M. S., Romani, R. W., Dermer, C. D., Costamante, L., King, O. G., Max-Moerbeck, W., Readhead, A., Reimer, A., Richards, J. L., Stevenson, M., 2012, ApJ

Lien, A. Y., Krimm, H., Markwardt, C., Oh, K., Marcotulli, L., Mushotzky, R., Collins, N. R., Barthelmy, S., Baumgartner, W. H., Cenko, S. B., Koss, M., Laha, S., Sakamoto, T., Palmer, D., Parsotan, T., 2025, arXiv e-prints

Tsuji, N., Yoneda, H., Inoue, Y., Aramaki, T., Karagiorgi, G., Mukherjee, R., Odaka, H., 2021, ApJ

Ghisellini, G., Righi, C., Costamante, L., Tavecchio, F., 2017, MNRAS

Toda, K., Fukazawa, Y., Inoue, Y., 2020, ApJ

Sbarrato, T., Ghisellini, G., Tagliaferri, G., Foschini, L., Nardini, M., Tavecchio, F., Gehrels, N., 2015, MNRAS

Ajello, M., Angioni, R., Axelsson, M. et al., 2020, ApJ

——index へ戻る

CP-01

重力崩壊型超新星における Sc,Ti,V の合成による爆発メカニズムへの制約

総合研究大学院大学
播田實　りょう太

重力崩壊型超新星における Sc,Ti,V の合成による爆発メカニズムへの制約

播田實 りょう太 (総合研究大学院大学 先端学術院)
冨永 望 (国立天文台), 滝脇 知也 (国立天文台), 吉田 敬 (京都大学), 梅田 秀之 (東京大学)

Abstract

重力崩壊型超新星は長年研究されている一方で, その爆発メカニズムは未だ完全には理解されていない。超新星に伴う爆発的元素合成は中心付近で生じるので, 爆発の結果合成された元素には爆発メカニズムの痕跡が残る。そのため, 我々は爆発メカニズムの理解を目指し元素合成に着目した。金属欠乏星の元素組成は, 宇宙初期の超新星による元素合成の結果を反映するため, 元素合成計算はその元素組成を再現する必要がある。近年の観測により, 金属欠乏星における [(Sc,Ti,V)/Fe] には相関があることが明らかとなった。一方で, 従来の元素合成計算は, 金属欠乏星における Sc,Ti,V の存在量を現実的な設定のもとで同時に再現することができていない。そこで, 我々はまず温度, 密度, ニュートリノフラックスなどの物理量を任意のパラメータとして元素合成計算を行い, 金属欠乏星における Sc,Ti,V の存在量を再現するために必要な物理条件を特定した。調べたパラメータ範囲で密度の影響はほぼ見られず, ニュートリノの総量と温度が重要であることが明らかとなった。次に, 特定したそれらの物理条件が実際の爆発計算で実現するか, 多次元のニュートリノ輻射流体計算と比較することにより調べた。その結果, 特定した物理条件は今回計算したどのモデルにおいても実現されていなかったものの, 回転している親星では爆発の際, 最高温度が低温の物質が受けるニュートリノ照射量の分散が大きくなり, 必要な条件に近づく物質があることが明らかとなった。

1 Introduction

重力崩壊型超新星 (以下, 超新星) は大質量星 ($M \geq 8M_{\odot}$) が一生の最期に起こす爆発現象である。爆発の際, 衝撃波後方では高温, 高密度になるため爆発的元素合成が生じる (Hoyle, 1954)。このように合成された元素は超新星により宇宙空間に放出され, 星間ガスと混ざり次世代の星へと引き継がれる。

超新星の爆発メカニズムとして, ニュートリノ加熱メカニズム (Bethe & Wilson, 1985) が有力視されている。これは, 重力崩壊後のコア反跳によって生じた衝撃波は外側から降着する物質のラム圧力により停滞するが, 重力崩壊後に生じた原子中性子星表面からのニュートリノが衝撃波背面の物質を加熱して衝撃波が復活し爆発に至るというメカニズムである。多次元の爆発計算では, 対流や定在衝撃波降着不安定 (SASI) などの流体不安定により加熱効率が上がることで衝撃波が復活し, 爆発に成功するモデルが多数報告されている (e.g., Nakamura et al., 2024; Takiwaki et al., 2012)。

爆発の定性的な再現が可能となってきた一方で, 爆発に成功するモデルでさえ観測的に得られている爆発エネルギーを再現できておらず, 定量的な再現には至っていない。近年の超新星探査によると, 典型的な超新星の爆発エネルギーは 0.6×10^{51} erg $= 0.6$ B 程度であることが明らかとなっている (Martinez et al., 2022)。それに対し, 多次元の爆発シミュレーションの多くは ~ 0.1 B 程度で観測を数倍下回っている。一部の長時間爆発計算では 1 B を超えるモデルも報告されている (e.g. Burrows et al., 2024) が, 爆発に有利な核物質の状態方程式を用いていたり, 数値的な手法の問題により強められていたりするのではないかと考えられている。この観測とシミュレーションの差異は爆発メカニズムの理解が発展途上であることを意味している。

超新星の元素合成を観測的に調べる方法の一つに, 金属欠乏星の観測がある。金属欠乏星は, 始原的ガスと宇宙初期の超新星によって合成された元素が混ざったガスから誕生した低金属量の恒星であるから, 超新星の元素合成計算はその組成を再現する必要がある。近年の観測からは, 金属欠乏星における [Sc/Fe],

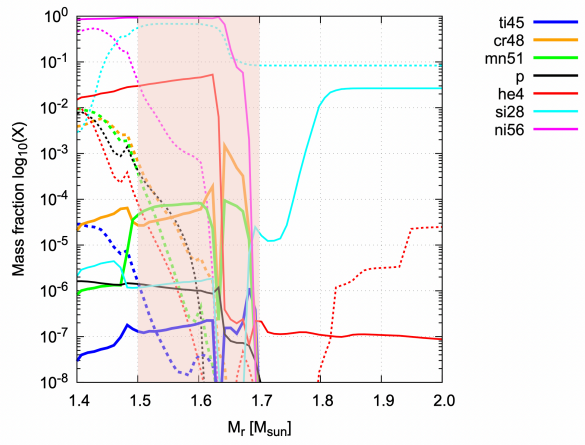


図 1: 縦軸と横軸は順に質量分率と質量座標。点線は $13N_\odot$, $Z = 0$ の親星の化学組成, 実線は 1 B の爆発エネルギーを仮定した 1 次元の爆発モデルを用いたときの元素合成後の元素分布 (Tominaga et al., 2007) を表す。線の色と核種の対応は図に記載の通り。薄桃色の領域は今回用いる組成。

[Ti/Fe], [V/Fe][1]の間に正の相関があることが明らかとなっている (Sneden et al., 2016)。しかし, これまでの元素合成計算では相関関係も個々の組成も再現できていない。特に Sc が不足していて, ν-process (e.g. Yoshida et al., 2008) や高エントロピー環境 (e.g. Maeda & Nomoto, 2003) で改善することが知られているが, 現実的な設定では観測を再現できていない。

そこで, 本研究では, 金属欠乏星におけるこれらの 3 つの元素組成比を同時に再現するためのローカルな物理条件を導き, それらの条件の実現可能性を多次元の爆発シミュレーションにより調べた。

2 Models and Methods

2.1 Model

初期組成として, Umeda et al. (2000) の $13M_\odot$, $Z = 0$ の組成を用いた。Sc, Ti, V は不完全 Si 燃焼でそれぞれ主に ^{45}Ti, ^{48}Cr, ^{51}Mn として合成され, この親星を用いた元素合成計算によると不完全 Si 燃焼は $1.5M_\odot \leq M_r \leq 1.7M_\odot$ で生じるので (Tominaga et al., 2007), この範囲について元素合成計算を行った。最終的な組成比は, 質量分率をその質量範囲で積分して計算した。

[1] $[\mathrm{X/Y}] = \log(N_\mathrm{X}/N_\mathrm{Y}) - \log(N_\mathrm{X}/N_\mathrm{Y})_\odot$, ここで $N_\mathrm{X}, N_\mathrm{Y}$ は X, Y の存在量を表す。

Sc, Ti, V の組成比を再現する物理条件を特定するために, 温度 T, 密度 ρ, ニュートリノフラックス F_ν, 元素合成時間 t_nuc をそれぞれ独立なパラメータとして計算中は一定とした。これらのパラメータの範囲と刻み幅は表 1 のように設定した。

ニュートリノに関しては Yoshida et al. (2008) と同様の設定とした。ただし, ニュートリノフラックスは一定としているため, 全ニュートリノ照射量 σ_ν は $\sigma_\nu = F_\nu \cdot t_\mathrm{nuc}$ で定義される。

核反応ネットワークには n から ^{121}Pd までの 809 核種を用い, 熱核反応率は JINA REACLIB (Cyburt et al., 2010), β 崩壊と電子捕獲反応率は Fuller et al. (1985); Oda et al. (1994) の値を用いた。

表 1: 元素合成のパラメータ設定

	パラメータ範囲	刻み幅
T [GK]	$1 - 7$	0.1
ρ [g/cm^3]	$10^5 - 10^8$	$\times 10$
F_ν [erg/(cm^{2}s)]	$2.65 \times 10^{31} - 2.65 \times 10^{37}$	$\times 10$
t_nuc [s]	$10^{-3} - 1$	-

2.2 Observational Data

比較する金属欠乏星の観測データとして, SAGA (Stellar Abundances for Galactic Archaeology) データベース (Suda et al., 2017) の, [Fe/H]≤ -2 の金属欠乏星 305 天体を用いた。ここで, 組成比の値が疑わしいものや上限値だけが与えられているものは除いた。各天体は [Sc/Ti]-[V/Ti] 平面上で誤差分の広がりを持ったガウス分布であるとして, それらを全ての観測点について足し合わせ, 各グリッドにおける “体積” を計算し, その体積で色付けすると図 2 の背景のようになる。等高線は内側から順に 50%, 90%, 99% を表していて, 90%以内のモデルを観測を再現するモデルとして扱う。

2.3 Explosion and Tracer Method

Heger & Woosley (2010) の $20M_\odot$, $Z = 0$ の親星モデルを用い, 計算コード `3DnSNe`(Takiwaki et al., 2016) により 2 次元の爆発計算を行った。回転の有無で分けた 2 モデルを計算し, 回転については Kotake et al. (2004) の shell-type の回転 $\Omega = \frac{\Omega_0}{1+(r/R_0)^2}$ を仮

定した。ここで, $R_0 = 10^8$ cm と $\Omega_0 = 0.5$ rad/s は, カットオフ半径とコアの初期回転角速度である。

粒子の運動は, Sieverding et al. (2023b) の forward method を用いて post-process で追跡した。$t = 0$ s で各メッシュに 1 粒子ずつ配置し, その後の運動および温度密度の時間進化および総ニュートリノ照射量を計算することで特定した物理条件との比較を行った。

3 Results

3.1 Nucleosynthesis Calculation

元素合成計算の結果を図 2 にまとめた。一番左の列はニュートリノなしの場合を表す。それらのモデルは低温 ($T \leq 2$ GK) では Sc が不足し, 高温 ($T \geq 5$ GK) では V が過剰となり, 観測を再現しない。いくつかのモデルは $T \sim 3$ GK で 90%の等高線の内側にあるが温度変化に敏感で, ファインチューニングなしに再現することは難しく, ニュートリノなしでは観測の再現は困難である。それに対し, ニュートリノを考慮した場合が右の 3 列で, [Sc/Ti] はニュートリノ照射量が増えるほど大きくなる。ニュートリノフラックスと元素合成時間が $(F_\nu, t_{\rm nuc}) = (2.65 \times 10^{35}, 1), (2.65 \times 10^{36}, 0.1), (2.65 \times 10^{37}, 0.01)$ の場合, 温度範囲は 2 GK $\leq T \leq$ 3.5 GK で観測を再現している。これは, 金属欠乏星の [(Sc, V)/Ti] を再現するにはこの温度範囲の物質が $\sigma_\nu \sim 10^{35}$ erg/cm^2 となる必要があることを意味している。

3.2 Feasibility of The Conditions

2 次元の爆発計算の結果, どちらのモデルも爆発に成功し, 粒子の軌道と熱進化を追跡した結果が図 3 である。回転なしのモデルでは, 温度条件を満たす粒子はニュートリノ照射量が不足し, ニュートリノ照射量が十分な粒子は温度が上がりすぎてしまうことが示されている。一方で, 回転を考慮したモデルでは, 条件を満たす粒子は存在しないものの, 回転なしのモデルに比べてピーク温度が低温の粒子が受けるニュートリノ照射量の分散が大きくなっている。それにより必要な条件に近づいている。このような粒子の軌道および温度密度の時間発展から, 非単調な進化を経験している, つまり乱流運動に巻き込まれていることが明らかとなった。

4 Discussion and Conclusion

原子中性子星の典型的なニュートリノ光度 $L_\nu \sim 10^{52}$ erg/s を仮定すると, ニュートリノ照射量の条

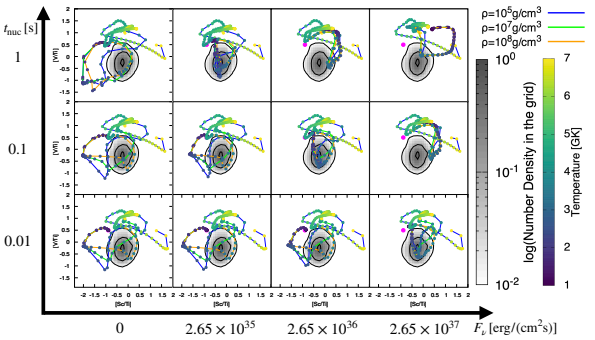


図 2: 横軸はニュートリノフラックスで縦軸は元素合成時間。右上のパネルほどニュートリノ照射量が大きい。各パネルにおいて, 横軸は [Sc/Ti], 縦軸は [V/Ti] を示し, 各点はあるニュートリノ照射量の場合のある温度密度のモデルを表す。同じ密度のモデルが線で結ばれていて, 線の色は密度, 点の色は温度に対応している。マゼンタの点は親星の初期組成比。

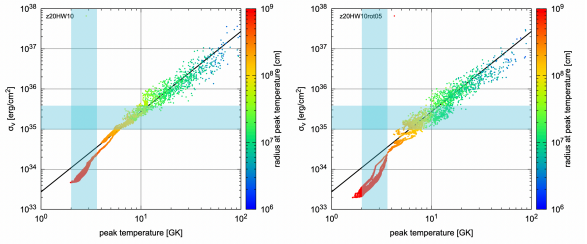


図 3: 左が回転なしの場合, 右が回転ありの場合。横軸はピーク温度, 縦軸が総ニュートリノ照射量を表す。各点はイジェクタ粒子, 点の色はピーク温度となる時の半径。水色の帯は今回特定した物理条件で, 黒線は $\sigma_\nu = 10^{33} T_{\rm peak}^2$ を表す。

件は, 粒子が $r \sim 10^7$ cm を 0.01 s 程度漂うか, $r \sim 10^8$ cm を 1 s 程度漂うことで満たされる。そのような粒子が経験する温度が 2.0 – 3.5 GK であればよい。

1 次元のモデルでは, 衝撃波が通過した領域は放射が支配的なので半径と最高温度は爆発エネルギーと $r \simeq 3.16 \times 10^9 (E_{\rm exp}/1\ {\rm B})^{1/3} T_9^{4/3}$ cm の関係がある。エネルギーの典型値 0.6 B を用いると $T = 3.0$ GK となるのはおよそ $r \simeq 11.5 \times 10^9$ cm で, F_ν が小さくニュートリノ照射量の条件は満たされない。実際, ニュートリノ込みの元素合成を計算した Yoshida et al. (2008) では, 典型的なニュートリノの総エネルギーを仮定した場合には Sc が不足している。

Sieverding et al. (2023a) では, 長時間の 3D 爆発

計算に基づいた元素合成計算が行われ, イジェクタ粒子の一部は非単調な温度密度進化を経験することが示されている。これは, それらの粒子は数秒スケールの乱流運動を経験することを意味している。その際, 温度は 2 GK 程度, 半径は $\sim 10^8$ cm となっているため, 今回特定した条件を満たし得る。この爆発計算で用いられた親星モデルは, 爆発前の O の殻燃焼と, O 層-Ne 層の混合合体の結果, 非球対称な構造となっている (Yadav et al., 2020)。このことは, 親星構造の非球対称性はコア反跳後の数秒間の乱流構造の起源であることを示唆しており, さらにその結果生じる非単調な熱進化は元素合成においても重要で, 金属欠乏星の Sc, Ti, V 組成比を再現する鍵であると考えられる。

本研究では, 超新星における元素合成計算を行い金属欠乏星の Sc, Ti, V 組成比を再現するための物理条件を特定し, 爆発計算での実現可能性を調べた。その結果, ニュートリノ照射量と温度の条件, $\sigma_\nu \sim 10^{35}$ ergs/cm^2, $2 - 3.5$ GK を得た。2 次元の爆発計算ではそれらの条件は実現していなかったが, 回転ありのモデルではニュートリノ照射量が改善し条件に近づいた。最近の長時間 3 次元爆発計算は初期の非球対称性が爆発後の数秒スケールの乱流構造を引き起こすことを示唆しており, 回転によって初期構造が非球対称となり一部の粒子が $r \sim 10^8$ cm 付近を長時間漂うようになったことがニュートリノ照射量が改善した理由と考えられる。

今後は本研究で導いた条件との整合性の確認や観測との比較のために, 異なる親星モデルあるいは初期条件を用いた長時間の多次元爆発計算や, それらの爆発計算に基づいた元素合成計算が必要である。

Reference

Bethe, H. A., & Wilson, J. R. 1985, The Astrophysical Journal, 295, 28, doi: 10.1086/163343

Burrows, A., Wang, T., & Vartanyan, D. 2024, The Astrophysical Journal Letters, 964, L16, doi: 10.3847/2041-8213/ad319e

Cyburt, R. H., Amthor, A. M., Ferguson, R., et al. 2010, The Astrophysical Journal Supplement Series, 189, 240, doi: 10.1088/0067-0049/189/1/240

Fuller, G. M., Fowler, W. A., & Newman, M. J. 1985, The Astrophysical Journal, 293, 1, doi: 10.1086/163208

Heger, A., & Woosley, S. E. 2010, The Astrophysical Journal, 724, 341, doi: 10.1088/0004-637X/724/1/341

Hoyle, F. 1954, Astrophysical Journal Supplement, 1, 121, doi: 10.1086/190005

Kotake, K., Yamada, S., Sato, K., et al. 2004, Phys. Rev. D, 69, 124004, doi: 10.1103/PhysRevD.69.124004

Maeda, K., & Nomoto, K. 2003, The Astrophysical Journal, 598, 1163, doi: 10.1086/378948

Martinez, L., Bersten, M. C., Anderson, J. P., et al. 2022, A&A, 660, A41, doi: 10.1051/0004-6361/202142076

Nakamura, K., Takiwaki, T., Matsumoto, J., & Kotake, K. 2024, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 536, 280

Oda, T., Hino, M., Muto, K., Takahara, M., & Sato, K. 1994, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 56, 231, doi: https://doi.org/10.1006/adnd.1994.1007

Sieverding, A., Kresse, D., & Janka, H.-T. 2023a, The Astrophysical Journal Letters, 957, L25, doi: 10.3847/2041-8213/ad045b

Sieverding, A., Waldrop, P. G., Harris, J. A., et al. 2023b, The Astrophysical Journal, 950, 34, doi: 10.3847/1538-4357/acc8d1

Sneden, C., Cowan, J. J., Kobayashi, C., et al. 2016, The Astrophysical Journal, 817, 53, doi: 10.3847/0004-637X/817/1/53

Suda, T., Hidaka, J., Aoki, W., et al. 2017, Publications of the Astronomical Society of Japan, 69, 76, doi: 10.1093/pasj/psx059

Takiwaki, T., Kotake, K., & Suwa, Y. 2012, The Astrophysical Journal, 749, 98, doi: 10.1088/0004-637X/749/2/98

—. 2016, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, 461, L112, doi: 10.1093/mnrasl/slw105

Tominaga, N., Umeda, H., & Nomoto, K. 2007, The Astrophysical Journal, 660, 516, doi: 10.1086/513063

Umeda, H., Nomoto, K., & Nakamura, T. 2000, in The First Stars, ed. A. Weiss, T. G. Abel, & V. Hill (Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg), 150–173

Yadav, N., Müller, B., Janka, H. T., Melson, T., & Heger, A. 2020, The Astrophysical Journal, 890, 94, doi: 10.3847/1538-4357/ab66bb

Yoshida, T., Umeda, H., & Nomoto, K. 2008, The Astrophysical Journal, 672, 1043, doi: 10.1086/523833

——index へ戻る

CP-02

Refining Parameters and Assessing Predictive Capability in Müller’s 1D CCSN Model

東京大学
呉　雨欣

Refining Parameters and Assessing Predictive Capability in Müller ' s 1D CCSN Model

Yuxin Wu (U. Tokyo)
Hideyuki Umeda (U.Tokyo), Koh Takahashi (NAOJ)

Abstract

Determining which massive stars explode as core-collapse supernovae is essential for understanding stellar endpoints, heavy-element synthesis, and galactic feedback. We revisited the simple 1-dimensional (1D) model of Müller et al. (2016), an analytic approach designed to approximate multi-dimensional physics through parameters. We refined its parameter set by testing this model on various progenitors and comparing to recent 3-dimensional (3D) simulations by Burrows et al. (2024). The updated parameters improved agreement between the 1D predictions and 3D results, especially for stars with masses of 9–11 $M_{\odot}$, providing a reliable basis for future population studies of massive star explosions.

1 Introduction

Among the most energetic astrophysical phenomena, iron core-collapse supernova (CCSN) explosions play a crucial role in the universe, but have not been completely understood. Studying these explosions helps us understand neutron star formation and the origin of heavy elements in galaxies.

1.1 Calculations of Core-Collapse Supernovae

Significant progress has been made in multidimensional simulations of CCSN explosions. For example, Nakamura et al. (2015) performed two-dimensional (2D) simulations by incorporating neutrino radiation hydrodynamics into previous one-dimensional (1D) models, computing explosions for 378 progenitors. Recently, Burrows et al. (2024) conducted three-dimensional (3D) simulations for 20 progenitors, constituting the largest collection of 3D CCSN simulations to date. Although multidimensional models capture neutrino-driven explosions, both 2D and 3D simulations remain computationally intensive due to their complex physics, limiting systematic exploration better of extensive progenitor grids. Therefore, simplified approximations and parameterized models remain essential to multidimensional simulations (Müller et al., 2016).

1.2 Research Motivation

Simplified 1D simulations efficiently explore broad parameter spaces and provide theoretical benchmarks for multidimensional models. To support future multidimensional studies and reduce computational costs, we adjusted a simple model by Müller et al. (2016) using insights from Burrows et al. (2024), aiming to enhance their prediction accuracy regarding stellar explodability across extensive progenitor grids. Müller et al. (2016) noted uncertainties in the model parameters, suggesting that their variation could affect the predictions. Motivated by this, we sought to optimize the parameterization to better support future CCSNe studies.

2 Overview of Müller ' s 1D Method

2.1 Computational Framework

Müller ' s 1D method is a analytic model based on simple differential equations. It predicts neutrino-driven explosion energies, the synthesized nickel mass, and the resulting neutron star mass without full hydrodynamic simulations. The model only requires progenitor structures as input, enabling calculations for hundreds of progenitors within a few seconds. This approach facilitates efficient, large-scale parameter studies.

The model assumes that each mass shell falls inward on a timescale proportional to its free-fall time, defined as

$$t = C\tau_{\rm ff}(M) = C\sqrt{\frac{\pi}{4G\bar{\rho}}}. \quad (1)$$

This timescale does not correspond exactly to physical time, but it effectively captures the relevant evolution of physical quantities. Thus, we use this timescale in our calculations to track these quantities.

The gain radius and shock radius are estimated by the following:

$$r_{\rm g} = \sqrt[3]{r_1^3 + \left(\frac{\dot{M}}{M_\odot\,{\rm s}^{-1}}\right)\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-3} + r_0^3}, \quad (2)$$

$$r_{\rm sh} = \alpha_{\rm turb} \times 0.55{\rm km} \times \left(\frac{L_\nu}{10^{52}{\rm erg\,s^{-1}}}\right)^{4/9} \times \left(\frac{M_{\rm PNS}}{M_\odot}\right)^{5/9} \left(\frac{r_g}{10{\rm km}}\right)^{16/9} \times \left(\frac{\dot{M}}{M_\odot}\right)^{-2/3} \alpha_{\rm redshift}^{6/9}. \quad (3)$$

Here, the neutrino luminosity L_ν is calculated as:

$$L_\nu = \zeta\frac{GM\dot{M}}{r_g} + 0.33 \times \frac{E_{\rm bind}}{\tau_{\rm cool}} e^{-t/\tau cool}, \quad (4)$$

with the cooling timescale $\tau_{\rm cool}$ defined as:

$$\tau_{\rm cool} = \tau_{1.5} \times \left(\frac{M}{1.5M_\odot}\right)^{5/3}. \quad (5)$$

Using these radii and luminosity, the advection and heating timescales $\tau_{\rm adv}$ and $\tau_{\rm heat}$ are given by:

$$\tau_{\rm adv} = 18{\rm ms} \times \left(\frac{r_{\rm sh}}{100{\rm km}}\right)^{3/2} \times \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1/2} \ln\left(\frac{r_{\rm sh}}{r_g}\right), \quad (6)$$

$$\tau_{\rm heat} = 150{\rm ms} \times \left(\frac{e_g}{10^{19}{\rm erg}}\right)\left(\frac{r_g}{100{\rm km}}\right)^2 \times \left(\frac{L_\nu}{10^{52}{\rm erg\,s^{-1}}}\right)^{-1}\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-2} \times \alpha_{\rm redshift}^{-3/2}. \quad (7)$$

The advection timescale represents the length of material that remains in the gain region to absorb neutrino energy. The heating timescale corresponds to the time it takes for neutrinos to deposit sufficient energy to unbind the material. An explosion is assumed to start when $\tau_{\rm adv}/\tau_{\rm heat} > 1$.

During the initial explosion phase, the post-shock velocity of material may be smaller than the escape velocity, meaning the system remains gravitationally bound and continues to accrete. Such conditions could lead to a failed explosion and collapse to a black hole. Müller evaluated the success of an explosion by comparing the post-shock velocity with the escape velocity:

$$v_{\rm post} = 0.794 \times \frac{\beta_{\rm expl} - 1}{\beta_{\rm expl}} \left(\frac{E_{\rm diag}}{M - M_{\rm ini}}\right)^{1/2} \times \left(\frac{M - M_{\rm ini}}{\rho r^3}\right). \quad (8)$$

Here, $E_{\rm diag}$ represents the diagnostic explosion energy, comprising two parts: an indirect contribution from neutrino heating powered by accretion, and a direct contribution from shocked material:

$$\frac{{\rm d}E_{\rm diag}}{{\rm d}M_{\rm sh}} = \frac{\epsilon_{\rm rec}\eta_{\rm acc}}{e_g}\min\left(1, \frac{\dot{M}}{4r^2 v_{\rm sh}\rho}\right) + \alpha_{\rm out}(\epsilon_{\rm bind} + \epsilon_{\rm burn}). \quad (9)$$

When $v_{\rm post}/v_{\rm esc} > 1$, the system transitions to a phase without further accretion.

The detailed calculation procedure can be found in Müller et al. (2016) and Appendix A of Takahashi et al. (2023).

2.2 Results with Original Parameters and Discussion of Limitations

Following the method of Takahashi et al. (2023), we reproduced Müller's model. Figure 1 shows results for a $17M_\odot$ progenitor using the original parameters.

We then applied this original model to progenitors studied by Burrows et al. (2024), originally from Sukhbold et al. (2016). The results in Figure 2 indicate discrepancies: several progenitors predicted to explode in 3D simulations do not explode in Müller's model. We considered that adjustments to parameters could yield better results.

3 Model Refinement

3.1 Methodology of Parameter Optimization

The model includes five tunable parameters that are listed in Table 1. We performed parameter scans within their typical ranges to identify values that best reproduce the 3D simulation results.

Among them, $\beta_{\rm expl}$ and $\alpha_{\rm out}$ affect only the explosion phase, while $\alpha_{\rm turb}$, ζ, and $\tau_{1.5}$ influence the explosion condition through timescale calculations. Of these, $\alpha_{\rm turb}$ has the strongest impact on explodability and shows systematic dependence on progenitor structure. We therefore fixed the other four

Parameter	Explanation	Typical Range
$\alpha_{\rm out}$	Volume fraction of out flows	0.3 – 0.7
$\alpha_{\rm turb}$	Shock expansion factor due to turbulent stress	1 – 1.4
$\beta_{\rm expl}$	Shock compression ratio during explosion phase	3 – 7
ζ	Efficiency factor for conversion of accretion energy into ν luminosity	0.5 – 1
$\tau_{1.5}$	Cooling time-scale for $1.5M_\odot$ neutron star	0.6 – 3

Table 1: Adjustable model parameters in Müller et al. (2016).

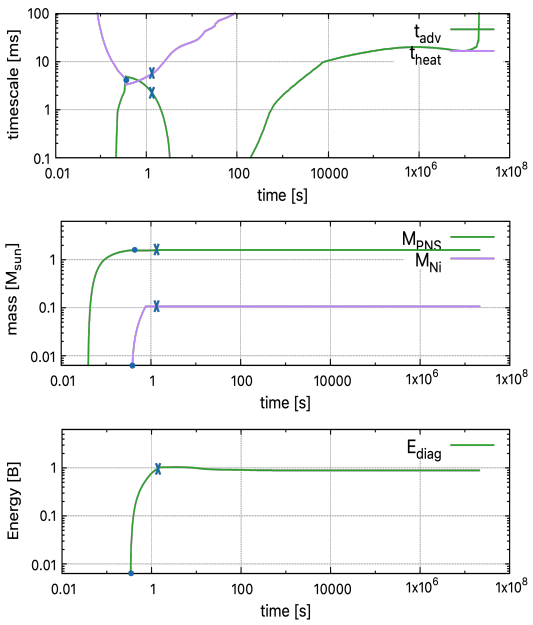


Figure 1: Time evolution of the $17M_\odot$ progenitor calculated using the original model settings. The circle indicates the transition from the pre-explosion phase to the explosion phase, and the cross marks the transition from phase 1 to phase 2 of the explosion.

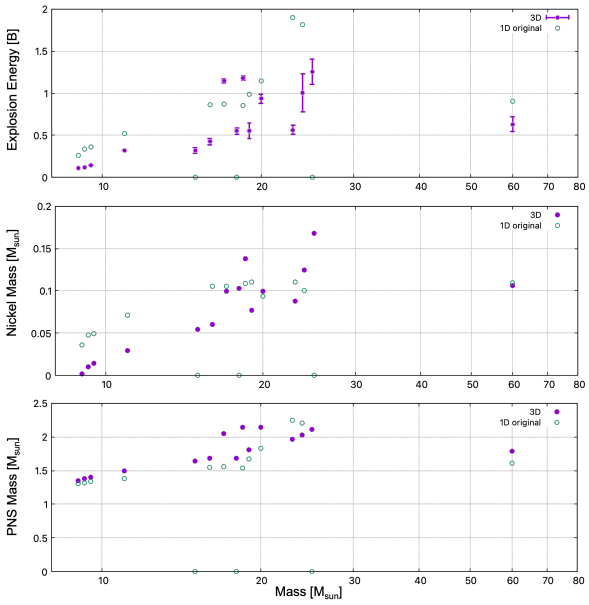


Figure 2: The purple color represents the 3D simulation results from Burrows et al., while the green open circles indicate the results calculated using the original setup of the Müller method.

parameters to their average best-fit values and focused on fitting $\alpha_{\rm turb}$.

Physically, $\alpha_{\rm turb}$ represents the efficiency of converting turbulent energy into shock expansion. For low-mass progenitors prone to prompt explosions, turbulent energy is often limited or less efficiently transferred to shock motion. This aligns with multidimensional simulations, where such progenitors explode with minimal turbulent activity or SASI-like behavior, supporting the need to calibrate $\alpha_{\rm turb}$ with progenitor structure.

To do so, we used the free-fall mass coordinate ($M_{\rm ff}$) introduced by Takahashi et al. (2023), defined as the mass coordinate where the free-fall time equals one second. Their study showed a monotonic correlation between $M_{\rm ff}$ and explosion properties, making it a physically motivated fitting variable.

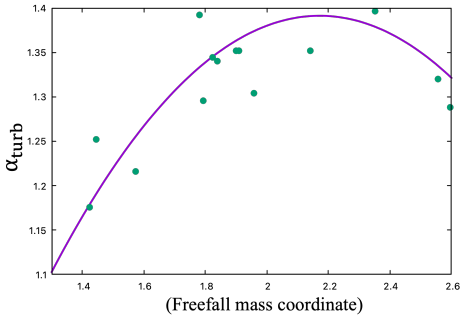


Figure 3: Results of fitting $\alpha_{\rm turb}$ as a function of $M_{\rm ff}$. The green points represent the best-fit values of $\alpha_{\rm turb}$, while the purple curve shows the fitted relation: $\alpha_{\rm turb} = -0.4 + 1.65M_{\rm ff} - 0.38M_{\rm ff}^2$.

The optimized parameter set based on this fitting is given in Table 2.

Parameter	original	optimized
$\alpha_{\rm out}$	0.5	0.5
$\alpha_{\rm turb}$	1.18	$-0.4 + 1.65M_{\rm ff} - 0.38M_{\rm ff}^2$
$\beta_{\rm expl}$	4	5.16
ζ	0.80	0.87
$\tau_{1.5}$	1.2	2.0

Table 2: Optimized parameter set.

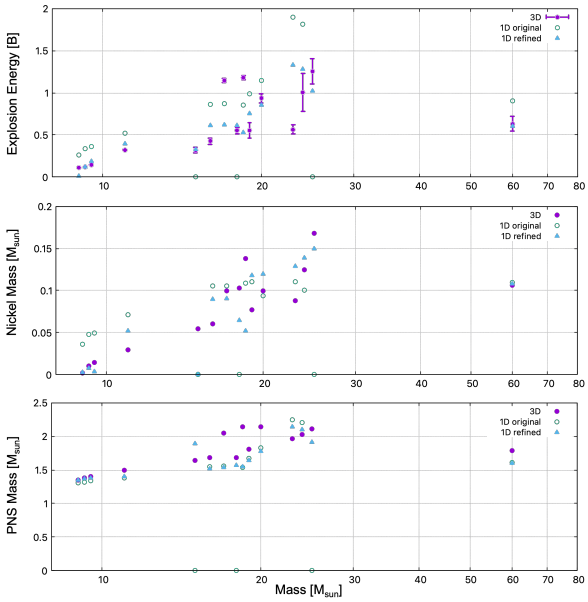


Figure 4: Based on Figure 2, results with the optimized parameter set are added (indicated by triangle markers).

3.2 Results with Refined Parameters

We applied the updated parameter set to the same progenitors, with results shown in Figure 4. The refined parameters significantly improve agreement with the 3D simulations by Burrows et al. (2024), especially for progenitors in the 9.6–11 $M_\odot$ range. Additionally, some progenitors previously classified as non-exploding now explode, confirming the enhanced accuracy of the updated model.

4 Conclusion and Future Prospects

We revisited and refined the analytic model of Müller et al. (2016) to identify a computationally efficient model capable of exploring extensive progenitor grids. The updated parameter set notably enhances agreement between the simplified 1D model and advanced multidimensional simulations, especially for progenitor masses in the range of 9–11 $M_\odot$. This improvement highlights the potential for refined parametric models to systematically investigate stellar explodability at a fraction of the computational cost required by full 3D simulations.

We plan to further validate and potentially refine this updated model using new multidimensional simulation results as they become available. Additionally, future studies should investigate the robustness of the refined parameters when applied to different progenitor sets, including more massive or structurally diverse stars. Ultimately, this will help establish a reliable theoretical framework for population-level studies of core-collapse supernovae, enhancing our understanding of their role in galactic evolution, heavy-element synthesis, and neutron star formation.

Reference

Adam Burrows, Tianshu Wang, and David Vartanyan. Physical Correlations and Predictions Emerging from Modern Core-collapse Supernova Theory. *ApJL*, 964(1):L16, March 2024. doi: 10.3847/2041-8213/ad319e.

Bernhard Müller, Alexander Heger, David Liptai, and Joshua B. Cameron. A simple approach to the supernova progenitor-explosion connection. *MNRAS*, 460 (1):742–764, July 2016. doi: 10.1093/mnras/stw1083.

Ko Nakamura, Tomoya Takiwaki, Takami Kuroda, and Kei Kotake. Systematic features of axisymmetric neutrino-driven core-collapse supernova models in multiple progenitors. *PASJ*, 67(6):107, December 2015. doi: 10.1093/pasj/psv073.

Tuguldur Sukhbold, T. Ertl, S. E. Woosley, Justin M. Brown, and H. T. Janka. Core-collapse Supernovae from 9 to 120 Solar Masses Based on Neutrino-powered Explosions. *ApJ*, 821(1):38, April 2016. doi: 10.3847/0004-637X/821/1/38.

Koh Takahashi, Tomoya Takiwaki, and Takashi Yoshida. Monotonicity of the Cores of Massive Stars. *ApJ*, 945(1):19, March 2023. doi: 10.3847/1538-4357/acb8b3.

——index へ戻る

CP-03

対不安定超新星によるヘリウム燃焼反応の同時制限可能性

東京大学
川下　大響

対不安定超新星によるヘリウム燃焼反応の同時制限可能性

川下 大響 (東京大学大学院 総合文化研究科)

Abstract

対不安定超新星とは 200 太陽質量程度の恒星がその最期に起こす爆発現象である。爆発の輝きを決定づける ^{56}Ni の合成量が典型的超新星に比べ多いことがある点が、観測的特徴として期待されている。しかし、対不安定超新星の進化の中で CO コアの性質は重要な役割を果たすと考えられているところ、この形成に重要な役割を果たすヘリウム燃焼反応（特に、3α 反応と $^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ 反応）は、恒星進化の温度領域において未だ大きな不定性を残している。我々はこれまで、この 2 つの反応が対不安定超新星の ^{56}Ni 合成量に影響を与えることを明らかにし、また $^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ 反応においてはその最重要温度スケールを明らかにする手法を提案した。しかし、ヘリウム燃焼反応を総体的に観察し、CO コアの性質という共通の原因によって最終結果に影響を及ぼす 3α 反応の寄与を含めて考察する必要がある。そこで本研究では同様の手法を 3α 反応にも適用し、さらに温度高解像度で分析することで、3α 反応と $^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ 反応の最重要温度スケールが異なることを示した。また、実際の観測例として期待されている SN 2018ibb についてこれらの情報を考察し、このケースが特殊な対不安定超新星である可能性を見出した。

1 イントロダクション

恒星は自己重力を支えるために原子核合成によりエネルギーを供給している。そのため、恒星進化のプロセスはその内部で起きる原子核反応の種類によって支配されている。星はその一生の大半を水素燃焼が支配する主系列段階で過ごすが、中心で水素が枯渇すると次にヘリウム燃焼を行うようになる。この過程は恒星寿命のうち ~1%にとどまるが、大質量星の進化においてはこのプロセスが中央の CO コアの状態を決めるので、その最期の姿がいかなるものになるかに大きな影響を及ぼす。

ヘリウム燃焼を構成する原子核反応のうち主要なものは $^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ 反応と 3α 反応だが、これらにはいずれも恒星進化程度のエネルギー領域において、反応率に大きな不定性が残されている。この主な理由は第一に実験の困難性にある。すなわち、原子核反応が起きるには低エネルギー領域においてはクーロンポテンシャルの壁を確率的に通過する必要があるが、実験室でこのような測定は困難である。

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)。Metal-poor であれば初期質量 $140-260M_\odot$ 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 ^{56}Ni 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（なお、Xing et al. (2023) について否定的な報告もある。Jeena & Banerjee (2024); Thibodeaux et al. (2024); Skúladóttir et al. (2024) 参照）。

先述した爆発機構から、PISN は熱核反応型超新星爆発 (thermonuclear supernova) にカテゴリーされる。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)、GW231123(The LIGO Scientific Collaboration et al. 2025) 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いる ((Abbott et al. 2021; The LIGO Scientific Collaboration et al. 2021; Abbott et al. 2023); c.f. Moreno Méndez et al. (2023))。

恒星進化計算には多くのパラメータ不定性があるが、中でも PI mass gap の範囲に強く影響を与えうるのは原子核反応、特に $^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ 反応率であることが明らかになった (Takahashi 2018; Farmer et al. 2019, 2020; Costa et al. 2021)。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 $^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ 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、2022 年の第 52 回天文・天体物理夏の学校、ならびに一昨年の第 53 回天文・天体物理夏の学校において発表した。しかし、これらの研究や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))、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、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。

この問題意識から、$^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ 反応について ^{56}Ni 合成量に最も影響を与える温度スケールを発見する手法を提案し、また実際にこれを適用することで $T = 2.5\times10^{8}$K が最重要温度スケールであることを見出した研究を行ったので、これについて昨年の第 53 回天文・天体物理夏の学校で報告した。

以上の議論には、まだ問題が残されている。$^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ 反応が ^{56}Ni 合成量に影響する理由は、CO コアにおける炭素の残存量が $^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ 反応の強弱により変化するため、PISN の主要エネルギー源である酸素燃焼プロセスに至る前の段階での星の構造が変化するからであった。しかし、炭素を $^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ 反応が消費する一方、同じヘリウム燃焼反応の一部である 3α 反応により炭素が供給されているのであり、$^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ 反応と 3α 反応について、最重要温度スケールが同じか異なるか、またその寄与の競合性などは、反応率の観測的制限という観点から見てなお重要な問題である。そこで今回は、$^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ 反応のみならず 3α 反応も含め、

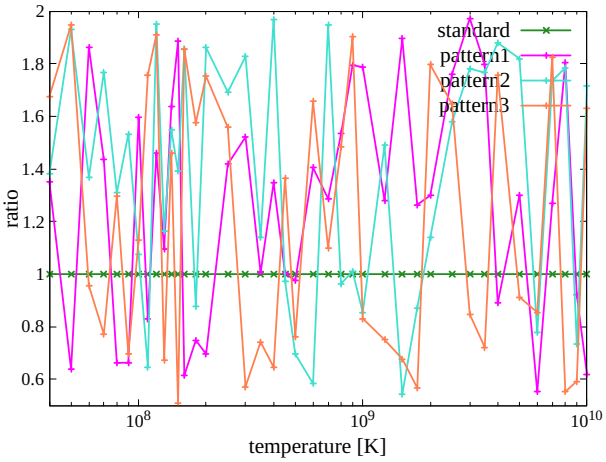


図 1: 実際に生成したランダム核反応率テーブルの例。STARLIB における標準値（緑）を基準として、それに対する比で示されている。

2 手法

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。手法は基本的には昨年の第 54 回天文・天体物理若手夏の学校で用いた方法を、$^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ 反応と同時に 3α 反応のランダマイズにも拡張したものである。第 54 回夏学の発表内容で説明した計算方法について確認しておく。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 $^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ 反応と 3α 反応に関する処方が異なり、STARLIB (Sallaska et al. 2013; Kunz

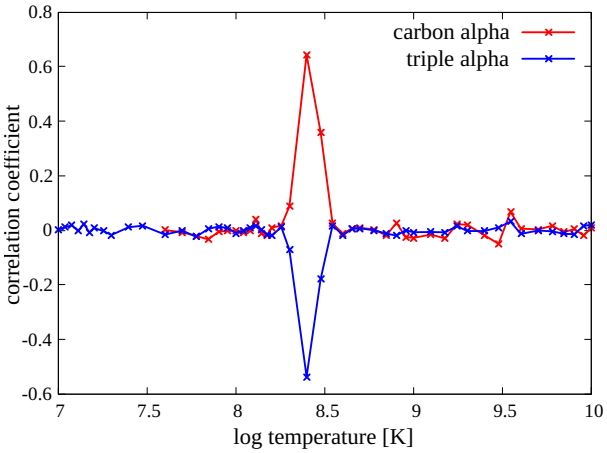


図 2: 温度領域を全域（10^7 – 10^9K）で計算した相関係数。5000 モデル用いた。

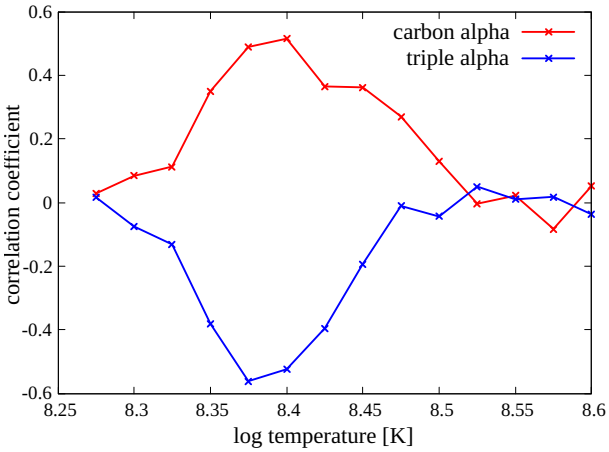


図 3: 温度領域を 2.5×10^8K に絞って計算した温度高解像度の計算。$^{12}C(\alpha,\gamma)^{16}O$ 反応と 3α 反応のいずれかのみを変化させており、それぞれの反応につき 1000 モデルずつ計算している。

et al. 2002; Angulo et al. 1999) 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 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　結果

まず、STARLIB が標準で用意している温度 bin に対して行った、温度全域に対するサーチの結果を図 2 に示す。$^{12}C(\alpha,\gamma)^{16}O$ 反応と 3α 反応はどちらも同じ $T = 2.5\times10^8$K でピークを取ることがわかる。これは He 燃焼の典型的な温度帯に対応している。

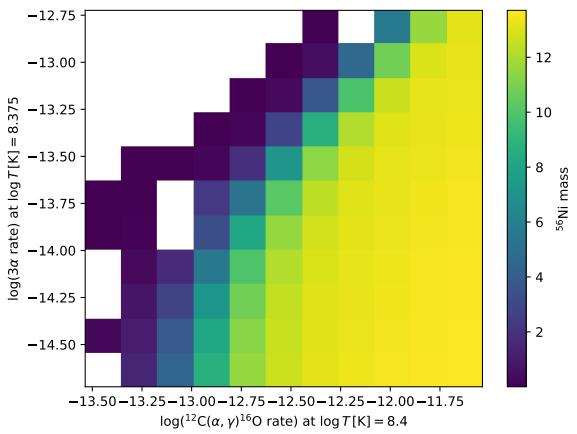


図 4: $^{12}C(\alpha,\gamma)^{16}O$ 反応と 3α 反応を変化させた場合の ^{56}Ni 生成量。親星は $140M_\odot$ の He star。

また温度高解像度の計算を図 3 に示す。すると、$^{12}C(\alpha,\gamma)^{16}O$ 反応と 3α 反応ではピーク温度がわずかに異なり、3α 反応では $T = 10^{8.375}$K、$^{12}C(\alpha,\gamma)^{16}O$ 反応では $T = 10^{8.4}$K であった。3α 反応が供給した炭素を $^{12}C(\alpha,\gamma)^{16}O$ 反応が消費するという機序にてらせば、3α 反応のピークが先行することについては自然に解釈できよう。

4　SN 2018ibb は特殊なケースか？

Gabrielli et al. (2024); Simonato et al. (2025) によれば、今後観測されるであろう PISN の観測数の主たる寄与は金属量が $Z = 10^{-3}$ 程度の progenitor によるものだという。しかし金属量が多いと質量損失も多くなるので、PISN を起こす段階での質量も軽くなりがちであることが予想され、またそのような軽い progenitor からは少ない ^{56}Ni しか合成されないと考えられる。

PISN の直接観測候補である SN 2018ibb(Schulze et al. 2024) は、$25-44M_\odot$ の ^{56}Ni を合成したと見積もられている。しかし、$Z = 10^{-3}$ 程度の（PISN にしては）金属汚染が進んだ星では、このような大量の ^{56}Ni 合成は困難である。そこで、$T = 10^{8.375}$ K における 3α 反応率と $T = 10^{8.4}$ K における $^{12}C(\alpha,\gamma)^{16}O$ 反応率を ±10 倍の範囲で変化させ、なお実現可能なパラメータ領域がないかを探索した。

例として図 4 を示す。これは初期質量 $140M_{\odot}$ の親星について検討したものであるが、最も ^{56}Ni が合成されている

5 まとめ

今回は PISN において $^{12}C(\alpha,\gamma)^{16}O$ 反応と 3α 反応がそれぞれ ^{56}Ni 合成に最も寄与する温度を確認し、特にこれらの温度が若干では相異なることを確認した。また、PISN の直接観測例と目されている SN 2018ibb のニッケル合成量は、典型的な金属量からはこれら原子核反応の不定性を加味しても説明できないことを示した。

ところで、当初は Farmer et al. (2019) が PI mass gap に対して最重要のパラメータを原子核反応であると特定したことから ^{56}Ni 合成との関連性を付随的に調べたのであって、^{56}Ni 合成における最重要のパラメータも原子核反応である保証はない。実際、本項で議論した通り金属量などのほうが大きい影響を及ぼしている可能性さえある。この点に注目し、^{56}Ni 合成における最重要のパラメータを明らかにすることは今後取り組むべき重要なテーマだと考えている。

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

Angulo, C., Arnould, M., Rayet, M., et al. 1999, Nuclear Physics A, 656, 3

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

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, 372

Gabrielli, F., Lapi, A., Boco, L., et al. 2024, MNRAS, 534, 151

Gal-Yam, A., Mazzali, P., Ofek, E. O., et al. 2009, Nature, 462, 624

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

Jeena, S. K., & Banerjee, P. 2024, The Open Journal of Astrophysics, 7, 83

Jermyn, A. S., Bauer, E. B., Schwab, J., et al. 2023, ApJS, 265, 15

Kunz, R., Fey, M., Jaeger, M., et al. 2002, ApJ, 567, 643

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

Simonato, F., Torniamenti, S., Mapelli, M., et al. 2025, arXiv e-prints, arXiv:2505.07959

Skúladóttir, Á., Koutsouridou, I., Vanni, I., et al. 2024, ApJL, 968, L23

Takahashi, K. 2018, ApJ, 863, 153

The LIGO Scientific Collaboration, the Virgo Collaboration, & the KAGRA Collaboration. 2025, arXiv e-prints, arXiv:2507.08219

The LIGO Scientific Collaboration, the Virgo Collaboration, Abbott, R., et al. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2108.01045

Thibodeaux, P., Ji, A. P., Cerny, W., Kirby, E. N., & Simon, J. D. 2024, The Open Journal of Astrophysics, 7, 66

Xing, Q.-F., Zhao, G., Liu, Z.-W., et al. 2023, Nature, 618, 712

——index へ戻る

CP-04

輻射輸送計算によるタイムスケールが短い突発天体の輝線形状計算

京都大学
瀧藤　晴

輻射輸送計算によるタイムスケールが短い突発天体の輝線形状計算

瀧藤 晴 (京都大学 宇宙物理学教室)
共著者 前田 啓一 (京都大学 宇宙物理学教室)

Abstract

Fast Blue Optical Transient は近年発見され始めた新種の突発天体である。BH 形成に伴う Failed SN が起源であるとする説や、Wolf-Rayet 星とブラックホールの合体によって引き起こされるとする説など、様々な仮説が提唱されている。本研究では最も詳細に観測された FBOT である AT2018cow の特異な H α 輝線形状に注目し、輻射輸送計算により形状を再現することを目的として行う。計算にあたっては Wind-Driven モデル (Uno & Maeda 2020) によって説明された爆発で吹き飛ばされた物質 (アウトフロー) の密度温度構造を利用した。本公演では、計算された輝線形状をもとにラインプロファイルについての考察を行う。

1 Introduction

近年サーベイ観測技術の発展によりこれまで発見されてきた超新星 (SN) に比べて短いタイムスケールで変化する突発天体が検出され始めた。特に ZTF や ATLAS などのサーベイ観測は非常に暗い天体をとらえられる深い観測と短い時間間隔での掃天観測を両立させることにより、多様な突発天体を数多く発見している。Fast Blue Optical Transient(FBOT) は AT2018cow に代表される突発天体のグループである。FBOT は通常の SN に比べて短いタイムスケールかつ極度の増光を示すふるまいをするため、従来の SN 理論では説明することができない。AT2018cow は最も詳細に観測された FBOT であり、可視光のみではなく、X 線から電波に至るまでの様々な波長帯での特性が分析されている。そうした解析をもとに FBOT の爆発モデルとして様々なものが提唱されており、例えば BH 形成により失敗した SN に伴う突発現象 (Quataert+19) や、中間質量ブラックホールによる潮汐破壊現象、大質量星とブラックホールが共通外層を形成したのちに合体を起こすとする (Metzger22) ものなど、多様な方面から FBOT を理解しようとする試みが行われている。しかし、そのいずれも観測の一側面を説明可能であるにすぎず、シミュレーションを通した検証は未だ行われていない。

Wind-Driven モデルは FBOT に伴って放出されるアウトフローを記述したモデルである (Uno & Maeda20,23)。このモデルは中心エンジンからの持続的なエネルギー供給をもとに膨張するアウトフローの密度および温度構造を記述することができ、これを基にすることで AT2018cow の爆発初期および爆発後期の光度変化を説明することに成功している。しかし、Wind-Driven モデルは一次元球対称な系を仮定しており、FBOT が持つとされている非対称なアウトフロー構造は考慮されていない。特に、AT2018cow の H α 輝線形状について初期に赤方偏移したピークを持っていた状態から時間を経るごとに静止波長付近にピークを持つように時間進化を行っていることが知られており、これは球対称なモデルでは再現できないことが知られている。また、CSS161010 という FBOT では AT2018cow とは真逆の初期に青方偏移していたプロファイルが静止波長中心のものに変化する時間発展を見せている。両者のプロファイル進化を統一的に説明する試みは未だ行われておらず、複雑な FBOT のアウトフロー構造を特定するための重要な手がかりとして残されている。

そこで本研究ではアウトフローの速度構造に迫り、FBOT アウトフローの非対称構造を特定することを目的として、Wind-Driven モデルをもとにした輝線形状計算を行った。計算の結果、球対称を仮定したアウトフローからは AT2018cow および CSS161010 の H α 輝線形状を再現することはできなかった。本集録ではまず輝線形状計算の手法についてセクション 2 で述べ、セクション 3 においてその結果の詳細を述べる。さらにセクション 4 では結果についての議論を行う。

2 Methods

本研究の輝線形状計算にあたっては、FBOT において強い輝線として観測される H α線の輝線形状計算を行う。そのためまずセクション 2.1 において H α線の放射機構について述べ、セクション 2.2 において輻射輸送計算の手法について述べる。

2.1 H α線の放射機構

H α線は中性水素のうち準位が $n = 3$ のものが $n = 2$ へと遷移する際に放射される輝線放射である。H α線の放射機構として主に考えられているのが、水素イオンへ電子が再結合する際に放射される再結合放射と、連続光の一部が $n = 2$ 中性水素に吸収されたのちに逆励起によって放射される共鳴散乱の二つである。再結合放射の強度を評価するにあたっては水素イオンに電子が結合し、ある準位 n を持つ中性水素が生まれたのちにカスケード的に準位が $n = 0$ へと遷移をする中で H α線が放射されるとして計算を行った (Osterbrock89)。本研究では近似として $n = 3$ および $n = 4$ への再結合のみから H α線が放射される確率を

$$P_{H_\alpha} = \alpha_3 \frac{1}{1 + A_{31}/A_{32}} + \alpha_4 \frac{A_{43}}{A_{42} + A_{41} + A_{43}} \frac{1}{1 + A_{31}/A_{32}}$$

により算出した。これを用いて再結合放射の放射係数は

$$j_{rec} = P_{H_\alpha} N_e N_p h\nu_{H_\alpha} \tag{1}$$

によって求めることができる (Kasen+06)。また、共鳴散乱の放射強度については中性水素による H α線の吸収係数 α_{sob} を用いて

$$j_{res} = \alpha_{sob} B_\nu(T) \Delta\lambda \tag{2}$$

によって計算した。ここで B_ν はプランク関数であり、α_{sob} はソボレフ近似下での吸収係数である。

ここで、ソボレフ近似は爆発現象など大きな速度勾配を持つ系で利用される線共鳴に関する近似である (Castor70)。ソボレフ近似では膨張する物質の共同座標系から見た静止波長においてのみ線共鳴が生じるとする近似であり、この近似のもとでは光学的厚みを系のローカルな値として

$$\tau_{\rm Sob} = \frac{\pi e^2}{m_e c} \lambda_{H\alpha} n_{H_2} f_{32} \left[1 - \exp\left(-\frac{E_{32}}{k_B T}\right)\right] \frac{R}{v \sin^2\theta}. \tag{3}$$

と定義することが可能である (Eastman & Pinto93)。ここで n_{H_2} は準位 $n = 2$ にある中性水素数密度であり、f_{32} は準位 2 と 3 の間の遷移に関する振動子強度である。また、E_{32} は準位 2,3 の間のエネルギー差である。さらに、この表式では Wind-Driven モデルが仮定している等速場を前提とした式変形を行っている。このローカルな光学的厚みを用いてその場の吸収係数を求めることが可能であり、

$$\alpha_{sob} = \frac{\lambda_{H_\alpha}}{\Delta\lambda} \frac{v \sin^2\theta}{cr} (1 - \exp(-\tau_{sob})) \tag{4}$$

と表される。ここにおいても等速場をもとにした式変形を行った。本計算においては Wind-Driven モデルを用いて計算された密度および温度の半径構造をもとに Saha 方程式および Boltzman 方程式を解くことで電子数密度および中性水素数密度を求め、上記の放射量を計算した。

2.2 輻射輸送計算手法

本研究で行う輻射輸送計算では、ray tracing という手法に基づきアウトフロー外から多数の光線 (レイ) を飛ばし、そのレイ上で放射強度を計算した。各レイの上で輻射輸送方程式

$$\frac{dI}{ds} = j - \alpha_{sob} I \tag{5}$$

を解くことで放射強度を得る。この結果を角度積分することにより光度を得た。さらに、本計算にあたってはメッシュの切り方による数値的な揺らぎを抑えるために、レイを発射させる点はアウトフロー外に取ったスクリーン上からランダムにサンプリングすることで選んだ。

2.3 計算に用いたパラメータ

まず Wind-Driven モデルによるアウトフロー構造計算においては、1 に示したパラメータを用いた、質量放出率は中心エンジンから供給される質量を表し、

速さは Wind-Driven モデルアウトフロー内で一定となる速さの値を指す。また R_{in} は一次元構造計算の起点となる半径である。

表 1: Wind-Driven モデルのパラメータ (Uno & Maeda23)

質量放出率 ($M_\odot/yr$)	速さ (cm/s)	R_{in}(cm)
30.0	6.0×10^9	1.0×10^{13}

また、輻射輸送計算においては波長ビンに対して H_α 線の波長である 6563 Å を中心として 200 個のビン ($\Delta\lambda = \sim 8$ Å) に切り分けた。またアウトフローのメッシュとして半径方向に 10000 ビン、角度方向に 100 × 100 のビンをとった。計算は全て爆発から 30 日後のデータに対して行った。

3 Results

輻射輸送計算の結果を記載する。まず輻射輸送計算の前提となる、再結合放射と共鳴散乱の放射量比較を行った (セクション 3.1)。それをもとに行った輻射輸送計算の結果を述べる (セクション 3.2)。

3.1 放射量比較

Wind-Driven モデルで計算された密度および温度構造の上で再結合放射と共鳴散乱の強度比較を行った。図 1 に示すのは爆発から三十日後のアウトフローにおける放射量の比較である。青い線で示したのが共鳴散乱で、赤い線で示したのが再結合線による放射の強さである。横軸は半径方向の長さであり、縦軸は常用対数をとった放射の強さ (erg/cc/s) である。式 4 にあるように共鳴散乱の強度は角度依存性を持つが、本プロットでは視線とのなす角が 45 度であるような方向を用いてプロットしている。

この結果から、爆発から三十日が経過した段階では共鳴散乱が再結合放射に卓越していることがわかったため、輻射輸送計算においては共鳴散乱を主要な放射源として扱う。

3.2 輻射輸送計算の結果

共鳴散乱を放射ソースとして吸収を入れた輻射輸送計算を実行した結果、図 2 に示したような輝線形

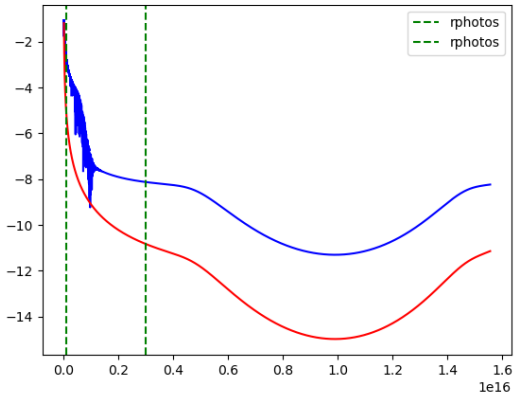


図 1: 放射量の比較

状を得ることができた。横軸に静止波長で規格化された波長をとり、縦軸に光度 (erg/s) をとっている。

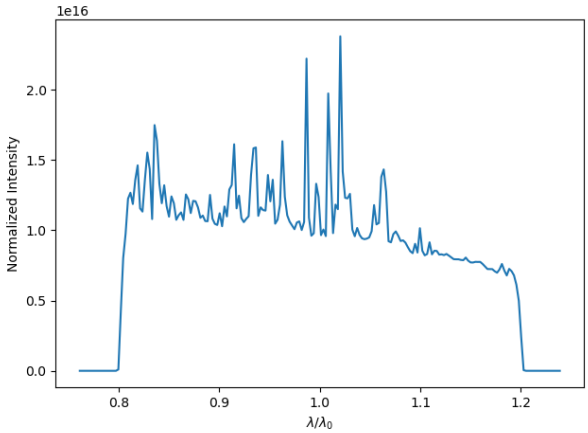


図 2: 計算された H α ラインプロファイル

4 Discussion

4.1 放射量の比較について

セクション 3.1 で行った再結合放射と共鳴散乱の強度比較では、共鳴散乱が再結合に比べ三桁ほど強い放射を出すという結果が得られた。また、放射の強度は光球面を抜けたのちに一度下がってからアウトフロー上空で再び強さを増すプロファイルをしていることがわかる。この原因となっているのが Wind-Driven モデルの半径構造である。Wind-Driven モデルでは初期に大量の物質を吹き出し、時間の経過と

ともに吹き出すものが減っていく時間進化をしているため、上空には初期に出された高密な物質が存在する。そのため、電子数密度および中性水素数密度を描くと、図 3 のようになる。

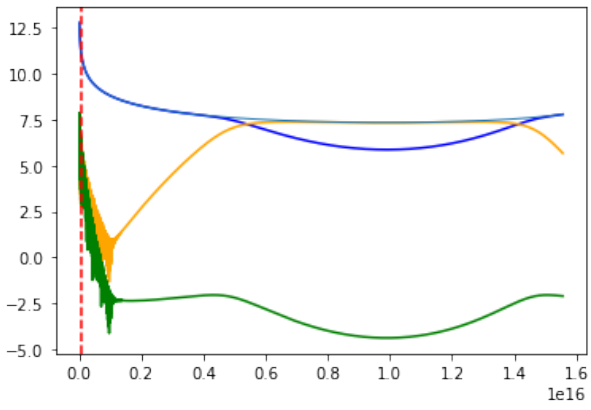


図 3: 半径方向の青：電子数密度,
黄：中性水素数密度, 緑：$n = 2$ 中性水素数密度

そのため、外側から内側へ入るにしたがって電離ー中性ー電離とイオン状態によって三つの相に分かれた領域を通過することがわかる。これにより放射の強さの半径分布には図 1 に示したような構造が表れる。

4.2　輻射輸送計算の結果について

輻射輸送計算の結果得られたプロファイル図 2 にはいくつものパルス状の構造が表れているが、今回用いたアウトフロー上に導入された速度構造は一様な 0.2c の速度のみであるため、今回のような細かい構造は発現しえない。そこで、各波長ビンに対して計算が行われた回数のデータを確認したところ、予測された計算回数であったことが判明した。そのため、ギザギザ状の構造を生む原因となっているのは、共鳴散乱が角度方向によって大きく変わる依存性を持つことだと考えられる。

また、図 2 の結果は実際に観測されている輝線形状とは大きく異なっている。

図 4 に示したのは CSS161010 で観測された H α 線の輝線形状である。計算されたプロファイルとは異なり、静止波長よりも青方偏移した成分に大きく集中したプロファイルを持つことがわかる。対して図 2 においては静止波長をまたぎ広い範囲でプロファイルが分布している。これは系が球対称な分布をしているために生じたと考えられ、より詳細なプロファイルを得るためには非対称なプロファイルが必要なことを意味していると考えられる。

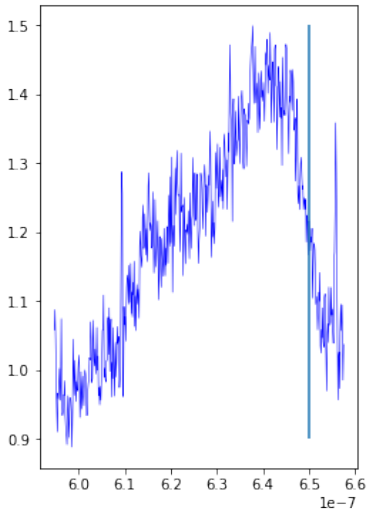


図 4: CSS161010 で観測された H α 輝線形状
縦線は静止波長を表す

Acknowledgement

本研究の遂行にあたって、前田氏および宇野氏との議論を通して様々な方面から研究内容を発展させることができました。大きく感謝いたします。

Reference

[1] Kohki Uno & Keiichi Maeda. 2020, ApJ.
[2] Kohki Uno & Keiichi Maeda. 2023, MNRAS.
[3] E. Quataert, D. Lecoanet & E. R. Coughlin. 2019, MNRAS.
[4] Brian D. Metzger. 2022, ApJ.
[5] Donald E. Osterbrock. 1989, University Science Books.
[6] Daniel Kasen, R. C. Thomas & P. Nugent. 2006, ApJ.
[7] John I. Castor. 1970, MNRAS.
[8] Ronald G. Eastman & Philip A. Pinto. 1993, ApJ.

——index へ戻る

CP-05

種族合成計算を用いた超新星背景ニュートリノのエネルギースペクトルの予測

東京理科大学
杉浦　蒼

種族合成計算を用いた 超新星背景ニュートリノのエネルギースペクトルの予測

杉浦 蒼（東京理科大学大学院 創域理工学研究科）

Abstract

重力崩壊型超新星爆発とは、大質量星が進化の最期に起こす爆発現象であり、大量のニュートリノや重元素を放出する。宇宙誕生以来繰り返されてきた超新星爆発によって放出され、宇宙空間に漂っているニュートリノを超新星背景ニュートリノ（Diffuse Supernova Neutrino Background, DSNB）といい、そのエネルギースペクトルは星形成史に依存するが、星形成史は完全な解明には至っていない。そのため DSNB にも複数の予測モデルが存在する (Abe et al. (2021))。また、近年の検出器の精度向上により DSNB の観測が現実的になりつつあり、理論予測と観測結果の比較を通じて、星形成史の解明が期待されている。本研究では種族合成計算という手法を用いて超新星背景ニュートリノのエネルギースペクトルを計算した。種族合成計算では単独星だけでなく連星系まで考慮しており、連星の周期分布や質量比分布、軌道の離心率分布を取り入れた。恒星進化は Hurley et al. (2000),Hurley et al. (2002) によって開発されたコードに、Müller et al. (2016) の超新星モデルを参考にした改良を加えたものを用いた。初期質量分布や星形成率も含めこれらの分布にはいくつかのモデルがあるため、各分布モデルが超新星背景ニュートリノに与える影響を調べた。また、観測やほかの理論的予測と比較し、仮定した分布の整合性を調べた。その結果、初期質量分布と星形成率の影響が最も大きく、個々の超新星ニュートリノの放出量の違いよりも重力崩壊を起こす星の数の影響が大きいということが分かった。また、一部のモデルは観測による制限を超えてしまうため、今回の条件では棄却されることになった。

1 Introduction

1.1 超新星背景ニュートリノ

$8M_{\odot}$ 以上の星はその進化の最後に重力崩壊型超新星爆発 (CCSN) を起こし、宇宙空間に大量のニュートリノや重元素を放出する。宇宙が誕生して以来、超新星爆発は何度も生じ、それらによって放出されたニュートリノは現在の宇宙空間に堆積していると考えられている。これが超新星背景ニュートリノ (Diffuse Neutrino Supernova Background, DSNB) である。DSNB は未だ検出されてはいないが、SK-Gd 実験などに代表される近年の検出器の高感度化に伴い、検出が現実的になりつつある。

DSNB のエネルギースペクトルは宇宙誕生から現在に至るまでの CCSN の発生頻度と超新星ニュートリノのエネルギースペクトルに依存する。さらに、前者は宇宙の星形成率 (Star Formation Rate, SFR) や初期質量関数 (Inital Mass Function, IMF) などの星形成史に強く依存し、後者は超新星爆発のメカニズムや親星の性質などに依存する。しかし、これらは完全に解明されてはおらず、そのため DSNB のスペクトルにも複数の予測モデルが存在する。

したがって、DSNB のエネルギースペクトルを理論的に予測し、それを将来的な観測結果と比較することによって、仮定された星形成史や超新星モデルの妥当性を検証することができる。このような比較を通じて、宇宙における星形成の歴史や恒星進化の理解がより一層深まることが期待される。

1.2 本研究の目的

本研究の目的は、種族合成計算という手法を用いて超新星背景ニュートリノのエネルギースペクトルを計算し、星形成史 (SFR や IMF など) が DSNB に与える影響を調べる事である。また、得られたスペクトルと観測結果を比較することで、仮定した星形成史の整合性を調べる事が可能である。しかし、現在 DSNB が未検出であることから、本研究では観測による制限と矛盾しない星形成史を探すことを主たる目的とする。

2 Methods

2.1 計算式

超新星背景ニュートリノのエネルギースペクトルは以下の式で計算される。

$$\frac{dF_\nu(\epsilon_\nu,0)}{d\epsilon_\nu} = c\int_0^{z_{\max}} R_{\rm cc}(z)\,\frac{dz}{(1+z)H(z)} \times \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} N(M,Z(z))\frac{dN_\nu(\epsilon'_\nu,M,Z(z))}{d\epsilon'_\nu}\,\frac{d\epsilon'_\nu}{d\epsilon_\nu}\,dM \tag{1}$$

ここで、c は光速であり、宇宙論パラメータはそれぞれ、$H_0 = 70\,\mathrm{km/s/Mpc}$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ とする。また、簡単のため今回は、星の初期金属量は redshift の関数とした。ニュートリノのスペクトル $\frac{dN_\nu}{d\epsilon'_\nu}$ は、星の進化計算により得られる、初期質量と初期金属量が M, Z の親星から放出されるニュートリノの総エネルギーと Suliga (2023) の (1) 式を用いて求める。$R_{\rm cc}(z)$ は重力崩壊レートで、SFR $\dot{\rho}_*$ と IMF ϕ を用いて、$R_{\rm cc}(z) = \dot{\rho}_*(z)\frac{\int_{M_{\min}}^{M_{\max}}\phi(M)dM}{\int_{0.1M_\odot}^{100M_\odot} M\phi(M)dM}$ と表される。$N(M,Z(z))$ は初期質量と初期金属量が M, Z の星の数を表す。今回の計算で SFR は、Madau SFR(Madau and Dickinson (2014),MD14) と Yuksel SFR(Yüksel et al. (2008),Y08) を用いる。

2.2 種族合成計算

種族合成計算とは、様々な星の情報を足し合わせて星の集団の様子を再現する方法である。恒星進化計算コードによって、個々の超新星爆発から放出されるニュートリノのエネルギーなどを計算し、その結果に IMF や連星のパラメータ分布を考慮した重みをつけて足し合わせることで、星の集団から放出されるニュートリノのエネルギーなどを見積もることができる。星の数は (5)(6) 式で計算される。つまり、今回の計算において、星の集団から放出されるニュートリノのエネルギースペクトルは 1 式のうち、$\int_{M_{\min}}^{M_{\max}} N(M,Z(z))\frac{dN_\nu(\epsilon'_\nu,M,Z(z))}{d\epsilon'_\nu}dM$ と表される。

2.2.1 恒星進化計算コードとその改良

個々の星の進化計算には、Hurley らによって開発された SSE/BSE(Hurley et al. (2000),Hurley et al. (2002)) に Mueller らの一次元超新星モデル (Müller et al. (2016)) を考慮した改良を入れたものを用いている。改良は Nakamura (2024) によって行われ、具体的には、Müller らの方法で計算された、ニュートリノの総エネルギー E_ν、爆発後に形成される NS,BH の質量 $M_{\rm rem}$、ejecta の質量 $M_{\rm ej}$ と炭素酸素コアの質量 $M_{\rm CO}$ との関係を表す関係式 (式 (2),(3),(4)) をそれぞれ作成し、SSE/BSE の超新星爆発について計算する部分に導入した。

$$M_{\rm rem}\,/\,M_\odot = a_1 M_{\rm CO}\,/\,M_\odot + b_1 \tag{2}$$

$$E_\nu\,/\,10^{53}\,\mathrm{erg} = a_2 M_{\rm CO}\,/\,M_\odot + b_2 \tag{3}$$

$$M_{\rm ej} = M_{\rm CO} - M_{\rm rem} \tag{4}$$

これらのコードを用いて、初期質量、初期金属量、連星の周期、質量比、離心率を変えて 837 個の単独星と 9,022,860 個の連星について計算した。

2.2.2 星の数と各分布について

質量 $M \sim M + dM$ の単独星と連星の数 N_s, N_b は式 () で表される。連星の場合は周期、質量比、軌道の離心率によって進化が異なるため、それらを持つ連星が形成される確率を考慮する必要がある。

$$N_{\rm s}(M)dM = (1 - MF(M))\,\phi(M)dM \tag{5}$$

$$N_b(M,p,q,e)\,dp\,dq\,de\,dM = MF(M)\,\phi(M) \times P(p)\,Q(q)\,E(e)\,dp\,dq\,de\,dM \tag{6}$$

実際に用いた分布は以下にまとめた。

- 初期質量関数 (Initial Mass Function,IMF) ϕ
  Salpeter IMF(Salpeter (1955)) と Kroupa IMF(Kroupa (2002)) の二種類を用いた。
- 連星頻度 (Multiple Frequency,MF) MF
  連星頻度とは質量 M の恒星系における連星系の割合である。今回はどの質量でも連星の形成される確率は一定 (0.5) であるとする flat な model と、Duchêne and Kraus (2013) の Fig.1 を最小二乗法で線形近似した liner な model を用いた。
- 離心率分布 (Eccentricity Distribution,ED) $E(e)$
  離心率 $e \sim e+de$ の連星が形成される確率は離心率によらず一定とする flat model と e に比例する thermal model(Duchêne and Kraus (2013)) を用いた。
- 連星の周期分布 $P(p)$ と質量比分布 $Q(q)$
  周期 p の連星が形成される確率 $P(p)$ は対数をとって等確率、質量比 $q = M_2/M_1$ を持つ連星が形成される確率 $Q(q)$ は等確率であるとした。

3 Results and Discussion

以下では SFR や IMF などを変えて行った計算の結果を比較した。煩雑になることを避けるために、複数の計算結果のうち、(SFR,IMF,MF,ED)=(MD14, Salpeter IMF, flat, flat) を基準とし、基準と一か所異なる分布を用いた場合についてのみ比較した。

3.1 種族合成計算の各分布による影響

種族合成計算に用いる分布を変えて重力崩壊レート $R_{\rm cc}(z)$ と DSNB のエネルギースペクトルを計算した。結果を図 1、図 2 に示し、基準との差を表 1 に示した。

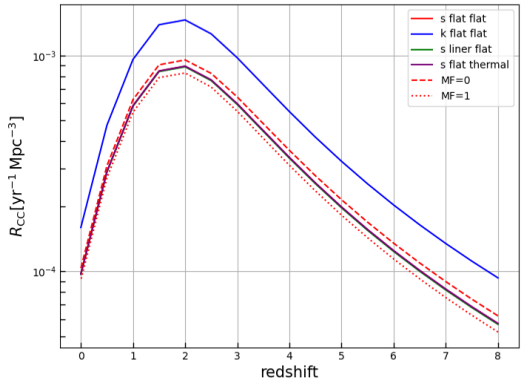


図 1: 分布ごとの重力崩壊レート $R_{\rm cc}(z)$。赤線は基準とした分布、青線、緑線、紫線はそれぞれ IMF,MF,ED を基準とは異なる分布を用いた。赤い点線と破線は基準と同じ分布だが、MF をそれぞれ 0(単独星のみ) と 1(連星のみ) とした場合である。

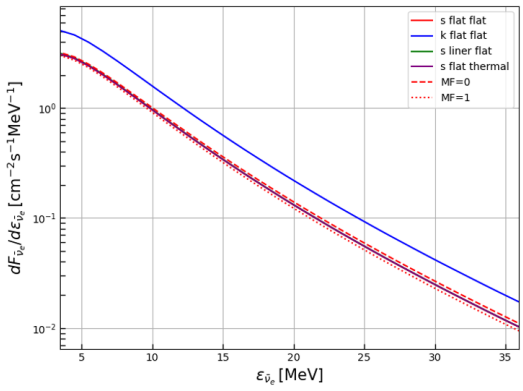


図 2: 分布ごとのスペクトル。$R_{\rm cc}$ と同様に、線の色は用いた分布を表す。

$R_{\rm cc}$ の概形は SFR に強く依存するため、$z=2$ でピークを持つ。Kroupa IMF は Salpeter IMF より大質量星が形成される割合が増えるため、$R_{\rm cc}$ も上昇した。基準 (赤線) に対する緑線、紫線の変化は小さく、線が重なっているように見える。また、星の集団における単独星の割合が多いほど $R_{\rm cc}$ が増加した。スペクトルも一部を除き $R_{\rm cc}$ と同じ大小関係になっていることから、個々の超新星ニュートリノのスペクトルよりも $R_{\rm cc}$ に依存しているといえる。つまり $R_{\rm cc}$ と同様、IMF の影響が最も大きい。ED を変えることでも大質量星の数が増え、スペクトルもわずかに上昇した。MF を変更した場合、$R_{\rm cc}$ は基準の分布と比べて減少したが、スペクトルは上昇した。これは liner model MF は flat model と比較して、形成される NS と BH の総数は少ないが BH の形成割合が大きく、BH が形成される超新星爆発では NS が形成される場合よりもニュートリノの平均エネルギーが高いためだと考えられる。

表 1: $R_{\rm cc}$ とスペクトルの基準との差

IMF	MF	ED	$\Delta R_{\rm cc}$	$\Delta dF_\nu/d\epsilon_\nu$
Kroupa	flat(0.5)	flat	+64.0%	+68.4%
Salpeter	liner	flat	−0.68%	+0.39%
Salpeter	flat(0.5)	thermal	+0.09%	+0.25%
Salpeter	flat(0)	flat	+7.55%	+7.57%
Salpeter	flat(1)	flat	−7.55%	−7.57%

3.2 SFR への依存性

二つの SFR を用いて重力崩壊レート $R_{\rm cc}(z)$ と DSNB のエネルギースペクトルを計算した結果を図 3、図 4 に示した。

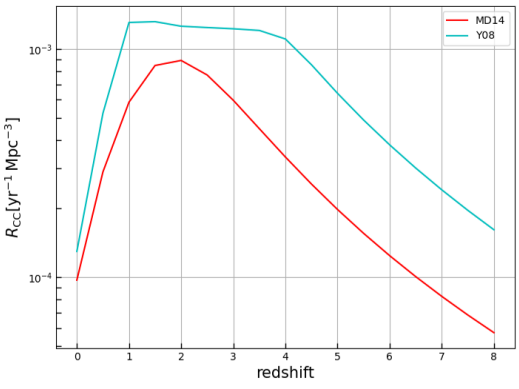


図 3: $R_{\rm cc}(z)$ の SFR 依存性

Y08 を用いると、MD14 を用いた場合と比べて重力崩壊を起こす星の総数が多く、特に高 redshift での差が顕著である。Y08 を用いると DSNB スペクトルの強度は全体的に増加し、特に低エネルギー側での変化が大きい。これは、高 redshift において MD14

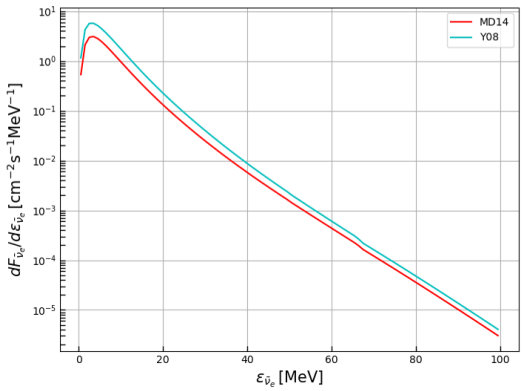


図 4: スペクトルの SFR 依存性

を用いた $R_{\rm cc}$ と比べて Y08 を用いた場合の方が大きいことと、ニュートリノのエネルギーが宇宙膨張により $1/(1+z)$ に比例して減衰するため、高 redshift の影響は DSNB のスペクトルの低エネルギー側に現れることに起因する。

3.3 観測による制限との比較

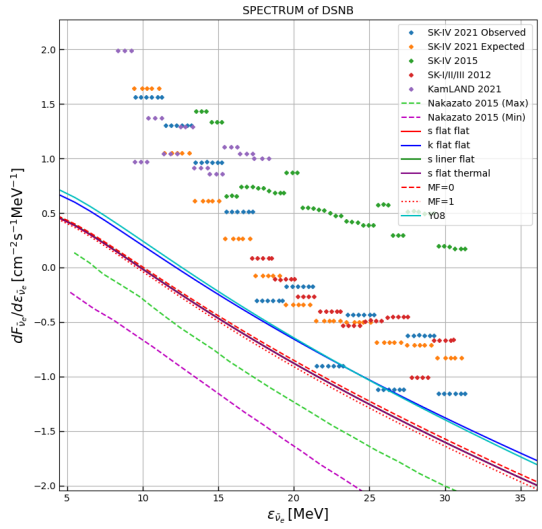


図 5: 観測による上限値 (点) と計算結果 (実線) の比較。黄緑とマゼンタの線は先行研究 (Nakazato et al. (2015)) の理論予測線である。

SK などの様々な観測と DSNB はいまだ未検出であるという事実から、DSNB のエネルギースペクトルには上限値が存在する。そこで、Abe et al. (2021) の FIG.25 の観測データと今回計算した結果を比較し、図 5 に示した。yuksel SFR と Kroupa IMF を用いた場合、DSNB は未検出であるにもかかわらず、スペクトルが観測の上限値を上回ってしまうため、今回の条件では棄却される。

4 Conclusion

種族合成計算を用いて重力崩壊レートと超新星背景ニュートリノのエネルギースペクトルを計算した。その結果、連星頻度や離心率分布よりも形成される星の数に直接関係する IMF や SFR の影響が大きいことが分かった。

しかし、今回の計算では超新星ニュートリノの平均エネルギーを一定値 (爆発後に NS が形成される場合は 12.2MeV、BH が形成される場合は 21.7MeV) と仮定しており、親星の質量や金属量によるスペクトルの変化は考慮していない。今後は、これらの性質に応じた平均エネルギーの変化を導入し、より現実的なスペクトルの再現を目指す必要がある。また、同時に形成される星の金属量を一様と仮定したが、実際の星形成環境ではばらつきがあると考えられる。今後は金属量分布を導入することで、星形成史のモデルの精緻化が期待される。さらに、本研究は超新星爆発に伴うニュートリノ放出に焦点を当てたが、同様の枠組みで重元素の放出も扱うことが可能であり、重力崩壊型超新星爆発の宇宙の化学進化への寄与を定量的に評価できると考えられる。

Reference

K. Abe, C. Bronner, Y. Hayato, K. Hiraide, M. Ikeda, et al. *Phys. Rev. D*, 104(12):122002, 2021.

G. Duchêne and A. Kraus. *ARA&A*, 51:269–310, 2013.

J. R. Hurley, O. R. Pols, and C. A. Tout. *MNRAS*, 315 (3):543–569, 2000.

J. R. Hurley, C. A. Tout, and O. R. Pols. *MNRAS*, 329 (4):897–928, 2002.

P. Kroupa. *Science*, 295(5552):82–91, 2002. doi: 10.1126/science.1067524.

P. Madau and M. Dickinson. *ARA&A*, 52(1):415–486, 2014.

B. Müller, A. Heger, D. Liptai, and J. B. Cameron. *MNRAS*, 460(1):742–764, 2016.

H. Nakamura. 修士論文, 東京理科大学, 2024.

K. Nakazato, E. Mochida, Y. Niino, and H. Suzuki. *ApJ*, 804(1):75, 2015.

E. E. Salpeter. *ApJ*, 121:161, 1955.

A. M. Suliga. In *Handbook of Nuclear Physics*, pages 3789–3806. Springer, 2023.

H. Yüksel, M. D. Kistler, J. F. Beacom, and A. M. Hopkins. *ApJ*, 683(1):L5, 2008.

——index へ戻る

CP-06

超新星ニュートリノ観測における物理パラメーター推定の手法

東京大学
権田　達也

超新星ニュートリノ観測における物理パラメーター推定の手法

権田 達也 (東京大学大学院 総合文化研究科)

Abstract

近年超新星ニュートリノは超新星爆発を観測する上で重要なシグナルとされ注目されている。ニュートリノはその相互作用の弱さから超新星内部の情報を外に持ち出すことができ、また全エネルギーの 99%を担っているので、このニュートリノを検出し解析することで、中心領域について詳しく調べることが可能である。しかし、ニュートリノの検出は非常に難しく、他の電磁波観測と連携を取るためには、迅速でかつ正確な観測、解析が要求される。そこで今回、ニュートリノが起こす逆β崩壊崩壊によって生じる positron の平均エネルギーから PNS の半径、質量、ニュートリノの総エネルギーを推定する新たな解析コード SPECIAL BLEND について紹介する [1]。SPECIAL BLEND は原始中性子星の Cooling phase の解析解をベースにしている。SPECIAL BLEND の解析結果によると、Super-Kamiokande や 2027 年稼働予定の後継機である Hyper-Kamiokande で観測した時、地球からそれぞれ ∼20 kpc,∼60 kpc の位置で起こった超新星爆発に対して 10%の誤差範囲で各パラメータを推定できることがわかった。

1 Introduction

1.1 超新星ニュートリノ

重たい星が最後に引き起こす爆発現象である超新星爆発 (Supernovae:SNe) では、その前後で大量のニュートリノを恒星内部で生成し放出する。これを超新星ニュートリノといい、近年地球上で観測しようとする動きが活発になってきている。

ニュートリノは弱い相互作用をするという特性から、光学的に厚い超新星爆発の中心領域から抜け出すことができ、さらに全エネルギーの 99%を持ち出すとされているので、超新星ニュートリノを観測し、解析することで中心のコンパクト天体の情報をダイレクトに得ることができる。

ニュートリノを観測する方法として主に日本では Kamiokande や Super-Kamiokande(SK) などがある。また 2027 年に稼働予定である Hyper-Kamiokande(HK) では従来の SK の約 8 倍の体積を予定しており、さらに大量のニュートリノ検出が期待されている。これらの観測機では主に水分子と反電子ニュートリノによる逆β崩壊を観測しており、逆β崩壊は以下の反応式で表される。

$$p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+ \tag{1}$$

この反応で生じる positron が水中を進むときに放つチェレンコフ光を検出することで、positron の平均エネルギーを計算している。

現在この超新星ニュートリノをどのように精度よく観測し正確に解析できるかが、SN のメカニズムの理解の鍵となっており活発に議論がなされている。

1.2 原始中性子星とニュートリノ放出

主に $8M_\odot$ より重たい星は核融合により中心に重たいコアを作り、そのコアを支えきれなくなると潰れて重力崩壊型超新星爆発 (Core-collapse supernovae:CCSNe) を引き起こす。この時中心領域に原始中性子星 (Proto-neutron star:PNS) を残すとされており、PNS は最終的に中性子星やブラックホールになる。PNS はニュートリノを放出することにより温度が徐々に下がり収縮していく。最初の数 10 ms の間のニュートリノ放出のことをニュートリノバーストといい、その後ニュートリノを放出しながら徐々に冷える Cooling phase を経て中性子星になる。この Cooling phase はさらに 3 つの段階、Mantle contraction phase, Shallow decay phase, Volume cooling phase に分けることができる。この Shallow decay phase ではニュートリノの全フレーバー ($\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_x$) で放出するエネルギーが同程度になることが知られている [2]。

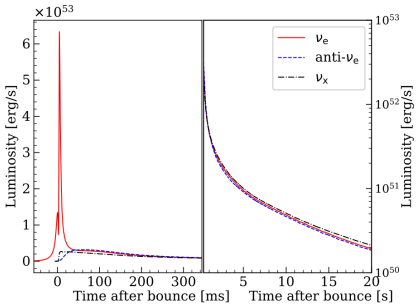


図 1: バーストから先のニュートリノ放射 (左図) Shallow decay phase でのニュートリノ放射 (右図)

またこの phase での放射は長く続き全体の半分に対応するニュートリノが放出されるので解析に適している。さらにこの phase では PNS の半径と質量が最終的な中性子星の半径と質量にほぼ一致することが知られている。つまり Shallow decay phase を観測し解析することが PNS を理解するのに非常に重要である。

1.3 SN1987A

SN1987A は世界で初めて超新星ニュートリノの観測に成功した超新星爆発である。SN1987A は大マゼラン星雲に位置し ($D \sim 50$ kpc)、1987 年 2 月 23 日に岐阜県の神岡鉱山地下に設置された Kamiokande で観測された。Kamiokande で観測されたイベント数は 12 イベントである。また、アメリカでも IMB において 8 イベント観測されている。今までに観測された超新星ニュートリノのイベントは SN1987A のみで貴重な観測例とされている。

2 Methods

2.1 SPECIAL BLEND

今回、超新星ニュートリノの解析コードとして SPECIAL BLEND(Supernova Parameter Estimation Code based on Insight on Analytic Late-time Burst Light curve at Earth Neutrino Detector) を使用する。このコードは原始中性子星の Shallow decay phase に着目して解析を行なっている。SPECIAL BLEND は統計的解析方法としてベイズ推定に基づいている。ベイズ推定では

$$p(\theta|data) = \frac{\mathcal{L}(\theta|data)\omega(\theta)}{p(data)}$$
$$\mathcal{L}(\theta|data) = \prod_{i=1}^{n} p(data_i|\theta) \tag{2}$$

の式を用いて、観測データから求めたい物理パラメータの確率分布を得ることができる。この式における $\mathcal{L}(\theta|data)$ は尤度関数であり、観測データからパラメーターの分布を求めたものである。$\omega(\theta)$ は事前分布関数で、今回は一様分布を仮定している。$p(data)$ は規格化因子と考えられるので $p(data) = \int d\theta \mathcal{L}(\theta|data)\omega(\theta)$ と表すことができる。

SPECIAL BLEND では Fixed parameter として超新星までの距離 D, 現象論パラメータ $g\beta$, 観測器の質量 $M_{\rm det}$ を必要とする。これに加えてベータ崩壊で放出される positron の平均エネルギー $\langle\epsilon\rangle_i$ とその時間 t_i を観測量として解析することで、PNS の質量 $M_{\rm PNS}$,PNS の半径 $R_{\rm PNS}$,Shallow decay phase 中に放出される総ニュートリノエネルギー $E_{\rm tot}$ のそれぞれに対する 1D 確率分布と 2D 確率分布 (M-R,M-E,R-E) を出力する。

2.2 3 種類の尤度関数

SPECIAL BLEND は Binned likelihood(BLH) , Unbinned likelihood(UBLH) , また先行研究 [4] で使用されている Gaussian-approximation likelihood(GALH) の 3 モデルが適用されている。それぞれの尤度関数は

$$\mathcal{L}_{\rm GA}(\theta|\{N_i, \langle\epsilon\rangle_i\}) \propto \prod_i \exp\left(-\frac{(r_i - \mathcal{R}(\theta)_i)^2 \Delta t_i}{2\mathcal{R}(\theta)_i} - \frac{(\langle\epsilon\rangle_i - E_{e^+i}(\theta))^2}{2(0.05E_{e^+i}(\theta))^2}\right) \tag{3}$$

$$\mathcal{L}_{\rm B}(\theta|\{n_i\}_{\rm 2D\ bin}) \propto \prod_{i\in \rm 2D\ bin} \exp\left(-\mathcal{R}(t_i,\theta)p(t_i,\epsilon_i,\theta)\Delta t_i \Delta\epsilon_i\right) \times \frac{\left(\mathcal{R}(t_i,\theta)p(t_i,\epsilon_i,\theta)\Delta t_i\Delta\epsilon_i\right)^2}{n_i!} \tag{4}$$

$$\mathcal{L}_{\mathrm{UB}}(\theta|\{t_i,\epsilon_i\}_{\mathrm{event}}) = \exp\left(-\int \mathcal{R}(t,\theta)dt\right)\prod_{i\in\mathrm{event}}\mathcal{R}(t_i,\theta)p(t_i,\epsilon_i,\theta) \tag{5}$$

と表される。

ここで r_i は観測したニュートリノの event rate、$\mathcal{R}_i$ は理論的な event rate、$\langle\epsilon\rangle_i$ は観測した positron の平均エネルギー、E_{e^+i} は理論的な positron の平均エネルギー、$p(t_i,\epsilon_i,\theta)$ はポジトロンのエネルギースペクトルを表している。$\mathcal{R}$ と E_{e^+} は [3] の値を引用している。

UBLH と BLH はポアソン分布を仮定しているのに対し、GALH はポアソン分布を近似的にガウス分布として扱っている。BLH は時間とエネルギーをビニングすることで計算にかかる時間を大幅に減らすことができるのに対し、ニュートリノのイベント数が多く必要になる。一方、UBLH は少数統計に対しても解析することが可能であるが計算に時間を要する。GALH は先行研究 [4] とこの二つの分布との比較に用いている。3 つの分布に対する実際の解析結果については Result で紹介する。

3 Results と Discussion

3.1 銀河中心からの超新星ニュートリノの推定

まず、銀河系中心で超新星爆発が起こる状況を考える。Mock data のパラメータをそれぞれ、$M = 1.52M_\odot, R = 12.8\mathrm{km}, E_{tot} = 1.0\times10^{53}$ erg, $D = 8.00$ kpc, $g\beta = 1.6, M_{det} = 32.5$ kton として作成した。$M_{\mathrm{det}} = 32.5$ kton は Super-Kamiokande の全質量に対応している。この mock data を SPECIAL BLEND で解析した結果を図 2 に示す。

図より、GALH と比較して BLH と UBLH で非常に精度よく推定できていることがわかる。GALH で推定するためには、ポアソン分布をガウス分布として近似するための多量のイベント数が必要となり、特にイベント数が少ない時には真値から外れる傾向にある。それに比べ、BLH と UBLH は同等の推定精度があるのでイベント数に応じて使い分けることが可能であることがわかった。

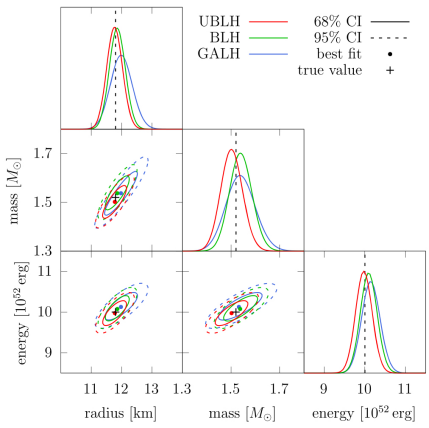


図 2: 銀河系内で超新星が起こると想定した時のパラメータ推定

3.2 SPECIAL BLEND の距離依存性

次に SPECIAL BLEND の距離依存性について調べた結果を示す。

今回、$D = 8, 20, 40, 60, 80, 100, 150, 200, 250$ kpc について Mock data を作り解析した。他のパラメータについては 3.1 と同じである。その結果を図 3 に示す。

ここで今回の 3 パラメータ推定に必要なイベント数である 3 イベントが観測される限界距離が 250 kpc である。図 3 から全てのパラメータにおいて約 100 kpc まで best fit の値が真値によくあっていることがわかる。また、それぞれのパラメータについての不確かさが 10%,50%,100%になる距離を表 1 に示す。エネルギーに関しては 250 kpc までの計算で常に 100 %の領域に入っているので空欄にしている。

また、この推定を Hyper-Kamiokande で行うことを考える ($M_{\mathrm{det}} = 260$ kton)。すると距離による不確かさは Super-Kamiokande の約 $\sqrt{\frac{260\text{ kton}}{32.5\text{ kton}}} \approx 2.8$ 倍で同等の精度となるので、より遠くで起こる超新星爆発でも精度良くパラメータ推定できることがわかる。

表 1: Super-Kamiokande で観測時の距離と不確かさの関係

Tolerance	Mass	Radius	Energy
10%	∼ 20 kpc	∼25 kpc	∼20 kpc
50%	∼ 70 kpc	∼100 kpc	∼130 kpc
100%	∼ 120 kpc	∼170 kpc	

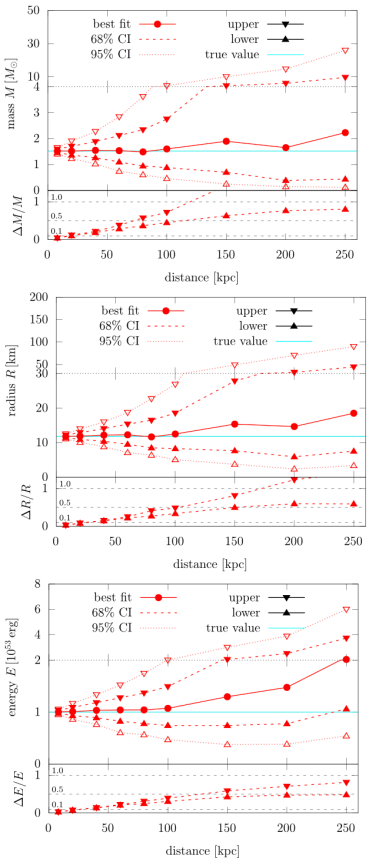


図 3: SPECIAL BLEND の距離依存性

3.3 SPECIAL BLEND での SN1987A の解析妥当性

ここで SN1987A の SPECIAL BLEND での解析妥当性について考える。Kamiokande(約 3 kton) で観測することを考えると距離と不確かさの関係は、SK の $\sqrt{\frac{3\text{ kton}}{32.5\text{ kton}}} \approx 0.3$ 倍の距離と考えられる。つまり表 1 から、Kamiokande で観測したときに同じ精度で推定できる距離は表 2 の距離と概算できる。実際には今回仮定している他のパラメータによっても距離は変化するため、大まかな推定ではあるが大体 100%の不確かさでパラメータが得られることがわかった。

また Kamiokande の 12 イベントに加え、IMB での 8 イベントも考慮することでさらに精度をあげることが可能なので、SPECIAL BLEND を使った SN1987A の解析は十分可能であることがわかった。

表 2: Kamiokande での距離と不確かさの関係

Tolerance	Mass	Radius	Energy
10%	∼6 kpc	∼7.5 kpc	∼6 kpc
50%	∼21 kpc	∼30 kpc	∼39 kpc
100%	∼36 kpc	∼51 kpc	

4 Conclusion

この論文では超新星ニュートリノの新たな解析手法である SPECIAL BLEND について検証した。SPECIAL BLEND に搭載されている BLH と UBLH の分布を用いることで、SK では約 20 kpc 、2027 年に稼働する予定の HK では約 60 kpc の位置まで 10%の不確かさで測定できることがわかった。これにより近場で起こる超新星爆発に対しては高精度で、また遠方で起こる超新星爆発の推定も可能になった。今後の展望としては、SN1987A に対してのパラメータ推定をより詳細に行うことや、HK が稼働するときに向けてより正確に推定できるように機能の改良などが必要である。また、今回ニュートリノの分布として Fermi-Dirac 分布を仮定しているが、実際にはピンチングスペクトル [5] を用いるほうが適切である。現在ピンチングスペクトルは解析的に解けていないので、これが解ければより洗練されたパラメータ推定が可能になるだろう。

Reference

[1] Harada et al. 2023, ApJ, 954, 52

[2] Mori et al. 2020, Prog. Theor. Exp. Phys., 2021(2), 023I01

[3] Suwa et al. 2021, Prog. Theor. Exp. Phys., 2021(1), 013E01

[4] Suwa et al 2022, ApJ, 934 15

[5] Tamborra et al. 2012, Phys. Rev. D, 86, 125031

——index へ戻る

CP-07

超新星残骸SN1987A 中のパルサー探査

埼玉大学
菊池　龍之介

超新星残骸 SN1987A 中のパルサー探査

菊池 龍之介 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

Abstract

SN 1987A は、1987 年 2 月 23 日に太陽系から約 51 kpc 離れた系外銀河の大マゼラン星雲内でおこった重力崩壊型超新星爆発である。重力崩壊型超新星爆発は恒星の進化の果てに起こる爆発であり爆発後には親星の質量によって中性子星、ブラックホールができると考えられている。SN 1987A の中心には中性子星があると考えられているが、現在までに検出には至っていない。本研究では X 線天文衛星「すざく」に搭載された硬 X 線検出器 HXD のデータと、XRISM 衛星に搭載された Resolve のデータを用いて X 線帯域における時系列解析によって、中性子星から放射されるパルスを探し、中性子星が存在することの観測的証拠を得ようと試みた。探査のエネルギー帯域は HXD のデータが 10 keV-70 keV、Resolve のデータが 2 keV-10 keV である。生まれたばかりの中性子星は、自転周期 P が小さく、周期の時間微分 $\dot{P}$ が大きく、P と $\dot{P}$ の関係を示した $P-\dot{P}$ ダイアグラム上では左上部にあると考えられているため、本研究では P が 1 ms から 100 ms、$\dot{P}$ が 10^{-13} sec/sec から 10^{-10} sec/sec の範囲の探査を行った。時系列解析の手法として、まず観測データの時刻を太陽系重心の時刻に補正する barycentric 補正を施した。その補正済みデータから得られたライトカーブを天体の変動周期間隔で分割し、すべての分割されたライトカーブを重ね合わせることで、畳み込みライトカーブを作成した。さらに、それを Z^2 検定で評価することで中性子星からのパルスを探索した。本講演では、すざく・XRISM の観測の詳細とその結果をまとめる。

1 Introduction

1.1 パルサー

パルサーとは、重力崩壊型超新星爆発によって生まれた中性子星が磁気圏活動により明滅しているものである。これまでに電波から X 線、γ 線まで様々な波長域で観測されている。これまでに観測されたパルサーは 2000 個以上にもなる。中性子星とは約 $8M_{\odot}$ 以上の恒星が進化の最終段階で起こす超新星爆発の残骸として中心にできる高密度な星である。主に中性子から構成されており、中性子の縮退圧によって自身の重力を支えている星である。半径は重力と縮退圧が釣り合う大きさである約 10km 程度だと考えられている。

1.2 パルサー磁気圏からの放射機構

中性子星は約 1.4 ms から約 12 s ほどの高速回転をしていて星の表面では約 $10^9 - 10^{13}$ G ほどの強い磁場を持っている。強い磁場を持つ物質は高速で回転をするとローレンツ力により単極誘導を起こすので、誘導起電力が生じ、荷電粒子が集団となって磁力線に沿って加速されることでビーム状の電磁放射を起こしている。これらの放射が中性子星の自転とともに回転し、観測者の方向を向くときにのみ放射が観測されるため周期的なパルスが見られると考えられている。

1.3 $P-\dot{P}$ ダイアグラム

これまで観測された中性子星の自転周期 P と、自転周期の時間微分 $\dot{P}$ をプロットしたものが $P-\dot{P}$ ダイアグラムである。生まれたばかりの中性子星は P が小さく、$\dot{P}$ が安定しているので、図の左上部に位置すると考えられている。パルサーの特性年齢 τ は $\tau \equiv \frac{P}{2\dot{P}}$ である。$\tau \propto P\dot{P}^{-1}$ なので $P\dot{P}^{-1} = \text{const}$ となるようにするとダイアグラム上に特性年齢が一定であるような目安の線を引くことができる。つまり中性子星は τ に従って進化していくにつれて $P-\dot{P}$ ダイアグラム上で左上部から右下部へと移動していくと考えられている。

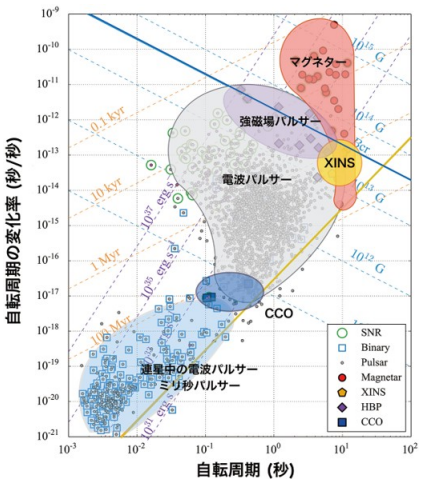


図 1: 中性子星の $P - \dot{P}$ ダイアグラム

1.4 SN 1987A

超新星残骸 SN 1987A は、1987 年 2 月 23 日に太陽系から約 51 kpc 離れた系外銀河の大マゼラン星雲内で発見された。2022 年に行われたジェイムズ・ウェッブ宇宙望遠鏡による SN 1987A の観測 [1] によって超新星残骸の中心付近にイオン化されたアルゴンと硫黄の輝線が見つかった。これらは中心にある中性子星、または中性子星によって生成されたパルサー風星雲によって励起されていると考えられていて、中性子星の存在を示す間接的な証拠とされている。

2 時系列解析の手法

2.1 barycentric 補正

周期の速いパルサーのパルスの到着時刻を他の時期の観測と比較する場合は、時刻情報に対する補正である barycentric 補正を行う必要がある。衛星は地球を中心に公転しているのでその軌道運動による効果を打ち消すために、地球中心の時刻に補正する。次に地球は太陽を中心に公転しているので観測時期による違い (地球の公転運動の効果) を打ち消すために、太陽中心の時刻に補正する。その後、惑星の運動をすべて加味した太陽系重心の時刻に補正する。ここまでの一連の補正を barycentric correction と呼ぶ。この補正を行う事で、異なる時期、異なる地点で観測されたデータと照合できるようになる。

2.2 畳み込みライトカーブの作成と評価

X 線の観測では光子を一つずつ検出するので衛星から得られる観測データは、ある時間に対して幾つの光子が検出されたのかという統計をとる。観測時間と単位時間あたりの検出された光子の数との関係を示したものをライトカーブと呼ぶ。しかし、時間変動の早い天体では周期が短いためその間に検出できる光子数が少なくなってしまう。そこで、得られたライトカーブを天体の P で分割し、全ての分割されたライトカーブを重ね合わせることで、光子の統計数を増やし、周期変動をとらえることができるようになる。これを畳み込みライトカーブとよぶ。本研究では barycentric 補正を行った観測データから畳み込みライトカーブを作成し、その畳み込みライトカーブを検定で評価することでパルスを探査する。周期探査では複数の周期で試行して作成した畳み込みライトカーブを検定で評価する。複数の周期を仮定して作成した畳み込みライトカーブを評価し、統計が大きな値を示す場所を探すという方法で、コヒーレントな周期性を見つける。

2.3 Z^2 検定

Z^2 検定は 1983 年に Buccheri が提案した。[2]

$$Z_n^2 = \frac{2}{N}\Sigma_{k=1}^{n}\left[\left(\Sigma_{j=1}^{N}\cos k\phi_j\right)^2 + \left(\Sigma_{j=1}^{N}\sin k\phi_j\right)^2\right]$$

ここで N は光子の数、n は高調波の数、ϕ_j はイベント到着時間 t_j に対応する位相である。つまりパルス周波数を ν_j として、$\phi_j = \nu_j t_j$ の関係にある。z^2 検定の特徴として、複数の高調波成分を加えることで正弦波的なパルス形状の場合だけでなく、非正弦波的なパルス形状を持つ信号を敏感にとらえることができるという点がある。[3] つまり、n の値が小さな場合には滑らかな正弦波のようなパルス形状についての感度がよくなり、大きくすることによって高調波が含まれるような鋭いパルス形状についての感度がよくなる。

3 本研究の目的

SN 1987A の中心には中性子星が存在すると考えられているが、いまだにその観測的な証拠は得られ

ていない。しかし、中性子星が存在するならばパルサー活動があり、安定した周期での明滅が観測されるはずである。そのため時系列解析の手法を用いてパルサーからのパルスを探査し、パルサーの観測的な証拠を得ることを目的とする。

4 使用した X 線衛星

本研究では X 線帯域で高い時間分解能と十分な時刻精度をもつ X 線衛星「すざく」と XRISM を用いた。「すざく」は 2005 年に打ち上げられた X 線天文衛星である。「すざく」には X 線望遠鏡 5 台と硬 X 線検出器が搭載されている。このうち、HXD は硬 X 線を高感度で観測することを目的とする検出器である。高い検出感度と、優れた時間分解能を持つ HXD-PIN のデータを用いて解析を行なった。

XRISM は、2023 年に打ち上げられた日本の X 線観測衛星で、X 線望遠鏡と軟 X 線分光装置 Resolve、軟 X 線撮像装置 Xtend が搭載されている。本研究で用いた Resolve は X 線望遠鏡とマイクロカロリメータから構成される望遠鏡システムである。

表 1に、HXD-PIN、Resolve の基本情報を示す。

表 1: 基本性能 [4][5]

	PIN	Resolve
視野	34'× 34'	2.9'× 2.9'
エネルギー帯域	10-70 keV	0.3-12 keV
エネルギー分解能	∼4keV	∼7eV @6keV
有効面積	∼160cm^2 @20 keV	∼210cm^2 @6 keV
時間分解能	61μs	80μs

5 X 線データ解析を用いた周期性探査

5.1 Crab、PSR 1509-58 による事前確認

SN1987A の観測データを確認する前に、解析手法が正しいかを検証するために、明るくて周期が知られているパルサーである Crab パルサー 、PSR 1509-58 についても解析を行った。Crab パルサーは、地球から約 7000 光年の距離にある、かに星雲中で確認されているパルサーである。Crab パルサーは、約 33 ms で自転している回転駆動型パルサーであり、電波から X 線、γ 線までの幅広い波長域での放射が観測されている。PSR 1509-58 は、1982 年に、地球から約 1 万 7,000 光年の距離にある超新星残骸 MSH 15-52 の中で発見された。PSR 1509-58 は約 150 ms で自転している回転駆動型パルサーであり発見後、すぐに電波でも確認され、後にガンマ線も検出されている。表 2に周期等の値を示す。

表 2: Crab、PSR 1509-58 の周期等の文献値 [6][7]

	Crab	Crab	PSR 1509-58
周期	33.640522[ms]	33.82606[ms]	150.23079664 [ms]
周期の時間変化	4.20243402×10^{-13}	4.19589×10^{-13}	1540.1908×10^{-15}
MJD	55250	60384	45144

5.2 解析に用いたデータ

解析に用いたデータの情報を表 3に示す。

表 3: 解析データの情報

	exposure	date(MJD)	OBSID
Crab(すざく)	45830s	2010-02-23(55250)	104001070
Crab(XRISM)	23016s	2024-03-18(60752)	100006010
PSR 150958(すざく)	65161 s	2005-08-23 (53605)	100009010
SN1987A(すざく)	81276 s	2012-11-02 (56233)	707020010
SN1987A(XRISM)	348866 s	2024-06-17(60387)	300021010

6 $P-\dot{P}$ 空間での探査領域

Crab、PSR 1509-58 については文献値の周期、周期微分の周辺について探査を行った。若い中性子星は $P-\dot{P}$ ダイアグラムの左上部に存在するはずなので、SN1987A については P =10 ms-100 ms、$\dot{P}=10^{-13}$-10^{-10} sec/sec までの範囲について探査を行った。表 4に探査範囲などについての情報を示す。

表 4: 探査範囲の情報

	P	$\dot{P}$	STEP($\dot{P}$)
Crab(すざく)	33.639565-33.640018 ms	1.1×10^{-13}–6.4×10^{-13}	1.0×10^{-14}
Crab(XRISM)	33.82503661-33.82709 ms	1.4×10^{-13}–6.7×10^{-13}	1.0×10^{-14}
PSR1509–58	151.3385–151.3706 ms	0.2×10^{-12}–7.2×10^{-12}	1.0×10^{-12}
SN1987A	10–100 ms	10^{-13}–10^{-10}	1.3×10^{-11}

7　Z^2 検定の探査の結果

7.1　Crab 、PSR 1509-58 での結果

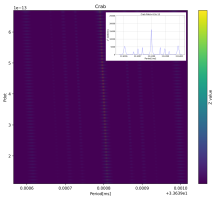


図 2: Crab のすざくのデータの探査での結果 (n=3)

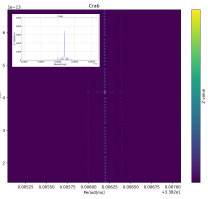


図 3: Crab の XRISM のデータの探査での結果 (n=3)

得られた結果よりすざくと XRISM のどちらのデータでも、表 3の文献値に矛盾がない位置にパルスが存在することを確認できた。

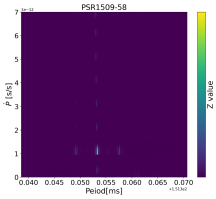


図 4: PSR 1509-58 のすざくでの探査の結果 (n=3)

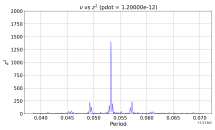


図 5: 図 4の $\dot{P} = 1.2 \times 10^{-12}$ の部分 (n=3)

得られた結果よりパルス周期とその時間変化は $P = 151.353$ ms、$\dot{P} = 1.2 \times 10^{-12}$ と求まり、文献値に矛盾がない位置にパルスが存在することを確認できた。

7.2　SN 1987A での結果

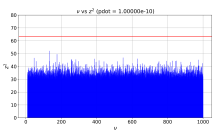


図 6: Resolve の $\dot{P} = 1.2 \times 10^{-12}$ の部分 (n=3)

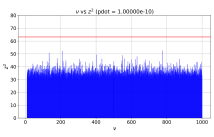


図 7: すざくの $\dot{P} = 1.2 \times 10^{-12}$ の部分 (n=3)

すべての結果を示すことができないので一部の結果を示す。横軸は周波数である。全体的にパルスのような形状は見られず、閾値 [8][9] を超えている部分が見られなかった。

8　議論

事前確認として行った Crab、PSR 1509-58 の結果ではパルスを確認できた。この結果から P、$\dot{P}$ を求めると文献値と矛盾しない位置にパルスがあるとわかり、解析手法の正しさを確認できた。SN1987A での結果では統計の値が大きくなり、閾値を超える部分は存在しなかった。この結果から 2 つの可能性が考えられる。1 つ目の可能性として SN 1987A の中心のパルサーの P、$\dot{P}$ は今回の探査範囲には存在していないという事が考えられる。2 つ目の可能性として X 線で PSR1590-58 よりも暗くて観測することができなかったということが考えられる。

9　まとめ

本研究では X 線天文衛星「すざく」に搭載された硬 X 線検出器 HXD と、XRISM 衛星に搭載された軟 X 線分光装置 Resolve を用いて、時系列解析によって中性子星から放射されるパルスを探し、SN1987A の中心に中性子星が存在することの観測的証拠を得ようと試みた。Crab、PSR 1509-58 のデータでは、パルスが存在することが確認できた。SN 1987A のデータで行った解析では、パルスは確認できなかった。今後も探査エネルギー帯域を調整し、周期探査の精度をあげて、探査を行っていく。

Reference

[1] Fransson et al., Science 6685, 898 (2024)

[2] Buccheri,R.,Bennett,K.,Bignami,G.F.,etal.1983,A&A,128,245

[3] G. BÉLANGER ApJ 822,14,2016

[4] すざくファーストステップガイド

[5] https : //xrism.isas.jaxa.jp/research/analysis/manuals/xrqr$_{\mathrm{v}}$1.pdf

[6] Seward, F. ; Harnden, F. Astrophysical Journal (1982)

[7] Taylor, J. H. ; Manchester, R. N. ; Lyne, A. G. Astrophysical Journal Supplement v.88, p.529

[8] Leahy, D. A.;Astrophysical Journal(1983)

[9] Buccheri, R. ; Astronomy and Astrophysics (1983)

——index へ戻る

CP-08

NS1987A の直接観測可能性: 速い ν 冷却の影響

神戸大学
泉　啓太

NS1987A の直接観測可能性: 速い ν 冷却の影響

泉 啓太 (神戸大学大学院 理学研究科)

Abstract

中性子星は超新星爆発によって形成される天体であり、その光度曲線は超新星爆発のメカニズムや親星の性質を理解するための手がかりとなる。しかし、その光度曲線は中性子星内部の物質状態やニュートリノ冷却過程に強く依存していると考えられており、その依存性はよくわかっていない。本研究では、中性子星内部の自由核子に対する自由陽子の割合 ($Y_{\rm p}$) を変化させながら光度曲線を計算した。ここで、中性子星の初期温度を 10^{10}K と固定した。その結果、$Y_{\rm p} > 1/9$ の場合、直接ウルカ過程が効果的に働くことで中性子星は 100 年以内に 10^6K まで冷却されることが分かった。一方、$Y_p \leq 1/9$ の場合、直接ウルカ過程が抑制され修正ウルカ過程が効率的に働くことで、中性子星が 10^6K まで冷却するのに約 10^4 年を要することがわかった。本講演では、超新星 1987A における中性子星の観測可能性や、中性子星コアにおける核子超流動が光度曲線に与える影響についても議論する。

1 Introduction

中性子星は重力崩壊型超新星爆発によって形成されると考えられており、超新星爆発後の中性子星の性質を解明することは、超新星爆発や爆発を引き起こす親星の性質を解明する鍵となる。しかし通常、超新星爆発後の中性子星は光学的に厚い爆発物に覆われており、直接観測することは困難である。

その様な状況の中、超新星 1987A の中心領域において、中性子星起源と思われる電波放射が検出された [1]。この電波放射は、中性子星表面から放射される X 線が周囲の噴出物を照射することで明るく光ると考えられている [2]。次世代 X 線観測衛星 Lynx が打ち上げられる 2040 年代には噴出物が膨張することで光学的に薄くなり、中心領域からの X 線放射を直接観測しうる可能性がある。

中性子星からの直接放射を観測することができれば、中性子星表面付近の温度を反映する光度曲線を観測することができる。その温度は中性子星の最内部 (コア) 状態やニュートリノ冷却によって決定される。したがって現実的な光度曲線の理論モデルを構築し、観測結果と直接比較することは超新星爆発機構や親星の性質だけでなく、中性子星内部の状態方程式やニュートリノ物理を決定する上で重要である。しかし、自由核子に対する自由陽子の割合には不定性が多く、それによって有効的に働くニュートリノ冷却過程が変化することで、観測結果との比較に耐えうる光度曲線の理論モデルの構築には至っていない。

そこで本研究では中性子星の内部における自由核子に対する自由陽子の割合 $Y_{\rm p} = n_{\rm p}/(n_{\rm p} + n_{\rm p})$ をさまざまに変えながら、中性子星からの光度曲線を計算する。ここで、$n_{\rm p}, n_{\rm n}$ はそれぞれ中性子星コアにおける自由陽子および自由中性子の数密度である。

2 Methods

2.1 基礎方程式

本研究では数値計算コード NSCool を使用する [3][1]。このコードでは静水圧平衡下での中性子星密度・温度を半径の関数として解く。基礎方程式は、以下の通りである [4, 5]。

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho \tag{1}$$

$$\frac{dP}{dr} = \frac{\rho m}{r^2}\left(1+\frac{P}{\rho}\right) \times \left(1+\frac{4\pi P r^2}{m}\right)\left(1-\frac{2m}{r}\right)^{-1} \tag{2}$$

$$C_V \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial (r^2\kappa)}{\partial r}\frac{\partial T}{\partial r} + Q_h - Q_\nu \tag{3}$$

ここで、m は半径 r での質量、$C_{\rm V}$ は比熱、κ は熱伝導率、Q_h は加熱率、Q_ν はニュートリノ冷却率である。$C_{\rm V}$ と κ は自由核子に対する超流動中性子 (n^3P_2), 超流動陽子 (p^1S_0) の割合に依存する量であり、今回

[1] https://www.astroscu.unam.mx/neutrones/NSCool/

はニュートリノ冷却の寄与に注目するため、加熱率 $Q_h = 0$ として計算を行った。

2.2 NS Cooling Process

誕生直後の中性子星はニュートリノ放出によって冷却される。本研究ではコアからのニュートリノ冷却率 Q_ν について、rapid cooling である直接ウルカ過程と、slow cooling である修正ウルカ過程に注目する。それぞれの冷却率は [6] を参照。

直接ウルカ過程は以下の 2 つの反応によって起こる。$(l = e, \mu\ b = n, p, \Lambda)$

$$n \to p + l + \bar{\nu}_l \tag{4}$$

$$p + l \to n + \nu_l \tag{5}$$

この反応は n が p, e を生成し、ν が熱エネルギーを持って中性子星から逃げることで冷える。生成された p, e が n を生成し、$\bar{\nu}$ が熱エネルギーを持って逃げることで冷える。その n がまた p, e を... と連続的に続くため、非常に効率的な冷却プロセスである。しかし、直接ウルカ過程が起こるには運動量保存則が成り立つ必要があり、陽子比 $Y_{\rm p} > \frac{1}{9}$ が必要である。

一方以下に示す修正ウルカ過程は直接ウルカ過程よりも容易に運動量保存則が成り立つ。なぜならバリオンが assisting nucleon として運動量を保存するために働くからである。

$$n + b \to p + l + b + \bar{\nu}_l \tag{6}$$

$$p + l + b \to n + b + \nu_l \tag{7}$$

2.3 超新星噴出物の拡散モデル

中性子星からの黒体放射は X 線であり、電波に比べて波長が短く、中性子星周囲の超新星噴出物に吸収されてしまう。次世代 X 線観測衛星 Lynx が打ち上げられる 2040 年代には噴出物が膨張することで光学的に薄くなり、中心領域からの X 線放射を直接観測しうる可能性がある。噴出物 (ejecta) が自由膨張をすると仮定すると、

$$\rho_{\rm ejecta}(t) \propto t^{-3} \tag{8}$$

$L_{\rm Lynx}(t)$ を Lynx の感度上限とすると、Dohi[7] より

$$L_{\rm Lynx}(t) \propto \rho_{\rm ejecta}(t) \tag{9}$$

よって、

$$L_{\rm Lynx}(t) = L_{\rm Lynx}(50)\,(50{\rm yr}/t)^3 \tag{10}$$

ここで、$L_{\rm Lynx}(50) \sim 10^{35}({\rm erg/s})$ を Lynx 打ち上げ直前の 2037 年での感度上限とした。

ただし、中性子星が SN 中心から遠ざかる速度 $v_{\rm kick} = 300({\rm km/s})$, 信頼度 : 3σ, Lynx の観測時間 $T_{\rm explosure} = 0.2 - 1({\rm Ms})$ を仮定した。

3 Results

3.1 質量依存性

以下に、光度曲線の Mass 依存性を示す。破線は直接ウルカ過程が抑制され、修正ウルカ過程が効率的に起こる中性子星での光度曲線を表す。▼は 2037 年での感度上限であり、青点線の自由膨張モデルにしたがって超新星噴出物が膨張すると考える。$1.4M_\odot$ 以上では、直接ウルカ過程によって光度が急速に失われることが分かった。

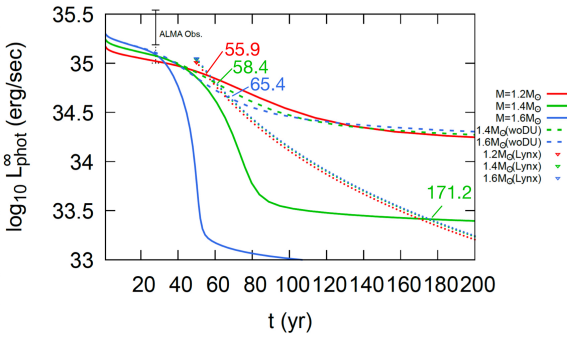


図 1: 光度曲線の質量依存性

3.2 光度曲線の中性子 $^3P_2$ 超流動依存性

以下に、光度曲線の中性子 $^3P_2$ 超流動依存性を示す。超流動状態は $C_{\rm V}$ と κ に大きな影響を与え、得られる光度曲線の結果を左右する。破線は直接ウルカ過程が抑制され、修正ウルカ過程が効率的に起こる中性子星での光度曲線を表す。▼は 2037 年での感度上限であり、青点線の自由膨張モデルにしたがって超新星噴出物が膨張すると考える。

その結果、直接ウルカ過程が中性子星の光度曲線に非常に大きな影響を与えることが分かった。一方、

100 年以降において観測可能性があることが確認されるとともに、光度曲線が中性子 $^3P_2$ 超流動モデルに非常にセンシティブであることが確認された。

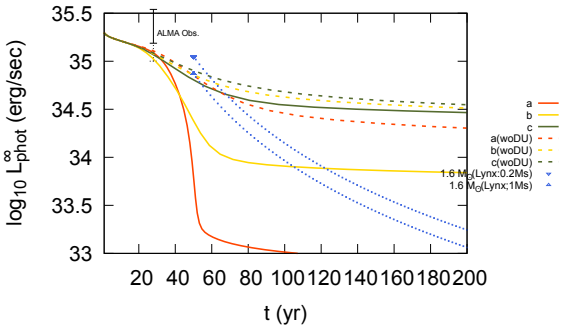


図 2: 光度曲線の中性子 $^3P_2$ 超流動依存

なお、各超流動モデルの超流動転移温度における密度依存性は以下である。

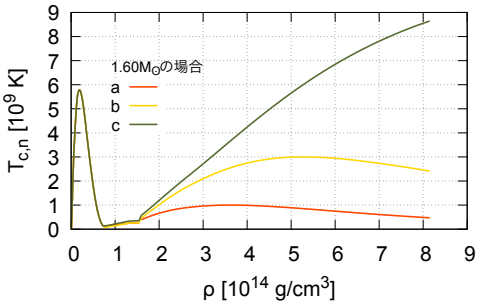


図 3: 中性子 $^3P_2$ 超流動転移温度の密度依存性

3.3 光度曲線の陽子 $^1S_0$ 超流動依存性

以下に、光度曲線の陽子 $^1S_0$ 超流動依存性を示す。超流動状態は C_V と κ に大きな影響を与え、得られる光度曲線の結果を左右する。破線は直接ウルカ過程が抑制され、修正ウルカ過程が効率的に起こる中性子星での光度曲線を表す。▼は 2037 年での感度上限であり、青点線の自由膨張モデルにしたがって超新星噴出物が膨張すると考える。その結果、直接ウルカ過程が中性子星の光度曲線に非常に大きな影響を与えることが分かった。直接ウルカ過程では 100 年以内に 10^6K まで冷却されたのに対し、修正ウルカ過程では約 10^4 年を要するという結果が得られた。

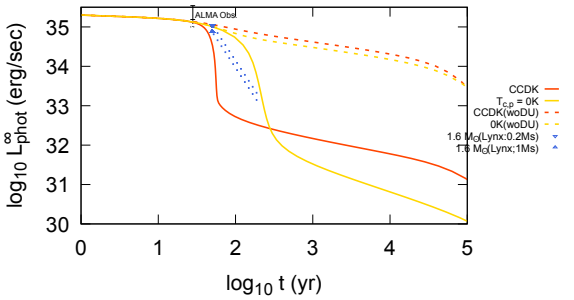


図 4: 光度曲線の p^1S_0 依存性

4 Conclusion

中性子星の内部における自由核子に対する自由陽子の割合 Y_p 変えながら、中性子星からの光度曲線を計算した。その結果、直接ウルカ過程の効果的な働きによって、中性子星が急速に冷却されることが示された。具体的には、$Y_p > 1/9$ の場合、直接ウルカ過程が効果的に働くことで中性子星は 100 年以内に 10^6K まで冷却された。一方、$Y_p \leq 1/9$ の場合、直接ウルカ過程が抑制され修正ウルカ過程が効率的に働くことで、中性子星が 10^6K まで冷却するのに約 10^4 年を要することがわかった。

直接ウルカ過程が効率的に働くケースにおいて、中性子星の直接観測可能性は著しく低くなった。一方、100 年以降のタイミングを見ると、観測可能性があることも確認された。また、光度曲線は核子超流動に非常にセンシティブであることも示された。

Reference

[1] Phil Cigan et al 2019 ApJ 886 51

[2] Dany Page et al. 2020,ApJ 898, 125

[3] Astrophysics Source Code Library, record ascl:1609.009

[4] A Wiley-Interscience Publication, New York: Wiley, 1983

[5] Dany Page et al. 2012, arXiv:1201.5602 [nucl-th]

[6] Phys. Rev. Lett. 66, 270

[7] Akira Dohi et al. 2023 ApJ 949, 97

——index へ戻る

CP-09

原始中性子星の進化計算及び構造解析

東京理科大学
Liao　Jinkun

原始中性子星の進化計算及び構造解析

Liao Jinkun (東京理科大学 創域理工学研究科)
共著者 鈴木英之 (東京理科大学)、加藤ちなみ (東京大学)、長倉洋樹 (国立天文台)

Abstract

太陽質量の 8 倍以上の質量をもつ大質量星が進化の最期に超新星爆発を起こす。その中心に原始中性子星 (PNS) が形成され、普通の中性子星より温度が高くて、典型的な半径は数十キロメートルと考えられる。ニュートリノは PNS の進化において重要な役割を果たす。特に、PNS がニュートリノを放出しつつ冷えていく過程を原始中性子星冷却といい、放出されるニュートリノは超新星ニュートリノとして観測される。ハイパーカミオカンデなどの次世代ニュートリノ観測装置の検出感度の向上により、銀河系内に超新星が起これば、数十秒のニュートリノイベントを検出できると期待されている。本研究は PNS の長時間進化を理解するために、球対称一般相対論的な準静的原始中性子星冷却計算コードを用いて、原始中性子星の約 50 秒の進化を計算した。ただし、ニュートリノ輸送はマルチエネルギー流束制限法を用いた。また、PNS の長時間進化において、外層に原子核が現れるほか、中性子星のクラストが出来上がると示唆されている。本研究は異なる二つの核物質の状態方程式を用いて、外層の物質組成と熱的進化の関連性を議論していく。さらに、PNS 内部の対流運動が進化に大きな影響を及ぼすことが知られているため、本研究では対流を拡散近似で扱う手法をコードに実装した。この対流項を含むバージョンによる進化の途中結果についても、従来の計算結果とあわせて紹介する。

1 Introduction

太陽質量の約 8 倍以上の質量 ($8M_\odot$) をもつ恒星が進化の最期に重力崩壊型超新星爆発 (core-collapse supernova ，CCSN) という突発天体現象を起こす。爆発に伴って、中心部に原始中性子星 (PNS) と呼ばれる天体が形成され、ニュートリノを放射しつつ冷えていく。放出される超新星ニュートリノ (SNν) がマルチメッセンジャー宇宙物理学の重要な対象の一つである。超新星爆発が生じるエネルギーの 99% がニュートリノによって放出され、星の爆発に使われるエネルギーは $\sim 1\%$ と示唆されている。CCSN からのニュートリノ放出は (1) 大質量星コアの重力崩壊及び内部コアのバウンスから衝撃波の停滞に至る動的段階、(2) 停滞衝撃波の復活とコアの爆発に至る質量降着段階、(3) 中心にの残された原始中性子星の冷却段階 (PNSC) の 3 段階に分けられる。(1),(2) に対して、(3) は最も長期にわたる過程である。ニュートリノの精密な理論予想をするために、PNS の進化過程の研究が必要である。一般的に、数十秒にわたる PNS の長時間進化計算は相応の計算コストが発生することから、球対称近似を仮定することが多い。

SNν の観測について、1987 年に大マゼラン星雲で起こった超新星爆発 (SN1987A) の際に、検出器カミオカンデによって 12 秒間に 11 個のニュートリノイベントが観測された [2]。近年の観測技術の発展より、今後スーパーカミオカンデ (SK) から 10 キロパーセク離れた所で超新星が起これば、40 $\sim$ 170 秒程度の間に数千イベントが検出できると期待されている [3]。ただ、これらの理論的な予想では PNSC の後期進化における物理過程の取り扱いに検討の余地がある。例えば、現状の 1 次元計算コードには対流効果が考慮されていない [3]、或いは対流効果を扱う近似の適格性の吟味が不十分 [4](対流を平均自由行程を仮定する拡散近似をしているが、多次元計算の結果とずれが生じる)。

本研究は 1 次元球対称の原始中性子星の準静的な進化計算コードを用いて、50 秒の原始中性子星冷却計算を行った。PNS の構造について解析した後に、対流を混合距離理論で扱って、1 秒以内の計算結果を対流なしのモデルと比較する。

2 Methods

本研究で用いた球対称一般相対論的な準静的 PNSC 計算コード [6, 7] は星の構造を決めるオッペンハイマーボルコフ方程式 (Oppenheimer-Volkoff equation, OV 方程式) を解くほか、ニュートリノの輸送を計算するために、「マルチエネルギー流束制限拡散法」(Multi-Group Flux Limited Diffusion scheme, MGFLD) という近似法を使った。数値計算はラグランジュ記述を採用し、大まかな流れが 3 段階に分けられた。

1. 平衡分布するニュートリノの PNS モデルを作る
2. ニュートリノ定常流の PNS モデルを作る
3. ステップ 2 で作ったモデルを初期状態として、その後の冷却計算を行う

コードに解いた式に関する詳細な定義は先行研究 [6, 7] を参考されたい。初期設定として (1) 超新星爆発の流体計算の結果 (エントロピー分布、Y_e 分布) (2) 物質の性質を示す核物質の状態方程式 (EOS) テーブル (3) ニュートリノ反応セット (4) 電子散乱や対反応の反応率を計算するテーブルが必要である。ニュートリノ反応セットに関して、Bruenn(1985)[1] を採用し、核子の制動放射とプラズモン崩壊反応を追加した。反応の種類はニュートリノの吸収・放出反応、ニュートリノ散乱反応、対生成消滅反応が含まれている。なお、ニュートリノフレーバーは電子型ニュートリノ、ミュー型ニュートリノ、タウ型ニュートリノとそれぞれの反粒子が存在するが、数値計算上では、電子型ニュートリノ ν_e、反電子型ニュートリノ $\bar{\nu}_e$、非電子型ニュートリノ $\nu_x(\nu_\mu、\nu_\tau、\bar{\nu}_\mu、\bar{\nu}_\tau)$ にまとまって研究を行った。

50 秒の進化計算について、J.R.Wilson と R.Mayle による超新星爆発計算の結果 (エントロピー分布、Y_e 分布) を初期条件とし、状態方程式は Shen(1998)[5] と Togashi(2017)[8] を用いていた。対流を考慮したモデルでは、Woosley15 の親星モデルを初期条件とした超新星爆発計算の結果 (バウンス後 300 ms のエントロピー分布、Y_e 分布) を初期条件とし、状態方程式が Togashi(2017) のみを採用した。

対流の扱いについて、混合距離理論で拡散近似を行った [9]。ただし、対流は流体運動を考え、比内部エネルギー (ε、specific internal energy) と Ye のみの拡散方程式を解いた。ただし、D が拡散係数、ρ がバリオン密度である。

$$\rho\frac{\partial Y_e}{\partial t} = \nabla\cdot(\rho D\nabla Y_e) \tag{1}$$

$$\rho\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \nabla\cdot(\rho D\nabla \varepsilon) \tag{2}$$

また、対流領域は Ledoux criterion(C_L) に基づいて算出し、Brunt-Väisälä frequency(Q) を計算した。

$$C_L = \left(\frac{\partial\rho}{\partial s}\right)_{Y_e,P}\frac{ds}{dr} + \left(\frac{\partial\rho}{\partial Y_e}\right)_{s,P}\frac{dY_e}{dr} \tag{3}$$

$C_L > 0$ の領域が対流安定領域である。$Q < 0$ は対流不安定領域に対応する。本研究では、簡単のために全ての領域を拡散方程式の計算領域にした。対流不安定領域の拡散係数をその点のガウス分布の中央値とし、全ての点の拡散係数を計算した。そして、計算領域の各メッシュについて、他のメッシュがこのメッシュで求めた拡散係数の最大値を採用した。

3 Results

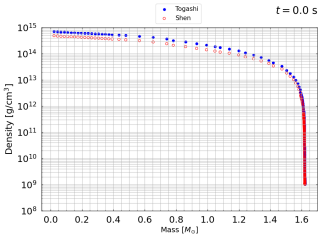


図 1: 初期分布 (質量座標に対する密度 $\rho(m)$)

図 1 より、PNS の中心密度が約 10^{15} g · cm^{-3} で、核物質の密度の 3 倍程度である。初期モデルにおいて、PNS 半径が 70 km 程度であるが、中心から半径が 12 km 以内の領域が PNS の総質量の約 75%を占めている。その場所より外側では密度が指数的に激減する。図 2 より、質量が $0.9M_\odot$(半径が 10 km) 付近では温度の最大値が存在する。これは PNS の構造の影響と衝撃波が通過した結果である。また、YE の分布 (図 3) から PNS 内の中性子の割合が高くて、表面付近より外側では陽子の割合が増えることがわかる。50 秒の進化を経て、PNS の中性子化が進むと共に、陽子数と電子数が減っていく (図 4)。進化計算の初期において、PNS の温度が高い場所からニュー

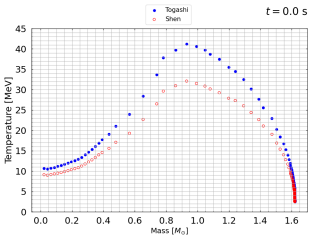


図 2: 初期分布 (質量座標に対する温度 $T(m)$)

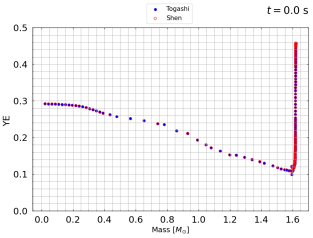


図 3: 初期分布 (質量座標に対する電子数比 $Y_e(m)$)

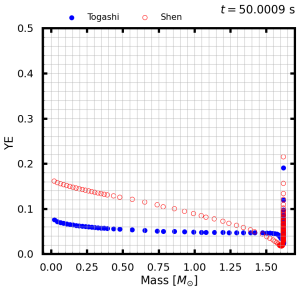


図 4: 50 秒後の質量座標に対する密度 $Y_{\rm e}(m)$

トリノを放出し、周りの物質に吸収される。最初の 5 秒間の表面に近いところの変化が数倍から数桁までであるが、10 秒以降では密度の増大が遅くなり、密度の値がほとんど上げ止まっている状態である。50 秒のときに、Togashi EOS と Shen EOS の原始中性子星の中心密度はそれぞれ 8×10^{14} g/cm^{-3} と 5×10^{14} g/cm^{-3} 程度である (図 5)。 PNS の温度について、最初の数秒間では一旦高くなる。温度の最大値より内側ではまだ外側から高いエネルギーをもつニュートリノ拡散してくるので、温度が増大し、熱エネルギーを均等化しようとする動きは、同時期に中心でのエントロピー増大に対応する。30 秒以降は少しずつ減少する。初期進化段階の温度の最大値の場所より外側について、PNS の外へ放出するニュートリノによって、温度が下がっていく。35 秒以降の後期進化段階の温度分布について、表面 2km までの

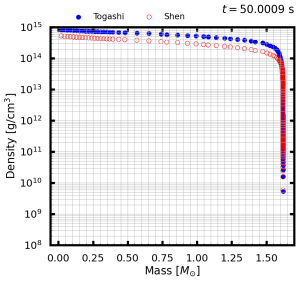


図 5: 50 秒後の質量座標に対する密度 $\rho(m)$

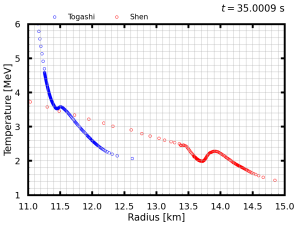


図 6: Togashi EOS と Shen EOS を利用した進化計算の 35 において、原始中性子星の外層の温度分布

領域は温度が表面に向かう方向で単調減少するように分布している。ただし、表面から深さが 1.5km の領域内では温度の極大値 (以降「温度ピーク」と称する) が存在している (図 6)。

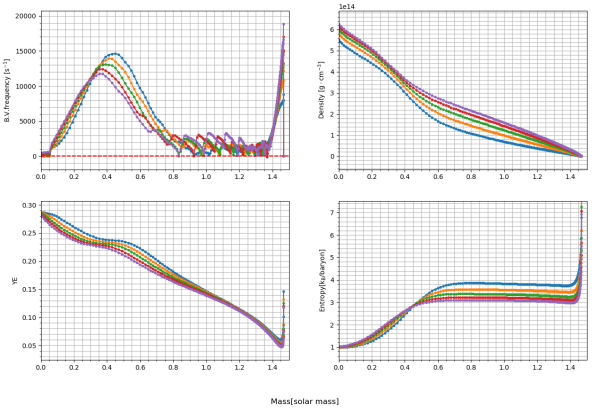


図 7: 対流モデルの Brunt-Väisälä frequency、密度、Y_e、エントロピー分布の時間変化。各色が対応する時刻は $t = 0.31$ s(青)、0.61 s(オレンジ)、0.89 s(緑)、1.15 s(赤)、1.39 s(紫) である。

対流モデルは 1 秒程度しか計算していない (図 7)。拡散近似のため、対流なしのモデルより Y_e とエントロピー分布がより早く平たくなる。これは先行研究と一致している [4, 9]。

4 Discussion

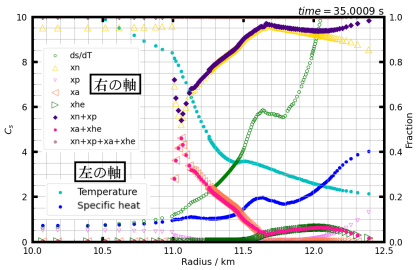


図 8: Togashi モデルの比熱分布。横軸が半径である。xn、xp、xa、xhe はそれぞれ中性子、陽子、重い原子核、ヘリウムの質量比で、1 核子あたりのエントロピーの温度微分 ds/dT と同じく右の縦軸に対応する。温度と比熱が左の縦軸を参照する。

比熱を $C = Tds/dT$ で定義し、Togashi モデルの比熱変化は図 8 で確認できる。中心から半径 11.5 km 付近に温度ピークが見える。それより半径が少し外側 (11.6 km) に比熱の極大値が存在することが確認できた。11.0 km 付近より外側は、中性子で構成された一様核物質が相転移し、原子核が混在する相になる。核子から原子核を形成するのに、質量欠損より束縛エネルギーを失い、放熱反応である。逆に、重い原子核が再び核子に分解するときに、吸熱反応となる。原始中性子星冷却段階では、外層の物質は冷却しつづける状態である。エネルギーを放出して、核子から原子核が形成される際に、相転移をするために、温度が変化しにくい。核子が比較的に多い場所 (11.5 km) は少ない場所 (11.0 km $\sim$ 11.5 km) と比べて、同じ温度降下をするときに、より多くのエネルギー放出をする。従って、11.5 km において比熱の極大値が現れる。

対流モデルは定性的に先行研究と一致しているが、1 秒程度しか計算できなかったのは陽解法を採用したことが原因である。拡散方程式を陽解法で解く際に、安定性を満たすために時間変化 $\Delta t < \Delta x^2/(2D)$ を満たす必要がある。空間メッシュのサイズ (Δx) と拡散係数 D の制約を受け、$\Delta t_{\max}$ は $\sim 10^{-6}$ s しか取れなかった。また、0.8 $\sim$ 1.4 $M_\odot$ の領域では Brunt-Väisälä frequency は不連続が見える。これは EOS テーブルから物理量を線形補完し、対流安定性の指標 C_{L} を計算する微分量を影響したことから由来していると考える。今後修正する必要がある。

5 Conclusion

本研究は 50 秒の PNS のシミュレーション計算をし、進化段階の後期に PNS の外層に特徴的な温度構造が現れた。温度ピークの形成原因は物質組成の変化によるものである。核物質の相転移が比熱の空間分布に影響を与えて、温度分布の変化に反映した。また、混合距離理論に基づいた対流モデルは先行研究に定性的に一致しているが、EOS テーブルの補完や陰解法で方程式を解くことを検討する必要がある。

Reference

[1] S. W. Bruenn. Stellar core collapse - numerical model and infall epoch . *Astrophysical Journal Supplement Series*, 58:771–841, aug 1985.

[2] K. Hirata, T. Kajita, M. Koshiba, M. Nakahata, Y. Oyama, N. Sato, A. Suzuki, M. Takita, Y. Totsuka, T. Kifune, T. Suda, K. Takahashi, T. Tanimori, K. Miyano, M. Yamada, E. W. Beier, L. R. Feldscher, S. B. Kim, A. K. Mann, F. M. Newcomer, R. Van, W. Zhang, and B. G. Cortez. Observation of a neutrino burst from the supernova sn1987a. *Phys. Rev. Lett.*, 58:1490–1493, Apr 1987.

[3] Ken ' ichiro, F. Nakanishi, M. Harada, Y. Koshio, Y. Suwa, K. Sumiyoshi, A. Harada, M. Mori, R. A. Wendell. Observing supernova neutrino light curves with super-kamiokande. ii. impact of the nuclear equation of state. *The Astrophysical Journal*, 925(1):98, jan 2022.

[4] L. F. Roberts. A new code for proto-neutron star evolution. *The Astrophysical Journal*, 755(2):126, aug 2012.

[5] H. Shen, H. Toki, K. Oyamatsu, and K. Sumiyoshi. Relativistic equation of state of nuclear matter for supernova and neutron star. *Nuclear Physics A*, 637(3):435–450, 1998.

[6] H. Suzuki. *Neutrino Burst from Supernova Explosion and Proto Neutron Star Cooling*. PhD thesis, Univ. of Tokyo, 1990.

[7] H. Suzuki. Supernova neutrinos. *in Physics and Astrophysics of Neutrinos, edited by M., Fukugita and A., Suzuki*, pp. 763–847, 1994.

[8] H. Togashi, K. Nakazato, Y. Takehara, S. Yamamuro, H. Suzuki, and M. Takano. Nuclear equation of state for core-collapse supernova simulations with realistic nuclear forces. *Nuclear Physics A*, 961:78–105, 2017.

[9] J. R. Wilson and R. W. Mayle. Convection in core collapse supernovae. *Physics Reports*, 163(1):63–78, 1988.

——index へ戻る

CP-10

マグネターのバースト活動における量子論的プロセス

早稲田大学
山﨑　陸太郎

マグネターのバースト活動における量子論的プロセス

山崎 陸太郎 (早稲田大学 先進理工学研究科)

Abstract

マグネターは 10^{14} G 程度の非常に強い磁場を持つ中性子星である。これほどに強い磁場の下では量子論的過程が重要となると考えられているが、その物理過程もよくわかっていない。
マグネターの顕著な特徴として、X 線を大規模に放出するバースト活動が挙げられる。バースト活動のモデルに関する先行研究には、強い磁場の下で電磁波が衝撃波を作るとした [1] が挙げられる。[1] では散逸したエネルギーが電子・陽電子対生成に使われることを仮定しており、この仮定は決して自明なものではない。そこで、電子・陽電子生成過程の素過程からの導出が期待されている。
本発表では主に [1] のレビューを行い、バースト活動の素過程からの解明に向けた私の研究の展望を述べる。

1 導入

8 太陽質量以上の星は進化の最期に、超新星爆発を起こし、中性子星（Neutron Star, NS）を残す。NS の磁場は典型的には 10^{12} G だが、その磁場は非常に多様である。中には 10^{14} G を超える NS も存在し、マグネターと呼ばれている [2]。マグネター周辺では強磁場ならではの量子論的物理過程が実現されると考えられており [3]（1.1 節参照）、極限物理の実験場としての注目がされている。

マグネターの顕著な現象として、X 線を大規模に放出するバースト活動があげられる。バースト活動には、ショートバースト、アウトバースト、ジャイアントフレアの 3 種類があるが、いずれのメカニズムも明らかになっていない。バースト活動のモデルを提唱した先行研究には [1] や [4] が挙げられる（詳細は 1.2 節参照）。これらの先行研究では、一様な強い磁場中を伝搬する電磁波が分散性を生じて、衝撃波を作った結果、エネルギーが散逸し、電子・陽電子対を生成するというメカニズムを提唱している。バーストは生成された電子・陽電子の対消滅による輻射で説明されている。[1] や [4] では散逸したエネルギーが電子・陽電子対生成に使われることを仮定しており、この仮定は決して自明なものではない。そこで、電子・陽電子生成過程の素過程からの導出が期待されている。

本研究では、強い電磁場の下で量子論的補正を受けると期待される Lagrangian を場の量子論 (Quantum Field Theory, QFT) に基づいて導出し、その Lagrangian から物理量を計算することによって、不明瞭さなしにマグネターのバースト活動の物理を解明することを目指している。

1.1 量子臨界磁場

まず、マグネターの物理学においては、本質的に量子論的過程が重要となることを説明する。

古典力学によれば、定磁場中で荷電粒子は円運動を行う。定磁場 B 中において、速度 v で運動する電子（質量 m、電荷 $-e(<0)$）の運動方程式は

$$\gamma m\frac{v^2}{r_{\rm L}} = evB \tag{1}$$

である。γ は Lorentz 因子で $\beta = v/c$ に対して、$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ と定義される。$r_{\rm L}$ は円運動の半径で Larmor 半径と呼ばれる。Larmor 半径を求めると

$$r_{\rm L} = \frac{\gamma mv}{eB} \tag{2}$$

となる。Larmor 半径は磁場に逆比例するので、非常に大きい磁場では Larmor 半径が de Broglie 波長 λ より小さくなる。そのような領域では、電子の波動性が卓越し、量子論的な過程が重要となることが期待される。$\lambda \geq r_{\rm L}$ の条件は

$$\frac{\hbar}{\gamma mv} \geq \frac{\gamma mv}{eB} \quad \Longleftrightarrow \quad B \geq \frac{m^2c^2}{e\hbar}\beta^2\gamma^2 \tag{3}$$

で与えられる。ただし、$\hbar$ は Dirac 定数である。特に

$$B_{\rm c} = \frac{m^2c^2}{e\hbar} = 4.4\times10^{13}\ {\rm G} \tag{4}$$

は量子臨界磁場と呼ばれ、これより大きい磁場の下では量子論的過程が重要となる。量子臨界磁場を超えるような NS、すなわちマグネターはすでに観測されており、マグネター周辺の物理過程においては、本質的に量子論的過程が重要となる。

1.2 先行研究 [1] の概観

本小節で、バースト活動のモデルとして electro magnetick shock を提唱した、[1] を簡単にレビューする。またこの節以降では、$c = 1, \hbar = 1$ の自然単位系を用いる。

[1] では、一様なマグネターの磁場を仮定して、その中を伝搬する電磁波を考える。

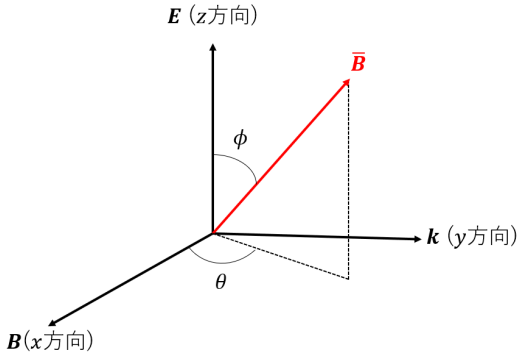


図 1: 電磁波の伝搬の様子

電磁場のベクトルポテンシャルは z 成分以外を 0 にとることができ、

$$\psi(y,t) = A_z \tag{5}$$

とする。このとき、ψ に対する Euler-Lagrange 方程式は波動方程式型の

$$a\psi_{yy} + \psi_{yt} + c\psi_{tt} = 0 \tag{6}$$

という形になる。ただし、添え字 t や y はその変数での偏微分を表す。a, b, c は Lagrangian 密度を $E, B, \bar{B}$ で変分した複雑な関数で、ここではその表式を割愛する。詳しくは元論文 [1] を参照されたい。(6) から、2 つの Rieman 不変量を見出すことができて、

$$\psi_+ = \psi_y - \tau_+\psi_t - \int_{v_0}^{v} \psi_t \left.\frac{\partial \tau_+}{\partial v}\right|_{v=v'} \mathrm{d}v' \tag{7}$$

$$\psi_- = \psi_y - \tau_-\psi_t - \int_{u_0}^{u} \psi_t \left.\frac{\partial \tau_-}{\partial u}\right|_{u=u'} \mathrm{d}u' \tag{8}$$

となる。ただし、

$$\tau_\pm = -\frac{1}{\sigma_\pm} = \frac{-b \mp \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \tag{9}$$

であり、$\sigma_\pm$ は波の伝搬速度を表す。また、変数 v, u は y, t を用いて、

$$y = u + v, \qquad t = -(\tau_+ u + \tau_- v) \tag{10}$$

と定義されている。Rieman 不変量が 2 価になる点で衝撃波は発生するが、そのような点は以下で定義される不透明度が 1 になる点である。

$$\kappa = \frac{a_B c_0 + c_B a_0}{2a_0^2 \tau_\pm c} B_t \tag{11}$$

ただし、a_0, a_b, c_0, c_B は (6) の係数の展開式

$$a = a_0 + a_B\psi_y - a_E\psi_t + O(B^2) \tag{12}$$

$$b = b_0 + b_B\psi_y - b_E\psi_t + O(B^2) \tag{13}$$

$$c = c_0 + c_B\psi_y - c_E\psi_t + O(B^2) \tag{14}$$

によって与えられる。

2 方法

前節で、強い磁場の下で電磁波が衝撃波を作ることを説明したが、より具体的な議論を行うためには Lagrangian の表式を与えなくてはいけない。マグネターにおいては、量子論的過程が無視できないので、古典場の Lagrangian を用いるのでは不適切で、量子補正の入った Lagrangian を用いる必要がある。

この節では、量子補正の入った電磁場の Lagrangian を求める方法について説明する。

2.1 Schwinger の proper time method

本小節では、量子補正の入った Lagrangian を求めるために用いられる、Schwinger の proper time method[5] について解説する。この手法の優れた点は、QFT の問題を量子力学に落とし込むことができる点である。実スカラー場を例にして、この点を説明する。

物理量や観測量と結びつくという意味で、QFT における最も重要な量は Green 関数といえるだろう。よって、Green 関数を求めることが QFT での至上命題である。

自由な実スカラー場の Green 関数は

$$G(x-y) = \int \frac{\mathrm{d}^4p}{(2\pi)^4} e^{ip\cdot(x-y)} \frac{i}{p^2 - m^2 + i\varepsilon} \quad (15)$$

で与えられる。天下り的ではあるが、恒等式

$$\frac{i}{X - i\varepsilon} = \int_0^\infty \mathrm{d}s\, e^{-is(X-i\varepsilon)} \quad (16)$$

によって、Green 関数は

$$G(x-y) = \int_0^\infty \mathrm{d}s\, e^{-s\varepsilon} e^{-ism^2} \langle y|\, e^{-i\hat{H}_0 s}\, |x\rangle \quad (17)$$

と変形される。ただし、

$$\hat{H}_0 = -\hat{p}^2 \quad (18)$$

である。ここで、注目すべきは s である。s は単なる積分のダミー変数であるが、$\hat{H}_0$ を Hamiltonian、s を時間とみなすことで、$\langle y|\, e^{-i\hat{H}_0 s}\, |x\rangle$ を量子力学における遷移振幅とみなすことができる。遷移振幅を評価すれば、Green 関数を求めることができるので、QFT で Green 関数を求める問題は、量子力学の問題に落とし込まれた。

2.2 proper time を用いた Lagrangian の表現

QFT によれば、量子場の期待値の発展方程式は（量子）有効作用の変分によって与えられる。原理的には Feynman 図形と対応付けることで有効作用を求めることができるが、無数の Feynman 図形からの寄与を考えなくてはいけない。そのため有効作用は近似的に求めることが多く、特に、$\hbar$ のべきで有効作用を展開し、その 1 次までで展開を打ち切る近似が多用される。この近似は $\hbar$ の次数が Feynman 図形におけるループの数と一致することから、1 ループ近似と呼ばれる。

量子電磁力学の Lagrangian は

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma_\mu D^\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (19)$$

で与えられる。ただし、ψ は Dirac スピノル、$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$ は共変微分、$F^{\mu\nu}$ は電磁場テンソル、γ^μ はガンマ行列、$\bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0$ は Dirac 共役を表す。

QED 有効作用の 1 ループ近似公式は

$$S^{(1)}_{\text{eff}}[A_\mu] = -\frac{i}{2}\,\mathrm{Tr}\,\mathrm{Log}\left\{\not{D}^{\,2} + m^2\right\} \quad (20)$$

で与えられる。ただし、対数は汎関数の意味でとられており、Tr は時空間とスピノル空間の両者で和を取られている。また、$\not{D} = \gamma_\mu D^\mu$ である。時空間の対角和（積分）をあらわに書いて

$$S^{(1)}_{\text{eff}}[A_\mu] = \frac{i}{2}\int \mathrm{d}^4x\ \mathrm{tr}\ \langle x|\,\mathrm{Log}\big(\not{D}^{\,2} + m^2\big)\,|x\rangle \quad (21)$$

を得るので、1 ループ有効作用を導く Lagrangian 密度は

$$\mathcal{L}^{(1)}_{\text{eff}}[A_\mu] = \frac{i}{2}\mathrm{tr}\ \langle x|\,\mathrm{Log}\big(\not{D}^{\,2} + m^2\big)\,|x\rangle \quad (22)$$

となる。ただし、tr はスピノル空間での対角和である。

前小節で紹介した、proper time s を用いて、有効作用を書き換えることで、有効作用の導出も量子力学の問題に落とし込むことができる。(16) を $X \in [B, A]$ で積分して得られる恒等式

$$\log\left(\frac{A - i\varepsilon}{B - i\varepsilon}\right) = -\int_0^\infty \frac{\mathrm{d}s}{s}\left(e^{-is(A-i\varepsilon)} - e^{-is(B-i\varepsilon)}\right) \quad (23)$$

を用いて、

$$\mathcal{L}^{(1)}_{\text{eff}}[A_\mu] = -\int_0^\infty \frac{\mathrm{d}s}{s}\ \mathrm{tr}\ \langle x|\, e^{-iH_f s}\, |x\rangle \quad (24)$$

と表される。ただし、

$$H_f = D^2 - \frac{e}{2}F^{\mu\nu}\sigma_{\mu\nu} \quad (25)$$

と定義する。ここで $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$ である。(24) を計算すると

$$\mathcal{L}^{(1')}_{\text{eff}}[A_\mu] = \frac{1}{8\pi^2}\int_0^\infty \frac{\mathrm{d}s}{s} e^{-is(m^2 - i\varepsilon)} \times\left[\frac{(ea)(eb)}{\tanh(esa)\tan(esb)} - \frac{1}{s^2} - \frac{e^2}{3}(b^2 - a^2)\right] \quad (26)$$

を得る。ただし、a と b は 2 つの Lorentz 不変量

$$\mathcal{F} = \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}, \qquad \mathcal{G} = \frac{1}{8}\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}F_{\mu\nu}F_{\alpha\beta} \quad (27)$$

（$\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$ は 4 階完全反対称テンソルで $\varepsilon^{0123} = +1$）を用いて、

$$a = \left(\sqrt{\mathcal{F}^2 + \mathcal{G}^2} - \mathcal{F}\right)^{1/2}, \qquad b = \left(\sqrt{\mathcal{F}^2 + \mathcal{G}^2} + \mathcal{F}\right)^{1/2} \quad (28)$$

と表される。ただし (26) の被積分関数の第 2 項と第 3 項はもとの Lagrangian の発散を取り除くように手で加えられた項で、くりこみに対応している。

3 展望

以上までで、量子電磁力学における 1 ループ有効 Lagrangian を求めた。この Lagrangian によって、電磁場 A^μ の期待値 $\langle A^\mu \rangle$ の発展方程式が導出されることになる。本研究において、最終的に求めたい量は急激に変化する磁場によって散逸したエネルギーによって生成される電子・陽電子対の数密度とエネルギー分布である。これらの物理量は電子・陽電子を表すスピノル場の Green 関数を求めることで得られる。Lagrangian を変分して ψ を求めてもよいが、本研究では二粒子既約 (2 Particle Irriducible, 2PI) 有効作用 [6],[7] を用いて Green 関数を計算することを試みている。2PI 有効作用は場の期待値の発展のみではなく、その Green 関数の発展方程式も導出できる、非常に優れた性質を持っている。即ち

$$\frac{\delta \Gamma_{\mathrm{2PI}}[\Psi, G]}{\delta \Psi(x)} = 0 \qquad (\Psi\text{の発展方程式}) \qquad (29)$$

$$\frac{\delta \Gamma_{\mathrm{2PI}}[\Psi, G]}{\delta G(x,y)} = 0 \qquad (G\text{ の発展方程式}) \qquad (30)$$

(Ψ は ψ の期待値) によって、場の発展方程式と Green 関数の発展方程式が導かれる。この方法では、ψ と $\bar{\psi}$ を求めてから、その積の期待値でグリーン関数を計算するのではなく、直接に Green 関数を導出することができる。この方法によって、スピノル場の Green 関数の発展方程式を導き、解くことで電子・陽電子に関する物理量を得るのが今後の展望である。

Acknowledgement

常日頃から、私を熱心に指導してくださる山田章一先生に感謝いたします。また、学生同士の活発な議論の場を設けてくださった夏の学校の運営委員会の皆様にも感謝申し上げます。

Reference

[1] Jeremy S. Heyl and Lars Hernquist. Electromagnetic shocks in strong magnetic fields. *Phys. Rev. D*, 58:043005, Jul 1998.

[2] Victoria M. Kaspi and Andrei M. Beloborodov. Magnetars. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 55(Volume 55, 2017):261–301, 2017.

[3] Koichi Hattori, Kazunori Itakura, and Sho Ozaki. Strong-field physics in qed and qcd: From fundamentals to applications. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 133:104068, 2023.

[4] Jeremy S. Heyl and Lars Hernquist. A qed model for the origin of bursts from soft gamma repeaters and anomalous x-ray pulsars. *The Astrophysical Journal*, 618(1):463, jan 2005.

[5] Julian Schwinger. On gauge invariance and vacuum polarization. *Phys. Rev.*, 82:664–679, Jun 1951.

[6] John M. Cornwall, R. Jackiw, and E. Tomboulis. Effective action for composite operators. *Phys. Rev. D*, 10:2428–2445, Oct 1974.

[7] Jürgen Berges. Introduction to nonequilibrium quantum field theory. *AIP Conference Proceedings*, 739(1):3–62, 12 2004.

——index へ戻る

CP-11

パルサー観測に基づく中性子星キック速度の較正

信州大学
中井　陸斗

パルサー観測に基づく中性子星キック速度の較正

中井 陸斗 (信州大学大学院 総合理工学研究科)

Abstract

本講演は、 Kapil et al.(2023) のレビューである。本研究は Mandel & Müller (2020)(以下 MM20 とする。) が提案した物理的キックモデルを、銀河系単一パルサーの速度観測に基づいて較正した。中性子星 (NS) は、その誕生過程である超新星爆発の非対称性により、大きなキック速度を獲得する。このキック速度の分布は、連星系の進化や、ブラックホール連星・中性子星連星といったコンパクト星連星の合体率予測において極めて重要な要素だが、これまで多くの場合、観測されたパルサー速度データに対する経験的なフィットに基づく処方が用いられてきた。MM20 では、3 次元の超新星シミュレーションに基づく、より物理的なキックモデルを提案した。このモデルは、超新星前の母天体の炭素-酸素 (CO) コア質量などの物理的な特性と、超新星残骸の質量や得られるキック速度との間の関連性を考慮しており、また超新星爆発の確率的な性質も組み込んでいる。特に、NS の平均キック速度は、放出される CO コア質量と NS 質量の差に比例する形をとる。本講演では、MM20 モデルが持つ 2 つのパラメータ、v_{ns} (NS キックスケール因子) と σ_{ns} (確率的な散らばりの尺度) を、Willcox et al. (2021) によって得られた銀河系単一パルサーの精密な速度観測データを用いて較正した研究について解説する。単独星進化シナリオと連星進化シナリオの両方について尤度計算を行い、観測と最も整合性の高いパラメータ領域を特定した。さらに、この較正済みモデルを用いて、合体率の銀河化学進化モデルとの整合性や、球状星団における NS 保持効率の再現性を検証した。今後、このアプローチは超新星・恒星進化研究や、重力波源を含むコンパクト星連星系の形成・進化予測の精度向上に貢献することが期待されている。

1 Introduction

中性子星（NS）は、8〜20$M_\odot$ の星がコア崩壊型超新星（CCSN）として爆発する際に形成される。その際に非対称な質量放出によって「キック」と呼ばれる速度を得る。キックは、パルサーの観測によって発見され、連星系の破壊、重力波源となるコンパクト連星の形成などに大きな影響を与える。従来、パルサーキックのモデル化には経験的なフィッティングが使われていたが、近年、物理的な爆発モデルに基づいた新たなパラメータ化手法 MM20 が提案された。MM20 モデルでは、NS が受けるキックは、以下のように表される。

$$\mu_{\mathbf{kikc}} = v_{ns}\frac{M_{CO} - M_{ns}}{M_{ns}} \tag{1}$$

本研究では、VLBI によって測定された単一パルサーの速度分布を用いて、この MM20 モデルの 2 つの自由パラメータである、キックスケール因子 v_{ns} と散乱度 σ_{ns} を制約し、モデルの妥当性と一貫性を検証する。

2 Pulsar Velocity Observation

使用された観測データは、Willcox et al. (2021) による 81 個の孤立パルサーの VLBI（超長基線干渉法）測定に基づくものである。このデータセットは、距離と運動量に関して高精度の視差と固有運動の測定結果を提供する。さらに、ミリ秒パルサー、連星系パルサー、球状星団内のパルサーは除外されており、得られる速度分布が主に超新星によるキックの影響を受けたと考えられるパルサーを用いている。観測されたパルサーの速度は、天球面上の 2 次元速度であり、真の空間速度（3 次元）に対しては投影されている。

3 Process

3.1 Stellar Evolution Model

MM20 モデルのパラメータ較正のために、COMPAS（Compact Object Mergers: Population Astrophysics and Statistics）という Population Synthesis

コードを用いて、観測に対応するシミュレーションを実行した。ここでは、次の 2 つの進化シナリオが想定されている。

- 単独星進化（Single Stellar Evolution:SSE）
- 連星進化（Binary Stellar Evolution:BSE)

2 つのシナリオを比較する目的は、連星進化がキックに影響を与えると考えられるためである。連星系においては、質量移動や共通外層進化など複雑な相互作用が起こり、それにより NS の形成過程や爆発特性が変化し得る。とくに、連星進化に特有の進化経路として、Electron Capture Supernovae(ECSNe) や Ultra Stripped Supernovae(USSNe) が考慮される。

ECSNe は比較的軽い超新星であり、通常の鉄コア崩壊型超新星とは異なり、酸素・ネオン・マグネシウムコアを持つ前駆星において、ネオンやマグネシウム原子核による電子捕獲が発生し、電子縮退圧が急激に低下することで重力崩壊が誘発される。

一方、USSNe は連星相互作用による極端な質量移動によって、外層をほとんど失った星が経験する超新星である。どちらのタイプの超新星も、爆発時に放出される質量が少ないため、運動量保存則に基づけば NS に与えられるキック速度は小さくなると考えられている。

各シナリオについて次の範囲でパラメータ探索を行った。キックスケール因子 $v_{\rm ns}$ は 400〜700 km/s を 25 km/s 刻みで 13 通り、散乱の強さ $\sigma_{\rm ns}$ は 0.1〜0.5 を 0.1 刻みで 5 通り設定し、計 13×5 のパラメータセットを用いた。各パラメータセットごとに 10^6 個の星について進化計算を行い、星の進化とキック速度の分布を統計的に取得した。星の初期質量分布には Kroupa 初期質量関数（IMF）を採用し、金属量は太陽組成に固定している。

3.2 Likelihood Evaluation and Model Comparison

各パラメータセットについて得られた NS の 3 次元速度を、等方性を仮定して 2 次元へ射影し、観測データと比較可能な形に変換した。そのうえで、観測されたパルサーの速度に対して、モデルがそれを再現する **尤度（likelihood）** をモンテカルロ平均により計算する。

すなわち、各パルサー i に対して、与えられたモデル $M(\boldsymbol{\theta})$ の下で速度サンプル $v_{i,k}$ を得る確率 $p(v_{i,k} \mid M)$ を平均し、全パルサーについて総積を取ることで、モデルパラメータセットごとの全体尤度 $p(d \mid M)$ を評価する。

$$p(d \mid M) = \prod_{i=1}^{N} \langle p(v_{i,k} \mid M) \rangle_k \tag{2}$$

ここで $\langle\rangle_k$ は、モンテカルロサンプル k による平均を表す。

最終的に得られた尤度分布は、2 次元のガウス関数で近似され、最尤推定により $v_{\rm ns}$ および $\sigma_{\rm ns}$ の最適値と信頼区間が決定された。

この解析により、観測と一致するキック分布を物理モデルから導出し、パルサー速度分布との整合性を高精度で評価することが可能となった。

4 Result

本研究では、MM20 モデルのパラメータ空間において観測と最も整合的な構成を特定するため、前節の解析手法により計算された尤度分布をもとに、最適なパラメータ推定を行った。解析はまず SSE モデルで行われ、次に BSE シナリオに拡張した。

4.1 Single Stellar Evolution Model

SSE シナリオにおける尤度解析の結果、最も高い尤度を与える MM20 モデルのパラメータは以下の通りであった。

$$v_{ns} = 550 \pm 112 \text{ km/s}, \, \sigma_{ns} = 0.30 \pm 0.16$$

これらは 2 次元ガウス関数に基づいた最尤推定により導出された値であり、95 %信頼区間を含んでいる。

さらに、この最適モデルを用いた 2 次元速度の累積分布関数 (CDF) は、観測されたパルサーの速度分布と良く一致した (図 1)。グラフを見て一致したとするのは主観的なため Kolmogorov–Smirnov（KS）検定を行い、数値的にも一致しているかを確認した。この結果、p 値は 0.4〜0.7 と高い一致度が示された。これにより、MM20 モデルが単一パルサー速度の統計的性質を適切に再現していることを支持する。

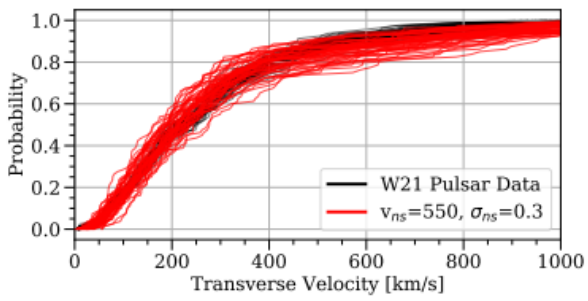


図 1: $v_{ns} = 550, \sigma_{ns} = 0.3$ のときの CDF

4.2 Binary Stellar Evolution Model

BSE シナリオでは、同様の方法で連星進化を考慮した NS 母集団を合成し、連星系が解体し、単一パルサーとなった星を抽出し、観測との一致を評価した。ここでは、連星内での相互作用や、ECSNe や USSNe による NS の形成も含まれている。

このシナリオでの最適パラメータは以下のように推定された。

$$v_{ns} = 520 \pm 116 \text{ km/s}, \sigma_{ns} = 0.30 \pm 0.17$$

この結果は SSE シナリオと統計的に一致しており、BSE を考慮しても観測と合致するキック分布はほぼ同様のパラメータで記述可能であることが示された。CDF の比較 (図 2) および KS 検定（p 値：0.3〜0.6）も、観測との整合性を支持する。

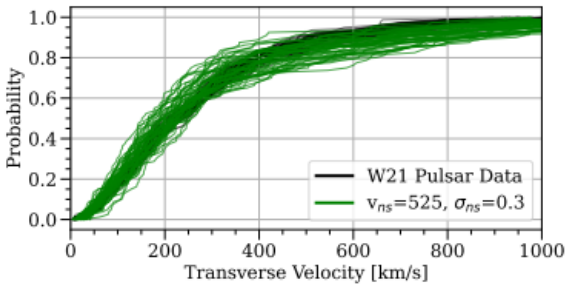


図 2: $v_{ns} = 525, \sigma_{ns} = 0.3$ のときの CDF

5 Discation

本研究で得られた最尤パラメータ（$v_{\rm ns} \sim 520$〜550 km/s、$\sigma_{\rm ns} \sim 0.3$）は、銀河系内に存在する孤立パルサーの 2 次元速度分布と良好な一致を示した。この結果から、MM20 モデルのパラメータを観測に基づいて具体的に制約できたことは大きな成果であり、今後このモデルが他の天体物理的現象に与える影響を検討するうえでの基盤となる。

5.1 BNS Detection Rates

本研究では、これらのパラメータを用いて連星中性子星（BNS）の合体が重力波観測で検出される確率、すなわち検出率を予測した。検出率を評価する理由は、LIGO/Virgo/KAGRA といった重力波検出器による観測結果と整合性を持たせることが、理論モデルの検証において不可欠だからである。仮に BNS が合体していたとしても、それが検出器で観測可能な強度・頻度でなければ、観測データとの直接的な比較には適さない。

COMPAS を使用して、それぞれ 2×10^8 個の初期連星を持つ 2 つの異なる連星コンパクト天体集団をシミュレートし、それらの BNS 検出率の予測を比較した。このシミュレーションでは、物理的なモデルに基づいた MM20 モデルと、経験的なフィッティングのマクスウェル分布モデルの二つを比較する。ECSNe と USSNe のキックは、MM20 モデルでは、他の超新星と一貫した処方を用いており、マクスウェル分布モデルでは、CCSNe の場合、(Hobbs et al. 2005) に従い、$\sigma_{CCSN,rms} = 265$ km/s に設定し、ECSNe、USSNe の場合、(Vigna-Gómez et al. 2018) に従い、$\sigma_{ECSN,rms} = \sigma_{USSN,rms} = 30$ km/s に設定されている。これらのパラメータは、最も一般的に使用される超新星キック処方の一部であるため選択された。

得られたキックパラメータを用いた合体率の推定の結果を表 1 に示す。MM20 モデルおよびマクスウェル分布モデルを使用して計算された検出率は、現在の LVK 検出率を下回っている。これは、共通外層段階の処理など、連星進化モデルのさらなる改善の必要性を示唆している。また、MM20 モデルによる局所的な BNS 検出率は、マクスウェル分布モデルよりも低くなっている。MM20 モデルでは、BNS が最終的に合体するための重要な連星 (USSNe や ECSNe) に対して、より強力なキックを与えてしまう傾向があるため、結果として合体する BNS の数が少なくなり、検出される数も減少する、と理解できる。特に BNS の形成においては、キックの大きさが連星の解体に直接的な影響を与えるため、キック速度が小さ

表 1: 各モデルの BNS 検出率

Kick Model	BNS Detection Rate(yr^{-1})
MM20	0.09 ± 0.01
Maxwellian	0.14 ± 0.02

い超新星、たとえば ECSNe や USSNe といった進化経路の寄与や発生頻度を再評価することが、今後の重要な課題である。

5.2 Globular Cluster Retention

MM20 モデルによって予測される NS の誕生時のキック速度分布は、球状星団に残存する NS の割合を推定するためにも利用できる。球状星団は、典型的な脱出速度が約 50 km/s であることを考慮すると、誕生時のキックが大きければ、多くの星が星団を脱出してしまう。しかし、実際には予想されるよりもはるかに多くの NS を球状星団は宿している。

本研究で用いた MM20 モデルでは、GC 内で連星系として形成された全 NS の 6.2%が球状星団内に残存することが判明した。これをマクスウェル分布キックモデルで行った結果、6.7%であった。

これらの残存率は、セクション 5.1 で観察された傾向に従っており、MM20 キックモデルの方がマクスウェルモデルよりも多くの NS の放出を引き起こすことを示している。

6 Conclusion

本研究は、Mandel & Müller（2020）が提案した物理的キックモデル（MM20 モデル）を、銀河系内の単一パルサーの高精度な観測データに基づいて較正し、その妥当性を検証したものである。特に、VLBI によって測定された 2 次元速度分布に対して、COMPAS を用いた母集団合成とモンテカルロ尤度評価を通じて、モデルの 2 つの自由パラメーターキックスケール因子 v_{ns} と確率的散乱の尺度 σ_{ns} の最尤値を特定した。

得られた最尤パラメータ（$v_{\rm ns} \sim 520$〜550 km/s、$\sigma_{\rm ns} \sim 0.3$）は、単一パルサーの速度分布と高い整合性を示し、キックが前駆星の CO コア質量と残骸質量の差に比例するという MM20 モデルの基本的な構造が、観測的にも支持されることを示した。

一方で、この較正済みモデルを用いて予測される BNS の合体率は、LIGO/Virgo/KAGRA などの重力波観測による検出率と比較して有意に低く、単一パルサー観測と重力波観測の両方を同時に満たす統一的なキックモデルを構築するためには、さらなる物理的考慮が必要であることが明らかとなった。特に、ECSNe や USSNe などの低キック天体の寄与や発生率の再検討は、今後のモデル改良において不可欠である。

以上のように、本研究はキックの物理モデルを観測と接続するための一歩となるものであり、今後は NS 以外のコンパクト天体（ブラックホールなど）への適用、金属量や環境依存性の導入、重力波観測や連星力学との統合的解析へと発展が期待される。

Reference

Hobbs et al.2005, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 360, 974

Vigna-Gómez et al. 2018, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 481, 4009

Mandel, $ Müller 2020, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 499, 3214

Kapil, V., Mandel, I., Berti, E., & Müller, B. 2022, Mon. Not. Roy. Astron. Soc.519, 5893–5901

Willcox R., Mandel I., Thrane E., Deller A., Stevenson S., Vigna-Gómez A., 2021, Astrophys. J. Lett., 920, L37

——index へ戻る

CP-12

機械学習による銀河系パルサー分布の分析

信州大学
瀧本　大芽

機械学習による銀河系パルサー分布の分析

瀧本大芽 (信州大学大学院 総合理工学研究科)

Abstract

本公演は、Ronchi et al (2021) のレビュー公演である。中性子星は誕生時の非対称な爆発によって数 100km/s の速度を持つとされており、この速度をキックと呼んでいる。このキック速度や中性子星の銀河内における位置が正確に分かることによって、コンパクト天体の形成の仕組みや中性子星連星の合体の理解につながるとされているため、これらは注目されている。そこで、本論文では機械学習（特にニューラルネットワーク）を用いて、これらを推測できる可能性を探っている。

1 Introduction

中性子星は、銀河内を数 100 km/s 程度の典型的な速度で移動していることが観測されており、極端な場合には 1000 km/s を超える速度に達することもある。(Chatterjee et al. 2005) 銀河系内における中性子星の位置と速度に関する正確な情報は、通常、電波タイミング観測や干渉計観測 (Lorimer & Kramer 2004) によって得られる。これらの観測により、パルサーの天球上での角位置や視球面上への固有運動が測定される。

中性子星の非常に高い固有速度は、元となった星（大質量の OB 型星）の速度を超えており、銀河系の重力ポテンシャル内での運動だけでは説明がつかない。このような大きい速度を生み出すメカニズムは未だ明確には解明されていないが、超新星爆発に関係していると考えられている。

一つの可能性として、爆発する星の中心核が、外層からの物質が非対称に放出されることにより発生する pulsar kick というもの考えられる。しかし、中性子星の誕生時のキック速度分布を現在の観測データから求めるのは非常に難しい。特に非常に高速で移動しているパルサー (強い磁場を持ち回転する中性子星) の多くは、すでに誕生地点から遠く離れた場所にあり、その固有運動は銀河の重力ポテンシャルによって変化している。そのため、現在観測されるパルサーの速度は、誕生時の速度とは大きく異なっている可能性がある。パルサーの三次元的な初期位置および速度分布を再構築し、観測されている銀河内の中性子星と比較することは、非常に複雑な作業であり、精密なシミュレーションが必要である。これまでにも、観測された中性子星の集団から重要なパラメータの分布を導出するために、統計解析や population synthesis を用いた多くの研究が行われてきた。

これらのモデルは、不十分な点もあり正確とは言えない。それにも関わらず、銀河内の孤立中性子星集団の誕生特性を解明することは非常に重要である。なぜなら、それはコンパクト星の形成機構や、大質量星の進化、さらにはガンマ線バースト、特異な種類の超新星などの極端な現象の研究において、重大な意味を持つからである。中性子星の誕生時特性を観測データから予測することが、本研究の主な目的である。従来の統計的手法を用いるアプローチとは異なり、本研究では、近年天文学および天体物理学の分野で注目を集めている機械学習技術を用いて、天の川銀河内パルサーの初期特性を特徴づけることに焦点を当てる。

特に、銀河内パルサーの空間分布を主に支配する 2 つの量——誕生時のキック速度（σ_k）と銀河面高さ（h_c）——の分布をニューラルネットワークを用いて推定できる可能性を探る。

2 計算手法

本研究は中性子星の進化をシミュレーションして、そのデータを機械学習させるという流れである。シミュレーションの計算手法として population synthesis という手法が使われている。この手法は、与えられた初期パラメータをもとに、中性子星が誕生から現在に至るまでどのように進化するかをシミュレーションする。初期パラメータは以下の通りである。

- 年齢

  各中性子星の年齢 t_{age} は、1〜10^7 年の間で一様

分布からランダムに選ぶ。すべてのシミュレーションで、銀河内で 1 世紀あたり 1 個の中性子星が誕生するという平均的な誕生率 (Rozwadowska et al. 2021) を採用した。これにより、各シミュレーションごとに 10^5 個の中性子星を生成し、現実的な時間内で進化を追跡できるようにしている。

- 誕生位置
  誕生位置は銀河中心を原点とする直交座標系 (x,y,z) と円筒座標系 (r,ϕ,z) の両方で定義する。まず、銀河中心からの距離 r を決める。これは 10^{-4}〜20 kpc からランダムに選ばれる。また、銀河円盤内の角度 ϕ は天の川銀河に存在する 4 つの渦巻腕でそれぞれ決められている。この 4 つの中から 1 つランダムに選ばれる。また、銀河面からの高さ z は以下の指数関数分布に従う。

$$P(z) = \frac{1}{h_c} \exp(-\frac{|z|}{h_c})$$

  ここでの hc が今回機械学習で予測するパラメータで、0.02〜2 kpc の範囲から選ばれる。

- 初期速度
  中性子星が生まれた初期の速度は、前駆天体の円運動速度 v_{orb} と pulsar kick の速度 v_k から成る。円運動速度は銀河の重力ポテンシャルから計算される。pulsar kick 速度は

$$P(v_k) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{v_k^2}{\sigma_k^3} \exp\left(-\frac{v_k^2}{\sigma_k^2}\right).$$

  で、分散 σ_k を持つマクスウェル分布からランダムに選ばれる。この σ_k も機械学習で予測するパラメータであり、1〜700 km/s の範囲で変化させたシミュレーションデータを使う。

機械学習をさせるデータとして σ_k を 1〜700 km/s の範囲で変化させたデータセット ($S1$)、hc を 0.02〜2 kpc で変化させたデータセット ($S2$)、2 つのパラメータを同時に変化させたデータセット ($S3$) の 3 パターンをシミュレーションする。シミュレーションの結果として出力されるのは、各中性子星の位置と速度であり GC と ICRS という 2 つの座標系で保存される。GC は銀河面を上から見ている (-20〜20kpc) ような座標系で、ICRS は赤経 (0〜360°) 赤緯 (-90° 〜90°) で表される座標系である。さらに、画像マップとして機械学習させるため 2 種類のマップで表す。各エリア内の中性子星の個数を表す密度マップと、各エリア内の平均速度を表す速度マップである。これらを 2 つの座標系と組み合わせて、4 通りの表現方法を用意する。

3 機械学習

シミュレーションしたデータを機械学習して、与えられている σ_k と hc を予測し、この予測の精度を高める (予測誤差を小さくする) ことが目的である。誤差を計算する関数として、RMSE（平均 2 乗誤差）と MRE（相対平均誤差）を用いる。本論文では CNN(畳み込みニューラルネットワーク) という学習方法に注目している。学習過程の概略図を以下に示す。(図 1) 各行程を簡単に説明すると、まず Conv2D(畳み込み層) では画像の特徴を抽出し、Maxpool(プーリング層) では画像を縮小し、Linear(全結合層) では得られた情報をもとにパラメータを予測する、という流れである。予測精度を高めるために、学習方法として誤差逆伝播法と勾配降下法という手法を使っている。これは、まず得られた予測値と正解との誤差を計算する。そして、出力層から入力層に向かって各層で勾配（どのくらい誤差に影響するか）を計算し、勾配が最小になるように各層の重みを少しづつ更新していくという流れである。

4 Results

これまで説明した手法をもとに、どのような条件で学習したら高精度で予測できるのかを調べた。今回は CNN で、ICRS（密度マップと速度マップを両方使う）の組み合わせが適していると判断し、採用している。まず、S1、S2 を使って σ_k、hc それぞれを個別に予測した結果を示す。

σ_k は RMSE が 4.8[km/s]、MRE が 0.018 で、hc は RMSE が 0.019[kpc]、MRE が 0.029 となっていて、高精度に予測できているといえる。次に、S3 を使って 2 つのパラメータを同時に予測した結果を示す。

σ_k では、RMSE が 8.8[km/s]、MRE が 0.039 で、hc では RMSE が 0.038[kpc],MRE が 0.061 となっていて、予測精度が良いといえるが、個別にパラメータを予測した時より精度が落ちている。

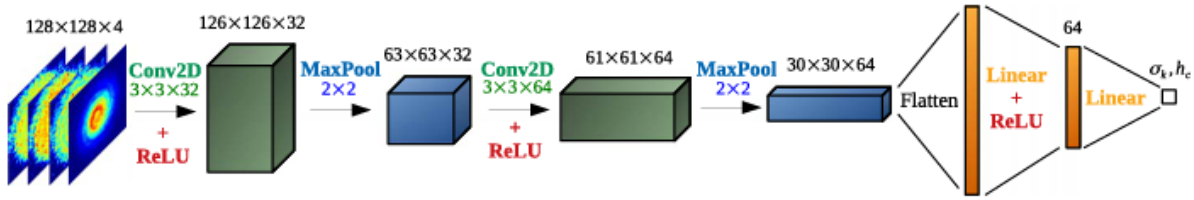


図 1: 機械学習の流れ

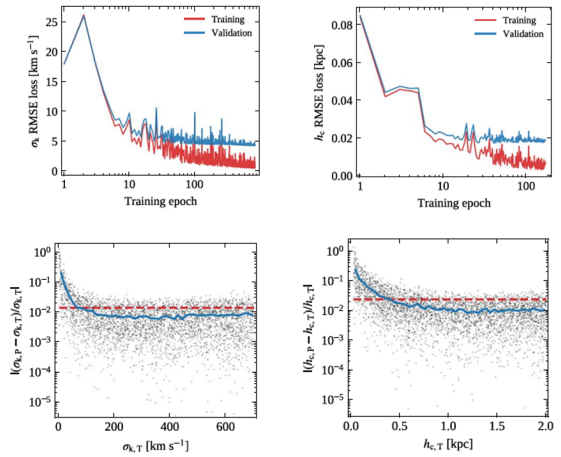


図 2: 個別予測した時の各パラメータの RMSE,RME

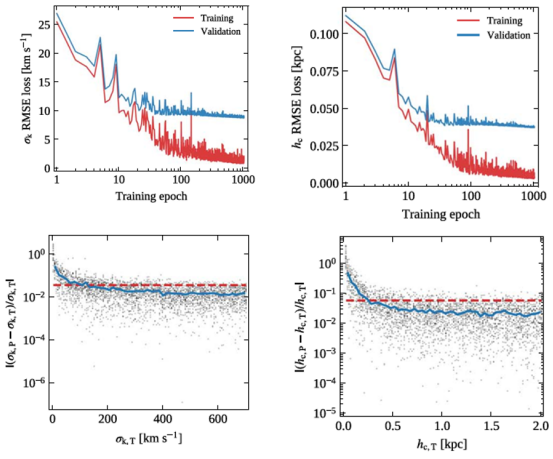


図 3: 同時予測した時の各パラメータの RMSE,RME

5 Discussion

バイアスが存在していて影響を与える可能性があるため、バイアスを考慮して再度検証した。バイアスとして、特定の方向に光が集中してしまうビーミング効果と遠くの天体は検出できないことが挙げられる。特に、距離に関しては地球に近い星は大きい固有運動を持つ可能性が高くなってしまう。これらのバイアスを考慮するために、まず固有運動が実際に観測されていて、太陽中心距離 (d_e) が分かっている中性子星を集めた。これが 219 個であった。そして、得られた d_e をもとに

$$f(d_e) = exp(-0.5d_e)$$

で中性子星に距離による重みを与える。これは距離が地球に近いほど観測されやすいというバイアスを取り入れている。この状態で再度 2 パラメータを同時予測した結果を示す。

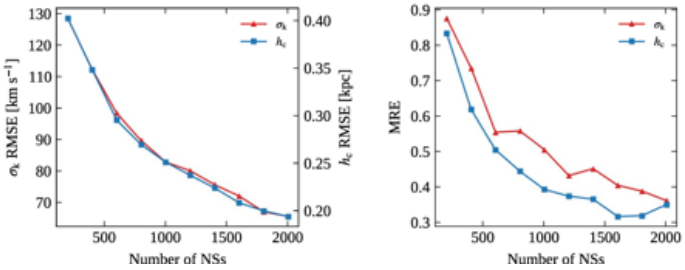


図 4: バイアスを考慮して同時予測した時の各パラメータの RMSE,RME

RME が約 0.35 で予測ができバイアスを考慮しても高精度に予測が可能だといえる。

6 Conclusion

本発表では中性子星の進化をシミュレーションしたデータを機械学習させ、与えられた σ_k と hc を予測した。その結果、個別、同時パラメータ予測どちらも高精度で予測可能であることが分かった。また、地球からの距離によって起こるバイアスを考慮しても高精度で予測可能であった。また、今後は磁場、温度など予測するパラメータを変えて検証していく。さ

らに、観測技術の進化によって、より正確な予測が可能になると考えられている。

Reference

Chatterjee et al.2005, ApJL,630, L61

Lorimer & Kramer 2004, Cambridge: Cambridge Univ. Press

Rozwadowska et al. 2021,NewA, 83, 101498

Ronchi et al.2021,ApJL

——index へ戻る

CP-14

パルサー・タイミング・アレイおける pulse-jitter ノイズの解析

熊本大学
無津呂　凪斗

パルサー・タイミング・アレイおける pulse-jitter ノイズの解析

無津呂 凪斗 (熊本大学大学院 自然科学教育部)

Abstract

パルサーとは、1967 年に Jocelyn Bell Burnell、Antony Hewish らが発見した中性子星の一種である (Antony Hewish, et al.(1968))。特徴として、強い磁場 (B〜10^8 − 10^{14}G) を持ち高速に自転して (周期 P〜10^{-3} − 10sec) 強い異方性を持った電磁波を放出する。地球では回転周期に同期したパルスとして観測される。

Pulsar Timing Array (PTA) は、超大質量ブラックホール連星が発生源であるナノヘルツ帯の重力波の直接検出を目指す取り組みである。パルサーと地球の間に重力波が存在すれば、地球とパルサー間の距離が変動するため、周期的なパルス到着時刻が変化すると考えられている。あらかじめ予測された到着時刻との差であるタイミング残差を観測することで重力波の検出を行う。到着時刻の予測にはあらゆるノイズ源を考慮する必要がある。そのため、ノイズの中には、パルサーごとに固有の値を持つ pulse-jitter ノイズが存在する。pulse-jitter ノイズはタイミング残差におけるランダムな変化として見られ、パルスごとの確率的な変動として現れる。その特性から、pulse-jitter ノイズは長時間観測することで影響を小さくできるが、PTA 観測では、高感度でかつ短時間での観測のため、pulse-jitter ノイズの影響を十分に理解しておく必要がある。そのため、pulse-jitter ノイズの大きさや振る舞いを調べることが非常に重要である。

本研究では、pulse-jitter ノイズの周波数依存性について紹介を行う。

1 Introduction

パルサーとは、中性子星の一種である。強い磁場を持ち高速に自転し、強い異方性を持った電磁波を放出する。地球では回転周期に同期したパルスとして観測される。周期が非常に安定しているため、さまざまな天体や宇宙現象の観測のために用いられてきた。パルサーを使った観測の内の一つにパルサー・タイミング・アレイ（PTA）と呼ばれるものがある。PTA とは、パルサーを用いて、超大質量ブラックホール連星が発生源であるナノヘルツ帯の重力波の直接検出を目指す取り組みである。PTA では、パルス周期が非常に安定した周期 (1 − 10^{-3}sec) のミリ秒パルサーを観測している。パルサーと地球の間に重力波が存在すれば、地球とパルサー間の距離が変動するため、周期的なパルス到着時刻（TOA）が変化すると考えられている。周期の安定性により、パルス到着時刻の正確な予測モデルを作ることができる。この予測モデルと到着時刻との差（タイミング残差）が非常に重要である。タイミング残差は、重力波以外の要因でも引き起こされる。それらの要因を予測モデルに組み込むことで、重力波の検出精度を上げることができる。重力波以外のタイミング残差を引き起こす要因の一つとして、pulse-jitter ノイズ（以降は jitter ノイズと表記する）というものがある。jitter ノイズは、ホワイトノイズと呼ばれる時間的相関のないノイズの内のひとつで、タイミング残差に現れるランダムな変動である。これは、各パルサーに固有の値を持ち、シングルパルスの変動に起因するものだと考えられ、ノイズの大きさはパルサーの性質に由来し、観測器や SNR には依らないと考えられている。また、観測時間が長くなるとその影響は小さくなるが、従来の観測では jitter ノイズを無視できるほどの十分な観測時間を確保できず、jitter ノイズが支配的である。今後のより高感度の観測機器の登場による観測時間の短縮化を考えると、より正確な重力波検出のためには、jitter ノイズの性質を調べることが重要である。さらに、先行研究では、jitter ノイズの周波数依存性が示唆されている (Tomonosuke Kikunaga, et al.(2020)、Shannon, et al.(2014)、Parthasarathy A, et al.(2021))。今研究は jitter ノイズの性質について議論する。

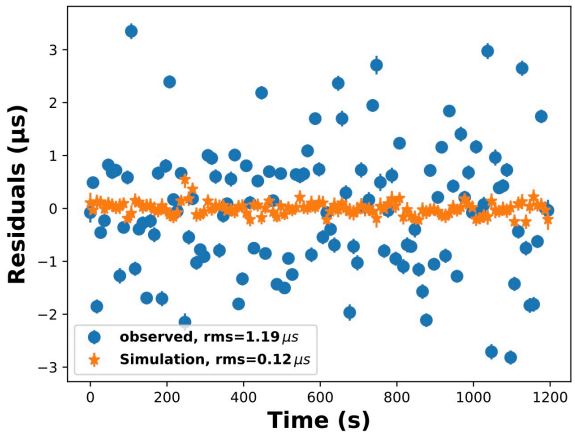


図 1: 周波数平均化されたタイミング残差の例。青色の円とオレンジ色の星は、それぞれ 10 秒のサブインテグレーションプロファイルから得られた観測残差と、予測モデルの残差を表している。TOA は、MJD59545 におけるサイクル 41 バンド 3 の観測から得られてたものである。

2 Methods

jitter の大きさは、以下の式で定義される：

$$\sigma_{\rm J}^2(\boldsymbol{T}) = \sigma_{\rm obs}^2(\boldsymbol{T}) - \sigma_{\rm rad}^2(\boldsymbol{T}) \tag{1}$$

ここで T は積分時間、$\sigma_{\rm obs}^2$ は周波数平均された残差の二乗平均平方根（rms）、$\sigma_{\rm rad}^2$ は観測器から予想されるノイズの rms である。タイミング残差の rms を $\sigma_{\rm rad}^2$ とする。1000 回の観測で $\sigma_{\rm rad}^2$ を求め、(1) を用いて jitter 振幅 $\sigma_{\rm J}$ を計算する。周波数平均したタイミング残差とシミュレーションした残差の一例を図 1 に示す。周波数平均されたタイミング残差は、シミュレーションされたタイミング残差に比べて大きな揺らぎを持っていることがわかり、残りの TOA 揺らぎはパルス jitter によるものであることが示唆される。jitter ノイズは白色ノイズ源のように振る舞うため、その振幅は以下に示すように積分時間の平方根に反比例する。

$$\sigma_{\rm J}(\boldsymbol{T}_1) = \sigma_{\rm J}(\boldsymbol{T}_2)\sqrt{\boldsymbol{T}_2/\boldsymbol{T}_1} \tag{2}$$

この研究では、jitter の大きさの推定のために、ベイズ推定を用いる。理由としては、ベイズ推定は各ノイズ、タイミングパラメータに対する事前分布を与え、残差データに基づく事後分布を通じて、パラメータ推定および不確かさの評価が可能だということが挙げられる。観測されたタイミング残差は、ある観測における $N_{\rm TOA} = N_{\rm subint} \times N_{\rm subband}$ の長さを持つベクトルとして定義され、様々なノイズ源の和としてモデル化することができる。本研究では、ホワイトノイズに注目しているため、時間的相関のある成分を除いた後、タイミング残差ベクトル（$\delta\ t$）はホワイトノイズ項によって完全に記述できると仮定する。したがって、尤度関数は次のように表すことができる：

$$\begin{aligned} L(\theta|\delta\mathbf{t}) = &\frac{1}{\sqrt{(2\pi)^{N_{\rm TOA}}\det(\mathbf{C}(\theta))}} \\ &\times \exp\left(-\frac{1}{2}\delta\mathbf{t}^N\mathbf{C}(\theta))^{-1}\delta\mathbf{t}\right) \end{aligned} \tag{3}$$

ここで $\mathbf{C}(\theta)$ は共分散行列、θ はパラメータの集合である。

パルサータイミング解析では、ホワイトノイズを特徴づけるために以下の 3 つのパラメータを用いる：

- EFAC：TOA の不確かさが過小評価されている可能性を補正するための乗数的スケール係数である。
- EQUAD：TOA の不確かさに含まれないノイズを補正するために二乗加算でホワイトノイズを加える項である。
- ECORR：同一観測エポック内での TOA 間に存在する相関ノイズを表す。

ECORR は jitter ノイズに対応し、EQUAD も単一サブバンドの TOA においては jitter ノイズに対応する。jitter ノイズの推定には、 3 つのモデルを用い、それぞれのモデルの共分散行列は以下の通りである：

- Model Ⅰ：バンド全体で共通の EFAC および ECORR

$$\mathbf{C}(\theta) = F^2\sigma_{{\rm TOA},i}^2\delta_{ij} + J^2\delta_{t_i,t_j} \tag{4}$$

- Model Ⅱ：バンド全体で共通の EFAC と、サブバンドごとに異なる EQUAD

$$\mathbf{C}(\theta) = (F^2\sigma_{{\rm TOA},i}^2 + Q_{\nu_i}^2)\delta_{i,j} \tag{5}$$

- Model Ⅲ：EFAC を使わず、サブバンドごとに異なる EQUAD を使用

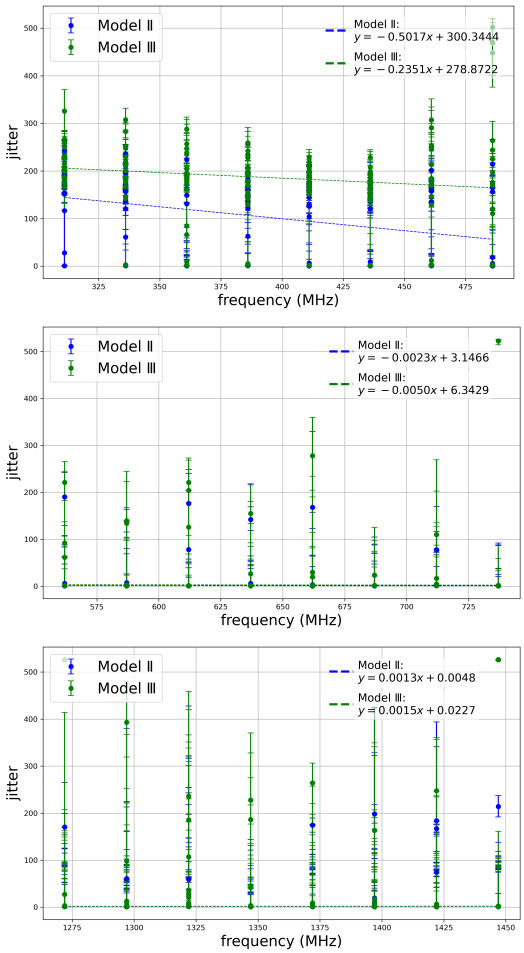


図 2: ModelⅡ と ModelⅢ の推定から得られた結果。上からバンド 3、バンド 4、バンド 5 である。青色のプロットと緑色のプロットは、それぞれ ModelⅡ と ModelⅢ のサブバンドによる jitter ノイズの大きさを表す。

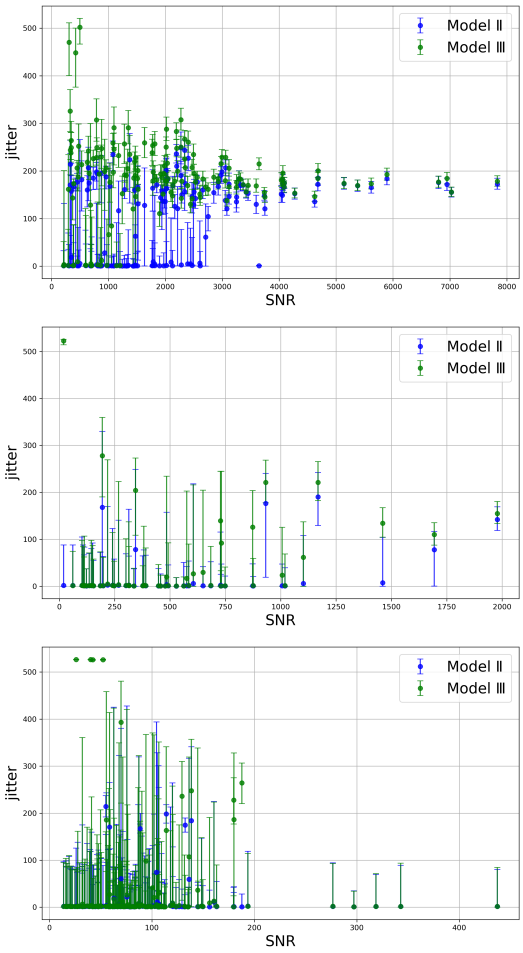


図 3: ModelⅡ と ModelⅢ の推定から得られた SNR 値による jitter ノイズの値の結果。上からバンド 3、バンド 4、バンド 5 である。青色のプロットと緑色のプロットは、それぞれ ModelⅡ と ModelⅢ の SNR による jitter ノイズの大きさを表す。

$$\mathbf{C}(\theta) = (\sigma^2_{\mathrm{TOA},i} + Q^2_{\nu_i})\delta_{i,j} \tag{6}$$

ここで $\sigma_{\mathrm{TOA},i}$ は i 番目の TOA の不確かさ、F と J はそれぞれ EFAC と ECORR、Q_{ν_i} は i 番目のサブバンドの EQUAD、t_i は、i 番目の TOA のサブインテグレーションを表し、同じサブインテグレーション内の ECORR を考慮するものである。EFAC には [0.5, 5.0] の一様事前分布を用い、EQUAD と ECORR には [-10.0, -5.0] の対数一様事前分布を用いる。今研究ではこの中でも、Model Ⅱ、Model Ⅲ を用いて、J2145-0750 というパルサーの観測データをもとにサブバンドごとの jitter ノイズの周波数依存性について調査した。回帰直線は、外れ値の影響を抑制しつつ、全体の傾向を適切に捉えるために Huber 回帰を用いた。最小二乗法は誤差の二乗を損失として評価するため、外れ値に対して非常に敏感である。一方、Huber 回帰は小さな誤差に対しては二乗誤差を、大きな誤差に対しては線形誤差を用いる損失関数に基づいており、外れ値の影響を軽減しつつ回帰直線の精度を保つことができる。jitter ノイズを含む本研究のデータセットには一部に外れ値が含まれる可能性があるため、統計的により頑健な推定手法として Huber 回帰を選択した。

3 Results

各バンドの周波数による jitter ノイズの大きさを図２に示した。これらの図を見ると、バンド３では ModelⅡ、ModelⅢ ともに減少の傾向であるが、バンド４、バンド５の結果からはは周波数依存性がないのがわかる。そのため、次に SNR 値による jitter ノイズの大きさを図３に示した。これらの図を見ると、どのサブバントのデータも大きなエラーバーや外れ値は低 SNR に多く存在することがわかる。特にバンド４、バンド５の SNR 値はバンド３の SNR 値に比べても小さく、観測精度が低いことがわかる。これは、高周波帯においてはシンチレーションによる SNR の時間的変動が大きく、周波数依存性が埋もれていると考えられる。また、エポック間の変動の大きさによっても周波数依存性が埋もれていると考えられる。

4 Conclusion

今回の研究は jitter ノイズの周波数依存性について調査した。その結果、バンド３には jitter ノイズの減少傾向が見られたが、バンド４、バンド５には周波数依存性がないという結果になった。バンド４、バンド５に関しては、結果の背景に、シンチレーションによる影響、エポック間の変動によって変化が埋もれていると考えられる。今後はバンド４、バンドでの観測を重点的に行い、シンチレーション補正を伴う正規化処理を行うことで、jitter ノイズの周期依存性の検出感度を高められる可能性がある。

Reference

Antony Hewish, S Jocelyn Bell & John D.H. Pilkington, et al. 1968

Tomonosuke Kikunaga & Shinnosuke Hisano, et al. 2020

Shannon R M, Osłowski S & Dai S, et al. 2014, MNRAS, 443, 1463

Parthasarathy A, Bailes M & Shannon R M, et al. 2021, MNRAS, 502, 407

——index へ戻る

CP-15

狭輝線セイファートI型銀河のX線観測衛星XRISMでのX線スペクトル観測シミュレーション

埼玉大学
窪田　瑛斗

狭輝線セイファートⅠ型銀河のX線観測衛星 XRISM での X 線スペクトル観測シミュレーション

窪田 瑛斗 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

Abstract

狭輝線セイファートⅠ型銀河 (NLS1) は通常のセイファートⅠ型銀河と比較して可視光のスペクトルのドップラー速度幅が狭いという特徴を持つ。 X 線天文衛星「すざく」での先行研究では NLS1 はトーラスからの輝線が主要な成分であるとされていた。最近になって、XRISM によるセイファート 1.5 型銀河の最新研究では鉄輝線を 3 つの領域からのスペクトルとして分離する能力が示され、NLS1 にもより詳細な研究が進められることが期待される。本研究ではこの鉄輝線の分離を NLS1 でも行うことができるのかをシミュレーションし評価した。シミュレーションには、 XRISM 搭載 Resolve 検出器の使用を前提とし、その応答関数およびバックグランドを用いた。放射モデルには先行研究で用いられたモデルに加え、先行研究と矛盾しない範囲で、トーラスによる吸収・散乱を再現したモデルを用いた。結果として、十分な露出時間をかければ、NLS1 でも、各散乱成分の分離を行うことは可能であることがわかった。ここで得られた結果は、非常に長い観測時間を要求するものであるので、現実的な観測時間でどこまで探査できるかについて、より詳細なシミュレーションを行うことが今後の課題である。特に、詳細なシミュレーションを行い、先行研究との比較をするためにより AGN のトーラスからの散乱を、より詳細に再現するスペクトルモデルである MYTORUS を用いた検討を進めている。

1 Introduction

活動銀河核 (Active Galactic Nuclei:AGN) は中心部の狭い領域から銀河全体に匹敵する非常に強い電磁波を放つ天体である。構造としては中心に質量が $10^{6-9}M_{\odot}$ の大質量ブラックホール (Super Massive Black Hole: SMBH) がある。その周りに降着円盤や広輝線領域 (Broad line Region: BLR) があり、その外側にガスやダストが作るトーラスが存在していると考えられている。AGN はエネルギースペクトルや光度、距離など様々な基準により分類される。

1.1 活動銀河核統一モデル

AGN は何種類かあるがこれらを統一的に述べようとする試みが行われてきた。ブレーザーを除いた AGN のスペクトルは、可視光では BLR と NLR の見え方の違いにより分類できる。そのため、これらの違いを統一的に説明できるモデルとして、中心核を光学的に厚いトーラスが囲んでおりそれを異なる角度で観測しているとするものが提案された (Antonucci & Miller 1985)。図 1 は活動銀河核統一モデルの概念図である。このモデルは AGN の多くの観測事実と矛盾しないが、今回の研究の天体である NLS1(狭輝線セイファート銀河Ⅰ型) のようにモデルで説明できない天体もいくつか存在している。

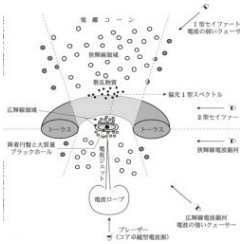


図 1: 活動銀河核統一モデルの概念図 (谷口 et al. 2007)。直接広輝線領域を観測できるのがⅠ型、トーラスなどにより間接的にしか観測できないのがⅡ型である。

1.2 セイファート銀河の X 線スペクトル

セイファート銀河に見られる X 線スペクトル成分は以下の図のようになっている。黒が全成分の和。主な成分が、水色が軟 X 線超過。赤が鉄輝線。緑が

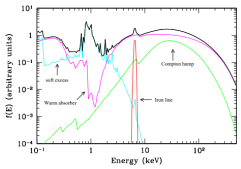


図 2: セイファート銀河の典型的な X 線スペクトルモデル (Risaliti, G.& Elvis, M. 2004)。

降着円盤からの反射成分。マゼンタが部分電離したガスによる吸収を受けた 100 keV 超に指数カットオフを持つべき関数部分を表す。

1.3 狭輝線セイファート I 型銀河 (NLS1) の特徴

通常のセイファート I 型銀河は可視光線の広輝線幅が数千-10000km s^{-1} であるが、一部のセイファート銀河は I 型にスペクトルが似ていながら輝線幅が数百 km s^{-1} であることが分かった。それは現在狭輝線セイファート I 型銀河 (Narrow-line Sayfert1 Garaxy: NLS1) と呼ばれている。図 3 は NLS1 の特徴を表すスペクトル。

NLS1 の特徴としては、主に 2 つの特徴を持っている。1 つ目の特徴は FWHM(Hβ)<2000 km s^{-1} とⅡ型の AGN に近い特徴である。2 つ目の特徴は O Ⅲ/Hβ <3 と許容線 Hβ が狭輝線由来とされている O Ⅲに比べて優位に大きいという I 型 AGN に近い特徴を持っている。そのため、NLS1 は I 型とⅡ型の特徴を併せ持つため、既存の統一モデルで説明することは困難である。

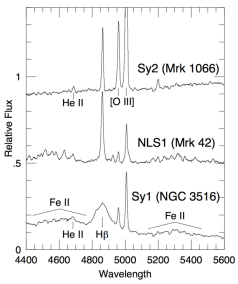


図 3: 狭輝線セイファート I 型銀河とセイファート I 型銀河とⅡ型銀河の Hβ 波長域での可視光スペクトル (Richard W. Pogge 2000)。

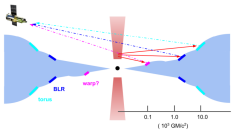


図 4: AGN の構造のイメージ (XRISM Collaboration 2024) より)。外側から Torus、BLR、warp の 3 領域を持っている。

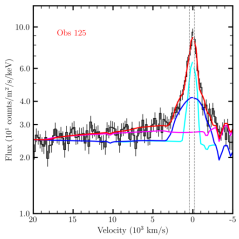


図 5: NGC4151 の X 線スペクトル (XRISM Collaboration 2024) より)。赤線がベストフィット。残りの色の線がそれぞれ図 3.3 の領域からのスペクトル。

1.4 先行研究

XRISM Collaboration(2024) は XRISM 衛星を用いたセイファート 1.5 型銀河 NGC4151 を観測することでこれまでの観測では不可能であった、同じエネルギーを持ち、ドップラー幅の異なる鉄輝線の分離に成功した。図 4 は AGN の構造のイメージ図である。AGN で観測された鉄輝線は Torus、BLR、降着円盤の外縁の 3 領域から放射されていると示唆された。これらの輝線はそれぞれケプラー回転ドップラー効果により Torus が最も狭い輝線、BLR がそれより広い輝線、warp は歪曲した降着円盤外縁部を指し、更に広い輝線を放射している。

1.5 本研究の目的

ここまですざく衛星による NLS1 の解析と XRISM 衛星によるセイファート銀河の鉄輝線の分離をまとめたが、この XRISM 衛星による鉄輝線の分離を NLS1 にも応用できれば NLS1 の詳細がわかるのではないかと考えた。自らで観測提案を出すために本研究の目的では XRISM 衛星で NLS1 の鉄輝線を分離し、それぞれの領域ごとのスペクトルとみなせるのかを評価し、分離できた場合の輝線から示唆される NLS1 の構造をどこまで議論できるかを検討する。

2 シミュレーション方法と対象観測天体

今回の研究では以下の手順で XRISM/Resolve によるスペクトルのシミュレーションを行う。

1. すざく衛星の観測データからスペクトルフィッティングを行う。
2. フィッティングしたスペクトルからそれぞれの Torus 領域の輝線強度 vsBLR の輝線強度のベストフィットパラメータの信頼区間の二次元コントアを作成する。
3. 作成した二次元コントアからそれぞれの領域が支配的な部分のパラメータをピックアップし、それらのスペクトルパラメータを仮定して、XRISM/Resolve によるスペクトルのシミュレーションを行う。
4. 3. で得られたスペクトルに対して 1. と同様のモデルを使いフィッティングし、二次元コントアを作成しその期待される決定精度を評価する。

2.1 対象観測天体

今回の研究では XRISM Collaboration(2024) と同程度の質量を持ち、赤方偏移の小さい SWIFT J2127.4+5654 の観測データからシミュレーションを行った。SWIFT J2127.4+5654 では XIS3 の観測データを使用した。

表 1: SWIFT J2127.4+5654 の天体情報 (Waddell, S G H & Gallo, L C 2022)

赤方偏移 z	0.0147
$N_{\rm H}(10^{22}{\rm cm}^{-2}$	0.765
FWHM(Hβ)(kms^{-1})	2000
$M_{\rm BH}(10^7{\rm M}\cdot$	1.51

3 結果

すざく衛星の観測データを使用したスペクトルフィッティングは図 6 のようになった。スペクトルフィッティングに使用したモデルは銀河系内の吸収を考えたべき関数と黒体放射モデルにドップラー幅の異なる中性鉄輝線を表す 2 つの gaussian を加えた (phabs*(powerlaw+zbbody+zgauss+zgauss)) を用いた。

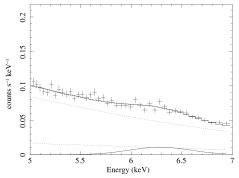


図 6: すざく 衛星の観測データのスペクトルフィッティング。ドップラー幅の異なる gaussian を考えたが 1 本のみしか表示されていない。

すざく衛星では先行研究と同様に NLS1 の輝線の分離をすることができないと確認できた。
次にこのスペクトルフィッティングを用いて 2 つのパラメータの信頼区間を表す二次元コントアを作成する。二次元コントアでは横軸を BLR からの輝線の強度とし、縦軸を Torus 領域からの輝線の強度とした。

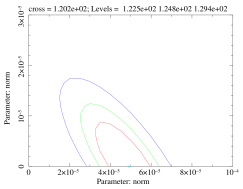


図 7: suzaku 衛星での二次元コントア。水色の点がベストフィット。その周りの線がそれぞれ内側から $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ の範囲を表す。

この二次元コントアからそれぞれの軸が 3σ の範囲で最大を取る強度パラメータを用い、Torus 領域が支配的なパラメータ、BLR が支配的なパラメータ、ベストフィットの 3 つのスペクトルシミュレーションを行った。シミュレーションにあたり応答ファイル rsl_Hp_5eV.rmf と補助応答ファイル rsl_pointsource_GVclosed.arf(https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xrism/proposals/responses.html より引用) を使用した。その結果、十分な観測時間 (ここでは 3 Ms) があれば、Torus 領域が支配的なパラメータでのみ狭いスペクトルが得られた。そして、これを先ほどのモデル (phabs*(powerlaw+zbbody+zgauss+zgauss)) でフィッティングし二次元コントアを作成した。そ

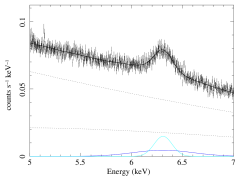


図 8: Torus 領域のシミュレーション結果。6.4 keV に狭い鉄輝線が表示されている。

の結果 Torus 領域が支配的なシミュレーションのみが Torus 領域、BLR の両方に輝線強度を持った。

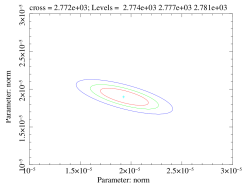


図 9: Torus 領域のシミュレーションから作成した二次元コントア。Torus 領域と BLR のどちらにも輝線強度が存在する。

4　議論

4.1　シミュレーションの解釈

Torus 領域の二次元コントアではすざくとは異なり Torus 領域と BLR の両方に 3σ 以上で有意な輝線強度が見られた。そのため、XRISM 衛星の Resolve では NLS1 のドップラー幅の異なる鉄輝線を分離することができると評価できた。すざくでの先行研究と比較しても Torus 領域と BLR の輝線強度比は矛盾しなかった。実際にこのような観測結果が得られたならば、XRISM Collaboration(2024) と比較しても NLS1 の輝線強度比が 1:1 と差が小さく、NLS1 に通常のセイファート I 型銀河とは異なる構造があることを示せることになる。それ以外の、BLR あるいは Torus 領域のいずれかに起源を持つ輝線が有意に検出できない場合も、はるかに低い上限値を与えることが分かった。今後、これまでの NLS1 の観測結果を系統的に調査し、より現実に即したモデルを用いたシミュレーションを進めて XRISM で得られる限界を見極める必要がある。

4.2　今後の課題

今回の研究では露出時間として 3 Ms としたが、現実の公募観測の一つとして膨大な時間であり、現実的ではない。今後観測提案を出すにあたり、上で述べた詳細なシミュレーションに加え、より現実的な観測時間でどれだけの精度での観測が行うことができるのかをシミュレーションを詳細化していく必要がある。

5　まとめ

本研究では NLS1 の鉄輝線スペクトルをすざく衛星の観測データから得たパラメータを使用し、Resolve で鉄輝線を分離可能なのかをシミュレーションした。シミュレーションではどちらの領域にも輝線強度があると仮定した場合、Resolve で分離可能であると評価できた。

Reference

Antonucci& Miller 1985,Astrophysical Journal

谷口義明 et al. 2007, 日本評論社

Risaliti,G &Elvis,M 2004,Supermassive Black Holes in the Distant Universe

Richard W. Pogge 2000,New Astronomy Reviews

XRISM Collaboration 2024,astro-ph.HE

Waddell, S G H & Gallo, L C 2022,Monthly Notices of the Royal Astronomical Society

——index へ戻る

CP-16

PDS456 における UFO と X 線スペクトルの関連性

埼玉大学
久松　大一郎

PDS 456 における UFO と X 線スペクトルの関連性

久松 大一郎 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

Abstract

活動銀河核 (AGN) にしばしば見られるアウトフローは、降着円盤近傍で輻射圧や磁気的なメカニズムによって駆動されると示唆されている。このアウトフローは周囲のガスに影響を与えることによって銀河の星形成を抑制するなど、銀河とブラックホールの共進化の謎を解く鍵と考えられている重要な存在である。この研究において、定常的に、非常に高い輝度を示し、また UFO を伴う AGN として、PDS 456 は貴重なターゲットである。特に、X 線の高精度分光によって、複数の速度をもつアウトフローが XRISM で測定されている [1]。本稿では、2024 年の XRISM 観測 [1]、2018-2019 年の XMM-Newton および NuSTAR による観測 [2] に基づき、主に質量降着率を反映する 3-7 keV 帯の X 線スペクトルの時間変動についてレビューする。特に、質量降着率や光度の関係に注目し、降着円盤とアウトフローの物理的相関の研究の可能性について検討する。

1 Introduction

近傍宇宙において、ほぼすべての銀河の中心には太陽質量の 10 万-100 億倍という超大質量ブラックホール (SMBH) が存在する。中心の SMBH の質量は銀河バルジにある星の総質量と良い相関をもつことが知られており、この事実は銀河と SMBH が相互に密接に影響を及ぼしあって進化してきたこと (銀河と BH の共進化) を強く示唆している。しかし、この両者はサイズも質量も大きく異なるため、どのような相互関係があるのかについては未解明な点が多く残っている。したがって、この「銀河と BH の共進化」は現代宇宙物理学における最大の謎の一つと言える。

この共進化の謎を解く鍵として、BH の降着円盤から吹き出す、高階電離した重元素を含むガス流 (アウトフロー) が重要であると考えられている。アウトフローの中でも、特に光速の数 10 %に迫る相対論的速度で吹くものを超高速アウトフロー (UFO) と呼び、UFO は共進化を説明できる現象として有力な候補である。実際、UFO は PDS 456、APM 09279+5255、PG 1211+143 などの AGN で X 線の吸収線の青方偏移を引き起こすものとして確認されている。

本研究では、PDS 456 に着目した。PDS 456 は近傍 ($z = 0.184$) のクェーサーで、常に UFO が観測できる天体である。また、その高い光度から、エディントン限界付近、あるいはそれを超える降着状態にあると考えられている。さらに、PDS 456 は、典型的には $z \approx 2$ で見られる銀河と SMBH の共進化の最も活動的な段階を近傍で再現する天体としても知られている。これらのことから、PDS 456 は UFO を伴う AGN として理想的なターゲットと言える。

本書の構成は次のとおりである。Section 2 で Reeves et al. (2020)[2] をレビューし、次の Section 3 で XRISM collaboration (2025)[1] をレビューする。Section 4 で本研究について概説し、得られた結果に関して議論を行う。

2 XMM-Newton 衛星による観測 [2]

過去の X 線観測により、PDS 456 には広角の UFO が存在することが明らかにされてきた (Nardini et al. (2015)[4])。この風は、青方偏移した鉄の K 殻吸収線プロファイルの観測から、速度がおよそ $-0.25c$ であることが示されている。Reeves et al. (2020)[2] では、PDS 456 に対する 2018 年から 2019 年にかけての新たな 3 回の XMM-Newton 観測を実行し、軟 X 線吸収線の検出を通じて、風の構造を明らかにすること、そしてこれらの吸収線が鉄 K バンドで測定された UFO の速度と一致することの証明を行った。また、風の変動性を調べることにより、軟 X 線風成分の位置と性質について検討した。

2018 年 9 月の観測 (以下、2018) では PDS 456 は非常に明るい状態で、特徴的な吸収線は見られなかった。一方、2019 年 9 月の上旬および下旬の観測 (以下、それぞれ 2019a、2019b) では PDS 456 は 5 分の

1 の明るさに減光していて、UFO による強い青方偏移吸収線が確認された (図 1)。

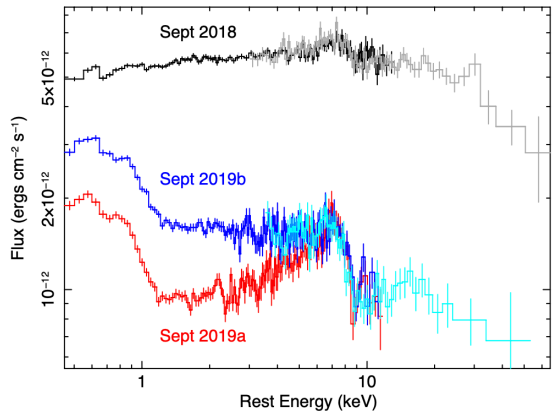


図 1: XMM-Newton による 2018,2019a,2019b の PDS 456 の広帯域スペクトル (Reeves et al. 2020)

2019b では、XMM-Newton の RGS で得られた軟 X 線スペクトル中に、3 本の明瞭な吸収線が検出された。この吸収線は高速で外向きに流れる吸収体から発生していて、XSTAR によるフィッティングにより $v/c = -0.258 \pm 0.003$ という速度が得られた。また、これらの吸収線は、青方偏移した O VIII Lyα、Ne IX Heα、Ne X Lyα の 1s-2p 遷移に対応すると同定された。一方、同じ観測データに含まれる鉄 K 吸収線も分析したところ、同様の速度 $v/c = -0.261 \pm 0.007$ で一致した。この結果は両者が同じ流線を構成する風の異なる相である可能性が高いことを示唆する。

また、2019a から 2019b までの 20 日間の間に、軟 X 線風の柱密度は約 2 桁減少 ($N_{\rm H} = 10^{23}\,{\rm cm}^{-2}$ to $2 \times 10^{21}\,{\rm cm}^{-2}$) し、電離パラメータは 10 倍に上昇 ($\log\xi \sim 2$ to $\log\xi \sim 3$) した。一方で、鉄 K 風はこの期間中、柱密度も電離パラメータもほぼ一定であった。したがって、軟 X 線風は塊状であるのに対し、鉄 K 風は比較的均一であると考えられる。図 2 に 2019 年の 2 回の観測における柱密度の変化を引き起こした軟 X 線吸収体の可能な幾何構造を示す。赤い矢印は、2019a および 2019b における我々が吸収体を見ている視線方向を表す。また、太い黒い矢印は、吸収雲自体の移動方向を表す。2019a では、視線が吸収体のより高密度 ($10^{23}\,{\rm cm}^{-2}$) の領域 (濃い青) を通過していたのに対し、2019b ではより低密度 ($10^{21}\,{\rm cm}^{-2}$) の領域 (薄い青) を通過するようになったため、吸収

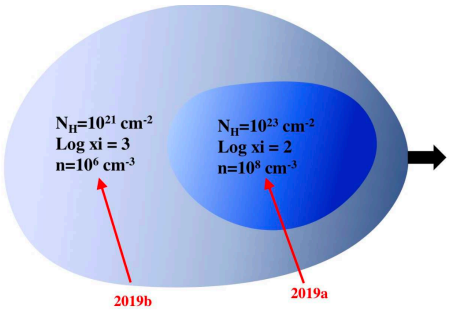


図 2: 2019a および 2019b における、柱密度 $N_{\rm H}$ の変化を引き起こした軟 X 線吸収体の幾何構造 (Reeves et al. 2020)

が弱まったと解釈される。

さらに、吸収体の最大のサイズスケールは、2 つの観測の間隔である約 20 日間の時間スケールから制限され、$\Delta R \sim 10^{16}\,{\rm cm}$ と見積もられる。また、吸収体が低電離状態を保つためには、BH からの距離がパーセクスケールにある必要があると考えられる。このように、光度すなわち降着率に相関して、アウトフローをふくむ周辺のガスの状態が変化しているところが読み取れる。

3 XRISM による観測 [1]

Section 2 で見たように、過去の X 線観測によって、SMBH の周囲の降着円盤から放出される UFO が検出されてきた。しかし、これまでの X 線観測装置のスペクトル分解能は限られていたため、UFO の物理的構造や発生場所の詳細は不明であり、それに伴って風の運動エネルギーの正確な評価も困難であった。XRISM collaboration (2025)[1] では、XRISM に搭載された X 線マイクロカロリメータ Resolve を用いることで、光速の 20-30 %で外向きに吹き出す、5 つの異なる速度成分をもつ風を検出することに成功した (図 3)。これにより、風の構造が極めて非一様であり、最大で 100 万個の小さな塊 (クランプ) で構成されている可能性が示された。

このクランプは、XRISM 観測中に起こったフレアの変動が UFO に与える影響から、大きさと位置が推定された。クランプの直径は $d_{\rm clump} \approx 2 - 16 R_{\rm g} \approx (1.5-12) \times 10^{14}\,{\rm cm}$、クランプと X 線源の距離は $R \approx 200 - 600 R_{\rm g} \approx (1.5-4.5) \times 10^{16}\,{\rm cm}$ と見積られた (図

4)。ここで、$R_{\rm g}$ は重力半径で、$R_{\rm g} = GM_{\rm BH}/c^2 \simeq 7.5\times10^{13}$cm である。また、視線方向に 5 個のクランプが観測されたことから、体積充填率は $f_{\rm vol} \approx 0.1-0.3$、風全体のクランプの総数は $N \approx 9\times10^4 - 7\times10^5$ と推定された。

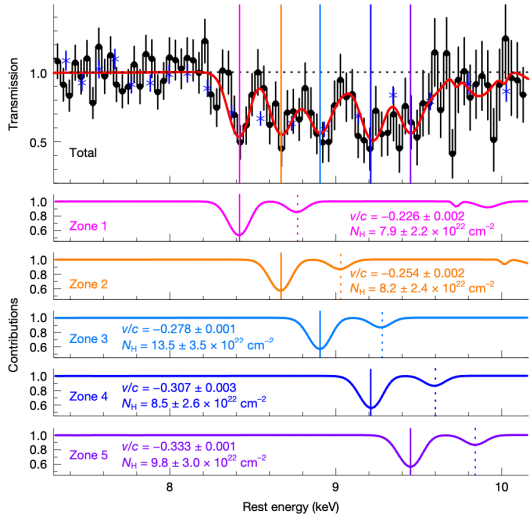


図 3: XRISM の Resolve で取得された、PDS 456 の UFO による吸収線スペクトル (XRISM collaboration 2025)

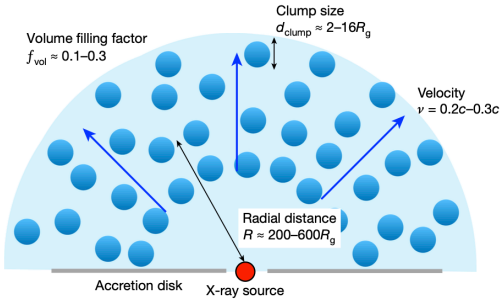


図 4: PDS 456 における塊状な風構造を示す概念図 (XRISM collaboration 2025)

そして、この風の質量放出率は $\dot{M}_{\rm w} \approx 60-300 M_\odot {\rm yr}^{-1}$ と推定され、風の運動エネルギー ($L_{\rm kin} = 0.5\dot{M}_{\rm w}v^2 \approx 10^{47}\,{\rm erg\,s^{-1}}$) はエディントン限界光度 ($L_{\rm Edd} \approx 6\times10^{46}\,{\rm erg\,s^{-1}}$) を超えることが明らかとなった。さらに、この風を銀河スケールのアウトフローと比較すると、運動エネルギーは 3 桁以上大きく、運動量流束も 10 倍以上であった。これらの結果から、PDS 456 の UFO は一般的なエネルギー駆動型あるいは運動量駆動型アウトフローモデルでは説明ができないことを示唆する。つまり、こうした激しい風活動はクェーサーの活動期全体の 10 %未満の期間にしか起きないか、あるいは風が塊状であることや星間物質の構造により、風のエネルギーおよび運動量が銀河全体にはうまく伝わっていない可能性が考えられる。

4 研究方針の検討

Section 2 で見たように、PDS 456 の周辺環境は一定でなく、また光度変動すなわち降着率の変動も起きている。しかし、UFO そのものの変動については、その変動は強く示唆されるものの、エネルギー収支などの詳細は、明確でなかった。一方、Section 3 で見たように、UFO は空間的に一様ではなく、また時間的に変動していることも示唆された。このように UFO の空間的な構造が観測できる手段を手に入れたいま、時間的な降着率の変動によって UFO がどのように変化するのか、あるいはしないのかを調べることは、UFO の加速機構を検討する上でも、また、UFO による AGN フィードバックを理解する上でも重要である。

系内ブラックホール天体の研究では、降着円盤の状態遷移が時系列的に把握できるグラフとして、Hardness intensity diagram がしばしば用いられる。Hardness intensity diagram は、縦軸に X 線強度を、横軸にハードネスをとる。ここで、X 線強度は降着円盤への質量降着率 $\dot{M}$ に、ハードネスは降着円盤内部の構造の変化に対応すると考えることができる。これは、中心天体の質量が大幅に異なる AGN にただちに適用すべきものではない。しかしここでは、データ整理のために便宜的に援用し、Section 2 で見た 2018,2019a,2019b 観測および Section 3 で見た XRISM 観測 (以下、2024) による PDS 456 のデータを Hardness intensity diagram 上にプロットし、降着円盤の時間変動について検討した。

本研究では縦軸 X 線強度をフラックスに、横軸ハードネスをフォトンインデックス Γ をとっている。ここで、Γ が小さいほどスペクトルは硬く、Γ が大きいほどスペクトルは柔らかくなることから、横軸は右にいくにつれ値が低くなるようにとった。

このようにして得られた図が図 5 である。すべての

観測において、AGN 光度はエディントン光度 ($L_{\rm Edd}$) の数割と降着率が非常に高い状態にあったことがわかる。また、観測ごとに X 線連続成分スペクトルをあらわすべき関数の傾きを示す光子指数が有意に変化しており、降着円盤の状態が少しずつ変化していることが示唆される。

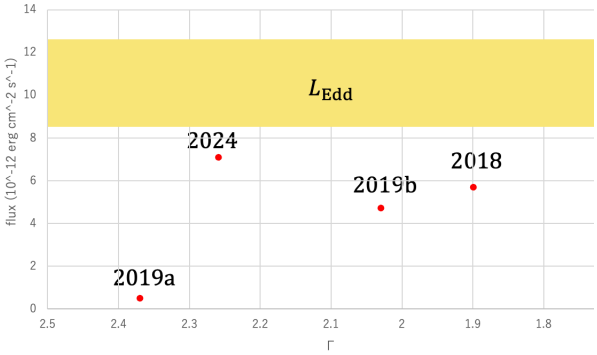


図 5: PDS 456 の Hardness intensity diagram

クランプ様のアウトフローは、降着円盤の局所的な XRISM collaboration (2025)[1] が示した作用を示唆する。これを検証し、アウトフローを通して銀河に流出するエネルギーを調べるには、さまざまな降着率でのアウトフローの状態を調べることが有効だろう。

今後の XRISM のような超高精度分光による継続的な観測と研究を進めていきたい。

Reference

[1]XRISMcollaboration 2025,arXiv(https://arxiv.org/pdf/2505.09171)

[2]Reeves et al. 2020,arXiv(https://arxiv.org/pdf/2004.12439)

[3]Romero et al. 2016,arXiv(https://arxiv.org/pdf/1611.09507)

[4]Nardini et al. 2015,arXiv(https://arxiv.org/pdf/1502.06636)

——index へ戻る

CP-17

理論とX線・ミリ波観測に基づく活動銀河核コロナの解明

大阪大学
浜本　百夏

理論と X 線・ミリ波観測に基づく活動銀河核コロナの解明

浜本 百夏 (大阪大学大学院 理学研究科)
共著者 井上 芳幸（大阪大学大学院 理学研究科）

Abstract

近年、活動銀河核の降着円盤上空に存在する高温プラズマであるコロナの物理状態を探るため、ミリ波観測によるコロナシンクロトロン放射の研究が進んでいる。これまでの研究では、球対称コロナを仮定し、非熱的電子の存在や磁場強度、シンクロトロン放射スペクトルの推定が行われてきた。しかし、コロナの幾何構造は球状とは限らず、様々な幾何構造が理論的に予想されているにもかかわらず、それらの影響を系統的に検討し、ミリ波観測と比較した研究は限られている。特に近年の X 線偏光観測の結果からは、従来想定されていた球対称コロナは否定されつつあり、より複雑な幾何構造を考慮する必要性が高まっている。本研究では、複数の幾何構造を仮定しシンクロトロン放射スペクトルを計算することでコロナの幾何構造の違いがミリ波放射スペクトルに与える影響を検証することを目的とする。これにより、今後のミリ波観測でコロナの磁場やサイズだけでなく、コロナの構造情報を引き出す手がかりを提供することを目指す。

1 Introduction

銀河の中心には、10^6〜$10^9 M_\odot$ もの質量を持つ超大質量ブラックホールが存在し、周囲のガスや塵を降着させる際に非常に強いエネルギーを放出する。そのような銀河の中心領域は活動銀河核（Active Galactic Nucleus; AGN）と呼ばれ、AGN の降着円盤の上空には、10^9K にも達する超高温のプラズマ領域「コロナ」が存在すると考えられている。コロナは AGN が放つ X 線放射の主な起源とされており、AGN 活動を理解するうえで重要な領域であるが、その詳細な加熱機構や空間構造は未だに多くが謎である。

近年、電波が暗い AGN（radio-quiet AGN）において X 線とミリ波放射との相関関係が報告されており (Inoue & Doi 2018, Kawamuro et al. 2023)、ミリ波帯の放射がコロナから生じている可能性が指摘されている。さらに、コロナに磁場が存在し、非熱的電子が加速されていると仮定すれば、シンクロトロン自己吸収によってミリ波放射を説明できることが理論的に示されている（Inoue & Doi 2014）。一方で、これまでの理論研究では one-zone 球対称な幾何構造を仮定してきたが、近年のミリ波観測では観測の高感度化に伴い、ミリ波帯でフラットなスペクトル（スペクトル指数 $\alpha = 0.5 \pm 1.2$）を示す AGN（例：Kawamuro et al. 2022）がしばしば報告され、既存の球対称モデルではこれを再現することが困難である。また、近年の X 線偏光観測（例：Dovčiak et al. 2023）からも球対称な構造が否定されつつあり、より扁平で非対称なコロナ構造の必要性が示唆されている。

そこで本研究では、AGN コロナの幾何構造の違いがミリ波放射スペクトルに与える影響に注目し、球対称コロナと slab 型コロナの 2 種類のモデルを構築した。（詳細はセクション 2 を参照）モデルは更に、磁場・温度・電子密度に動径依存性を導入し、得られた理論スペクトルを観測結果と比較することで、コロナ構造の制約を試みる。

2 Methods

2.1 モデルの幾何構造

本研究では、コロナの幾何構造の違いがシンクロトロン放射スペクトルに与える影響を調べるために、2 種類の幾何構造モデルを構築した。球対称型コロナは、ブラックホール中心からの距離 R_s から $10R_\mathrm{s}$ の領域と仮定すし、動径依存性の変数 r は、ブラックホール中心からの距離として定義される。一方、slab 型コロナは、降着円盤の上空に広がる平坦な筒状構造を仮定する。降着円盤面に平行な方向の広がりは、球対称モデルと同様に、内縁を R_s、外縁を $10R_\mathrm{s}$ と設定している。高さ方向（円盤面に垂直な方向）は

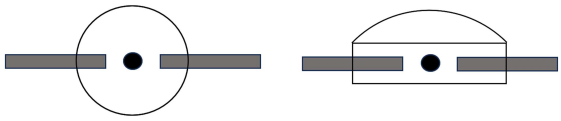


図 1: 本研究で用いたコロナの幾何構造の概念図。左：球対称型コロナ、右：slab 型コロナ。中央の黒点はブラックホール、灰色の領域は降着円盤を示す。図は断面を表している。

一定で、$3R_{\rm s}$ の厚さを持つ。slab 型モデルにおける動径依存性 r は、降着円盤面に平行な方向のみに定義され、垂直方向の変化は考慮していない。

2.2 シンクロトロン放射計算

本研究では、コロナ内に存在する熱的電子と非熱的電子を仮定し、それらが生成するシンクロトロン放射スペクトルを計算した。熱電子と非熱電子の密度分布関数 $n_{\rm th}(\gamma)$、$n_{\rm non}(\gamma)$ に動径方向に対して r^{-w} の冪関数的依存性を導入し、以下のように仮定した。ここで $f(\gamma)$ を Inoue et al. (2024) に従って与えた。

$$n_{\rm th}(\gamma, r) = n_{\rm th0} f_{th}(\gamma)(r/r_c)^{-w}$$
$$n_{\rm non}(\gamma, r) = \eta n_{\rm th0} f_{\rm non}(\gamma)(r/r_c)^{-w}\gamma^{-3.8}$$

磁場 B、電子温度 T_e にも同様に動径方向 r に対する依存性を導入した。

$$B(r) = B_0(r/r_c)^{-w}, T_e(r) = T_{e0}(r/r_c)^{-w}$$

γ はローレンツ因子、η は非熱電子の割合、$n_{\rm th0}$、B_0、T_{e0} は定数、r_c はコロナの外縁半径を指す。これにより、コロナ内の物理状態の空間構造を表現可能とした。

シンクロトロン放射の放射係数 $j_\nu(\gamma, r, \nu)$ を、Aharonian et al. (2015) による「乱雑な磁場中における 1 粒子シンクロトロン放射の無次元化近似式」に電子密度をかける形で表現したが、磁場を含んでいるため、本研究ではこの近似式にも半径依存性が入っている。この放射係数 $j_\nu(\gamma, r)$ をローレンツ因子で積分し、放射係数 $j_\nu(r, \nu)$ を得た。

$$j_\nu(r, \nu) = \int j_\nu(\gamma, r) d\gamma$$

また、熱電子・非熱電子それぞれの吸収係数 $\alpha_{\nu,\rm th}(r)$、$\alpha_{\nu,\rm non}(r)$ と半径 r から外縁 r_c までの光学的厚さ $\tau_\nu(r)$ を用いて、シンクロトロン自己吸収効果を入れ、最終的な放射スペクトル L_ν は体積積分によって求めた。この時コロナの幾何構造の影響が入る。

半径 r_c の球対称コロナの光学的厚さと光度を、

$$\tau_{\nu,\rm sph}(r) = \int_r^{r_c} [\alpha_{\nu,\rm th}(r') + \alpha_{\nu,\rm non}(r')] dr'$$
$$L_{\nu,\rm sph} = 16\pi^2 \int j_{\nu,\rm tot}(r)(\frac{1 - e^{-\tau_{\nu,\rm sph}(r)}}{\tau_{\nu,\rm sph}(r)}) r^2 dr$$

で求め半径 r_c, 厚み H の slab 型コロナを、

$$\tau_{\nu,\rm slb}(r) = H[\alpha_{\nu,\rm th}(r) + \alpha_{\nu,\rm non}(r)]$$
$$L_{\nu,\rm slb} = 8\pi^2 H \int j_{\nu,\rm tot}(r)(\frac{1 - e^{-\tau_{\nu,\rm slb}(r)}}{\tau_{\nu,\rm slb}(r)}) r dr$$

で求めた。

表 1: 本研究で使用したパラメータ設定

パラメータ	設定	単位
存在率 η	0.04	
温度 T_{e0}	5×10^8	K
電子密度 $n_{\rm th0}$	$3/(3-w) \times 10^9$	$\rm cm^{-3}$
磁場 B_0	1000	Gauss
BH 質量 $M_{\rm BH}$	$10^8 M_\odot$	g
内側のサイズ R_s	$2GM_{\rm BH}/c^2$	cm
外側のサイズ r_c	$10R_s$	cm
厚み H	$3R_s$	cm

3 Results

本研究では、構築したモデルに基づいてシンクロトロン自己吸収放射スペクトルを計算し、幾何構造および動径依存パラメータ w の違いがスペクトルに与える影響を検証した。まず、シンクロトロン自己吸収（Synchrotron Self-Absorption; SSA）がスペクトルに与える影響を調べるため、冪指数 $w = 0$ を仮定した条件下で、球対称コロナおよび slab 型コロナの両モデルに対して、SSA の有無による放射スペクトルの比較を行った。

それぞれのモデルに対して、熱電子・非熱電子・それらの合計のシンクロトロン放射について、SSA なしと SSA ありの 2 通りで計算した。その結果、どち

らのモデルにおいても SSA を導入した場合、低周波数領域（$\nu \lesssim 10^{12}$ Hz）において、放射強度が大きく抑制されることが確認された。これは熱電子・非熱電子のいずれにおいても同様であり、SSA が低周波側のスペクトルに対して大きな影響を及ぼすことが確認できる。slab 型構造のスペクトルを図 2 に示す。

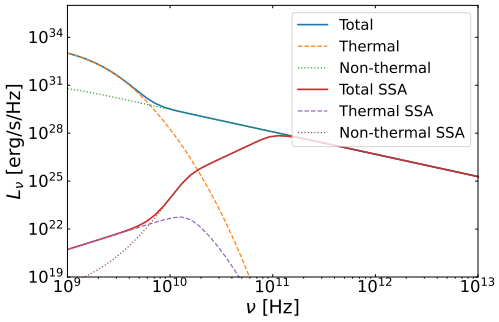


図 2: slab 型モデルの SSA の有無によるスペクトル比較（$w = 0$）

slab 型（筒状）コロナに対して、電子密度・磁場・温度が r^{-w} に従って動径方向に依存する場合のスペクトルを計算した結果を図 1 に示す。

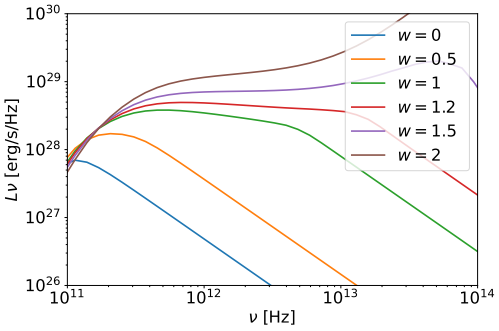


図 3: slab 型モデル対して動径依存を入れたスペクトル

冪指数 w を変化させた結果、スペクトルが変化していることが分かる。特に周波数 10^{11}[Hz] から高周波側にかけて大きく変化している。$w \simeq 1$ のとき、10^{12}–10^{13} Hz の範囲においてフラットなスペクトルが得られた。このことから、冪的な半径依存性がスペクトルの傾きに大きな影響を与えることが示唆される。

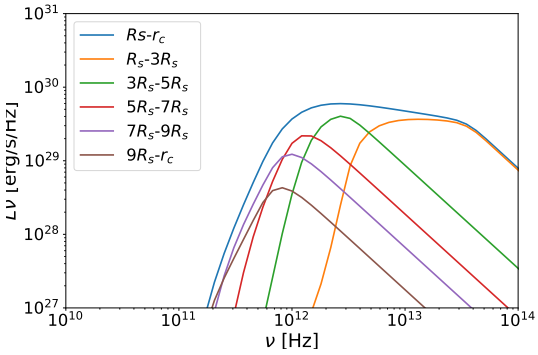


図 4: slab 型モデルにおける半径が異なる領域でのスペクトルピークの比較 ($w = 1$)

さらに、$w = 1$ と設定した場合について、各半径からの局所的な放射スペクトルを計算した（図 2）。各領域ごとに異なる周波数にスペクトルピークが現れ、その位置は内側の領域ほど高周波側に、外側の領域ほど低周波側になることが確認された。また、これらの合成により、全体としてフラットなスペクトルが形成されることが明らかとなった。

次に、球対称コロナに対して同様の計算を行った（図 3）。この場合も、$w \gtrsim 1$ のときにフラットなスペクトルが得られ、slab 型と同様に動径依存性がスペクトルの形状を決定する主要因となっていることが確認された。

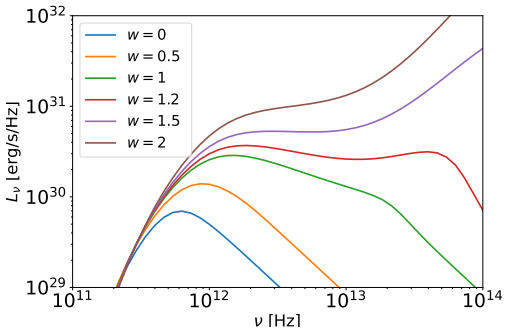


図 5: 球対称モデルの動径依存性

最後に、同じ冪指数 $w = 1$ を仮定した場合における球対称型と slab 型のスペクトルを比較した（図 4）。この結果、2 つの幾何構造で得られるスペクトル形状は異なっていることが分かる。

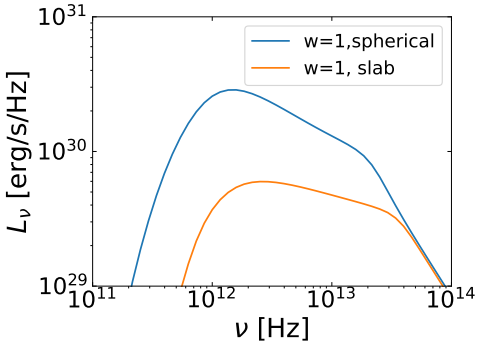


図 6: 球対称モデルと slab 型モデルの比較（$w = 1$）

図は w=1 の比較を示しているが、他の冪指数 w においてもスペクトル形状が大きく異なっていることを図 1 、図 3 を比較すれば確認できる。

4 Discussion

本研究では、活動銀河核（AGN）のコロナにおいて、幾何構造および物理量の動径依存性がミリ波スペクトルに与える影響を理論的に検討した。

まず、slab 型の幾何構造モデルを用いて、10^{12}〜10^{13}Hz においてフラットなスペクトルを再現することに成功した。特に、電子密度・磁場・温度に導入した r^{-w} の動径依存性が、スペクトルの形状に対して大きな影響を与えることが分かり、適切な冪指数（$w \simeq 1$）を設定することでフラットなスペクトルが得られることが示された。

また、球対称モデルと slab 型モデルの比較においては、両者の間で唯一異なる仮定が幾何構造であるにもかかわらず、得られたスペクトルに差が生じた。このことから、コロナの幾何構造そのものが放射スペクトルに直接的な影響を与えることが示唆される。

一方で、本研究では、フラットなスペクトルを再現するために特定のパラメータ設定を採用しているが、それらの物理的妥当性には課題が残る。今回設定したコロナの磁場強度は外縁で 10^3 Gauss、内縁で 10^4 Gauss に達し、現在理論的・観測的に支持されている一般的な磁場強度（10〜100 Gauss）よりもかなり大きな値となっている（例：Zhang et al. 2018）。また、コロナの内縁をブラックホールのシュワルツシルト半径 R_s としているが、通常の降着円盤理論では最内安定軌道（ISCO）である $3R_\mathrm{s}$ 程度から始まると考えられており、この点に関してもさらなる検証が必要である。

今後は、IC 4329A など、近年高精度な観測が行われている特定の AGN に対して、本モデルを適用してフィッティングを行い、観測データとの一致性を検証することが重要である。また、今回扱った slab 型構造に加えて、フレア型やトーラス型などの他の幾何構造モデルの検討も進める必要がある。さらに、ミリ波スペクトルのみならず、X 線偏光観測結果や、コロナの光学的厚さの制約など他波長帯の観測との整合性を含めた多角的な検証を行うことで、より現実的かつ制約力の高いモデル構築が可能になると期待される。

5 Conclusion

本研究では、活動銀河核（AGN）のコロナの幾何構造がミリ波スペクトルに与える影響を明らかにするため、球対称型および slab 型の幾何構造を仮定し、電子密度・磁場・温度に動径方向の冪関数的依存性を導入した理論モデルを構築した。その結果、冪指数 $w \simeq 1$ のときに、10^{12}〜10^{13} Hz の範囲でフラットなスペクトルが再現され、近年の観測結果と整合的な放射スペクトルが得られることが分かった。また、幾何構造の違いがスペクトルの形状に直接影響を及ぼすことも確認され、否定されつつある球対称モデルに対して他の幾何構造の検証の重要性が示唆された。今後は、特定の AGN に対応させたスペクトルフィッティングや、slab 型以外の幾何構造モデルの検証、さらに X 線偏光や他波長帯との比較を通じて、より現実的なコロナモデルの構築を目指したい。

Reference

Inoue Y., & Doi A. 2018, ApJ, 869, 114

Kawamuro T., et al. 2023, PASJ, 75, 123

Inoue Y., & Doi A. 2014, PASJ, 66, L8

Kawamuro T., et al. 2022, ApJ, 934, 21

Dovčiak M., et al. 2023, Universe, 9, 40

Aharonian F. A., Bogovalov S. V., & Khangulyan D. 2015, Nature, 525, 218

Zhang, L., Liodakis, I., Hovatta, T., et al. 2018, Apj, 861, 106

——index へ戻る

CP-19

MeV ガンマ線帯域における天体スペクトル予測と観測可能性

神奈川大学
漆原　みなみ

MeV ガンマ線帯域における天体スペクトル予測と観測可能性

漆原 みなみ (神奈川大学大学院 理学研究科)

Abstract

ガンマ線による宇宙観測は、宇宙の高エネルギー現象解明のために不可欠である。MeV 帯域のガンマ線は検出の難しさから、他の波長域に比べて著しくデータが少なく「MeV ギャップ」と呼ばれている。近年このギャップを埋めるべく、衛星や気球を用いた新たな観測計画が世界中で提案されている。したがって、将来の観測に向けて MeV 帯域で観測の見込みがある天体を絞り込み、その特性を検討することが重要となる。本講演では、硬 X 線と GeV ガンマ線の対応づけ、すなわちクロスマッチを行った Tsuji et al. (2022) をレビューする。また、クロスマッチされた天体の Log-Parabola によるスペクトルのフィッティングについて検討する。さらに、衛星ミッションに先立ち計画されている気球実験 GRAMS balloon による MeV ガンマ線源の観測可能性について述べる。

1 Introduction

近年の天文学においては、電波から TeV ガンマ線にいたる広大な波長域にわたる電磁波に加え、ニュートリノや重力波といった、多様な手段で宇宙観測を行うマルチメッセンジャー天文学が急速に発展しつつある。中でも MeV のガンマ線は、原子核のエネルギー準位間のエネルギーに相当することから、放射性同位体の崩壊による核ガンマ線や原子核の脱励起に伴う放射を直接観測できる唯一の波長域である。したがって、宇宙線加速や超新星爆発、連星中性子星合体といった宇宙の高エネルギー現象の解明のために着目すべき観測対象である。

しかしながら、0.1 MeV（sub-MeV）から 100 MeV にかけてのエネルギー領域は、コンプトン散乱と電子・陽電子対生成のエネルギー境界付近に位置し、さらに宇宙線起源のバックグラウンドが顕著であることから観測が非常に困難である。このため高感度かつ高エネルギー分解能を備えた検出器の開発に技術的な困難が伴い、他の波長域との感度ギャップが生じている。

これまで最も多くの MeV ガンマ線を観測したのは、1991 年から 2000 年の間に運用されたコンプトンガンマ線衛星 CGRO に搭載された COMPTEL (0.8–30 MeV) であり、63 個のガンマ線源（定常源 32 個、GRB 31 個）を検出する成果を挙げた。GeV ガンマ線帯域では Fermi 衛星の LAT (Large Area Telescope) 検出器によって 7000 を超える天体が検出されていることと比較すると、顕著な差が浮き彫りとなっている。

近年このギャップを埋めるべく、新たな観測計画が世界中で進められている。例えば、COSI (0.2–5 MeV)、AMEGO-X (100 keV–1 GeV)、GRAMS (約 0.1–100 MeV)、e-ASTROGAM (0.3 MeV–3 GeV) など、衛星ミッションや気球実験によって MeV 帯域での高感度な観測を目指すプロジェクトが提案・開発されている。

これらの計画の科学的意義を高めるためには、MeV ガンマ線源となる天体の候補を絞り込み、そのスペクトル特性を事前に予測することが重要である。MeV ガンマ線の周辺帯域である硬 X 線や GeV ガンマ線による観測は、それぞれ Swift 衛星の BAT (Burst Alert Telescope) 検出器や Fermi 衛星の LAT 検出器などによって盛んに進められてきた。硬 X 線と GeV ガンマ線の両方で観測されている天体は MeV ガンマ線帯域でも観測される可能性が高いという観点から、両者の観測データの対応づけ、すなわちクロスマッチが行われた [1]。さらに、PowerLaw や Log-Parabola などによるフィッティングによって MeV ガンマ線帯域におけるスペクトルを予想することができる。

また、GRAMS の衛星ミッションに先立ち、衛星搭載用よりも小型の検出器である MiniGRAMS を用いた気球実験が計画されている。気球実験では地球大気による減衰の影響を受けるため、大気を考慮したスペクトル予測が必要である。

以上を踏まえ、スペクトルの大気補正に加えて、検出器の有効面積や観測時間の違いに起因する感度補

正を行うことで、MiniGRAMS による MeV ガンマ線源の観測可能性を検討した。

2 Cross-match

2.1 Cross-match method

Swift-BAT 105 Month Catalog [2] と Fermi-LAT 4FGL-DR2 Catalog [3] を用いて、硬 X 線天体と GeV ガンマ線天体のクロスマッチが行われた [1]。Swift-BAT 105 Month Catalog は、14–195 keV のエネルギーバンドで検出された 1632 個の硬 X 線天体を提供している。天体の種類の内訳としては、セイファート銀河が最も多く 827 個、次に X 線連星が 225 個、Beamed AGN が 158 個である。ここで、Beamed AGN はブレーザーや FSRQ (Flat-Spectrum Radio Quasars) を含むソースタイプである。Fermi-LAT 4FGL-DR2 Catalog は、50 MeV–1 TeV のエネルギーバンドで検出された 5788 個のガンマ線天体を提供している。ブレーザーが 60%、未知・未同定天体が 30%、パルサーが 5%という内訳となっている。

これら BAT 天体と LAT 天体は、2 つの手法でクロスマッチされた。1 つ目は空間的に対応づける手法である。各 Swift-BAT 天体を中心とした角距離 r から $r + dr$ の間に位置する Fermi-LAT 天体を調べることで 2 つのカタログの対応づけがなされた。誤一致を 5%以内に制限するため、点状天体の場合の分離閾値は $r_{sep} = 0.08$ deg と定められた。空間的な広がりをもつ天体は、その広がりが 0.3–3.5 deg という仮定のもとでクロスマッチされた。2 つ目は、天体名で対応づける方法である。これにより Swift-BAT カタログと Fermi-LAT カタログの間で一致した天体は 123 個であった。このうち 94 個の点状天体と 5 個の空間的に広がりを持つ天体は、空間的なクロスマッチでも一致していたため、天体名同定による手法からは除外された。残りの 24 天体のうち 10 天体は $r_{sep} = 0.12$ deg とすることで空間的に一致した。ただし $r_{sep} = 0.12$ deg では、誤一致の可能性が 10%に上昇する。さらに残りの 14 天体は光度が低いために位置の誤差が生じやすくなったことや、定めた r_{sep} よりわずかに分離距離が大きいために一致が確認できなかった可能性が考えられる。

2.2 Cross-match result

Swift-BAT と Fermi-LAT の天体において、空間的なクロスマッチでは 132 個、天体名同定によるクロスマッチでは 24 個、合計 156 個の点状天体が一致することが示された。一致した天体は 5 つのグループに分けられる。1 つ目は一致した天体 (Flag=M) で、Swift-BAT と Fermi-LAT のカタログにおいて天体名もソースタイプも一致したものである。2 つ目は誤一致 (Flag=F) の天体で、空間的には一致したが天体名とソースタイプが異なるものである。クロスマッチされた 156 天体の中に 8 天体 (5.1%) 含まれていたが、$r_{sep} = 0.08$ deg では 5%の誤一致が考えられるので妥当であると言える。3 つ目は天体名は一致したが異なるソースタイプ (Flag=D) の天体で、11 天体含まれていた。同一の天体であっても、硬 X 線と GeV ガンマ線では放射のメカニズムが異なるため、波長帯によってソースタイプが区別されることがある。4 つ目は未同定 (Flag=U) の天体で、Swift-BAT と Fermi-LAT のいずれのカタログでもソースタイプが不明なものが 9 天体含まれていた。5 つ目はソースタイプが曖昧な天体 (Flag=A) で、3 天体含まれていた。また、空間的な広がりをもつソースに関しては、31 個の Fermi-LAT ソースの内側に Swift-BAT ソースが存在することが示された。

Swift-BAT カタログとクロスマッチカタログを比較すると、Swift-BAT カタログではセイファート銀河、X 線連星、Beemed AGN の順で多かったが、クロスマッチカタログでは Beemed AGN が 70.9%と最も多く、次にパルサーが 12.6%、セイファート銀河が 5.3%であった。ただし、この割合に含まれている天体は Flag が M または D の天体のみである。一方で、Fermi-LAT カタログとクロスマッチカタログを比較すると、両カタログでブレーザーが最も多かった。中でも FSRQ が 33.1%、BLL (BL Lac) が 21.9%、BCU (Blazar Candidate of Uncertain Type) が 9.9%だった。次に多かったのは電波銀河とパルサー風星雲でそれぞれ 6.6%、またパルサーも 6%含まれていた。

3 Log-Parabola によるフィッティング

クロスマッチされた天体は MeV ガンマ線を放射することが期待される。したがって、Swift-BAT と Fermi-LAT による硬 X 線、GeV ガンマ線の観測データのフィッティングを行うことで MeV ガンマ線のスペクトルを予測できると考えられる。例として、FSRQ である 3C 454.3 をフィッティングしたスペクトルエネルギー分布 (SED) を図 1 に挙げる。フィッティング関数として Log-Parabola モデル

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_b}\right)^{-\alpha-\beta\log(\frac{E}{E_0})}, \tag{1}$$

が用いられている。ここで、N_0 は規格化定数、α はスペクトルの傾きを表すパラメータ、β は曲率を表すパラメータ、E_b は基準エネルギーである。Log-Parabola は天体のスペクトルを曲線形で表すことができるモデルで、ブレーザーやパルサーなどのフィッティングに用いられている。図 1 では、E_b は 1 TeV に固定されており、N_0, α, β によってモデルが決定されている。クロスマッチカタログにおける 53 個の FSRQ および FSRQ に関連のあるソース (fsrq) について Log-Parabola モデルを適用し、パラメータの関係性を調べたところ、$N_0 - \beta$, $N_0 - \alpha$, $\alpha - \beta$ の間に相関が見られた。これらの結果は FSRQ のスペクトル構造に内在する特徴を反映している可能性がある。今後はクロスマッチカタログにおけるさまざまなソースタイプにおいての解析を進め、より高精度なスペクトルモデルの提案を目指す。

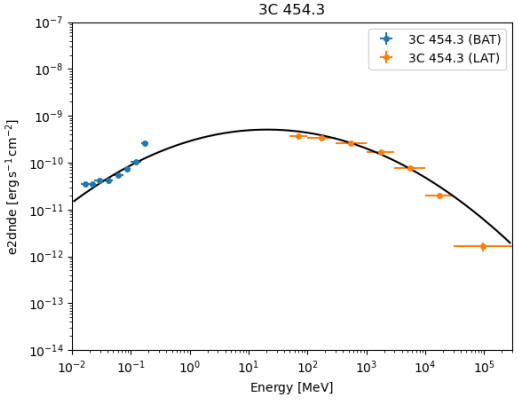


図 1: 3C 454.3 の SED

4 GRAMS balloon による観測可能性

MeV ガンマ線の観測プロジェクトのひとつとして、GRAMS (Gamma-ray and AntiMatter Survey) が挙げられる。プラスチックシンチレータ内に設置された $140 \times 140 \times 20$ cm^3 の液体アルゴンを用いた LArTPC 検出器によって、MeV ガンマ線の衛星観測を目指している。

その準備段階として、$30 \times 30 \times 20$ cm^3 の検出器 MiniGRAMS を用いた気球による観測計画が進められている。気球実験では大気によるガンマ線吸収が考えられるため、MeV ガンマ線源の候補となる天体のスペクトルに対して大気補正を行った。それを MiniGRAMS の感度と比較することで観測可能性について調べた。例として、Crab を観測対象とした際の大気補正スペクトルと、検出器サイズや飛行時間を考慮し Aramaki et al. (2020) をもとに補正したガンマ線検出感度を図 2 に示す。

大気を通過したガンマ線は、散乱されずに検出された透過成分と 1 回以上散乱した後に検出された散乱成分に分類できる。透過成分は検出率が大気の透過確率の解析解と等しいことが示されている一方で、散乱成分は取り扱いが困難である [5]。したがって、まずは透過成分による影響を検討することとした。透過確率は大気に入射する前のガンマ線強度 I_0 と大気透過後の I_f の比で表され、質量減衰係数 $\eta(E)$ [cm^2/g]、質量密度 $\rho(x)$ [g/cm^3]、大気入射前後の地球からの距離 x_0, x_f を用いて

$$\frac{I_f}{I_0} = \exp\left(-\eta(E)\int_{x_0}^{x_f}\rho(x)\right) \tag{2}$$

となる。これは、検出器に垂直な軸に対する光子の入射角 (off-axis : θ [deg]) と気球高度に依存する。Karwin et al. (2024) によって提供されている COSI-atmosphere パッケージを用いて透過確率を計算し、それを Log-Parabola モデルの予測フラックスに掛けることでスペクトルの大気補正を行った。ここで、質量減衰係数は NIST XCOM [6] が提供するデータを、大気データは NRLMSIS 2.1 [7] のモデルが使用されている。

MiniGRAMS のガンマ線検出感度は、Aramaki et al. (2020) に示されている有効面積 140×140 cm^2 の検出器が $T_{eff} = 35$ 日で飛行した場合の感度を基準

として計算された。GRAMS がガンマ線の連続成分に対して持つ感度 $S_{cnt,k}$ [ph/cm^2/MeV/sr/s] は

$$S_{cnt,k} = k\sqrt{\frac{\Phi_B \Delta\Omega}{A_{eff} T_{eff} \Delta E}} \tag{3}$$

によって見積られる。ここで k は検出の有意水準、Φ_B [ph/cm^2/MeV/sr/s] はバックグラウンドフラックス、A_{eff} [cm^2] は有効面積、T_{eff} [s] は有効観測時間、ΔE [MeV] はエネルギーバンド幅、$\Delta\Omega$ [sr] は角度分解能に対応する立体角である。また、有意水準 3σ、$\Delta E = 0.5E$ とした。式 (3) を用い、MiniGRAMS (30×30 cm^2) について観測時間を 35 日および 7 日として感度補正を行ったところ、$T_{eff} = 35$ 日で約 4.7 倍、$T_{eff} = 7$ 日で約 10.4 倍の感度低下が生じることがわかった。

以上と同様の解析を、クロスマッチされた 156 天体に対して行ったところ、Cen A や Cyg X-1 といった 16 個の天体を検出できる可能性があることがわかった。

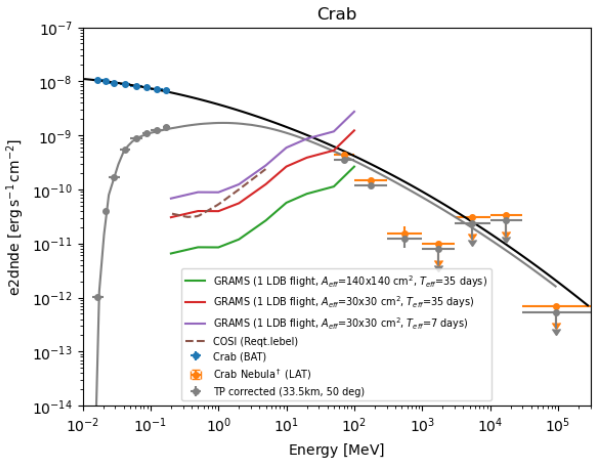


図 2: Crab を観測対象とした場合の off-axis : 50 deg、高度 33.5 km における大気補正済み SED（灰色）。緑は GRAMS ($A_{eff} = 140 \times 140$ cm^2) が $T_{eff} = 35$ 日飛行した場合の感度 [4]、赤は $T_{eff} = 35$ 日、紫は $T_{eff} = 7$ 日における MiniGRAMS ($A_{eff} = 30 \times 30$ cm^2) の感度、また茶色の破線は COSI の感度 [8] である。

5 Conclusion

Swift-BAT と Fermi-LAT のカタログにおける $r_{sep} = 0.08$ deg での空間クロスマッチと、天体名による同定により 156 個の点状天体が一致することが明らかにされた。これらの硬 X 線、GeV ガンマ線の両方で観測された天体は MeV ガンマ線源の候補とされる。クロスマッチカタログでは、FSRQ、BLL、BCU を含むブレーザーが最も多く、続いて電波銀河やパルサーが多く含まれていた。MeV ガンマ線のスペクトルを予測する手段として Log-Parabola が使用されている。今後はソースタイプごとにパラメータの相関を調査し、比較・検討することでより高精度なモデルの構築を目指す。また、GRAMS balloon による観測では大気による影響と MiniGRAMS の有効面積を考慮した補正を行うことで、16 天体に観測の可能性があることがわかった。大気で散乱されたガンマ線成分も考慮することで、より高精度な観測予測が期待される。

Reference

[1] Tsuji, N., et al. 2021, ApJ, 916, 28

[2] Oh, K., et al. 2018, ApJS, 235, 4

[3] Ballet, J., et al. 2020, arXiv:2005.11208

[4] Aramaki, T., et al. 2020, APh, 114, 107

[5] Karwin, C. M., et al. 2024, ApJ, 974, 146

[6] NIST, XCOM, https://www.nist.gov/pml/xcom-photon-cross-sections-database, (Accessed 2025-7-20).

[7] NASA CCMC, NRLMSIS 2.1, https://ccmc.gsfc.nasa.gov/models/NRLMSIS 2.1/, (Accessed 2025-7-20).

[8] Tomsick, J. A., et al. 2024, PoS(ICRC2023)745

——index へ戻る

CP-20

X線連星の微弱な輝線・吸収線の探索と Her X-1 の XRISM 解析

京都大学
坂本　洸

X 線連星の微弱な輝線・吸収線の探索と Her X-1 の XRISM 解析

坂本 洸 (京都大学理学研究科/宇宙線研究室)

Abstract

通常の恒星が中性子星やブラックホールなどのコンパクト星を伴星に持つ X 線連星では、恒星周辺のガスがコンパクト星に降着する。降着物質によってコンパクト星の周りには降着円盤が形成され、円盤から中性子星への降着によって降着円筒が形成される。また降着円筒の物質が中性子星へ落ち込む際に重力エネルギーが解放されて、連続 X 線が放射される。この放射が周囲の物質と相互作用をすることで、吸収線や蛍光 X 線の輝線を生じたりする。2023 年 9 月 7 日に打ち上げられた XRISM 衛星のマイクロカロリメーター Resolve は中性の Fe 輝線付近 (6.4 keV) において約 4-5 eV のエネルギー分解能のため、従来の CCD 検出器の約 12eV のエネルギー分解能では分離できない輝線や吸収線の微細構造の検出、微弱な輝線・吸収線の検出が可能になる。本研究では、XRISM の第一回公募観測に我々が提案して 2024 年 9 月 10-12 日にかけて観測された Her X-1(中性子星と約 2 $M_\odot$ の準巨星, 露光時間 210 ks) の解析を行った。本集録では、降着円盤の歳差運動による 35 日周期の Low State から Main-on に変化する際のスペクトルに着目し、時間的な変化とその起源について議論を行う。

1 序論

1.1 Her X-1 の概要

ヘラクレス座 X-1 (Her X-1) は、太陽質量の約 2 倍の A 型主系列星と中性子星からなる X 線連星であり（Tananbaum et al. 1972）、中性子星の磁気圧などの影響により降着円筒・降着円盤といった構造が形成される（Giacconi et al. 1973; Lamb et al. 1973)。この天体の放射には、中性子星の自転周期による約 1.24 秒の周期変動（Staubert et al. 2009)、連星系の公転周期による約 1.7 日の周期変動（Bahcall & Bahcall 1972）、さらに降着円盤の歳差運動に起因するとされる約 35 日の周期変動が確認されている（Katz 1973; Gerend & Boynton 1976; Leahy & Igna 2010）（図 1)。また、Her X-1 のスペクトルには、低電離・高階電離した輝線や 6.5 keV 付近の広い幅を持った輝線が観測されており（Pravdo et al. 1977; Jimenez-Garate et al. 2005)、図 2 のように様々な領域からの放射があると解釈されている。図 3 は Her X-1 の 35 日周期の光度曲線を示しており、カウントレートが最も高い時期を Main-on、次に高い時期を Short-on、低い時期を Low State、Low State から Main-on や Short-on に移行する時期を Turn-on と呼ぶ（Klochkov et al. 2006)。

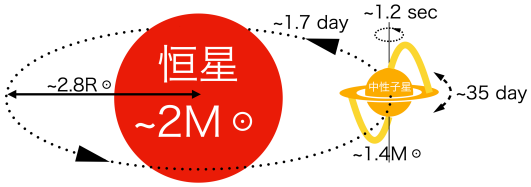


図 1: Her X-1 の模式図

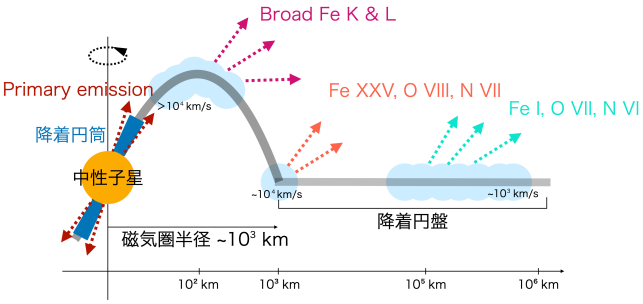


図 2: Her X-1 の降着円筒・円盤による放射メカニズム (Kosec et al. (2022))

1.2 軌道位相の名前と過去の解析

この天体ではこれまで公転周期による位相を用いた解析が行われてきた。各位相は、比較的に高いカウントレートで観測できている領域を bright(本集録では、そのように定義する)、伴星が恒星の背後に隠れて見えなくなっている期間を食 (eclipse)、eclipse に入る直前を ingress(ここでは、absorption dip と呼ぶ)、eclipse から出てくる期間を egress、降着流によ

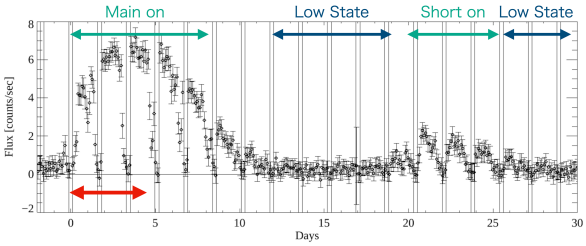


図 3: Her X-1 の 35 日周期を表す光度曲線 (Klochkov et al. 2006, RXTE/ASM, 1.5-10.0 keV) 公転周期による「食 (eclipse)」の時期が縦線で表されている。また、XRISM で観測された時期を赤矢印で示している。

る影響だと考えられているカウントレートが減少する期間は dip と呼ばれている。過去の X 線観測では、Main-on 中に発生した 17 回分、合計 15.5 時間にわたる食（eclipse）位相の X 線観測をもとに、X 線放射が光学伴星のサイズを上回って広がっていることが示唆されている（Leahy et al. 2014）。また、食直後の egress 位相の観測から、伴星大気や降着モデルについて議論され (Day et al. 1988)、急激に X 線強度が減少する dip の観測では、降着流と円盤の衝突モデルや、dip の発生条件が議論された (Igna, Leahy et al. 2012)。しかしこれらの先行研究では検出器のエネルギー分解能の制約で恒星大気や降着モデル、吸収帯の詳細な制限に限界があった。

2　XRISM による観測

XRISM は、JAXA の主導で NASA、ESA といった世界各国の研究機関との連携のもとで開発され 2023 年 9 月 7 日に打上げられた衛星である。この衛星には高いエネルギー分解能を持った X 線マイクロカロリメータの Resolve と、広域の撮像を可能にする X 線 CCD カメラである Xtend が搭載されている。この Resolve は、Fe Kα 付近（@ 6.4 keV）において約 4–5 eV という高いエネルギー分解能を誇っており、以前に同天体を観測した Chandra 衛星の分光器（HETGS/HEG）の分解能である約 12 eV（@ 6.4 keV）のおよそ 2〜3 倍の性能向上に相当する（Canizares et al. 2005; Jimenez-Garate et al. 2005）。我々は、より精度の高い観測データを得るために XRISM の第一期公募観測 (GO1) に Her X-1 の観測の提案をし、priority-A でそれが採択され、2024 年 9 月 10 日から 14 日までの 4 日間に実積分時間 210 ks で公転周期の約 2.5 周期をカバーする観測のデータを獲得した。図 4 は、本研究で扱った観測データの光度曲線であり、35 日周期の Main-on の前半部分に当たる (図 3)

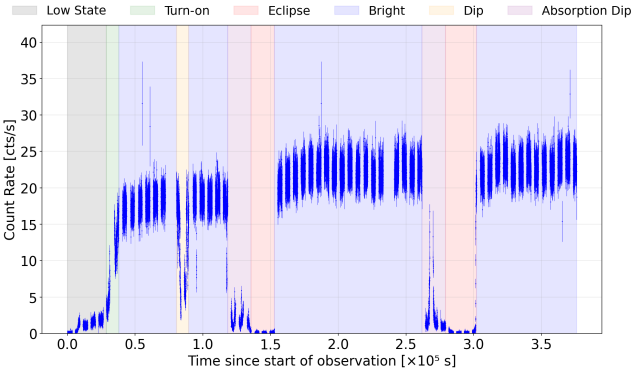


図 4: 2024 年 9 月 10 日から XRISM で観測された Her X-1 の Resolve の 2-10 keV の光度曲線。イベントは Hp で選別された。Her X-1 の観測状態の違いを色分けして示している。

3　解析と結果

本集録では観測の最初の時期に解析する時期を絞り、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った。図 5 に示したように 3 つの時期のスペクトルを抽出し、最適なモデルパラメータを比較した。

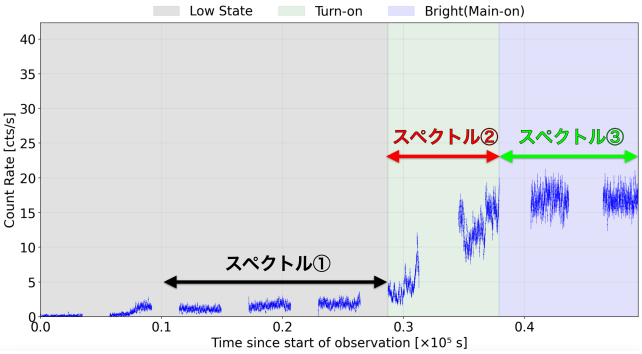


図 5: スペクトルの抽出範囲

図 4 のうち、観測開始の直後に Low-state から Bright(Main-on) に遷移するを拡大した。ここで色分けしたスペクトルを図 6 に示している。

図 6 は、Low State、Turn-on、Bright (Main-on) の各位相で抽出されたスペクトルを示している。Low State のスペクトルでは ~6.97 keV 付近に Fe Lyα の輝線が見えているが、より X 線フラックスが上昇した他の二つの時期のスペクトルでは Fe Lyα の吸収

線が見えている。また、エッジの深さが Low State から bright にかけて浅くなっている。各スペクトルの 2.0–10.0 keV 帯における X 線フラックスは、それぞれ下のようになった。

$$F_{\text{Low State}} = 2.1 \times 10^{-10}\ \text{erg cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}$$
$$F_{\text{Turn-on}} = 11.4 \times 10^{-10}\ \text{erg cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}$$
$$F_{\text{Bright}} = 20.2 \times 10^{-10}\ \text{erg cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}$$

距離を 6.1 kpc（Leahy et al. 2014）と仮定すると、見かけの X 線光度は $L_X = 4\pi d^2 F$ の関係から、それぞれ下のように見積もられる。

$$L_{\text{Low State}} = 0.94 \times 10^{36}\ \text{erg s}^{-1}$$
$$L_{\text{Turn-on}} = 5.08 \times 10^{36}\ \text{erg s}^{-1}$$
$$L_{\text{Bright}} = 9.00 \times 10^{36}\ \text{erg s}^{-1}$$

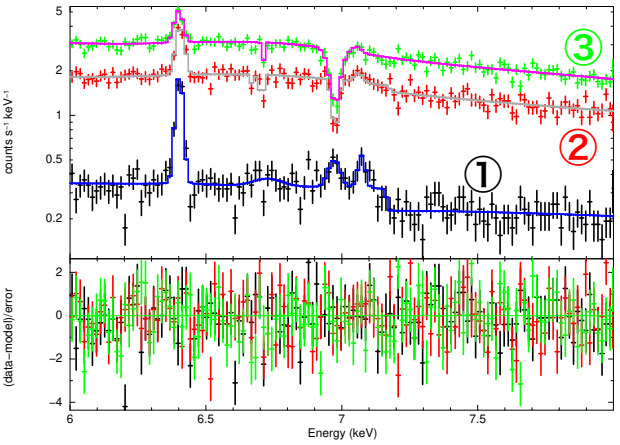


図 6: Her X-1 の Resolve での鉄輝線付近のスペクトル。イベントグレードは Hp で選別している。図中の ①、②、③ は図 5 に対応し、それぞれ Low state (10.4 ks)、Turn-on (6.9 ks)、Bright state (Main on、6.9 ks) に対応している。

ここでは、エネルギー E [keV] でのフラックス $I(E)$ [counts $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$] は以下のモデルを用いた。

$$I(E) = \text{Edge}[\text{continuum} + \text{broadFeK} + \text{FeK}\alpha + \text{FeK}\beta + \text{FeHe}\alpha + \text{FeLy}\alpha]$$

表 1: モデルに使用した関数

式中の名前	モデル名 (xspec)
Edge	edge
continuum	powerlaw
broadFeK	cflux*gaussian
FeKα	cflux*zashift(voigtian×7)
FeKβ	cflux*zashift(voigtian×4)
FeHeα	gaussian + gaussian
FeLyα	zashift(voigtian×2)

まず、図 6 には低電離の鉄からの蛍光輝線 Fe Kα, Fe Kβ が 6.407 ± 0.0015 keV, 7.0755 ± 0.0077 keV に顕著に検出できているのがわかる。これらの輝線プロファイルは、Hölzer et al. (1997) を参考に、Voigt 関数を複数組み合わせた形状でフィットしている。それぞれの輝線の中心エネルギーは中性原子での実験室系での値 6.4038 ± 0.0020 keV, 7.058 ± 0.002 keV に対してそれぞれ +3.6 eV, +17.5 eV ずれていた。また、輝線幅はそれぞれ 10.3 eV, 11.4 eV で、その等価幅 (Equivalent Width, EW) は 144.1 eV, 21.9 eV であった。これは、輝線フラックスとしては $4.2\times10^{-12}, 6.9\times10^{-13}$photons $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ に対応する。フィッティングの結果は表 2 と図 6 に示した。

表 2: 主要なフィッティングパラメータ
$\log_{10}$(Flux) は cflux * gauss で評価した場合の 2-10 keV 帯域の値であるが、輝線フラックスに対応する

			Low State	Turn-on	bright(Main-on)
Fe Kα	redshift(z)		$-5.6^{+2.4}_{-2.3}\times10^{-4}$	$-9.8^{+3.3}_{-3.3}\times10^{-4}$	$0.3^{+3.7}_{-3.8}\times10^{-4}$
	σ	keV	$1.03^{+0.02}_{-0.02}\times10^{-2}$	$1.27^{+0.21}_{-0.19}\times10^{-2}$	$1.18^{+0.32}_{-0.26}\times10^{-2}$
	$\log_{10}$(Flux)	erg $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$-11.38^{+0.05}_{-0.05}$	$-11.15^{+0.05}_{-0.05}$	$-11.23^{+0.06}_{-0.06}$
Fe Kβ	redshift(z)		$-2.47^{+1.01}_{-1.14}\times10^{-3}$	$-1.8^{+2.6}_{-2.7}\times10^{-3}$	$-1.3^{+1.8}_{-1.9}\times10^{-3}$
	σ (=FeKα)	keV			
	$\log_{10}$(Flux)	erg $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$-12.16^{+0.16}_{-0.23}$	$-11.89^{+0.19}_{-0.33}$	$-12.08^{+0.30}_{-1.55}$
Fe Lyα	redshift(z)		$-7.4^{+16.1}_{-16.2}\times10^{-4}$	$-17.4^{+2.1}_{-2.2}\times10^{-4}$	$-6.8^{+4.0}_{-4.0}\times10^{-4}$
	σ	keV	$1.7^{+2.3}_{-1.0}\times10^{-2}$	$6.04^{+1.1}_{-0.8}\times10^{-3}$	$2.05^{+0.24}_{-0.19}\times10^{-2}$
	norm1	counts $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$2.2^{+3.9}_{-3.6}\times10^{-5}$	$-1.41^{+0.26}_{-0.29}\times10^{-4}$	$-1.3^{+1.1}_{-1.1}\times10^{-4}$
	norm2	counts $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$5.4^{+4.0}_{-3.7}\times10^{-5}$	$-1.49^{+0.25}_{-0.22}\times10^{-4}$	$-6.5^{+1.0}_{-1.0}\times10^{-4}$
Fe K-edge	Energy	keV	$7.122^{+0.059}_{-0.007}$	$7.187^{+0.038}_{-0.030}$	none
	$\tau_{\max}$		$33.1^{+5.5}_{-5.1}\times10^{-2}$	$9.1^{+2.5}_{-2.5}\times10^{-2}$	none

さらに、高階電離した水素状の鉄イオンからの Fe Lyα が、Low state では輝線として、Turn-on および Bright では吸収線として検出できた。Fe Lyα の微細構造の Lyα_1 と Lyα_2 に対応する 2 つの Voigt 関数でフィットを行った。これらの輝線のエネルギーは実験室系に対して共通の赤方偏移 (zashift) を受けているモデルを適用し、輝線は 5.2 eV ほどずれていた。その幅は輝線では 17.2 eV、吸収線では 5.8eV で、等価幅は輝線では 27.5 eV、吸収線では 19.6eV であった。ヘリウム状の鉄イオンからの Fe Heα は Low State では輝線成分として、その他二つの時期では吸収線の兆候が見られた。そこで、これらは 2 つのガウス関数で近似した。最後に、Low-state では鉄の K エッジ構造が 7.1 keV に見られており、Xspec の Edge 関数でモデル化している。Low State から Main-on にかけて、エッジの深さを表す $\tau_{\max}$ は 33.1×10^{-2} から減少し、Main-on では 0 になった。Low State から Turn-on に変わる際に Fe Lyα の norm の符号が反転していることがわかる。Low State から Main-

on にかけて Fe K-edge の深さを表す $\tau_{\max}$ も減少し、Main-on では 0 になった。

4 考察

4.1 Fe Kα、Kβ と Fe Lyα の起源

Main-on で Fe Lyα の吸収線が見えていることから、中性子星の降着円筒からの直接成分は、eclipse や Low State のような完全な吸収体に遮蔽はされていないものの、高階電離した鉄の吸収物質が視線方向に存在していると考えられる。この高階電離した鉄の吸収物質は、Fe Lyα は ∼5.7 eV ほど青方偏移しており、速度にすると ∼200 km/s に対応することから、降着円盤からの観測者方向に吹き出している円盤風が考えられる。逆に Low State では、降着円盤の歳差運動により放射の直接成分が遮蔽され、周囲の大気に反射・散乱されたものが支配的になり、その際に生成された蛍光 X 線が輝線とした観測される。

この結果から、常にほぼ同じ強度で観測されている鉄の Fe Kα、Kβ の蛍光輝線は、歳差運動をしている降着円盤の外側に反射体があると考えられ、たとえば光学主星の表面や周辺の降着流が考えられる。また、輝線から吸収線に変化した Fe Lyα は、円盤風とその周辺のより広がった高階電離したプラズマからの放射と考えられる。

4.2 Fe の K-edge の深さの変化

Fe K-edge は、視線方向に存在する中性あるいは低電離状態の鉄原子が、光子吸収により K 殻（1s 軌道）の電子を放出することで生じる吸収構造であり、典型的には K 軌道のエネルギーの深さに対応する 7.1 keV 付近に現れる。この K-edge の深さは、鉄の柱密度および電離状態に依存しており、低電離あるいは中性状態の鉄が多く存在する環境下ではより顕著に現れる。

この深さが Low State から Main-on への移行に伴い減少していることは、主に以下の 2 つの要因によって説明できる。第一に、降着流の構造変化や円盤の遮蔽の減少によって、視線方向における中性あるいは低電離物質の柱密度自体が減少している可能性が考えられる。特に、Her X-1 では 35 日周期の円盤歳差運動に伴って X 線強度が変化しており、この変化は我々の視線方向にある遮蔽物質の柱密度が変化していることと矛盾しない。第二に、Main-on では放射源である中性子星からの放射強度が顕著に増加することで、視線上の物質の電離度が高まり、鉄が高電離状態へと遷移することも考えられる。高電離状態の鉄（例えば Fe XVII 以降）は K-edge のエネルギーが上昇すると同時に、7.1 keV 付近での吸収断面積が低下するため、観測される Fe K-edge が浅くなる、あるいは消失するように見える。

5 結論

本研究では、XRISM/Resolve の高分解能データを用いて、Her X-1 の Low State から Main-on への遷移に伴うスペクトル変化を解析した。Fe Lyα 線が輝線から吸収線に転じ、Fe K-edge が次第に浅くなることを確認し、視線方向の遮蔽状態や鉄の電離度の変化が示唆された。特に鉄輝線帯域における本遷移の高分解能スペクトル解析は初であり、Her X-1 の環境変化に関する新たな知見を示すものである。

Reference

Kosec P., Fabian A. C., Pinto C. et al. 2022, ApJ, 936, 185

Bahcall, J. N., & Bahcall, N. A. 1972, Nature Physical Science, 236, 108

Canizares, C. R., Davis, J. E., Dewey, D., et al. 2005, PASP, 117, 1144

Day, C. S. R., Tennant, A. F., & Fabian, A. C. 1988, MNRAS, 231, 69

Gerend, D., & Boynton, P. E. 1976, ApJ, 209, 562

Giacconi, R., Gursky, H., Kellogg, E., et al. 1973, ApJ, 184, 227

Hölzer G., Fritsch M., Deutsch M. et al. 1997, Phys. Rev. A, 56, 4554

Igna, C. D., & Leahy, D. A. 2012, MNRAS, 425, 500

Jimenez-Garate, M. A., Schulz, N. S., & Marshall, H. L. 2005, ApJ, 627, 782

Katz, J. I. 1973, Nature Physical Science, 246, 87

Klochkov, D., Staubert, R., Postnov, K., et al. 2006, A&A, 451, 267

Lamb, F. K., Pethick, C. J., & Pines, D. 1973, ApJ, 184, 271

Leahy, D. A., Abdallah, M. H., & Morsink, S. 2014, ApJ, 793, 79

Leahy, D. A., & Igna, C. D. 2010, ApJ, 713, 318

Pravdo, S. H., Becker, R. H., Boldt, E. A., et al. 1977, ApJ, 215, L61

Staubert, R., Klochkov, D., Postnov, K., et al. 2009, A&A, 494, 1025

Tananbaum, H., Gursky, H., Kellogg, E. M., et al. 1972, ApJ, 174, L143

Weisskopf, M. C., Brinkman, B., Canizares, C., et al. 2002, PASP, 114, 1

——index へ戻る

CP-21

スーパーエディントン降着が高質量連星ブラックホールに与える影響

信州大学
富永　洸太郎

スーパーエディントン降着が高質量連星ブラックホールに与える影響

富永 洸太郎 (信州大学大学院 総合理工学研究科)

Abstract

本発表は Briel et al. (2022) のレビューである。現在用いられているモデルでは、$100M_\odot$ 近い BH がなぜ発生するのか、また主星の質量分布を $35M_\odot$ 付近に集中しているのかを説明することは困難である。銀河形成に関する大規模なシミュレーション結果である TNG-100 とも結果が合わない。そこでこの論文では BPASS を用いた詳細な連星進化モデルを使い、質量移動の安定性、降着率、残骸質量を決め、スーパーエディントン降着による安定的な質量移動が、質量分布を $35M_\odot$ に集中させる原因である可能性を突き止めた。さらに高質量 BH の形成には、これまで考えられていた脈動型対不安定性超新星（PPISN）ではなく安定した質量移動によるものであることが判明した。またこれら大質量 BH の形成は主星と伴星の質量比が極めて高い。そのため安定した質量移動が発生し、それに伴う角運動量の運搬及び軌道収縮により、宇宙年齢以内に合体することが可能になる。これは現在の宇宙に大質量 BH が存在していることを裏付けており、実際の重力波観測カタログ GTWC-3 と一致する。

1 Introduction

2015 年に初めて連星ブラックホール（Binary Black Hole; BBH）の合体が重力波として観測されて以来、その検出数は急増し、Gravitational Wave Transient Catalogue 3（GWTC-3）では 76 件の BBH 合体事例が報告されている。これらの観測データは、BBH の前駆星である高質量星の進化過程や最終的な崩壊のプロセスを理解するうえで重要な手がかりとなる。しかし、前駆星の寿命は数百万年から数十億年に及ぶため、この進化を直接観測することは困難である。したがって、BBH 形成の理解には、恒星進化モデルと重力波源の統計的予測を組み合わせた Population synthesis 手法が用いられる。

注目すべきは、観測された BBH の主星（初期質量が重いほうを主星と呼ぶ）がブラックホールになった際の質量（$M_{1,\mathrm{BH}}$）が最大 $100M_\odot$ 付近まで達している点である。これは、従来の理論が予測する対不安定型超新星（Pair-Instability Supernova; PISN）による質量上限を大きく上回るものであり、35 $M_\odot$ 付近に見られる質量分布の集中も、標準的な恒星進化モデルでは説明が困難である。このような観測と理論の不一致は、ブラックホールの形成や連星進化の理解に根本的な再検討を促している。

この問題に対する仮説の一つは、非孤立連星や星団環境における形成経路の関与である。また、連星進化の文脈では、伴星からブラックホールへの質量移動、とくに安定質量移動（Stable Mass Transfer; SMT）とスーパーエディントン降着が高質量ブラックホールの形成に重要な役割を果たす可能性がある。しかしながら、従来の rapid Population synthesis では、降着効率をエディントン降着で制限していた。しかしこれより降着率の高い、スーパーエディントン降着は理論上可能であるとされているため、この影響も考慮すべきである。

本研究では、詳細な恒星進化モデルである BPASS（Binary Population and Spectral Synthesis）を用いて、質量移動の安定性とスーパーエディントン降着を詳細に取り扱い、ブラックホールの質量成長と連星進化への影響を解析する。とくに、伴星の応答をパラメータに頼らず直接計算することで、SMT や降着過程がブラックホール質量分布に与える影響を評価する。また、シミュレーション TNG-100 から得られる星形成史および金属量進化を考慮に入れることで、より現実的な BBH 集団の性質を再現し、観測結果との比較を可能とする。本研究は、BBH の質量分布における高質量側の特徴、特に PISN 質量ギャップを超えるブラックホールの存在を理論的に支持する新たな枠組みを提供するものである。

2 Methods / Instruments and Observations

本研究では、宇宙年齢以内に合体する連星ブラックホール（Binary Black Hole; BBH）系の形成過程を解析するために、詳細な恒星進化モデルと BPASS（Binary Population and Spectral Synthesis）v2.2.1 を用いた。これは、単独および連星進化を考慮した約 25 万の一次元理論モデルから構成され、金属量 $Z = 10^{-5}$ から 0.04 までの 13 種類の金属量に対応している。

また初期質量の分布に関しては Kroupa (2001) による初期質量関数も採用している。初期質量関数については星の数密度函数を $\xi(m)$ としたとき、以下のようにあらわされる:

$$\begin{aligned}
&\xi(m) \propto m^{-\alpha_i} \\
&\quad \alpha_0 = 0.3, m/M_\odot < 0.08 \\
&\quad \alpha_1 = 1.3, 0.08 \leq m/M_\odot < 0.50 \\
&\quad \alpha_2 = 2.3, 0.50 \leq m/M_\odot
\end{aligned}$$

宇宙論的星形成率は TNG100-1 シミュレーション (Springel et al. 2018) に基づく。

BPASS は計算効率を高めるため、主星を STARS を用いて詳細に進化させ、伴星のモデルは Hueley らの SSE(Single-Star Evolution) 手法を採用している。また金属量が $Z \leq 0.004$ で、質量の 5%以上を降着した伴星には QHE（quasi-homogeneous evolution）モデルが適用される。QHE とは自転が非常に高速で、星の内部構造が混合されることにより玉ねぎ構造にならず、進化する場合である。

残骸質量の評価には、10^{51}erg のエネルギー注入を用い、残された質量を計算する。$3M_\odot$ 未満の恒星には $\sigma = 265$ km s^{-1} の Maxwell-Boltzmann 分布に基づく Natal kick を与える。それ以上の重さの恒星には $M_{remnant}/1.4M_\odot$ の比率で減速するようにする。さらに、標準の BPASS には含まれない PPISN（脈動対不安定型超新星）の影響を考慮するため、炭素酸素コア質量 $M_{\rm CO}$ に基づいた処理を導入し、PISN の上限については Woosley (2002) による He コア質量 $M_{\rm He} = 133M_\odot$ の上限を採用している。

質量移動は連星進化において最も重要な過程の一つであり、大質量星の約 50-70%が経験するとされる。質量移動の安定性は、質量損失に対するドナー星の応答に依存するため、BPASS では恒星内部構造の時間発展を数値的に解くことで、この応答を直接的に評価している。Roche lobe を越えたドナー星からの質量流出は、Hurley et al. (2002) に基づき以下の式で与えられる：

$$\dot{M}_d = F(M_d) \left[\ln \left(\frac{R_d}{R_{\rm RL}} \right) \right]^3 \ M_\odot \, {\rm yr}^{-1}, \quad (1)$$

$$F(M_d) = 3 \times 10^{-6} \ \min(M_d, 5.0)^2 \quad (2)$$

降着が $3M_\odot$ 未満のコンパクト天体の場合、降着率はエディントン限界に従うが、それ以上の場合にはスーパーエディントン降着も許容される。

伴星の膨張や潮汐相互作用により軌道が縮小し、伴星の半径が軌道長を超える場合、共通外層（Common Envelope; CE）進化が発生すると仮定する。CE 中の質量損失は詳細モデルに従って進行し、評価される。CE 終了後、質量移動は再開されるが、CE 中は降着は起こらないと仮定する。

以上の処理を通じて、本研究は BBH の主星質量分布における高質量端の特徴、特に PISN 質量ギャップやその前の $35M_\odot$ 付近の pile-up 構造の形成に対する理論的予測を可能としている。

3 Results

本研究では、詳細な恒星進化モデル BPASS v2.2.1 を用い、スーパーエディントン降着および PPISN の効果を取り入れた population synthesis により、合体連星ブラックホール（BBH）系の主星ブラックホール質量分布を理論的に予測した。

その結果は図 1 のようになった。PPISN の影響により、BH 質量分布において $M_{1,\rm BH} \sim 35\ M_\odot$ 付近にピーク（pile-up）が形成され、50 $M_\odot$ 以上の BH の形成が急激に抑制されることが確認された。また、スーパーエディントン降着を許容するモデルにおいては、従来の PISN による上限（$\sim 50\ M_\odot$）を超える質量の BH（最大で $\sim 60\ M_\odot$ 程度）の形成が可能であることが示された。

さらに、質量移動の安定性を時間発展的に計算することで、一般的に仮定されていた不安定質量移動による合体予測が過剰である可能性が示された。これにより、スーパーエディントン降着での安定質量

移動（SMT）を経て形成された BBH 系が、特に高質量側で重要な形成経路となりうることが明らかとなった。

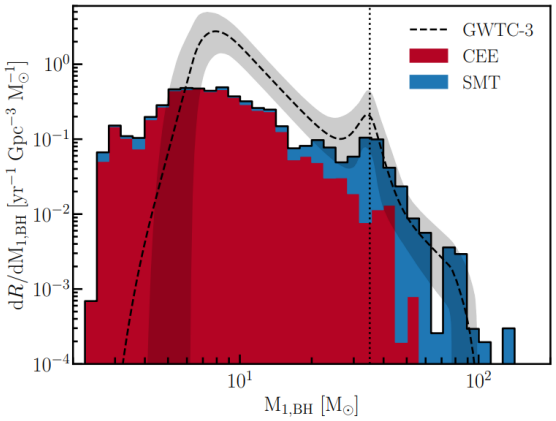


図 1: BPASS による主星 BH の質量分布

本モデルにより再現された $M_{1,\mathrm{BH}}$ の分布は、GWTC-3 において観測される主星 BH 質量の高質量端の特徴と定性的に一致しており、理論モデルと観測結果の間に存在する乖離の一部を説明しうる可能性がある。

いままでは (P)PISN が分布に特徴を作り出すと考えられていたが、それを考慮しなくても、その後の質量移動が支配的である。そのため図 2 より (P)PISN があまり質量分布に影響を与えない可能性が示唆されており、これは従来の理論とは異なる結果となった。

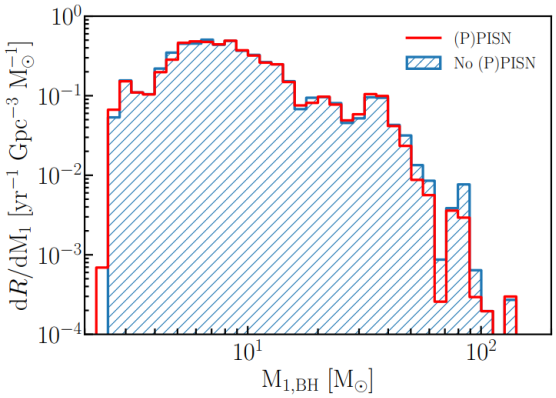


図 2: (P)PISN あり (赤) となし (青) それぞれにおける主星 BH 質量分布

4 Discussion

本研究の主要結論は二点に集約される。第一に、BPASS の詳細進化計算と安定質量移動（SMT）、および BH へのスーパーエディントン降着を許容する処理により、主星 BH 質量が従来の PISN による「形成禁止領域（上部質量ギャップ）」へ入り得ることを示した点である。これは、rapid population systhesis が予測する「PISN が高質量側分布を決める」という従来像と整合しない。

第二に、(P)PISN 処理を導入／削除しても、最終的な主星 BH 質量分布の形状に大きな差異は生じない。質量分布の特徴（$35M_\odot$ 付近の過密と $\sim 100M_\odot$ までの裾野）は、主として BH 形成後の質量移動と降着に支配され、(P)PISN の影響は少ない。

以上から、BBH 集団の質量分布を規定する主要因は、PPISN/PISN よりも、質量移動安定性・降着効率・風損失率といった連星相互作用の詳細物理である。特に BPASS では、質量比の急速な変化が軌道収縮を促し、合体可能な系を多数生む点が重要である。

一方で、本結果はスーパーエディントン降着が「長時間・高効率」で成立することを前提としており、その物理的妥当性や適用範囲には不確実性が残る。そのため観測からの検証と理論的モデリングの両面で更なる検証が必要である。将来的には、降着物理と質量移動安定性の統一された処理の確立が、BBH 形成チャネル推定の系統誤差を減らす鍵となるだろう。

また BPASS ではスピンを追跡していないため、それによる影響も考慮すべきである。

5 Conclusion

本研究では、BPASS による詳細連星進化計算と安定質量移動（SMT）、さらに BH へのスーパーエディントン降着を許容する処理を組み合わせることで、観測で示唆される一次 BH 質量分布（$\sim 100M_\odot$ まで伸びる裾野と $\sim 3M_\odot$ 付近の過密）を再現できることを示した。特に主星 BH が従来 PISN により形成不能と考えられてきた上部質量ギャップ領域へ到達し得る点は、rapid population synthesis に基づく従来像を更新する結果である。

さらに、(P)PISN 処理の有無は最終的な主星 BH 質量分布に大きな影響を及ぼさないことが分かった。質量分布の主要特徴は、BH 形成後の質量移動・降着

史と恒星風による損失の取り扱いに強く依存しており、(P)PISN は補正的役割に留まる。

これらの結果は、BBH 集団の統計的性質を解釈する上で、質量移動安定性や降着効率、共通外層（CE）進化の詳細といった「連星相互作用物理」の重要性を強調する。一方で、スーパーエディントン降着の長期持続性や具体的機構には依然として不確実性が残る。今後は降着物理・CE 処理・Natal kick などの統一的かつ物理的に整合的なモデル化と、ULX 類似天体などの観測的検証を通じて、BBH 形成チャネル推定の系統誤差を縮小することが求められる。

Reference

M. M. Briel, et al. 2022,MNRAS

Hurley J.R., Tout C.A., & Pols O.R. 2002, MNRAS

Kroupa P. 2001, MNRAS

Springel V., Pillepich A., et al. 2018, MNRAS

Woosley S.E. 2002, ApJ

——index へ戻る

CP-23

Einstein-Maxwell-Dilaton 理論における数値相対論シミュレーション

東京理科大学
富樫　海

Einstein-Maxwell-Dilaton 理論における数値相対論シミュレーション

加瀬研究室　富樫 海
(東京理科大学大学院 理学研究科 物理学専攻)

Abstract

本発表では，Einstein-Maxwell-Dilaton（EMD）理論に基づくブラックホール連星合体により生じる重力波の数値シミュレーションに関する研究について報告する．EMD 理論は修正重力理論の一つであり，スカラー場（Dilaton）と電磁場が結合することによりスカラー場の影響がどのように重力波に反映されるのかを調べた．近年，重力波観測を介した EMD 理論の検証可能性が議論されていることを背景に，本研究室において開発中の Einstein Toolkit に基づいた EMD 理論に対応する数値計算コードを用い，質量比や電荷などのブラックホール連星系の初期パラメータや理論パラメータである結合定数を系統的に変化させながら，放出される重力波形への影響を調査する．パラメータを変化させた際の波形の特徴やスカラー場の進化の傾向を明らかにすることで理論模型の分類や今後の重力波観測との照合に向けた基盤の構築を目的とし，将来的には EMD 理論を含む他の修正重力理論に基づいた重力波の振る舞いへの網羅的な理解を深めることを目指す。

1 Introduction

本研究は，先行研究として本研究室において修士課程を修了した学生の修士論文 (文献 [1]) があり，これをレビューし，一部のパラメータを変化させ理論的な対照実験を行った．本研究の目的は，Einstein Toolkit をベースに，一般相対論を拡張した様々な重力理論に基づいたブラックホール連星の合体シミュレーションを実行し，理論的に得られた重力波波形と観測結果とを比較することにより理論模型の選別を行うことである．文献 [1] の先行研究 [2] では，EMD 理論において初期パラメータとしてブラックホールに与えた電荷が小さい場合に，ブラックホール連星の合体現象において放出される重力波に対するスカラー場の影響は無視できることが主張されている．しかし，ブラックホール連星が互いに十分に離れた初期状態において個々のブラックホールは静的球対称解 (GM-GHS 解と呼ばれ安定であることが知られている (文献 [3]).) として近似できることを仮定すると，実効的な電荷はスカラーヘアーの大きさにより変更を受けるため，ブラックホールの持つ電荷が大きい場合についても検証を行う必要がある．そのため，本研究では EMD 理論において先行研究 [2] と異なる定式化，パラメータ範囲を用いて特にブラックホールの電荷を大きくした場合についてのブラックホール連星合体シミュレーションを行い，Einstein-Maxwell(EM) 理論との系の発展を比較する．以降、特にことわりのない限り，幾何学単位系 $G = c = 1$ を使用し，添え字のギリシャ文字は 0〜3 成分、ラテン文字は 1〜3 成分のインデックスとする。

2 発展方程式

2.1 作用と場の運動方程式

EMD 理論の作用は真空場において，

$$S = \frac{1}{16\pi}\int d^4x\sqrt{-g}(R + 4X + 4e^{-2a\phi}F) \quad (1)$$

である．ここで，$X = -\nabla^\mu\phi\nabla_\mu\phi/2$，$F = -F_{\mu\nu}F_{\mu\nu}/4$ で，ϕ はスカラー場，$F^{\mu\nu}$ は電磁場テンソル，a は結合定数を表す．電磁場テンソルはベクトルポテンシャル A_μ を用いて $F_{\mu\nu} = \nabla_\mu A_\nu - \nabla_\nu A_\mu$ で定義される．

最小作用の原理を用いると，場の運動方程式は以下のようになる．

$$G_{\mu\nu} = 8\pi T^{eff}_{\mu\nu}, \quad (2)$$

$$\Box\phi = -\frac{a}{2}e^{-2a\phi}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \quad (3)$$

$$\nabla_\mu F^{\mu\nu} = 2aF^{\mu\nu}\nabla_\mu\phi, \quad (4)$$

ただし，

$$8\pi T^{eff}_{\mu\nu} = 2(T^{\phi}_{\mu\nu} + e^{-2a\phi}T^{F}_{\mu\nu}), \tag{5}$$

$$T^{\phi}_{\mu\nu} = \nabla_{\mu}\phi\nabla_{n}u\phi - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}\nabla_{\alpha}\nabla^{\alpha}\phi, \tag{6}$$

$$T^{F}_{\mu\nu} = g^{\alpha\beta}F_{\mu\alpha}F_{\nu\beta} - 1/4_{\mu\nu}F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta}. \tag{7}$$

式 (2)，(3)，(4) はそれぞれ，重力場，電磁場，スカラー場の運動方程式である．

2.2 ADM 形式と BSSN 形式

一般相対論では基本的に時間と空間は等価である．しかし，時間発展方程式に書き直すために，時空を時間と空間に分けて考える必要がる．これを解決するために ADM 形式の手法を用いる (文献 [4])．ADM 形式では，図 1 のように同一時刻での超曲面 (ここでは 3 次元空間)Σ_t をとり，時空はこの超曲面 Σ_t が時間 t によって積み重なったものと考える．超曲面 Σ_t 上の点から垂線を立て，この垂線の単位ベクトルを n_μ とする．隣接する 2 つの超曲面の時間間隔は，x^i の関数 $\alpha(x^i)$(ラプス関数) を用いて各点で $\alpha\Delta t$ で与えられる．つまり，与えられた Σ_t に対して，その超曲面上の $\alpha(x^i)$ が $\Sigma_{t+\Delta t}$ の幾何学的形状を決める．また，Σ_t 上における各点の時間軸の方向は自由に選ぶことができ，その方向はシフトベクトル β^i によって決まる．

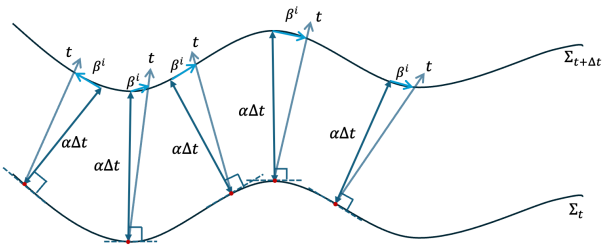


図 1: 超曲面 Σ_t とラプス関数 α，時間軸 t，シフトベクトル β^i の幾何学的概念図

ADM 形式の重力場の発展方程式を用いて数値計算を行うと誤差が時間発展することから ADM 形式で長時間の数値計算をする事は難しい．この問題を解決するために考案されたのが BSSN 形式である．今回考える BSSN 形式では，以下のように 3 次元計量 γ_{ij} を変数変換し，新しい変数を導入する必要がある．

$$\gamma_{ij} = W^{-2}\tilde{\gamma}_{ij}, \tag{8}$$

$$W := exp\Big(\frac{1}{6}ln(det(\gamma_{ij}))\Big), \tag{9}$$

$$K := \gamma_{ij}K_{ij}, \tag{10}$$

$$\tilde{A}_{ij} := W^2\Big(K_{ij} - \frac{1}{3}\gamma_{ij}K\Big) \tag{11}$$

$$\tilde{\Gamma}^i := \tilde{\gamma}^{jk}\tilde{\Gamma}^i{}_{jk} = -\partial_j\tilde{\gamma}^{ij} \tag{12}$$

これにより，EMD 理論の発展方程式を BSSN 形式で表す．まず，重力場の発展方程式については，

$$(\partial_0 - \beta^i\partial_i)W = \frac{W}{3}(\alpha K - \partial_i\beta^i), \tag{13}$$

$$\begin{aligned}(\partial_0 - \beta^k\partial_k)\tilde{\gamma}_{ij} =& -2\alpha\tilde{A}_{ij} + \tilde{\gamma_{ik}}\partial_j\beta^k \\ &+ \tilde{\gamma}_{jk}\partial_i\beta^k - \frac{2}{3}\tilde{\gamma}_{ij}\partial_k\beta^k,\end{aligned} \tag{14}$$

$$\begin{aligned}(\partial_0 - \beta^i\partial_i)K =& -D_iD^i\alpha + \alpha(\tilde{A}_{ij}\tilde{A}^{ij} + \frac{1}{3}K) \\ &+ 4\pi\alpha(\rho_H + S),\end{aligned} \tag{15}$$

$$\begin{aligned}(\partial_0 - \beta^k\partial_k)\tilde{A}_{ij} =& W^2\{(-D_iD_j\alpha)^{TF} + \alpha(R^{BSSN\ TF}_{ij} \\ &- 8\pi\tilde{S}^{TF}_{ij})\} + \alpha(K\tilde{A}_{ij} - 2\tilde{A}_{ij} - 2\tilde{A}_{il}\tilde{A}^l{}_j) \\ &+ \tilde{A}_{ik}\partial_j\beta^k + \tilde{A}_{jk}\partial_i\beta^k - \frac{2}{3}\tilde{A}_{ij}\partial_k\beta^k,\end{aligned} \tag{16}$$

$$\begin{aligned}(\partial_0 - \beta^j\partial_j)\tilde{\Gamma}^i =& -2\tilde{A}^{ij}D_j\alpha + 2\alpha\Big(\tilde{\Gamma}^i{}_{jk}\tilde{A}^{kj} - \frac{2}{3}\tilde{\gamma}^{ij}D_jK \\ &- 8\pi\tilde{\gamma}^{ij}J_j - 3\tilde{A}^{ij}\frac{\partial_jW}{W}\Big) + \beta^j\partial_j\tilde{\Gamma}^i - \tilde{\Gamma}^j\partial_j\beta^i \\ &+ \frac{2}{3}\tilde{\Gamma}^i\partial_j\beta^i + \frac{1}{3}\tilde{\gamma}^{li}\partial_l\partial_j\beta^j + \tilde{\gamma}^{li}\partial_l\partial_j\beta^j,\end{aligned} \tag{17}$$

拘束方程式は，

$$R^{BSSN} - \tilde{A}_{ij}\tilde{A}^{ij} + \frac{2}{3}K^2 - 16\pi\rho_H = 0, \tag{18}$$

$$\tilde{D}_i\tilde{A}^i{}_j - \frac{3\partial_iW}{W}\tilde{A}^i{}_j - \frac{2}{3}D_jK - 8\pi J_j = 0, \tag{19}$$

$$\tilde{\Gamma}^i - \tilde{\gamma}^{jk}\tilde{\Gamma}^i{}_{jk} = 0, \tag{20}$$

$$\tilde{A}_{ij}\tilde{\gamma}^{ij} = 0, \tag{21}$$

$$\tilde{\gamma} - 1 = 0, \tag{22}$$

となる．ただし，S^{TF}_{ij} は S_{ij} のトレースフリー成分

$$S^{TF}_{ij} = S_{ij} - \frac{1}{3}\gamma_{ij}S \tag{23}$$

であり，R^{BSSN}_{ij} は，

$$R^{BSSN}_{ij} = \tilde{R}_{ij} + R^{W}_{ij}, \tag{24}$$

$$W^2 R^W_{ij} = W\tilde{D}_i\tilde{D}_j W + \tilde{\gamma}_{ij}(W\tilde{D}_k\tilde{D}^k W - 2\tilde{D}_k W\tilde{D}^k W), \quad (25)$$

である．

次に，電荷保存則を表す Gauss Constraint の左辺を

$$Z = D_i E^i - 2aE^i D_i\phi \quad (26)$$

として，電磁場の発展方程式は以下のようになる．

$$\partial_0 A_\phi = \alpha(KA_\phi - D_i A^i_\perp) - A^i_\perp D_i\alpha - \alpha Z + \mathcal{L}_\beta A_\phi, \quad (27)$$

$$\partial_0 E^i = \alpha E^i K + D_j\{\alpha(D^i A^j_\perp - D^j A^i_\perp)\} + 2a\alpha\{(D^j A^i_\perp - D^i A^j_\perp)D_j\phi - E^i K_\phi\} + \alpha D^i Z + \mathcal{L}_\beta E^i, \quad (28)$$

$$\partial_0 Z = \alpha(D_i E^i - 2aE^i D_i\phi - \kappa Z). \quad (29)$$

ただし κ は damping parameter と呼ばれ，$\kappa \sim 1$ とすることで誤差の減衰に寄与する (文献 [5])．

3 初期条件

初期条件には以下の 2 点が要請される．

1. 拘束方程式を満たすこと
2. 現実的な初期条件であること

本研究では Einstein Toolkit にすでに実装されている初期条件コードを拡張し，スカラー場と電磁場がある場合の初期条件を決定する．

任意に与えられる初期パラメータとしてブラックホールの質量 M，スピン $\vec{S}(=\chi M^2\vec{z})$，運動量 P_i，位置 x_i，電荷 Q，またスカラー場のパラメータとして初期値 ϕ_{ID}，無限遠での値 ϕ_0，スカラー場と電磁場の結合定数 a がある．ここで幾何学単位系 $c = G = 1$ では長さ，時間等の単位が質量で表されることを考慮し，ブラックホールの合計質量を $M_{tot} = 1$ と規格化することで物理量を無次元化する．これにより各ブラックホールの質量は質量比 q を決定することで自動的に求まる．また座標中心をブラックホール連星の重心に，初期のブラックホール座標を x 軸上に設定することで，ブラックホールの初期座標は質量比 q のみに依存させることができる．加えて，電荷もブラックホールの質量に比例すると考え，その比例係数を λ としこれを設定する．

初期運動量は連星系が準円軌道をとるように設定し，その軌道面を xy 平面とする．これはシミュレーションのタイムスケールが非常に短いことに起因している．コンパクト天体の連星系において，高い離心率は重力波放射にによって緩和され，合体の直前にはほとんど円軌道であると考えられているため，合体の直前のみを考えるシミュレーションでは準円軌道を採用する．

4 解析データ

4.1 重力波

十分遠方 (観測位置) で弱重力場を仮定して Einstein 方程式の解析から時空の歪み (重力波) が伝播することを示すができ，この重力波の情報はワイルスカラーの Ψ_4 から抜き出すことができる．

ワイルスカラーは，リーマン曲率テンソルのトレース成分であるワイルテンソルを光的テトラッドに射影して得られる 5 つの複素スカラー量であり，その中でも特に Ψ_4 は遠方の重力波成分に対応することが知られている．

まずワイルテンソルは，リーマン曲率テンソルのトレースレス成分であり，

$$C_{\mu\nu\rho\sigma} := R_{\mu\nu\rho\sigma} - 1/2(g_{\mu\rho}R_{\sigma\nu} - g_{\mu\sigma}R_{\rho\nu} + g_{\nu\sigma}R_{\rho\mu} - g_{\nu\rho}R_{\sigma\mu}) + 1/6(g_{\mu\rho}g_{\sigma\nu} - g_{\mu\sigma}g_{\rho\nu})R \quad (30)$$

で定義され，ワイルスカラーの Ψ_4 は，

$$\Psi_4 := C_{\mu\nu\rho\sigma}q^\mu\overline{m}^\nu q^\rho\overline{m}^\sigma \quad (31)$$

で定義され，ワイルテンソルを光的テトラッド $q^\mu, \overline{m}^\mu$ に射影して得られる (文献 [6])．重力波が r 軸の正の方向に伝播していると考えた上で，無限遠で重力波を含む計量を用いて Ψ_4 を書き下すと，

$$\Psi_4 = \frac{1}{2}(\ddot{h}_+ - i\ddot{h}_\times) \quad (32)$$

となる．これを連星系からの重力波が十分遠方で球対称になることを利用し，球面調和関数で展開すると，

$$\Psi_4(t, r, \theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l}\Psi_4^{lm}(t, r)\,{}_{-2}Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (33)$$

となる．ただし添え字 l, m は球面調和関数のモードを表す添え字であり，${}_{-2}Y_{lm}$ はスピン-2 で重み付けされた球面調和関数である．Ψ_4 に対して Ψ_4^{22} の成分が 9 割以上を占めていることが知られている．

4.2 エネルギー放出率

連星系からは重力波，スカラー波，電磁波によってエネルギー放出が起こり，連星の軌道半径を収縮させる．それぞれのエネルギー放出率は，

$$\frac{dE^{GW}}{dt} = \lim_{R\to\infty}\frac{R^2}{16\pi}\left|\int d\Omega\int_{\infty}^{t}\Psi_4 d\tilde{t}\right|^2, \tag{34}$$

$$\frac{dE^{\phi}}{dt} = -\lim_{R\to\infty} R^2\int d\Omega J^{\phi}_R, \tag{35}$$

$$\frac{dE^{F}}{dt} = -\lim_{R\to\infty} R^2\int d\Omega J^{F}_R, \tag{36}$$

で計算できることが知られている．ただし，J_R はデカルト座標から極座標への座標変換を行うヤコビ行列の k, R 成分 Λ^k_R を用いて，$J_R = \Lambda^k_R J_k$ とする．

5 シミュレーション結果

初期のブラックホール間距離を $D = 10$，2 つのブラックホールの合計質量を $M = 1$，ブラックホール電荷を $Q = \lambda_i M_i$ $(i = p, m)$ として，スカラー場の初期値および無限遠での漸近解は $\phi_{ID} = \phi_0 = 0$，結合定数を $a = 0, 1$，質量比は全て $q = 3$ とした上で，以下の初期パラメータで 4 パターンのシミュレーションを行う．ただし，添え字の p, m はそれぞれ質量の大きい，小さいブラックホールについてのパラメータとする．

表 1: 初期パラメータ

	q	χ_p	χ_m	λ_p	λ_m	a	備考
Sim1	3	0	0	0.3	-0.3	0	EM limit
Sim2	3	0	0	0.3	-0.3	1	EMD
Sim3	3	0	0	0.7	-0.7	0	EM limit
Sim4	3	0	0	0.7	-0.7	1	EMD

ただし，$q := M_p/M_m \geqslant 1$ は質量比，χ は無次元スピンパラメータを表す．初期運動量はポストニュートン近似から準円軌道となるものを与える Python モジュールの NRPyPN を利用し，スカラー場と電磁場を考慮し適切にリスケールする (文献 [7])．

得られたシミュレーション結果は `https://natsugaku-simulation-results.streamlit.app/`．より，確認することができる．

6 結論

本研究ではブラックホールの電荷を大きくした場合について，EMD 理論と EM 理論の系の発展を比較し，スカラー場の影響がどのように重力波に反映されるのかを調べた．その結果，スカラー放射によるエネルギー散逸によって連星軌道の収縮に顕著な影響が現れることを示した．ただし，スカラー場の初期配位として $\phi_{ID} = const$ が仮定されており，電荷等のパラメータを厳密に制御するためには，より現実的なスカラー場の初期配位を設定する必要があることが課題である．

Reference

[1] 冨江亮友, 東京理科大学理学研究科物理学専攻修士論文「Einstein-Maxwell-Dilaton 理論における数値相対論シミュレーション」, 2023.

[2] E. W. Hirschmann, L. Lehner, S. L. Liebling, C. Palenzuela, Black Hole Dynamics in Einstein-Maxwell-Dilaton Theory, Phys. Rev. D 97 (2018) 064032. `http://arxiv.org/abs/1706.09875`.

[3] D. Astefanesei, J. L. Bl´azquez-Salcedo, C. Herdeiro, E. Radu, N. Sanchis-Gual, Dynamically and thermodynamically stable black holes in Einstein-Maxwell-dilaton gravity, JHEP 07 (2020) 063. `http://arxiv.org/abs/1912.02192`.

[4] 柴田大, 数値相対論と中性子星の合体, 共立出版, 2021.

[5] Thomas W. Baumgarte, Stuart L. Shapiro, Numerical Relativity Starting from Scratch, Cambridge University Pres, 2021.

[6] 中野 寛之, 佐合 紀親, シリーズ〈理論物理の探究〉1 重力波・摂動論, 朝倉書店, 2022.

[7] G. Bozzola, V. Paschalidis, Numerical-relativity simulations of the quasicircular inspiral and merger of nonspinning, charged black holes: Methods and comparison with approximate approaches, Phys. Rev. D 104 (2021) 044004 `http://arxiv.org/abs/2104.06978`.

——index へ戻る

CP-24

円筒 shearing box による降着円盤の磁気乱流ダイナミクスの解明

東京大学
山口　湧樹

円筒 shearing box による降着円盤の磁気乱流ダイナミクスの解明

山口 湧樹 (東京大学大学院 駒場宇宙科学グループ)

Abstract

降着円盤は若い恒星から活動銀河核まで幅広い天体系に存在し，物質輸送とエネルギー放出の主要な場である．Shakura and Sunyaev (1973) による標準降着円盤モデルは降着現象を記述したが，その乱流起源は未解明であった．その後 Balbus and Hawley (1991) が磁気回転不安定性 (MRI) を再発見し，磁場駆動の乱流がその有力候補となった．MRI 乱流研究には shearing box シミュレーションが用いられてきたが，従来の直交座標系モデルでは円盤の曲率が無視され，質量降着や角運動量保存の再現に限界があった．この課題を克服するため，Suzuki et al. (2019) は円筒座標系に基づく円筒 shearing box を開発し，局所モデル内で曲率効果を扱えるようにした．続く Suzuki (2023) では，この円筒モデルを用いて磁気乱流の時間変動性や内部構造を詳細に解析した．その結果，従来の shearing box モデルとは質的に異なる乱流特性が明らかになった．特に，トロイダル磁場の圧縮が磁場増幅において重要な役割を果たすことおよび MRI によるリング・ギャップ状構造の自発的形成が示された．本講演では，降着円盤理論の発展と数値的アプローチの歴史を概観し，Suzuki(2023) の成果をレビューする．さらに，将来展望として鉛直重力の導入と円盤風・ジェット形成といった三次元構造への拡張に言及し，理論・シミュレーション・観測の統合的理解に向けた展開を議論する．

1 Introduction

円盤状の降着流は，宇宙のさまざまな天体系において，物質の流入およびエネルギー放出の主要な舞台として機能している．たとえば，原始惑星系円盤では星に向けた物質降着過程が星形成や惑星系進化に中心的役割を果たしており (Hartmann et al., 2016; Williams and Cieza, 2011)，白色矮星・中性子星・ブラックホールといったコンパクト天体周囲の降着円盤では物質流入が角運動量を失わせて重力エネルギーに変換し，強力な放射を生むことで高輝度 X 線源として観測される (e.g. Bu and Zhang, 2022; Done et al., 2007; Remillard and McClintock, 2006)．さらには活動銀河核 (AGN) においても超大質量ブラックホールへの降着とそれに伴うジェット形成が AGN の観測されるエネルギー放出を駆動しており (Davis and Tchekhovskoy, 2020)，多様なスケールで広く観測されている．このように降着円盤は幅広いスケールで物質輸送およびエネルギー輸送に関わっており宇宙における物質およびエネルギー輸送さらには恒星系の進化において極めて重要な役割を果たしている．このような背景から，降着円盤の理論的理解は天体物理学における中心的課題の一つとなっている．特に，質量降着を可能とする円盤の外側への角運動量輸送機構が磁気回転不安定性によって駆動される磁気乱流磁気回転不安定性（magnetorotational instability, MRI）によって駆動される磁気乱流が，角運動量輸送を担う主要な機構とされており，その数値的検証と理解が進められてきた．

本ポスター発表では，降着円盤理論とその数値的アプローチの歴史的な発展を概観した上で，近年 Suzuki (2023) により提案された円筒 shearing box モデル（従来の直交 shearing box に対し，円盤の曲率を導入した円筒座標系で局所的な描像を与える手法）を用いた磁気乱流の数値的研究を紹介する．さらに，得られた結果を基に，三次元構造への拡張や将来的な応用可能性についても議論する．

2 Theoretical developments in accretion disks

降着円盤の理論的理解に大きな道筋を与えたのが，Shakura and Sunyaev (1973) による標準降着円盤モデルである．同モデルでは，乱流的粘性を直接扱う代わりに，経験的パラメータ α を導入することで，角運動量輸送と質量降着を定量的に記述する枠組みが

与えられた．このモデルはその後の理論・観測の基盤となり，広く応用されてきた．

標準降着円盤モデルにおける α パラメータは，局所的な応力と圧力の比として定義されるが，その物理的実体が不明であることが長らく問題とされてきた．理論モデルで扱う際にはしばしば定数として仮定される，実際には高度方向や半径方向によって空間的に変動する可能性があり，その値の妥当性は観測やシミュレーションに依存してきた．

この課題に対し，Balbus and Hawley (1991) は MRI を再発見し，微弱な磁場が存在する差動回転円盤は線形的に不安定であることを示した．さらに Hawley et al. (1995) は，三次元 MHD シミュレーションを通じて，MRI が非線形的に磁気乱流へと発展し，持続的な角運動量輸送を駆動しうることを示した．

3 Numerical simulation and local modeling

降着円盤内部の物理過程を解明するために，数値シミュレーションが盛んに行われてきた．特に局所的な shearing box モデルは，磁気乱流の詳細な振る舞いを高解像度で解析できる手法として広く用いられている.(e.g. Dempsey et al., 2022; Hirose et al., 2009; Kawazura et al., 2022; Matsumoto and Tajima, 1995; Stone et al., 1996)．しかし，従来の shearing box シミュレーションは直交座標系を用いており，円盤の曲率を考慮できないという根本的な制約があった．このため，物理的に妥当な角運動量の定義が困難であり，実際の降着流を自然に再現することができなかった．こうした課題に対して，近年 Suzuki et al. (2019) により円筒座標を用いた shearing box モデルを提案され，降着円盤の曲率を考慮した質量降着の再現が実現された．続く Suzuki (2023) では従来の Cartesian shearing box シミュレーションとは本質的に異なる磁気乱流の特性が明らかになった．特に，磁気エネルギーの進化を分析した結果，円筒座標系では差動回転による磁場巻上げだけでなく，トロイダル磁場の圧縮が磁場増幅，特にバースト的な磁気活動の引き金となる上で予想以上に重要であることが判明した．これは Cartesian シミュレーションでは見られない現象である ．この圧縮効果は，円筒シミュレーションにおいて観測される非常に大きな磁気活動の時間変動性，すなわち間欠的なバースト現象の主要な原因であると考えられる (図 1)．対照的に，Cartesian シミュレーションではより時間的に安定した進化を示すことが確認された．さらに，円筒モデルでは，リング・ギャップ状の局所的な高密度（低密度）かつ弱磁場（強磁場）構造が連続的かつ遍在的に形成されることが明らかになった (図 2)．これらの構造の生成には，Cartesian モデルでは考慮できないエピサイクリック振動数の半径方向勾配 ($\partial\kappa/\partial R \neq 0$) が根本的な要因として関与しており，粘性型不安定性（viscous-type instability）に関する準不安定な条件下で増幅・維持されることが示唆された．これにより，エピサイクリック振動数の半径依存性やリングギャップ構造の形成メカニズムが新たに明らかにされつつある．

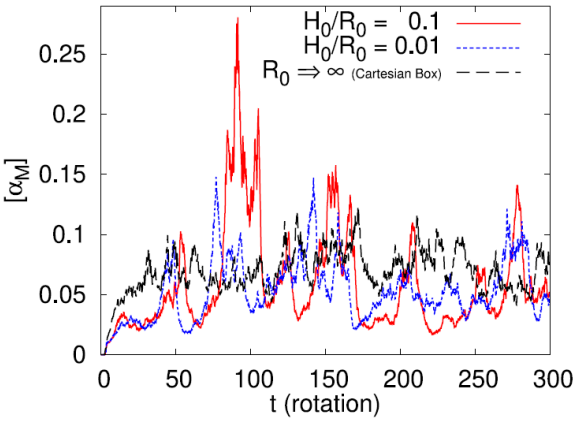


図 1: 無次元化し，シミュレーションボックス上で平均化した Maxwell 応力 α_M の時間変化の比較図.

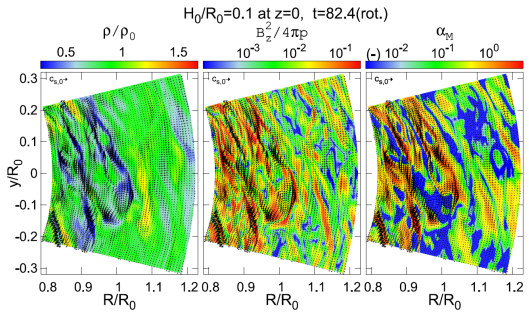


図 2: $H_0/R_0 = 0.1$ での無次元化された密度 ρ/ρ_0，鉛直方向磁場 $B_z^2/4\pi p$，Maxwell 応力 α_M の分布.

4 Future prospects

一方で，Suzuki et al. (2019) および Suzuki (2023) による円筒 shearing box モデルは円盤の赤道面付近に限定した近似モデルであり，実際の降着円盤が光学的に厚いことを考慮すると，観測される光は円盤表面から放射されていることが多い．したがって，降着円盤表面のダイナミクスを詳細に解明することは，観測との接続や降着円盤の実像に迫る上で不可欠である．

今後の展望として，従来の円筒 shearing box モデルを鉛直方向に拡張し，中心天体の重力による鉛直方向の勾配を導入することで，円盤表面までを高解像度で解像可能な新たな三次元シミュレーション手法を構築する．本手法により，降着円盤表面における磁気乱流の構造を明らかにし，質量降着・角運動量輸送の物理的理解を一層深めることを目指す．

さらに，円盤表面のダイナミクスを詳細に再現することにより，シミュレーション結果と実際の観測結果を直接比較できる環境を整える．本研究は，降着円盤の内部構造と観測的特徴を橋渡しし，降着円盤物理の包括的理解に向けた新たな知見を提供することが期待される．

Reference

Balbus, S. A. and Hawley, J. F. (1991). A Powerful Local Shear Instability in Weakly Magnetized Disks. I. Linear Analysis. *Astrophysical Journal*, 376:214.

Bu, Q. and Zhang, S. (2022). Black holes: Accretion processes in x-ray binaries. In Bambi, C. and Santangelo, A., editors, *Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics*, pages 1–28. Springer Nature Singapore, Singapore.

Davis, S. W. and Tchekhovskoy, A. (2020). Magnetohydrodynamics simulations of active galactic nucleus disks and jets. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 58:407–439.

Dempsey, A. M., Li, H., Mishra, B., and Li, S. (2022). Contracting and Expanding Binary Black Holes in 3D Low-mass AGN Disks: The Importance of Separation. *Astrophysical Journal*, 940(2):155.

Done, C., Gierliński, M., and Kubota, A. (2007). Modelling the behaviour of accretion flows in x-ray binaries. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 15(1):1–66.

Hartmann, L., Herczeg, G., and Calvet, N. (2016). Accretion onto pre-main-sequence stars. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 54:135–180.

Hawley, J. F., Gammie, C. F., and Balbus, S. A. (1995). Local Three-dimensional Magnetohydrodynamic Simulations of Accretion Disks. *Astrophysical Journal*, 440:742.

Hirose, S., Krolik, J. H., and Blaes, O. (2009). Radiation-Dominated Disks are Thermally Stable. *Astrophysical Journal*, 691(1):16–31.

Kawazura, Y., Schekochihin, A. A., Barnes, M., Dorland, W., and Balbus, S. A. (2022). Energy partition between Alfvénic and compressive fluctuations in magnetorotational turbulence with near-azimuthal mean magnetic field. *Journal of Plasma Physics*, 88(3):905880311.

Matsumoto, R. and Tajima, T. (1995). Magnetic Viscosity by Localized Shear Flow Instability in Magnetized Accretion disks. *Astrophysical Journal*, 445:767.

Remillard, R. A. and McClintock, J. E. (2006). X-ray properties of black-hole binaries. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 44:49–92.

Shakura, N. I. and Sunyaev, R. A. (1973). Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astronomy and Astrophysics*, 24:337–355.

Stone, J. M., Hawley, J. F., Gammie, C. F., and Balbus, S. A. (1996). Three-dimensional Magnetohydrodynamical Simulations of Vertically Stratified Accretion Disks. *Astrophysical Journal*, 463:656.

Suzuki, T. K. (2023). MHD in a Cylindrical Shearing Box. II. Intermittent Bursts and Substructures in MRI Turbulence. *Astrophysical Journal*, 957:99.

Suzuki, T. K., Taki, T., and Suriano, S. S. (2019). Magnetohydrodynamics in a cylindrical shearing box. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 71(5):100.

Williams, J. P. and Cieza, L. A. (2011). Protoplanetary disks and their evolution. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 49:67–117.

——index へ戻る

CP-25

成層降着円盤における MRI 乱流加熱モデルの拡張

東北大学
樫崎　太希

2025 年度 第 55 回 天文・天体物理若手夏の学校

成層降着円盤における MRI 乱流加熱モデルの拡張

樫崎 太希 (東北大学大学院 理学研究科)
川面 洋平 (宇都宮大学 データサイエンス経営学部)、加藤 雄人 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

低光度降着円盤におけるブラックホール近傍の物理を解明する上で、乱流によるエネルギー散逸がイオンと電子にどのように分配されているのかを理解することは極めて重要である。近年の Event Horizon Telescope (EHT) が取得した観測データの物理的解釈は、GRMHD シミュレーションと、それに基づくレイトレーシング計算に大きく依存している。しかし GRMHD シミュレーションは流体の内部エネルギーを単一成分としてしか進化させないため、観測に直結する電子温度を得るにはイオンと電子の加熱分配を仮定するサブグリッドモデルに頼らざるを得ない。したがって、このサブグリットモデルの自由度がそのまま予測精度を制限している。Kawazura et al. 2020 は、運動論的なシミュレーションに基づき、乱流によるイオン-電子加熱分配比が、乱流の性質 (Slow 波的か Alfvén 波的か) とプラズマ β によって決まるという、スケーリング則を定量的に示した。この法則を現実の降着円盤に適用するためには、降着円盤における主要な乱流駆動源である磁気回転不安定性 (MRI) が生成する乱流の性質を決定する必要がある。Kawazura et al. 2022 は、この課題に取り組んだ先駆的な研究であり、Reduced MHD シミュレーションを用いて、方位角磁場が卓越する設定の下、MRI 乱流の特徴を調べた。その結果、Slow 波的 な揺らぎのエネルギーフラックスが、Alfvén 波的な揺らぎの約 2 倍になると結論付けている。しかし、本研究では鉛直方向一様・無重力を仮定しているため、中心天体からの重力とそれに伴う鉛直方向の密度成層の影響については、今後の体系的な検証が期待される部分として残されている。そこで、本研究は Kawazura et al. 2022 を拡張し、鉛直方向の重力と静水圧平衡を導入することで、密度成層した降着円盤における乱流加熱のイオン-電子加熱分配比を推定する。密度成層が乱流駆動の性質、特に Slow 波的 な成分と Alfvén 的な成分のパワー比に与える影響を理論的に考察し、より現実の降着流に即した物理的なモデルを提案する。

1 Introduction

Event Horizon Telescope(EHT) による超大質量ブラックホール M87 および Sgr A*のブラックホールシャドウの直接撮像の成功は、アインシュタインの一般相対性理論を極限的な重力環境下で検証する画期的な成果であった。この歴史的な観測結果の物理的な解釈は、一般相対論的磁気流体力学 (GRMHD) シミュレーションと、それに基づくレイトレーシング計算に大きく依存している (The Event Horizon Telescope Collaboration 2019)。

EHT が観測するミリ波放射源は主に電子からのシンクロトロン放射である。M87 のような放射非効率降着流 (RIAF) は、粒子間の衝突がまれな弱衝突プラズマ状態にあり、イオンと電子は異なる温度を持つ二温度状態にあると考えられている。このため、シミュレーションで得られるイオン温度から電子温度を推定するためにはサブグリッドモデルが必要不可欠となる。EHT の解析では、イオンと電子の温度比、 $R \equiv T_i/T_e$ を、局所的なプラズマ β の関数として与える方法が採用された。このモデルには、$R_{\rm high}$ という非物理的な自由パラメータが組み込まれており、その設定値次第で観測データの再現性が大きく変わる。したがって、現状の EHT の観測結果の解釈は、$R_{\rm high}$ という、不確定な要因に依存したものになっていると言える。このサブグリッドモデルの問題を解決し、物理的な考察に基づいた加熱モデルを構築することは、現代のブラックホール天文学における重要な課題の一つである。

近年、この自由パラメータを物理モデルに置き換えるべく、運動論的なプラズマシミュレーションを用いた研究が行われている。特に、主要な加熱機構

とされる乱流加熱については、運動論的スケールでエネルギーがイオンと電子へどのように分配されるかを解明する理論・数値研究が、飛躍的に発展してきている (e.g., Kawazura et al. 2019, 2020)。これらの研究は、イオン-電子加熱比が乱流の性質 (Slow 波的か Alfvén 波的か) やプラズマ β に依存することを示し、定量的なスケーリング則を示した。このスケーリング則を降着円盤に適用するために、Kawazura et al. 2022 は、主要な乱流駆動源である MRI が生み出す、Slow 波的 な揺らぎのエネルギーフラックス P_S と、Alfvén 波的 な揺らぎのエネルギーフラックス P_A の比を、Reduced MHD シミュレーションを用いて計算した。その結果、Slow 波的 な揺らぎのエネルギーフラックスが、Alfvén 波的 な揺らぎの約 2 倍になると結論付けている。

しかし、この降着円盤の乱流を模した Reduced MHD のモデルは、鉛直方向一様・無重力の系を仮定している点で、より現実的な物理描像を追求するうえでの課題となる。現実の降着円盤は、円盤中央部から離れるほど密度が低くなる成層構造を形成している。このような密度成層は、磁気的な浮力の効果を通じて乱流の性質を変化させ、結果としてイオンと電子へのエネルギー分配に影響を与える可能性がある。

本研究の目的は、Kawazura et al. 2022 および Satapathy et al. 2024 により提唱された、降着円盤における MRI 乱流加熱のモデルに重力の効果、および密度成層の効果を取り入れることで、より現実的な降着円盤の物理状態を反映したイオン-電子加熱比の理論モデルを構築することである。本研究で得られた成果は、GRMHD シミュレーションによるブラックホール周辺の物理的な状態の予測能力を向上させ、EHT 観測データのより精密な解釈に貢献することが期待される。

2 Theory

降着円盤内の乱流によって解放されたエネルギーが、どのようにイオンと電子へ分配されるかという問題は、M87 のような放射非効率降着流 (RIAF) の物理的な描像を決定するうえで中心的な役割を果たす。この物理過程をモデル化するうえで最も根本的な問題となっているのは、乱流が駆動される巨大なスケールと、プラズマが加熱される微視的な運動論的なスケールとの間にある広大なスケールギャップである。

Kawazura et al. 2020 はジャイロ運動論的なシミュレーションに基づき、弱衝突プラズマの乱流加熱におけるイオンと電子へのエネルギー分配比 Q_i/Q_e が、主に Slow 波的 な揺らぎと、Alfvén 波的 な揺らぎへのエネルギー注入パワーの比 P_S/P_A、およびプラズマ β によって決定されることを明らかにした。これにより、乱流の大局的な入力条件から、イオン-電子加熱比を直接見積もる道筋が示され、乱流加熱におけるスケールギャップの問題を埋める重要な一歩となった。

この運動論的スケールのシミュレーションで得られた知見を、降着円盤の主要な乱流駆動源である磁気回転不安定性 (MRI) に結びつけた先駆的な研究として、Kawazura et al. 2022 が挙げられる。彼らは、Reduced MHD シミュレーションを行い、方位角磁場が卓越する MRI 乱流では Slow 波的 な揺らぎのエネルギーフラックスが Alfvén 的な揺らぎの約 2 倍になることを示した。また、Satapathy et al. 2024 は、Full MHD シミュレーションに基づき P_S/P_A 比を乱流の巨視的性質と解析的に結び付けた。

このように、乱流加熱の性質の理解は、ここ数年目覚ましい進展を遂げている。本研究では、これらの研究を拡張し、中心天体からの重力が存在する密度成層下での P_S/P_A 比の決定メカニズムを、Full MHD の枠組みの中で理論的に解明することを目指す。

3 The Shearing Box Energy Equations

shearing box 近似のもと、MHD の方程式系は以下のように書き下せる。

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\rho + \vec{u_0}\cdot\nabla\rho = -\rho(\nabla\cdot\vec{u}) \tag{1}$$

$$\rho\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla + \vec{u_0}\cdot\nabla\right)\vec{u} = -\nabla\left(P + \frac{B^2}{8\pi}\right) + \frac{1}{4\pi}(\vec{B}\cdot\nabla)\vec{B} - 2\rho\vec{\Omega}\times\vec{u} - \rho\vec{u}\cdot\nabla\vec{u_0} - \rho\vec{g} \tag{2}$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}+\vec{u}\cdot\nabla\vec{B}+\vec{u_0}\cdot\nabla\vec{B}+\vec{B}(\nabla\cdot\vec{u})=\vec{B}\cdot\vec{u}+\vec{B}\cdot\vec{u_0} \quad (3)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t}+\vec{u}\cdot P+\vec{u_0}\cdot P+\gamma P\nabla\cdot\vec{u}=0 \quad (4)$$

ここで ρ は密度、$\vec{u_0}$ は shearing box 近似における shear 速度、$\vec{u}$ は流体速度、P は圧力、$\vec{B}$ は磁場、$\vec{\Omega}$ は角速度、$\vec{g}$ は重力を表す。(2) に $\vec{u}$ を、(3) に $\vec{B}/4\pi$ を内積し、式を整理すると、

$$\begin{aligned}&\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{2}\rho u^2\right)+\nabla\cdot\left(\frac{1}{2}\rho u^2\vec{u}+\frac{1}{2}\rho u^2\vec{u_0}\right)\\&=-\vec{u}\cdot\nabla\left(P+\frac{B^2}{8\pi}\right)+\frac{1}{4\pi}\vec{u}\cdot(\vec{B}\cdot\nabla)\vec{B}-\rho\vec{u}\cdot(\vec{u}\cdot\nabla)\vec{u_0}-\rho\vec{u}\cdot\vec{g}\end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned}&\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{B^2}{8\pi}\right)+\nabla\left(\frac{1}{4\pi}B^2\vec{u}+\frac{1}{8\pi}B^2\vec{u_0}-\frac{1}{4\pi}\nabla[(\vec{B}\cdot\vec{u})\vec{B}]\right)\\&=(\vec{u}\cdot\nabla)\frac{B^2}{8\pi}-\frac{1}{4\pi}\vec{u}\cdot(\vec{B}\cdot\nabla)\vec{B}-\frac{1}{4\pi}\vec{B}\cdot(\vec{B}\cdot\nabla)\vec{u_0}\end{aligned} \quad (6)$$

(4) と (5)、(6) を足し合わせると、系の全エネルギー収支を記述する方程式が得られる。

$$\begin{aligned}&\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{2}\rho u^2+\frac{1}{8\pi}B^2+\frac{1}{\gamma-1}P\right)\\&\quad+\nabla\cdot\left[\left(\frac{1}{2}\rho u^2+\frac{1}{4\pi}B^2+\frac{\gamma}{\gamma-1}P\right)\vec{u}\right.\\&\left.-\frac{1}{4\pi}\nabla\cdot(\vec{B}\cdot\vec{u})\vec{B}+\left(\frac{1}{2}\rho u^2+\frac{1}{8\pi}B^2+\frac{1}{\gamma-1}P\right)\vec{u_0}\right]\\&=-\rho\vec{u}\cdot(\vec{u}\cdot\nabla)\vec{u_0}-\rho\vec{u}\cdot\vec{g}-\frac{1}{4\pi}\vec{B}\cdot(\vec{B}\cdot\nabla)\vec{u_0}\end{aligned} \quad (7)$$

ここで右辺がエネルギーの注入項に相当する。得られたエネルギー方程式を揺らぎの成分に分解することで、各モードが系にエネルギーをどのように注入するのかを調べる事が出来る。

4 Eigenvalues and Eigenfunctions

基礎方程式系 (1) - (4) を線形化し、shearing box 近似のもとで固有値問題を解くことで、乱流の性質を決定する固有値と固有関数を求めることができる。本研究が対象とする、pure azimutal な場を持つ、成層 shearing box 系における不安定モードの性質は、Foglizzo & Tagger (1995) により既に基本原理が示されている。彼らの研究によると、系の分散関係式は次のように与えられる。

$$\begin{vmatrix}M_{11} & M_{12} & M_{13}\\ M_{21} & M22 & M_{23}\\ M_{31} & M_{32} & M_{33}\end{vmatrix}=0 \quad (8)$$

ただし、

$$\begin{aligned}M_{11}&=\omega^2-(k_x^2+\tfrac{2}{\beta}(k_x^2+k_y^2-q\beta))\\M_{12}&=-2i\omega-k_xk_y\\M_{13}&=-\left(k_z\left(1+\tfrac{2}{\beta}\right)+\tfrac{1}{2}i\right)k_x\\M_{21}&=2i\omega-k_xk_y\\M_{22}&=\omega^2-k_y^2\\M_{23}&=-\left(k_z+\left(\tfrac{1}{2}+\tfrac{1}{\beta}\right)i\right)k_y\\M_{31}&=-\left(k_z\left(1+\tfrac{2}{\beta}\right)-\tfrac{1}{2}i\right)k_x\\M_{32}&=-\left(k_z-\left(\tfrac{1}{2}+\tfrac{1}{\beta}\right)i\right)k_y\\M_{33}&=\omega^2-\left(\tfrac{2}{\beta}k_y^2+\left(k_z^2+\tfrac{1}{4}\right)\left(1+\tfrac{2}{\beta}\right)\right)\end{aligned}$$

ここで、ω は振動数、$\vec{k}$ は波数ベクトル、β はプラズマ β、q は shear rate である。

この固有値問題の解である固有ベクトルを揺らぎのエネルギー方程式に代入することで、系のエネルギーの注入特性、すなわち slow 波 と Alfvén 波 のエネルギー分配比、

$$\frac{P_S}{P_A}$$

を特定することができる。

5 Conclusion

本講演では、GRMHD シミュレーションにおける電子温度予測の不定性を解消するために、物理的根拠に基づいたイオン-電子加熱比モデルの構築を目指した。特に、中心天体の重力とそれに伴う密度成層の効果に着目し、これが乱流へのエネルギー分配比に与える影響を理論的に解明するための基盤の構築を行った。

具体的には、重力を考慮した shearing box 近似の下でのエネルギー方程式を導出した。次に、線形化された方程式系を用いて固有値問題を考えた。今後のステップとしては、この方程式系から揺らぎのエネ

ルギー方程式を導出し、エネルギー注入項を特定することを目指す。このようにして得られた系の固有関数とエネルギー注入項を組み合わせることで、本研究の主目的である、エネルギー分配比 P_S/P_A が定量化される。

Reference

Foglizzo, T. & Tagger, M., 1995, A&A, 301, 293

The Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019, ApJL, 875, L5

Kawazura, Y. et al., 2019, PNAS, 116, 771-776

Kawazura, Y. et al., 2020, Phys. Rev. X, 10, 4

Kawazura, Y. et al., 2022, JPP, 88, 905880311

Satapathy, K. et al., 2024, ApJ, 969, 100

——index へ戻る

CP-26

粒子法によるブラックホール周りの流体計算法の開発に向けて ブラックホール近傍における相対論的効果の検証

名古屋大学
野崎　洸生

粒子法によるブラックホール周りの流体計算法の開発に向けて
ブラックホール近傍における相対論的効果の検証

野崎 洸生 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

重力波天文学の発展に伴い高密度天体周辺の現象の研究が進み、強い重力場における流体の運動が注目されている。具体的にはブラックホール周りの降着円盤の形成・進化やブラックホールによる潮汐破壊などが特に興味を持たれている。曲がった時空での流体運動を解析的に解くことは難しく、その描像を正しく得るためには精度の良い数値シミュレーションが必要となる。そこで我々は相対論的効果を近似的に取り込んだ粒子法的流体計算法の開発を目指している。粒子を用いた数値シミュレーション法は重力天体近傍で起きる潮汐破壊など、ほぼ真空領域が多い現象を扱うのに有利であり、強い重力場を扱うことができるようになれば、応用範囲が広いと期待される。

今回は回転するブラックホール周辺についての先行研究にて扱われている近似の検証を行う。先行研究 [4] では回転するブラックホールによる慣性系の引きずりをポスト・ニュートン近似によって取り込み、降着円盤が Bardeen-Petterson 効果によって歪む描像を SPH シミュレーション法によって解析している。近似が相対論的効果を正しく表現できているのかを数値計算によって検証し、その結果について考察する。

1 Introduction

1.1 ブラックホール

重い星が一生を終えた後や、中性子星が合体した際に形成されるうる、非常に高密度かつ強大な重力を持つコンパクト星をブラックホール（BH）という。BH はその強力な重力のために光の脱出すら不可能になる面を持ち、それを事象の地平面という。これより内側に落ちた物体の情報について知ることはできない。この性質のために BH は電磁波を放射せず、質量、回転、電荷によってのみ特徴付けることができる。

時空について記述するアインシュタイン方程式にはいくつかの厳密解が知られており、その中に単純な状況設定により得られた BH を表す解がある。真空, 無電荷かつ静止した BH を表すシュワルツシルト解と、真空, 無電荷で回転のあるカー解が今回注目する対象となる。それぞれの BH は解の名前に対応させてシュワルツシルト BH、カー BH と呼ぶ。特にシュワルツシルト BH の事象の地平面までの距離 $R = 2GM/c^2$ をシュワルツシルト半径と定義する。

1.2 相対論的効果

一般相対性理論によれば空間は均一ではなく歪んだものである。質量があると空間に歪みが生じ、この歪みを重力の正体として説明する。この空間の歪みによって生じる力はニュートン重力とわずかに異なる。この差異によって生じる相対論的効果で研究において注目するのは近点移動と慣性系の引きずり (frame dragging) である。

1.2.1 近点移動

質量を持つ物体の近くではニュートン重力との差異が大きくなる。周囲を運動する物体は空間の歪みによる影響を受け、非ケプラー的なポテンシャルによる力を受ける。このとき軌道は閉じた楕円軌道にはならず、近点と長軸が回転する。これを近点移動という。中心力のみによるため、近点と長軸の回転は同一平面内で起こる。

1.2.2 慣性系の引きずり

カー BH のような大質量かつ回転する物体の周囲では近点移動に加えて慣性系の引きずりが現れる。空

間は物体の回転に引きずられ、周囲の物体に角運動量が受け渡される。この角運動量の変化によって、周囲を運動する物体の軌道平面が中心天体の赤道面に対して角度を持っている場合、軌道平面の回転が起こる。ガストーラスなどの場合、トーラスはコマのように歳差運動を行う。慣性系の引きずりによるこれらの変化を Lense-Thirring 歳差運動と呼ぶ。[2]

1.3 本研究の目的

相対論的効果は BH に落ち込むガス, ダストが作る降着円盤を考える際に重要になる。これらの効果は降着円盤の幾何的形状を変化させ、Bardeen-Petterson 効果 [1] として知られる円盤の歪みを生じさせる。この変化は質量降着率に変化を生むことが示唆されており [3]、ブラックホールの進化を考える上で重要である。将来的に降着円盤の SPH シミュレーションを行うことを目指し、今回は先行研究で扱われている近似とそれによって得られる粒子の運動の描像を検証する。

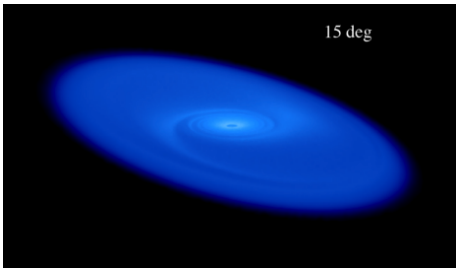


図 1: Bardeen-petterson 効果の描像 [3]
赤道面に対して 15 度傾いた円盤。BH に近い部分が慣性系の引きずりの影響を強く受け、円盤ガスの粘性との複合的な力によって BH 赤道面に整列している。

2 Methods

2.1 ポスト・ニュートン近似

先行研究 [3, 4] では相対論的効果をシミュレーションに取り込むためにポスト・ニュートン近似 (post-Newtonian approximation) が用いられている。これは一般相対論における近似の手法の一つであり、弱い重力場の表現として良い近似となる。近似は粒子の速度 v と光速 c の比 $(v/c)^2$ について方程式を展開することで得る。先行研究では重力が弱く、粒子の速度が小さいという条件で最低次の近似を行なっており、$(v/c)^3$ 以降の項は落とされている。

2.2 測地線方程式

曲がった空間における最短の距離を結ぶ曲線のことを測地線という。平坦な空間における直線の概念を曲がった空間に拡張したものである。時空についても測地線を考えることができ、重力以外の外力を受けない粒子は測地線に沿って運動する。そのためこの方程式は粒子の運動を厳密に表すことができ、相対論的な運動を考える上で非常に重要である。

一般相対論において時間は絶対的なものでなく、座標変換によって変化しうるためにパラメータとして用いることは適切ではない。そこで粒子と共に動く時計を考え、その時計が示す時間をパラメータとする。この時計が示す時間を固有時 τ と呼び、これは座標変換に対して不変である。アインシュタインの縮約記法を用いて測地線方程式は以下のように表される。

$$\frac{d^2x^\mu}{d\tau^2} = \Gamma^\mu_{\alpha\beta}\frac{dx^\alpha}{d\tau}\frac{dx^\beta}{d\tau}$$

$$\Gamma^\mu_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}g^{\mu\sigma}\left(\frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial x^\alpha} + \frac{\partial g_{\sigma\alpha}}{\partial x^\beta} - \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial x^\sigma}\right)$$

クリストッフェル記号 Γ の定義にある計量テンソル g が時空の歪みについての情報を持っている。計量テンソル g はアインシュタイン方程式から得られるもので、例として座標系を $x^\nu = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (t, r, \theta, \phi)$ と取るとシュワルツシルト解は以下の形をしている。

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -\left(1-\frac{2GM}{rc^2}\right) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{1-\frac{2GM}{rc^2}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & r^2\sin^2\theta \end{pmatrix}$$

2.3 運動方程式

計量テンソルについて、カー解を測地線方程式に代入し、低速 $(v/c \ll 1)$ かつ弱場 $(2GM/rc^2 \ll 1)$ であるとしてポスト・ニュートン近似を行うことで運動方程式を得る。得られる運動方程式はニュートン重力のものとは異なり、ポテンシャル Φ の勾配以

外に加速度の次元を持つ項が得られる。これはカー解特有のものであり、先行研究によればこれが慣性系の引きずり、Lense-Thirring 歳差を再現する項となる。

$$\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{h} - \nabla\Phi$$
$$\boldsymbol{h} = \frac{2\boldsymbol{S}}{r^3} - \frac{6(\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{r})\boldsymbol{r}}{r^5}$$
$$\boldsymbol{S} = \frac{aGM\boldsymbol{k}}{c^3}$$

BH の回転は無次元のスピンパラメータ a によって表される。a は 0 から 1 までの値を取り、0 が無回転、1 が最大回転を表す。ベクトル $\boldsymbol{k}$ は BH の角運動量ベクトルの方向を表す単位ベクトルであり、z 方向を向いている。

2.4 アインシュタインポテンシャル

Nelson & Papaloizou (2000) ではアインシュタインポテンシャルという、ケプラーポテンシャルに項を追加した以下のポテンシャルを用いて計算を行っていた。

$$\Phi_E(r) = -\frac{GM}{r}\left(1 + \frac{3R_g}{r}\right)$$

R_g は重力半径でありシュワルツシルト半径の 1/2 の定数である。このポテンシャルは近点移動を再現するために導入されているので、実際に粒子が近点移動を起こすか見る。

2.5 数値計算

計算は Python を用いて行い、4 次のルンゲクッタ法で運動方程式を数値的に解く。近点移動の様子がよく見えるよう、楕円軌道となるように初期値を取った。近点移動と慣性系の引きずり、どちらも万有引力定数 G, 光速 c, BH 質量 M を 1 として計算している。距離は R_g で規格化した。

3 Results

3.1 近点移動

軌道を上から見た様子が図 2, 軌道平面を横から見た様子が図 3 である。図 2 からは質点の軌道が明らかに近点移動していること、図 3 より軌道面には変化がないことがわかる。アインシュタインポテンシャルは先行研究での意図通りに機能し、近点移動を再現していることがわかった。

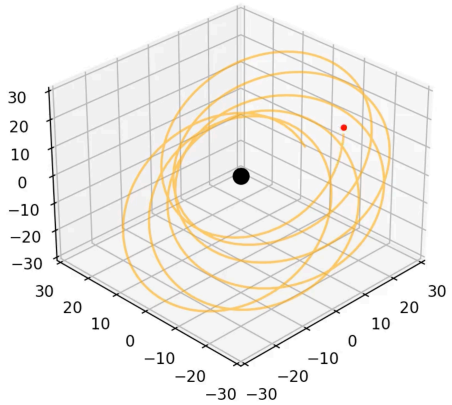


図 2: 軌道平面を上から見た図

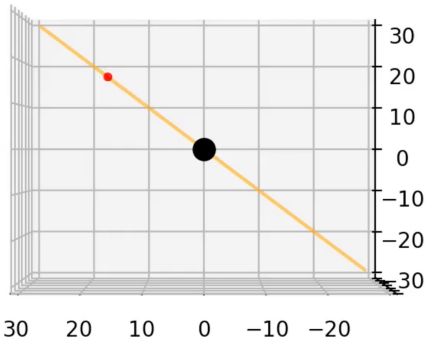


図 3: 軌道平面を横から見た図

3.2 慣性系の引きずり

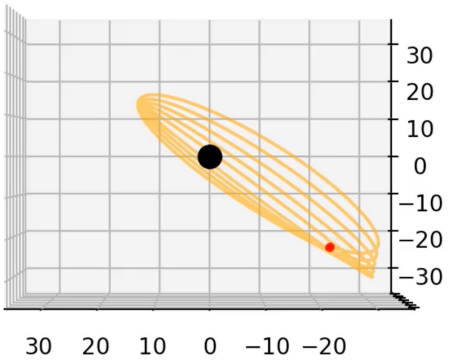


図 4: 初期の軌道平面を横から見た図

初期状態における軌道平面を横から見た状態でシミュレーションを開始した。$\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{h}$ 項による影響に注目するため、アインシュタインポテンシャルではなくケプラーポテンシャルを用いている。結果は図５。近点移動とは異なり、軌道平面に変化が現れている。軌道平面が回転しており、確かに $\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{h}$ 項が慣性系の引きずりによる Lense-Thirring 歳差運動を再現していることがわかる。

4 Conclusion

先行研究 [4] で用いられていたアインシュタインポテンシャルと $\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{h}$ 項を含む運動方程式はそれぞれ対応する相対論的効果を再現した。期待される描像を近点移動、慣性系の引きずりにおいても得られており、最低次の近似であっても十分に相対論的効果を再現できることが確認できた。

一方で BH に近い場所での速度はかなり大きな数値となり、ポスト・ニュートン近似での前提においた低速という条件が正しく満たされているかについては議論の余地がある。先行研究での最も内側の軌道は多くの場合 $4R_g$ に置かれており、粒子は光速に対して小さくない速度を持つことになる。このような状況を低速とすることは近似の精度として問題が生じる可能性がある。そこで今後より高次のポスト・ニュートン近似について計算を進め、将来的には特殊相対論的な扱いを粒子に行うことを目指す。

Reference

[1] J. M. Bardeen and J. A. Petterson. The Lense-Thirring Effect and Accretion Disks around Kerr Black Holes. *The Astrophysical Journal*, 195:L65, Jan. 1975.

[2] J. Lense and H. Thirring. Über den Einfluß der Eigenrotation der Zentralkörper auf die Bewegung der Planeten und Monde nach der Einsteinschen Gravitationstheorie. *Physikalische Zeitschrift*, 19:156, Jan. 1918.

[3] R. Nealon, D. J. Price, and C. J. Nixon. On the bardeen–petterson effect in black hole accretion discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 448(2):1526–1540, 02 2015.

[4] R. P. Nelson and J. C. B. Papaloizou. Hydrodynamic simulations of the Bardeen-Petterson effect. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 315(3):570–586, July 2000.