2022年第52回 天文・天体物理若手夏の学校

コンパクト天体分科会　集録集

■ 謝辞

2022年度天文・天体物理若手夏の学校は、基礎物理学研究所を始め、国立天文台、光学赤外線天文連絡会、理論天文学宇宙物理学懇談会、天文教育普及研究会、日本天文学会からのご支援により成り立っております。事務局一同厚く御礼申し上げます。

コンパクト天体分科会

■ index

コン a01	西尾 恵里花	ロングガンマ線バーストの起源は？ 重力崩壊前の大質量性内部の回転速度勾配
コン a02	高田 凛	電磁波対応天体としてのキロノヴァ
コン a03	星 篤志	合体直前の超巨大バイナリブラックホール
コン a04	宮内 侑	Pop III 連星間の安定な質量移動による連星ブラックホールの形成シナリオ
コン a05	村井 結太	超新星爆発の初期放射で探る爆発直前の大質量星の姿
コン a06	長谷川 智也	晩期の大質量星における激しい質量放出と Thermal Pulse -先行研究紹介と研究計画-
コン a07	押切 翔	Tomo-e Gozen の高頻度サーベイを用いた Fast Optical Transient 探査
コン a08	齋藤 瑞葉	中性子星-ブラックホール連星合体による力学的質量放出
コン a09	川下 大響	Pair-instability supernova における元素合成と $^{12}C(\alpha,\gamma)^{16}O$ 反応率の影響
コン a10	Shinoda Kengo	Athena++を用いた超新星爆発での fallback 質量降着の 3 次元シミュレーション
コン a11	鶴見 薫樹	Ia 型超新星の Double Detonation model における He 外層質量の影響
コン a12	伊藤 潤平	標準進化に比べ重い伴星を持つ矮新星 LL Andromedae の進化経路
コン a13	髙田 剣	アクシオンを考慮した重力崩壊型超新星シミュレーション
コン a14	竹田 麟太郎	特殊相対性理論的光子拡散の研究
コン a15	竹林 晃大	コンプトン散乱を考慮した偏光 X 線の輻射輸送計算コードの開発
コン a16	島田 悠愛	一般相対性理論的輻射磁気流体計算で探る突発的な超臨界降着現象
コン a17	芳岡 尚悟	超臨界降着流からのアウトフロー；運動学的光度の質量降着率依存性とその起源
コン a18	青山 裕也	硬 X 線望遠鏡 NuSTAR を用いた低質量 X 線連星系 MAXI_J1820+070 の観測
コン a19	笛吹 一樹	パルサー星雲観測の現状と CTA での観測による未来
コン a20	永井 悠太郎	降着駆動型 X 線パルサーの鉄輝線の NICER 解析
コン a21	後藤 暸太	相対論的乱流中の荷電粒子からの放射スペクトル
コン a22	森川 莞地	非一様媒質中を伝搬する相対論的衝撃波加速中での衝撃波加速
コン a23	Theo Abounnasr	Electron heating in shock-driven turbulences
コン a24	草深 陽	相対論的ジェットに於ける磁気エネルギー転換機構
コン a25	大林 花織	ジェットの内部構造を考慮した GRB 080710 の可視光・X 線残光の理論的解釈
コン a26	屈 楚舒	NICER, XMM-Newton などの X 線衛星を用いたマグネターのデータ解析
コン a27	伊藤 雅輝	ブラックホールの X 線強度変動の解明に向けた Cygnus X-1 の短時間フレア解析
コン a28	新井 翔太	公転による変動の解析による Cyg X-3 の鉄輝線の放射起源の推定
コン a29	山田 知也	活動銀河核円盤風によるセンチ波電波放射への寄与
コン a30	大場 絢平	Event Horizon Telescope による Sgr A*の撮影
コン a31	望月 雄友	活動銀河核 Mrk 766 が示す幅の広い鉄 K 輝線構造の起源
コン a32	黒木 雅哉	ファラデートモグラフィーを用いた AGN ジェットの偏波解析
コン c01	柴田 湧輝	かにパルサーの巨大電波パルス解析
コン c02	佐々木 俊輔	3 次元シミュレーションによる超新星爆発の多次元対流効果の解析

———index へ戻る

コン a01

ロングガンマ線バーストの起源は？ 重力崩壊前の大質量性内部の回転速度勾配

東北大学 理学研究科天文学専攻
西尾 恵里花

ロングガンマ線バーストの起源は? 重力崩壊前の大質量星内部の回転速度勾配

西尾　恵里花 (東北大学理学研究科天文学専攻 M1)

Abstract

ロングガンマ線バースト (LGRB) とは強力なガンマ線を数秒以上放出する宇宙で最大規模の爆発現象である。LGRB のエンジンにはミリ秒マグネター、BH とその周りの降着円盤の 2 つの説がある。2 つの説のどちらが有力かは重力崩壊前の大質量星の回転速度分布から考えることができる。崩壊前に内側が早く回転しているならば大質量星の中心はミリ秒マグネターになり、外側が早く回転しているならば降着円盤となる。今回紹介する McNeill & Müller(2022) は崩壊前の大質量星に対して三次元流体計算を行い、酸素対流層に注目して回転速度勾配を調べた。その結果、回転速度は正の勾配を持っていた。よって内側の角速度が小さくなることから後のミリ秒マグネターの形成が困難になることが示唆される。従って、LGRB のジェットは BH とその周りの降着円盤から放出されていると考えられる。

1 Introduction

ロングガンマ線バースト (LGRB) とは強力なガンマ線を数秒以上放出する宇宙で最大規模の爆発現象である。LGRB の起源として光速に近い速度のジェットが考えられている。このジェットの中心エンジンとして 2 つの説がある。1 つ目は大質量星が重力崩壊した後、形成される高速で回転する中性子星 (ミリ秒マグネター)、2 つ目は降着円盤を持つブラックホール (BH) である。どちらの説がより現実的かを考える為には大質量星内部の半径方向の回転速度が重要となる。

重力崩壊後、ミリ秒マグネターを形成するためには大質量星の内部質量 $M_r \lesssim 2M_\odot$ の領域が速く回転している必要がある。周期ミリ秒で回転する中性子星は重力エネルギーと回転エネルギーがほぼ同じ程度であると考えられている。これを実現するために必要な比角運動量はおよそ $j = 10^{16}\mathrm{cm}^2\mathrm{s}^{-1}$ である。一方、重力崩壊後に BH 周りの降着円盤を形成するためには内部質量 $M_r \gtrsim 3M_\odot$ の領域が早く回転している必要がある。BH の最内安定軌道の外に円盤を作る為に必要な比角運動量はおよそ $j = 10^{16}\mathrm{cm}^2\mathrm{s}^{-1}$ である。

大質量星の回転速度分布をモデル化するためには内部の角運動量を輸送する機構を詳細に知る必要がある。大質量星の内部には放射層と対流層があり、今回紹介する論文では対流層に注目している。一方、対流層の角運動量を輸送する主な機構は乱流によるものと考えられている。対流層内部で対流のエネルギーカスケードによって作られた小さな乱流によって対流層全体が効率的に攪拌され、角運動量を輸送する。よって対流層の回転速度をモデル化する為には乱流による角運動量輸送を見積もる必要がある。

近年、流体計算によって乱流による角運動量輸送のモデル化を確かめる試みがされるようになった。Yoshida et al.(2021) は崩壊前の大質量星に対して三次元流体計算を行い、対流層は比角運動量が一定となるという結果を得た。これより乱流が比角運動量を拡散させるようにはたらくといえる。しかし Yoshida et al.(2021) は計算時間が短く、対流層が準定常になっていない可能性がある。

今回紹介する論文 McNeill & Müller(2022) は Yoshida et al.(2021) の計算時間の問題点を踏まえ、対流層が準定常になる為に十分な時間 (対流が 13 周する時間)、三次元流体計算を行った。そして計算結果から酸素が燃焼している対流層の回転速度を調べた。今回は McNeill & Müller(2022) の結果の一部 (4-1) について取り上げ、そこから GRB の起源について考察する。

2 Methods

大質量星の対流層の回転速度分布を調べる為に、McNeill &Müller(2022) は三次元の流体計算を行った。使用したコードは PROMETHEUS(Fryxell, Arnett & Müeller 1991) という有限体積法を用いた恒星進化計算コードである。オイラー形式の流体方程式をリーマンソルバを用いて計算している。格子は Yin-Yang 格子を使用し、各格子間の値は PPM という二次関数で近似する方法を取っている。

初期条件と境界条件は Woosley& Heger(2006) の HE16O というヘリウム星を計算した結果を用いている。HE16O は初期質量 $16M_\odot$、金属量 $Z \sim 1/10Z_\odot$、$\Omega_z = 0.072s^{-1}$ のヘリウム星である。この星の酸素シェルの対流速度はシェルのケプラー速度の数%程度であり、対流速度と回転速度はほぼ同程度である。Woosley& Heger(2006) は一次元の恒星進化計算を行っている。McNeill&Müller (2022) の計算では HE16O が重力崩壊する 12 分前の状態を初期条件とした。また、境界条件は各時間のタイムステップで Woosley& Heger(2006) の計算結果と合うように定めた。

計算時間は重力崩壊する直前である 12 分後まで行った。計算した時間の中で対流が準定常的になったのは計算開始から約 300 秒後から 500 秒後の間だった。

計算領域は半径が 3800km から 31200km まで行っている。対流が発達している領域は 3 つある (図 1)。このうち、解析は一番内側にある酸素対流のシェルに行う。酸素対流のシェルは内部質量 $1.95M_\odot - 2.10M_\odot$ の領域である。

3 Results

3.1 比角運動量と角速度の進化

図 2 は球面平均した比角運動量 (上) と角速度 (下) の進化をプロットした図である。横軸は内部質量となっている。

この結果から比角運動量は正の勾配を持ち、角速度も正の勾配を持っていることがわかる。

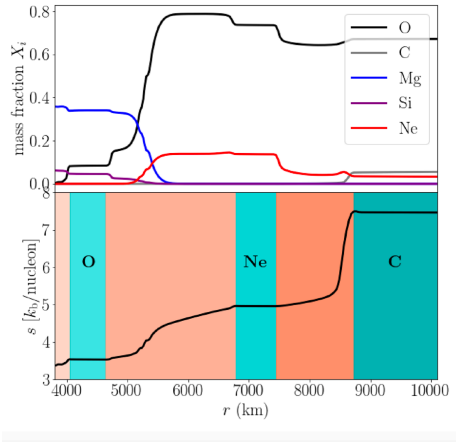


図 1: 上の図は化学組成の初期条件、下の図は初期のエントロピープロファイル。緑の領域は対流が十分発達している領域である。

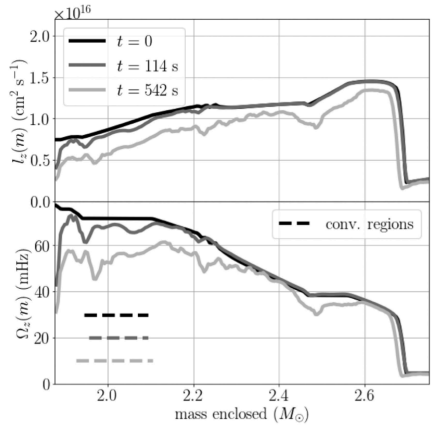


図 2: 0 秒 (初期条件)、114 秒 (対流が十分発達した時間)、512 秒 (崩壊の 2 分前) の球面平均した比角運動量 (上) と角速度 (下) をプロットした図。左下の点線は各時間に対応した酸素燃焼対流層の領域を示している。

3.2 乱流による角運動量フラックスの解析

図 2 の結果を従来のモデルと比較するために乱流の角運動量フラックスを解析する。

z 方向の角運動量保存則は

$$\frac{\partial \rho l_z}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{v} l_z) + \boldsymbol{e}_z \cdot (\boldsymbol{r} \times \nabla P) = \boldsymbol{e}_z \cdot (\boldsymbol{r} \times \rho \boldsymbol{g}) \tag{1}$$

$\partial\rho l_z$ は z 方向の角運動量、$\boldsymbol{r}$ は位置ベクトル、P は圧力、ρ は密度、$\boldsymbol{g}$ は重力加速度、$\boldsymbol{e}_z$ は z 方向の単位ベクトルである。式 (1) を球面で積分する。圧力 P が経度によらない、$\boldsymbol{g}$ は半径成分しか持たないと仮定すると

$$\frac{\partial \int \rho l_z \ \mathrm{d}\omega}{\partial t} + \nabla_r \int \rho v_r l_z \ \mathrm{d}\omega = 0 \tag{2}$$

∇_r は発散演算子の半径方向、 $\mathrm{d}\omega$ は球殻の微小面積である。式 (2) を以下の平均に則って平均の成分と平均からのずれの成分に分ける。

$$\begin{aligned}
\hat{X}(r) &= \langle X \rangle = \frac{1}{4\pi}\int X \ \mathrm{d}\omega \\
X'(r,\theta,\varphi) &= X - \hat{X}(r) \\
\tilde{Y}(r) &= \frac{\int \rho Y \ \mathrm{d}\omega}{\int \rho \mathrm{d}\omega} \\
Y''(r,\theta,\varphi) &= Y - \tilde{Y}(r)
\end{aligned} \tag{3}$$

ただし、$\tilde{\Omega}_z$ は $\tilde{l}_z$ と結び付けるため、例外的に

$$\tilde{\Omega}_z = \frac{\int \rho \Omega_z r^2 \sin^2\theta \mathrm{d}\omega}{\int \rho r^2 \sin^2\theta \mathrm{d}\omega} = \frac{\tilde{l}_z}{\tilde{i}_{zz}} \tag{4}$$

$$\tilde{i}_{zz} = \frac{\int \rho r^2 \sin^2\theta \mathrm{d}\omega}{\int \rho \mathrm{d}\omega} \tag{5}$$

と平均をとる。式 (2) は

$$\mathrm{F_{adv}} = 4\pi r^2 \hat{\rho}\tilde{v}_r \tilde{l}_z = 4\pi r^2 \hat{\rho}\tilde{v}_r \tilde{\Omega}_z \tilde{i}_{zz} \tag{6}$$

$$\mathrm{F_{conv}} \ = 4\pi r^2 \left\langle \rho v_r'' l_z'' \right\rangle \tag{7}$$

$$\mathrm{F_{turb}} = 4\pi r^2 \left\langle \rho v_r'' \sin^2\theta \right\rangle \tilde{\Omega}_z \tag{8}$$

$$\mathrm{F_{meri}} = 4\pi r^2 \left\langle \rho v_r'' \Omega_z'' \sin^2\theta \right\rangle \tag{9}$$

を使って

$$\frac{\partial \langle \rho l_z \rangle}{\partial t} + \nabla\cdot \mathrm{F_{adv}} + \nabla\cdot \mathrm{F_{conv}} = 0 \tag{10}$$

$$\frac{\partial \langle \rho l_z \rangle}{\partial t} + \nabla\cdot \mathrm{F_{adv}} + \nabla\cdot \mathrm{F_{turb}} + \nabla\cdot \mathrm{F_{meri}} = 0 \tag{11}$$

と書き直すことができる。$\mathrm{F_{adv}}$ はシェルを膨張、収縮させる移流による角運動量フラックス、$\mathrm{F_{conv}}$ は乱流によるフラックス、$\mathrm{F_{turb}}$ は乱流によるフラックス、$\mathrm{F_{meri}}$ は子午面流による角運動量フラックスである。

$\mathrm{F_{conv}}$ 、$\mathrm{F_{turb}}$、$\mathrm{F_{meri}}$ の性質を調べる為に、これらの値を MLT の考え方を用いた乱流モデルと比較する。乱流が比角運動量 $\mathrm{l_z}$ を拡散させるようにはたらくと考えると、乱流による角運動量フラックスは

$$\frac{\partial \rho r^2 \Omega_z}{\partial t} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(\rho v_r \Omega_z r^4\right) = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(\rho D r^2 \frac{\partial \Omega_z r^2}{\partial r}\right) \tag{12}$$

の右辺のように見積もることができる。左辺の拡散係数 D を MLT の考え方を用いてモデル化すると乱流の角運動量フラックスは

$$\mathrm{D} = \alpha\alpha_3 \mathrm{H_P v_{conv}} \tag{13}$$

となる。α は圧力のスケールハイト $\mathrm{H_P} = \left(-\frac{1}{\mathrm{P}}\frac{\mathrm{dP}}{\mathrm{dr}}\right)^{-1}$ に対する混合距離の比、α_3 は無次元のスケーリングファクターであり、等方的な混合を仮定するなら $\alpha_3 = 1/3$ である。v_{conv} は対流の速度であり、$v_{\mathrm{conv}} = \left\langle v_r''^2 \right\rangle^{1/2} = \left(\left\langle \rho v_r''^2 \right\rangle / \langle \rho \rangle\right)^{1/2}$ と表すことができる。よって MLT によってモデル化した $\mathrm{l_z}$ を拡散させるような乱流の角運動量フラックス $\mathrm{F_{MLT,l}}$ は

$$\mathrm{F_{MLT,l}} = 4\pi \mathrm{r}^2 \alpha\alpha_3 \rho \left\langle \mathrm{v_r''^2} \right\rangle^{1/2} \mathrm{H_P} \frac{\partial \langle \mathrm{l_z} \rangle}{\partial \mathrm{r}} \tag{14}$$

となる。同様に Ω を拡散させるような乱流の角運動量フラックス $\mathrm{F_{MLT,\Omega}}$ は

$$\mathrm{F_{MLT,\Omega}} = 4\pi \mathrm{r}^2 \alpha\alpha_3 \rho \left\langle \mathrm{v_r'^2} \right\rangle^{1/2} \mathrm{H_P r^2} \frac{\partial \langle \Omega_\mathrm{z} \rangle}{\partial \mathrm{r}} \tag{15}$$

となる。

図 3 は $\mathrm{F_{conv}}$ と $\mathrm{F_{MLT,l}}$ を比べている。$\mathrm{F_{MLT,l}}$ は $\alpha = 1, \alpha_3 = 0.1$ としている。図 3 より $\mathrm{F_{conv}}$ と $\mathrm{F_{MLT,l}}$ の符号は一致しておらず、乱流による角運動量フラックスは乱流が l を拡散させるとしてモデル化できないことがわかる。また符号が一致していないことから、乱流は粘性のような l を拡散させる効果としてはたらくより、粘性とは逆の $\mathrm{l_z}$ の差を広げる効果としてはたらいていることが明らかとなった。

図 4 は $\mathrm{F_{turb}}$、$\mathrm{F_{meri}}$ と $\mathrm{F_{MLT,\Omega}}$ を比べている。$\mathrm{F_{MLT,l}}$ は $\alpha = 1, \alpha_3 = 0.05$ としている。図 3 も、$\mathrm{F_{turb}}$ と $F_{\mathrm{MLT,\Omega}}$ の符号は一致しておらず、$\mathrm{F_{turb}}$ と $\mathrm{F_{meri}}$ の和と $\mathrm{F_{MLT,\Omega_z}}$ を比較したとしても一致はしていない。よって乱流による角運動量フラックスは乱流が Ω を拡散させる効果としてはたらいていないことが明らかとなった。図 4 より、図 2 の角速度分布は角速度一定となるような定常状態ではないことが示された。

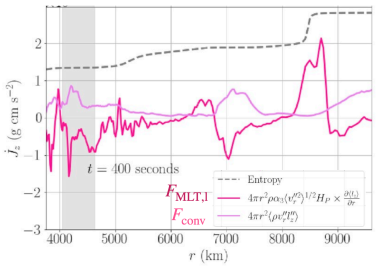


図 3: t = 400 秒における角運動量フラックスの図。モデル化した乱流の角運動量フラックス $F_{MLT,l}$ と実際の角運動量フラックス F_{conv} を比較している

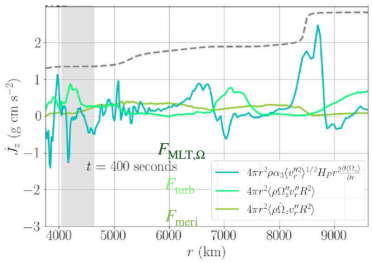


図 4: t = 400 秒における角運動量フラックスの図。モデル化した乱流の角運動量フラックス $F_{MLT,l}$ と実際の乱流による角運動量フラックス F_{turb} を比較している。さらに子午面流による角運動量フラックス F_{meri} もプロットされている。

4 Discussion

図 2 より、対流層の回転速度分布の初期条件は角速度 Ω_z が一定となっていた。しかし三次元対流計算を行うと Ω_z は正の勾配を持つことが明らかとなった。これは Woosley& Heger(2006) の角速度が一定となる結果や Yoshida et al.(2020) の比角運動量が一定となるという結果と一致しない。この違いは Woosley& Heger(2006) は一次元計算による制約、Yoshida et al.(2020) は計算時間が不十分であったことによることによると考えられる。

角運動量、比角運動量が一定とならないことは図 3、4 の結果からもいえる。図 3、4 は乱流が角速度、比角運動量を一定にするようにはたらかず、むしろこれらの物理量の差を広げるようにはたらくことを示している。これより乱流が角速度、比角運動量を拡散させるような力として安易に考えるのは危険であると考えられる。乱流のモデル化には慣性力、浮力、乱流が及ぼす力を考慮した力の釣り合いを考える必要がある。

仮に、今回得られた対流層の角速度が正の勾配をもつという結果が以前の炭素燃焼対流層に適用できるとするならば、初期条件として設定した Woosley& Heger(2006) による一次元の計算の結果よりも内側の角速度は小さくなっている可能性がある。内側の回転速度が従来のモデルよりも小さくなるとすれば、ミリ秒マグネターの形成は困難になる。

5 Conclusion

LGRB のエンジンにはミリ秒マグネター、BH とその周りの降着円盤の 2 つの説がある。どちらがエンジンとなるかは重力崩壊前の大質量星の回転速度分布から考えることができる。

今回紹介した McNeill &Müller(2022) は崩壊前の大質量星に対して三次元流体計算を行い、対流層の回転速度分布を調べた。

結果として、対流層の角速度はわずかに正の勾配を持っていた。角運動量フラックスを解析したところ、乱流は粘性のような比角運動量や角速度を拡散させるようなはたらきより、粘性とは逆の比角運動量や角速度の差を広げるようなはたらきをすることが明らかとなった。

角速度が正の勾配を持っていることから、対流層では内部の角速度が小さくなることが示された。よって、後のミリ秒マグネターの形成が困難になると考えることができる。

Reference

1. McNeill, L. O. & Müller, B., MNRAS, 509, 818, 2022

2. Yoshida, T., et al., MNRAS, 506, L20, 2021

3. Fryxell, B., et al, ApJ, 367, 619, 1991

4. Woosley & Heger, ApJ, 637, 914, 2006

———index へ戻る

コン a02

電磁波対応天体としてのキロノヴァ

東京大学大学院 理学系研究科
高田 凛

未提出

———index へ戻る

コン a03

合体直前の超巨大バイナリブラックホール

東北大学大学院 理学研究科
星 篤志

合体直前の超巨大バイナリブラックホール

星 篤志 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河同士が衝突合体することによって生じると考えられる超巨大バイナリブラックホール (SMBBH) の調査は SMBH の Seed や成長過程、母銀河との共進化などを理解する上で重要である。また本会において報告する天体 SDSSJ1430+2303 は SMBBH の系を持っていることに加えて、数日から 3 年以内に SMBBH が合体する可能性が非常に高いと予想されているため大変興味深い。さらに、SDSSJ1430+2303 は可視光による分光観測によって、広輝線 (BL) のプロファイルが数十年で大きく、複雑に変化していたことがわかっている。そこで、3.8 m せいめい望遠鏡を用いて追観測を実施し、特にバルマー輝線について詳細に調査した。その結果、BL のプロファイルに大きな変化はなかったものの、Hα 狭輝線 (NL) からわずかに青方偏移した BL と、対称的に赤方/青方偏移していたと考えられる BL に少し変化が生じていることがわかった。これは二つの BH の軌道運動によって引き起こされている可能性があることを示唆している。2022 年 1 月で観測されている $v \sim 500, 1300$ km/s 青方偏移したピークに関して 2022 年 4 月に消えたと Big Telescope Alt-azimuth(BTA) の観測で報告されたが、2ヶ月後にせいめい望遠鏡で観測した結果、再び出現していることがわかった。SDSSJ1430+2303 は数ヶ月という短い時間スケールにも関わらず、BL のプロファイルに変化が生じていることから引き続き、モニター観測していく必要がある。

1 Introduction

銀河の中心には観測と理論的な観点から超巨大ブラックホール (SMBH, $10^{6-10} M_{\odot}$) が存在すると考えられている。そして、スケールが全く異なる母銀河のバルジ質量と SMBH の質量の間には綺麗な正の相関があり、銀河中心のブラックホールの成長と銀河形成には密接な関係があることが示唆されている (Kormendy & Ho 2013)。また銀河同士が衝突合体することによって生じると考えられる超巨大バイナリブラックホール (SMBBH) の調査は SMBH の Seed や成長過程、母銀河との共進化などを理解する上で重要である。セイファート 1 型である天体 SDSSJ143016.05+230344.4(以降、SDSSJ1430+2303) は SMBBH の系を持っていると予想されている (Jiang et al. 2022)。そして、2022 年 1 月までに観測された可視光、紫外線、X 線の光度変動周期の減衰 (図 1) から、バイナリ軌道の周期が短くなっており数日から 3 年以内に合体する可能性が高いと示唆された (Jiang et al. 2022)。

また 2022 年 1 月から NICER による X 線モニター観測では (Jiang et al. 2022) と同様の変調が観測され、

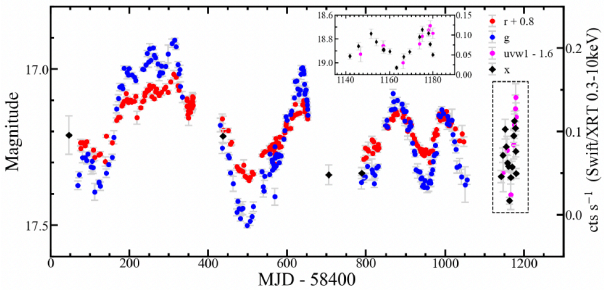


図 1: 多波長による光度の周期変動

総フラックスが 2 倍に増えたと報告された (Dheeraj et al. 2022)。一方で、SDSSJ1430+2303 の光度変動は SMBBH を持っているのではなく、単一の BH だけを持ち、降着円盤の歳差運動から生じているとも示唆されている (Massimo et al. 2022)。

2022 年 1 月のパロマー 200 インチによる可視分光観測から広輝線領域 (BLR) に存在するバルマー輝線のプロファイル (図 2, 赤線) が、2005 年に SDSS で観測した輝線プロファイルから大きく変化しており (図 2, 青線) 、SMBBH の軌道進化とそれに伴う活動性の高まりから複雑な BLR 構造が発現したと考えら

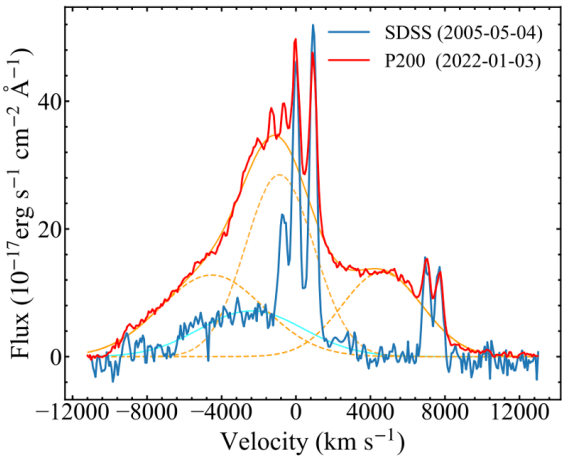


図 2: 大きく変化した Hα 領域のプロファイル

れる。横軸は Hα の NL からの速度差を表している。Hα の狭輝線 (NL) から少し青方偏移した、SMBBH の系の中心近くにいる BL 成分 (BLR_c) と、BLR が軌道運動することで発生したと考えられる Hα の NL から対称的に青方、赤方偏移した BLR_1 と BLR_2 が出現した。最近の報告では、2022 年 4 月 7 日に BTA で分光した結果 (Alexei et al. 2022)、パロマー 200 インチで 2022 年 1 月 3 日に分光した結果と全体的に致しているが、有意な変化が得られ、特に新しく HeI ($\lambda = 6678$ Å) 輝線のアウトバーストと思われる成分の出現と $v \sim 500, 1300$ km/s 青方偏移したピークが消えたと報告されている。本研究では、せいめい望遠鏡を用いて SDSSJ1430+2303 の可視分光の追観測を行い解析した結果を報告する。

2 Observations and Analysis

本研究では、京都大学 3.8 m せいめい望遠鏡に搭載された KOOLS-IFU(Matsubayashi et al. 2019) を用いて可視面分光観測を行った。使用したグリズムは VPH-blue、VPH-683O56、VPH-495 であり、本会では VPH-blue(波長分解能 $R \sim 500$、$\lambda = 4100 - 8900$ Å) と VPH-683O56(波長分解能 $R \sim 2000$、$\lambda = 5800 - 8000$ Å) を用いて観測した結果を報告する。観測日は 2022 年 5 月 27 日、6 月 18 日、7 月 28 日である。生データから基本的な処理は Pyraf($https://pyraf.readthedocs.io/en/latest/the-pyraf-tutorial$) を用いて行い、モデルフィットに関しては Python の scipy パッケージ (Virtanen et al. 2020) の curve_fit を使用した。curve_fit は Levenberg-Marquardt 法で最小二乗法を算出することでモデルをフィットする。そのため、この手法のモデルフィットの信頼性を測る基準として、reduced chi square ($\chi^2_{\rm red}$) を採用する。

$$\chi^2_{\rm red} = \frac{1}{n-m}\sum_i \frac{(O_i - C_i)^2}{\sigma_i^2} \tag{1}$$

n と m はそれぞれデータ数とモデルパラメータ数であり、O_i は各波長における観測されたフラックス密度、C_i はモデルのフラックス密度である。使用したモデルは、連続光は線形、BL と NL はガウシアンでフィットした。Hα ($\lambda = 6563$ Å)、[NII] ($\lambda = 6549$ Å, $\lambda = 6583$ Å)、[SII] ($\lambda = 6717, 6734$ Å) に加えて、起源が判明していない $\lambda \sim 6530, 6550$ Å の輝線を NL とした。NL は起源が判明していない成分以外は同じ速度幅でフィットした。BL は、Hα の NL から少し青方偏移した成分と対照的に存在していると考えられていた 2 つの成分でフィットした。対称的な BL 成分に関してはピークの位置 ($\lambda_{\rm mean}$) 以外は同じにした。$v_{\rm BLR}$ はガウシアンを決定することに必要な標準偏差 σ から算出する。

$$v_{\rm BLR} = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma\frac{c}{\lambda_{\rm mean}} \tag{2}$$

c は光速、$2\sqrt{2\ln 2}$はσ から FWHM に変換するスケール因子である。それぞれ NL$\leq$ 500 km/s、BL$\geq$ 500 km/s を条件とした。

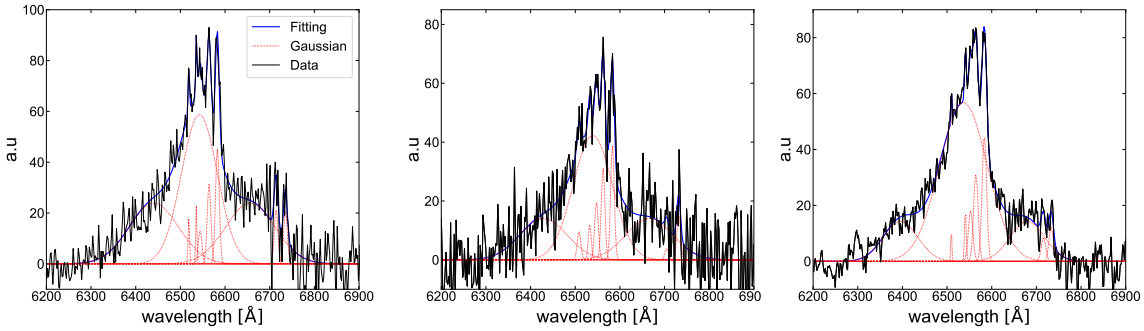
3 Results

3.1 BLR

2 章の手法で BLR_c と BLR_1、BLR_2 をフィットして得られた結果を表 1 にまとめた。 解析した結果を (図 3) に示した、横軸はレストフレームにおける波長 (Å)、縦軸は任意単位 (a.u) で連続光を基準にした。

表 1: 各 BLR のフィット結果

Date	5/27		6/17		7/28	
Parameter	$\lambda_{\rm mean}$ [Å]	$v_{\rm BLR}$ $\times 10^3$ [km/s]	$\lambda_{\rm mean}$ [Å]	$v_{\rm BLR}$ $\times 10^3$ [km/s]	$\lambda_{\rm mean}$ [Å]	$v_{\rm BLR}$ $\times 10^3$ [km/s]
$\rm BLR_c$	6543	4.3	6539	4.7	6537	5.7
$\rm BLR_1$	6441	5.9	6429	5.6	6396	4.1
$\rm BLR_2$	6657	5.9	6666	5.6	6680	4.1



5/27 VPH-blue　　6/18 VPH-683O56　　7/28 VPH-blue

図 3: Hα 領域における可視分光スペクトル

黒実線はデータ、青実線はモデルフィットした結果、赤点線はフィットした各成分を示している。(Jiang et al. 2022) で NL から青方偏移していた $\rm BLR_c$ は、月日が経つにつれて、さらに青方偏移し、速度幅も大きく成長した。反対に $\rm BLR_1$ と $\rm BLR_2$ は中心の NL から徐々に離れ、速度幅も小さくなっている。バイナリの軌道進化が進み、$\rm BLR_1$、$\rm BLR_2$ の寄与していた成分が減り、$\rm BLR_c$ が成長したと考えられる。この変化が軌道運動によって周期的に増減を繰り返すなら、光度の周期変動と組み合わせて正確に SMBBH の軌道を決定できるかもしれない。

3.2 NLR

どの日においても Hα ($\lambda = 6563$ Å)、[NII] ($\lambda = 6549$ Å, $\lambda = 6583$ Å)、[SII] ($\lambda = 6717, 6734$ Å) を確認することができた。加えて、$\lambda \sim 6510, 6540$ Å の起源不明のピークは、多少の強度に差はあるが、三日ともに確認できた。しかし、$\lambda \sim 6520$ Å のピークは 7 月 28 日のみ出現していない。7 月 29 日に観測した結果も同様であった。このピークは同年 4 月に BTA で分光した結果 (Alexei et al. 2022) 消えたと報告されている (スペクトルは公開されていないため同一かどうか確証はない) ことから軌道によって、出現と消失を繰り返しているのかもしれない。まだ統計的に不十分であり、BLR での速度幅の変化や、謎のピークの起源を把握するためにはモニター観測を継続していく必要がある。

4 Discussion

4.1 Binary or Single?

本研究の観測対象である天体 SDSSJ1430+2303 は (Jiang et al. 2022) で報告されているように周期的な光度変動から SMBBH を持つと予測されている一方で、単一の BH だけを持ち、降着円盤の歳差運動から光度変動が生じているとも示唆されている (Massimo et al. 2022)。(Jiang et al. 2022) においても周期的な光度変動が確認され、光度だけの情報では SMBBH を持つかどうかはっきりとわかっておらず議論をし

ていく必要がある。しかし、十年のタイムスケールで BLR のスペクトルを急激に変化させることは、単一の BH だけでは至極難しい (図 2)。それは単一の BH が複数の BL 成分を生み出すことが不可能に近いからである。この BH は光度、BL の大きさから少なくとも $10^8 M_\odot$) の SMBH であることが推定される。今回の解析では BL 成分を 3 つ入れて行なったが、単一の BH である場合を考える。BL と NL をそれぞれ一つずつ持つとすると、2005 年に SDSS が観測した BL の幅と大きく異なるため難しい。単一の BH が SMBH 以外の相手とバイナリを成すことで青方/赤方偏移側にも broad な成分を形成することは質量差から考えにくい上に 2 成分の BL と NL だけではフィッティングが困難である。以上の BLR を分光で調査した観点から、天体 SDSSJ1430+2303 は SMBBH の系を持っていないと説明が難しいことがわかった。

4.2 Merging or NOT?

2022 年 1 月に (Jiang et al. 2022) で報告された内容によると光度変動の周期の減衰から 100 日 (X 線光度含む)、少なくとも 3 年以内 (X 線光度含まない) に合体する可能性が非常に高いと予想された。現時点において 100 日は過ぎており、合体はすでにしている可能性がある。現時点において、SMBBH が合体した際の確かな証拠を発見することは難しい。電磁放射に関して、各 BH の近傍に降着していないガスが残っている場合、合体時に角運動量を急激に失って広い波長帯で強い放射をすることが考えられる。そのため、継続して光度を測定することで周期的な光度変動から突出した光度であれば検出できるかもしれない。合体時に確実に出す重力波では、現時点の技術では検出は難しいかもしれない。地上の重力波検出器である LIGO や Virgo では SMBBH の放出する周波数に到達できていない。しかし将来的に打ち上がる予定の宇宙重力波望遠鏡である LISA であれば可能であるが、3 年以内合体する可能性が高いことを考えると直接検出は難しい。SMBBH の合体によって引き起こされる時空の振る舞いや多波長電磁波の放射、それらによる銀河への影響を理解するためには、今後もモニター観測を続けていく必要がある。

5 Conclusion

天体 SDSSJ1430+2303 は BL のプロファイルから SMBBH の系を持っている可能性が高く数ヶ月で BLR_c が成長するにつれて BLR_1、BLR_2 の寄与が減少し、軌道運動の進化と関係している可能性がある。

NL のみでは説明がつかない起源不明のピークが Hα 領域に複数存在し、時期によって出現の仕方が変化する。

SMBBH の合体という前例のない物理現象を詳細に把握し、天文学を発展させていくためには今後も天体 SDSSJ1430+2303 をモニター観測していく必要がある。

過去の測光データに加えて、4 月から 7 月にかけて JAXA の宇宙科学研究所が持つ ISAS Telescope で v,r,i バンドにおけるモニター観測を行なっており、この結果は次回の発表で報告する予定である。

Acknowledgement

本研究を進めるにあたって、お忙しいところ、ご指導を賜った山田亨教授 (宇宙科学研究所)、せいめい望遠鏡の観測時間を取り計らって下さった太田耕司教授 (京都大学)、その他、せいめい望遠鏡の現地にて多大なお世話になりご助言、ご協力頂きました京都大学、国立天文台の皆様にはここに感謝の意を表します。

Reference

Kormendy,J; Ho,L,C.,2013,ARAA,51,511K

Jiang et al. 2022, arXiv:2201.11633

Dheeraj et al. 2022, 2022ATel15225

Massimo et al., arXiv, 2205.06275

Alexei et al. 2022, 2022ATel15319

Matsubayashi et al. 2019, PASJ,71,102

Virtanen et al.2020, Nature Methods, 17, 261,

———index へ戻る

コン a04

Pop III 連星間の安定な質量移動による連星ブラックホールの形成シナリオ

京都大学大学院 理学研究科
宮内 侑

Pop III 連星の安定な質量移動による連星ブラックホールの形成シナリオ

宮内 侑 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

重力波の観測により, 多くの 30 太陽質量以上の BH が見つかった. このような重い恒星 BH の形成を説明する有力なモデルにはいくつかの候補があり, その中の一つに, Pop III 連星が BBH へと進化するという説がある. そこで、Pop III 連星がどのような過程で合体する BBH になるかを考える必要がある. 通常, 主系列星の連星進化では, 共通外層 (CE) の形成が考えられている. しかし, これにより, 連星合体の評価に必要な連星間距離に不定性が生じることがわかっている. そこで, 安定な質量移動 (SMT) による Pop III 連星の進化が提案されている (Kinugawa et al. 2014). このモデルでは, CE 形成をしないため, 連星進化過程を解析的に取り扱え, 最終的な連星間距離も計算可能である. 今回レビューする論文 (Inayoshi et al. 2017) は, 半解析的手法を用いて, Pop III 連星の SMT による BBH 形成過程をモデル化した. そして, Pop III 連星のうち, SMT によってハッブル時間内に合体する BBH へと進化するものの割合を解析的に見積もった. その結果, Planck の観測結果と矛盾しないことがわかった.

1 Introduction

重力波イベントのカタログである GWTC-2 によると, 連星ブラックホール（BBH）合体による重力波放出が 46 件報告されており, そのうち, 35 件は 30 太陽質量以上の BH を含んでいた. このような重い BH の存在は予想されておらず, その起源は未だ謎である.

重い BH の形成を説明する有力なモデルの一つに, Pop III 連星が BBH へと進化するという説がある (Kinugawa et al. 2014). これは, 大質量星である Pop III は, 宇宙初期に誕生し金属量が 0 とみなせるので, 星風による質量損失が効かず, 重い BH への進化が起こりやすいからである. そこで、Pop III 連星がどのような過程で合体する BBH になるかを考える必要がある.

通常, 主系列星の連星進化では, 共通外層 (CE) の形成が考えられている. CE 形成によって, ロッシュローブの L1 点における連星間の質量移動だけでなく, L2 点や L3 点から連星系外への質量の流出も起きる. これは不安定な過程なので, 急激な質量移動が起き, 連星間距離が急激に小さくなる. その後, コンパクト連星となるか単独星になるかの条件には不定性があり, このモデルでの解析は困難である.

そこで, 安定な質量移動 (SMT) による Pop III 連星の進化が提案されている (Kinugawa et al. 2014). これは, 膨張した主星の外層がロッシュローブを包み, L1 点のみを通じて安定的に伴星へ質量移動が行われるというものである. このモデルでは, CE 形成をしないため, 連星進化過程を解析的に取り扱え, 最終的な連星間距離も計算可能である.

今回レビューする論文 (Inayoshi et al. 2017) は, 半解析的手法を用いて, Pop III 連星の SMT による BBH 形成過程をモデル化した. そして, Pop III 連星のうち, SMT によってハッブル時間内に合体する BBH へと進化するものの割合を解析的に見積もった. その結果, Planck の観測結果と矛盾しないことがわかった.

2 Methods

紹介する論文 (Inayoshi et al. 2017) では, 「SMT による Pop III 連星の進化」の半解析的手法を新たに開発し, これを用いて, Pop III BBH の合体する割合を解析的に評価する.

そこでまず, ここで用いる半解析的手法について連星進化の各段階で述べていく. 連星進化の流れは, 図 1 のようになる. 連星が合体する BBH に進化するために, 主星の質量 M_1, 伴星の質量 M_2, 連星間距離 a

を求める必要があるので, これらの微分方程式を連立して解いていく.

2.1 M_1, M_2, a の初期値を決定

それぞれの初期分布関数を,

$$\Phi(M_1) \propto \mathrm{const.}(10\mathrm{M}_\odot \leq \mathrm{M}_1 \leq 100\mathrm{M}_\odot)$$
$$\Psi(q) \propto \mathrm{const.}\left(\frac{10\mathrm{M}_\odot}{\mathrm{M}_1} \leq \mathrm{q} \leq 1\right)$$
$$\Gamma(a) \propto a^{-1}$$

と仮定する. ここで, $q = M_2/M_1$ である. そして, モンテカルロ法を用いて初期値を決定する.

2.2 Single stellar evolution

連星進化の過程で mass transfer 以外はそれぞれの星を単独星として扱いそれらの進化を追う. ここで, Pop III を考えているので星風による質量損失を 0 とする. 星の半径とヘリウムコアの時間発展は,fitting formula(Kinugawa et al. 2014) を用いる. また, BH へと進化する臨界質量を $28\mathrm{M}_\odot$ とする.

2.3 Mass transfer

巨星が roche lobe を包むときに mass transfer が起こる. これを roche lobe over flow(RLOF) と呼ぶ. この時, donor の質量変化は,

$$\dot{M}_1 = -0.2203\frac{f(\mu)M_1}{\sqrt{{R_1}^3/GM_1}}\left(\frac{\Delta R_1}{R_1}\right)^3$$
$$f(\mu) = \frac{4\sqrt{\mu}\sqrt{1-\mu}}{(\sqrt{\mu}+\sqrt{1-\mu})^4}\left(\frac{a}{R_1}\right)^3$$

となる. ここで, $\mu = M_1/(M_1+M_2), \Delta R = R_1 - R_{L,1}$ である. R_1 は主星の半径, $R_{L,1}$ は主星の roche lobe の半径である.

ここでは SMT を考えているので, 1 回目の RLOF では, 連星系から gas が抜けない. したがって, accretor の質量変化は, $\dot{M}_2 = -\dot{M}_1$ で表される. 更に, ここでは簡単のために連星は円軌道をしていると考えれば, mass transfer による連星間距離の変化は,

$$\frac{\dot{a}}{a} = -2\frac{\dot{M}_1}{M_1}(1-q)$$

となる.

2 回目の RLOF では, accretor が BH である. したがって, SMT であっても BH の accretion flow により, gas が一部系外へと抜ける. そこで, β の効率で BH に質量が降着すると仮定すると, $\dot{M}_2 = -\beta\dot{M}_1$ であり, 連星間距離の変化率は,

$$\frac{\dot{a}}{a} = -2\frac{\dot{M}_1}{M_1}\left[1-q+\frac{q(1-\beta)}{2(1+q)}\right]$$

となる. ここでは, $\beta = 0.1$ を用いている.

2.4 Stable mass transfer の条件

ここでは, CE を形成しない SMT のみを考えているので, CE が形成される条件は取り除くべきである. CE 形成が起きる条件は,

$$(A) M_1 \mathrm{or} M_2 \geq 60\mathrm{M}_\odot$$
$$(B) q \leq \frac{1}{3}$$
$$(C) \dot{M}_2 > 2\times10^{-2}\mathrm{M}_\odot\mathrm{yr}^{-1}$$

となる (Inayoshi et al. 2017) . (A) は, 主星が対流層を持つ巨星に進化して不安定な質量移動を起こす条件を表している. (B) は, Delayed dynamical instability (DDI) による CE 形成の条件である. (C) は, 質量移動が早すぎて降着しきれず, accretor の半径が急激に増大することによる CE 形成の条件である.

2.5 BBH の合体時間の計算

2 回目の RLOF が終了し, BBH が完成すれば, この時の M_1, M_2, a を用いて合体時間を計算する. BBH は重力波の放出による軌道角運動量 J の損失は,

$$\frac{\dot{J}}{J} = -\frac{32G^3M_1M_2(M_1+M_2)}{5c^5a^4}$$

と表される. これを用いると BBH の合体時間 t_{GW} は,

$$t_{GW} = \frac{5c^5a^4}{256G^3M_1M_2(M_1+M_2)}$$

と表される.

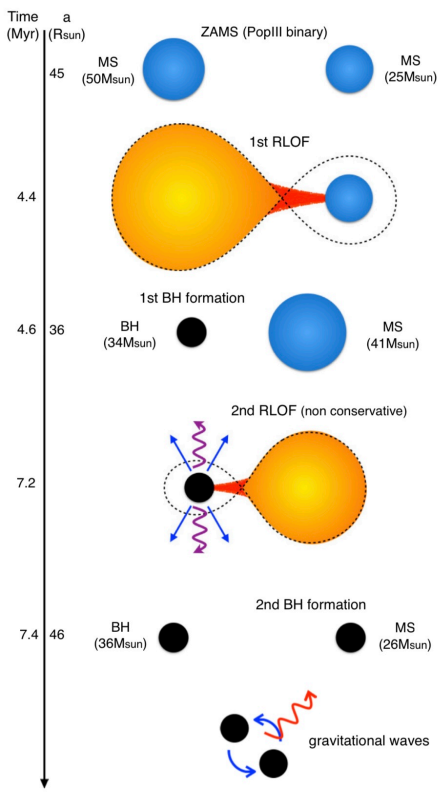


図 1: Pop III 連星の進化の時間発展 (Inayoshi et al. 2017)

3 Results

以上の計算を行う半解析的手法から得られる連星進化の結果と MESA から得られるシミュレーション結果を比較する.

図 2 は, 半解析的手法から得られた結果である. 初期値は $(M_{10}, M_{20}, a_0) = (50M_\odot, 25M_\odot, 45R_\odot)$ である. 上側のグラフは, それぞれの星の質量 M_1, M_2 とそれらのヘリウムコアの質量 M_{He1}, M_{He2} の時間発展を表している. 下側のグラフは, それぞれの星の半径 R_1, R_2 とそれらの roche lobe の半径 $R_{L,1}, R_{L,2}$, そして連星間距離 a の時間発展を表している.

図 3 は, MESA から得られたシミュレーション結果である. 初期値は半解析的手法で用いた値と同じである. ここで, MESA の計算では, 2nd RLOF の直前までしか行っていないことに注意である. 図 2 と図 3 を比べると, グラフは同じような振る舞いをしており, この半解析的手法は SMT による Pop III 連星の進化をうまく表していることがわかる.

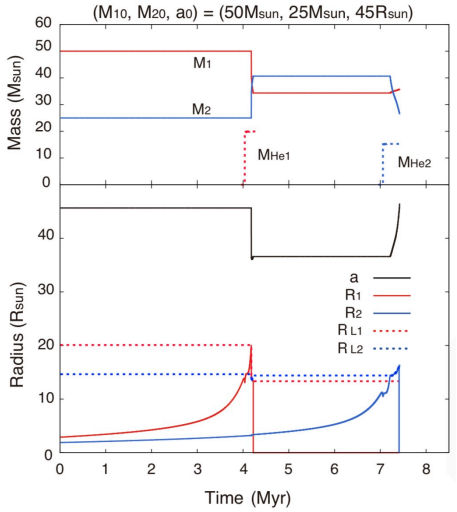


図 2: 半解析的手法による連星進化 (Inayoshi et al. 2017)

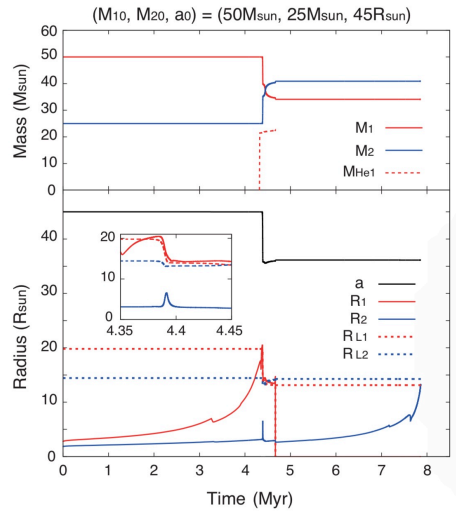


図 3: MESA による連星進化 (Inayoshi et al. 2017)

4 Discussion

以上の半解析的手法を用いて, SMT による Pop III BBH が合体する割合 f_{BBH} と, LIGO が検出できる割合 f_{delay} を解析的に評価ができる. ここでは, これらの割合と LIGO の O1 から推定される合体率 R を用いて, Pop III の星形成率 $\dot{\rho}$ を推定し, この推定値が Planck の測定から制限される $\dot{\rho}$ を満たすかどうかを調べる.

まず, LIGO の O1 から推定される合体率 R と今回解析的に得られた値 $f_{BBH}f_{delay}$ を用いて, Pop III の星形成率 $\dot{\rho}$ を求める. LIGO の全てのイベントが Pop III BBH 由来であるとすると,

$$\langle M_{tot}\rangle R \simeq \dot{\rho}\frac{2f_{bin}}{1+f_{bin}}f_{BBH}f_{delay} \tag{1}$$

と表される. $R = 60\mathrm{Gpc}^{-3}\mathrm{yr}^{-1}$ と推定され, $f_{BBH}f_{delay} = 2\times10^{-3}$ と解析的に得られた. 更に, $\langle M_{tot}\rangle = 30\mathrm{M}_{\odot}, f_{bin} = 0.7$ と仮定する. したがって, (1) 式にこれらの値を代入すれば, Pop III の星形成率

$$\dot{\rho} \simeq 1.3\times10^{-3}\mathrm{M}_{\odot}\mathrm{yr}^{-1}\mathrm{Mpc}^{-3} \tag{2}$$

が得られる.

次に, Planck の測定から Pop III の星形成率 $\dot{\rho}$ を制限する. 宇宙の再電離での光子が全て Pop III の発した光であるとすることによって,

$$\rho \lesssim 8.2\times10^{5}\mathrm{M}_{\odot}\mathrm{Mpc}^{-3} \tag{3}$$

と上限がつくことがわかっている. 更に, Pop III の星形成率は 0.5Gyr がピークである. 従って, (3) 式をこのタイムスケールで割れば,

$$\dot{\rho} \lesssim 1.3\times10^{-3}\mathrm{M}_{\odot}\mathrm{yr}^{-1}\mathrm{Mpc}^{-3} \tag{4}$$

と, $\dot{\rho}$ の上限を得ることができた. したがって, (2) 式は, (4) 式の範囲内に収まり, Planck の観測データと矛盾しないことがわかった.

5 Conclusion

今回レビューする論文 (Inayoshi et al. 2017) では,「SMT による Pop III 連星の進化」の半解析的手法を新たに開発した. この手法と MESA の結果を比較した結果, SMT による Pop III 連星の進化を正しく記述できることがわかった. 次に, この手法を用いて, SMT による Pop III BBH が合体する割合と, これらを LIGO が検出できうる割合を解析的に評価した. そして, この結果と LIGO の O1 から推定される合体率を用いて得られる Pop III 形成率は, Planck の観測結果と矛盾しないことがわかった.

Acknowledgement

研究室の先輩方, 特に MIYAUCHI グループの先輩方の手厚い指導にとても感謝します.

Reference

Kinugawa T., Inayoshi K., Hotokezaka K., Nakauchi D., & Nakamura T., 2014, MNRAS, 442, 2963

Inayoshi K., Hirai R., Kinugawa T., & Hotokezaka K., 2017, MNRAS, 468, 5020

———index へ戻る

コン a05

超新星爆発の初期放射で探る爆発直前の大質量星の姿

東北大学大学院 理学研究科
村井 結太

超新星爆発の初期放射で探る爆発直前の大質量星の姿

村井 結太 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

重力崩壊型超新星爆発は、星の進化の最後に大質量星のコアが重力崩壊することで爆発すると考えられている。超新星爆発直後の数日の明るさは主に爆発した星の性質で決まるが、放射のタイムスケールが短いため観測データを得ることが難しく、星の半径や星周環境などといった爆発直前の星の姿は未だによく理解されていない。近年は観測技術の向上などによって爆発直後のデータがとられるようになってきており、爆発直前の星の姿について研究が進められている。例えば Förster et al. (2018) では、測光観測によって、爆発直前の星に大規模な質量放出による高密度星周物質（CSM）が存在することが示唆されている。しかし、対象天体は遠方の超新星爆発だったため、多くの天体で分光的な分類はなされていなかった。

そこで本研究では、分光データが存在する近傍の II 型超新星爆発について、東京大学木曽観測所 105cm シュミット望遠鏡の Tomo-e Gozen Camera で取得した爆発初期の観測データと先行研究で使われていた理論モデル (Moriya et al. 2018) を用いて爆発直前の星の質量放出率の推定を行った。観測された光度曲線と理論モデルを網羅的に比較した結果、爆発直前の質量放出率が $10^{-5} - 10^{-3}$ M$\odot$/yr と推定された。この質量放出率は典型的な赤色超巨星の質量放出率より大きく、先行研究と同様に爆発直前の星に高密度星周物質が存在することが確認された。

1 Introduction

重力崩壊型超新星爆発は、大質量星のコアが重力崩壊することで爆発すると考えられている。しかし、この一連のプロセスによって起こる超新星爆発の初期放射は数日という短いタイムスケールで起こるため観測するのが難しく、その詳しいメカニズムや爆発直前数年の星の性質（半径、星周環境など）はよく理解されていない。

以前はこのような爆発直後の観測が難しかったが、近年は観測技術の向上などによって爆発直後のデータが取られるようになってきており、爆発直前の星の姿について研究が進められている。そのような先行研究の中に、爆発直前の星に大規模な質量放出による高密度星周物質（CSM）が存在していたと主張するものがある (Förster et al. 2018)。この先行研究では、4 m 望遠鏡を使って得られた、分光データのない超新星爆発を含む遠方の超新星爆発の光度曲線を、理論モデル (Moriya et al. 2018) と比較することで爆発直前の星の姿を推定した（図 1）。その結果、ほとんどの天体で爆発直前の星に高密度星周物質が存在していたことと、mass-loss rate $\dot{M}$ が $\dot{M} \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ [M$_\odot$ yr^{-1}] と典型的な赤色超巨星の mass-loss rate ($\dot{M} \sim 10^{-5}$ [M$_\odot$ yr^{-1}]) より大きいことがわかった。

一方で、解析の対象となる天体は分光データが存在しない天体を含む遠方の超新星爆発であり、詳細の情報がわからないという問題があった。そこで本研究では、より詳細なデータが取れ分光データが存在する近傍の超新星爆発について、先行研究で使われていた理論モデルと同じ理論モデルで比較することで爆発直前の星の姿を推定する。

2 Observations

今回の研究では、東京大学木曽観測所にあるシュミット望遠鏡（有効口径 1.05 m）で撮られた画像データを使用した。この望遠鏡には Tomo-e Gozen Camera (Sako et al. 2018) と呼ばれるカメラが取り付けられている。このカメラは一面に敷き詰められた 84 枚の CMOS センサーからなり、これによって 20 deg^2 の広視野の観測が可能になっている。このカメラを使ってまず一晩の最初に一度全天領域を掃き（全天

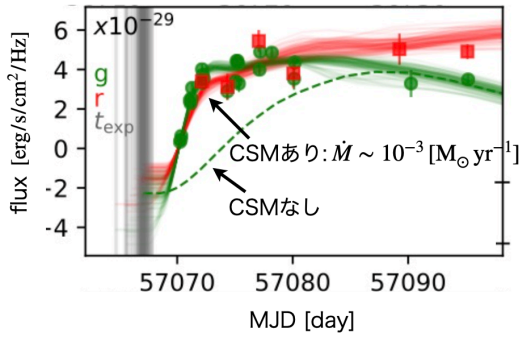


図 1: Förster et al. (2018) にある超新星爆発の観測データと理論モデルの光度曲線の比較図。点は観測データ、実線は理論モデル（CSM あり）の予測する光度曲線、点線は理論モデル（CSM なし）の予測する光度曲線である。灰色の線は爆発時刻を表しており、緑の線は g-band のときの、赤の線は r-band のときの光度曲線を表す。CSM ありの理論モデルの方が光度曲線の立ち上がりが早いが、これは光度一定としたとき、星の半径が大きい方が温度が下がるのが早く、それに伴って光が可視光域に入るのも早くなるためである。

サーベイ（12,000 deg^2））、その後何ヶ所か場所を選び出して、各場所について短い時間間隔（$\sim$ 1 h）でさらに数回の繰り返し観測（高頻度サーベイ（3,000 deg^2））が行われている。このように広視野で短いタイムスケールの観測がなされているため、超新星爆発初期のデータが取られているのではないかと考え、Tomo-e のデータの中から以下に記した基準で超新星爆発を選び出した。

1) 重力崩壊型超新星
2) 発見日：2019 年 1 月 1 日以後
3) $z \leq 0.025$
4) 爆発初期のデータが存在する（図 2）

以上より、14,220 天体から最終的に 6 天体が選び出され、これらを今回の研究で使うことにした（表 1）。

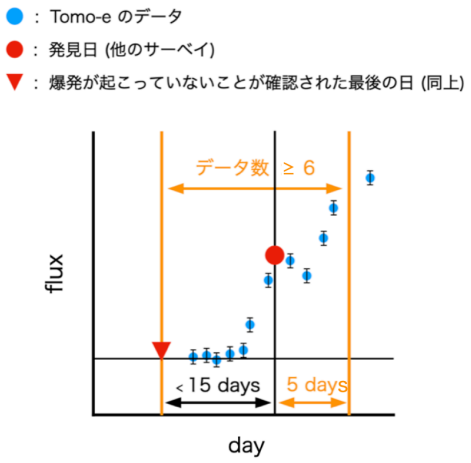


図 2: 超新星爆発の光度曲線の概念図

表 1: 選出された 6 天体

Name	Redshift z	Distance [Mpc]
SN 2021gmj	0.0034	13.6
SN 2020uqx	0.017	68
SN 2020aagy	0.02	80
SN 2021can	0.0207	82.8
SN 2021gvm	0.0246	98.4
SN 2021ejn	0.025	100

[1] 距離 [Mpc] は、redshift から計算した値。

3 Methods

上記の観測データを Förster et al. (2018) で使われていた Moriya et al. (2018) の理論モデルを用いて比較し、どの理論モデルが最も観測データに近いかを調べた。今回は、爆発時刻 $t_{\rm exp}$ と、爆発直前の星の質量 M [M$_\odot$]、爆発のエネルギー E [erg]、mass-loss rate $\dot{M}$ [M$_\odot$ yr^{-1}]、恒星風の加速を決めるパラメータ β の 4 つのパラメータの値をそれぞれ表 2 のモデルグリッドで変えて「CSM ありのモデル」を数値計算した。同様に M と E を変えて「CSM なしのモデル」も数値計算した。このように計算した両方のモデルについて尤度関数を用いて χ^2 を計算し、最も

観測データに近い理論モデルを求めた。ここで観測データは、発見日から 20 日までのデータを使用している。

表 2: モデルグリッド

パラメータ	値
M [$M_\odot$]	12, 14, 16
E [erg]	5e50, 1e51, 1.5e51, 2e51
$\dot{M}$ [$M_\odot$ yr^{-1}]	1e-5, 3e-5, 1e-4, 3e-4, 1e-3, 3e-3, 1e-2
β	1, 1.75, 2.5, 3.75, 5

4 Results

4.1 With CSM Supernovae

χ^2 を計算すると、6 天体中 5 天体で「CSM があるモデル」が最も観測データに近いという結果が得られた。図 3 がその 5 天体のうちの 1 天体の例である。

また、図 4 は、$\chi^2/\chi^2_{\rm min}$ の値の分布図である。χ^2 は $\chi^2 = \Sigma(\text{model} - \text{data})^2/\sigma^2$ で求められるため、この値が小さい方がモデルと観測データが近いということになる。したがって、今回の分布図の値は $\chi^2/\chi^2_{\rm min}$ なので「1.0」の場所が最も「良い」ということになる。

4.2 Another Supernova

残りの 1 天体（SN 2021gmj）については、図 5 に表すように、観測データに合うモデルがないという結果になった。この天体は他の 5 天体と比べて flux が一桁小さくなっているためこのような結果になったと言える。flux が小さい理由としては、この超新星爆発が距離の不定性を考慮しても標準的な超新星より暗いことがわかっていることが挙げられる。今回のモデルグリッドではそれに対応するモデルがなかったため、図 5 に表すように観測データに合うモデルがないという結果になった。

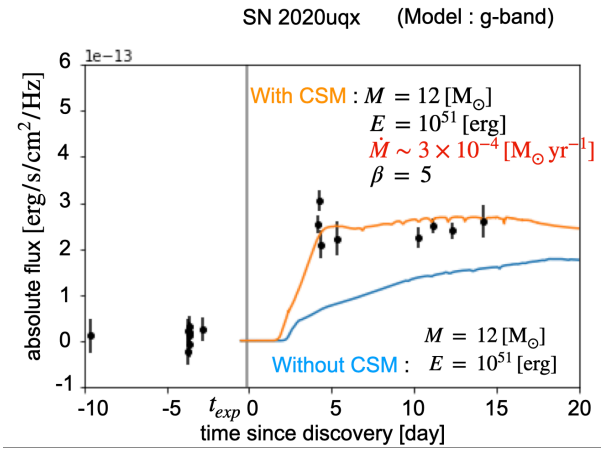


図 3: 「CSM があるモデル」が最も観測データに近かった天体の光度曲線の例。観測データ、最も観測データに近いとする CSM ありの理論モデル、さらにそれと同じ M, E で CSM が無かったとしたときの理論モデルも比較のためにプロットしている。

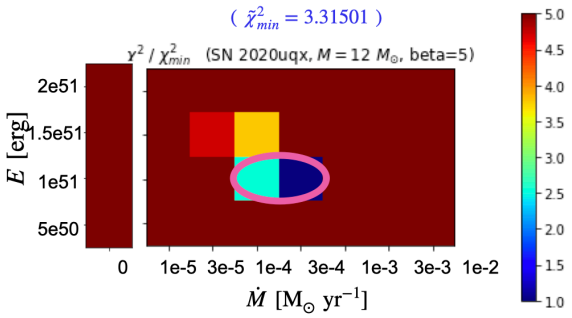


図 4: $\chi^2/\chi^2_{\rm min}$ の値の分布図。mass-loss rate $\dot{M}$ と爆発のエネルギー E を変化させた時に、$\chi^2/\chi^2_{\rm min}$ の値がどれほど変化するかを表す。爆発直前の星の質量 M と恒星風の加速を決めるパラメータ β は、図 3 に載っている最も観測データに近い理論モデルの時の値で固定した。ピンク色の丸で囲った領域が観測データに近い理論モデルの $\dot{M}$ と E の組み合わせを表す。

5 Discussion

CSM ありの超新星爆発 5 天体について、今回の研究では爆発のエネルギー E が $E = 1 \times 10^{51} -$

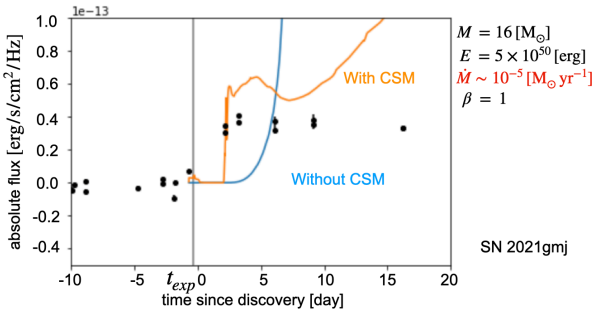


図 5: SN 2021gmj の光度曲線。

2×10^{51} [erg]、mass-loss rate $\dot{M}$ が $\dot{M} = 10^{-4} - 10^{-3}$ [M$_\odot$ yr^{-1}] という結果になった。

爆発のエネルギー E や mass-loss rate $\dot{M}$ が 5 天体で近い値を取っていたのに対し、爆発直前の星の質量 M や β については特定の値が多く見られるといったことはなかった。このことは、モデルのパラメータ依存の性質によるものと考えられる。今回のモデルで爆発初期に影響を与えるのは主に mass-loss rate $\dot{M}$ と爆発のエネルギー E であるため、今回考えている範囲（特に光度曲線の立ち上がり）では、mass-loss rate $\dot{M}$ が重要であると考えられる。今回の研究では、mass-loss rate は $\dot{M} = 10^{-4} - 10^{-3}$ [M$_\odot$ yr^{-1}] という結果になった。これは、先行研究 Förster et al. (2018) の示した結果 $\dot{M} \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ [M$_\odot$ yr^{-1}] と同じような値である。

ただ、5 天体それぞれについて、4 つのパラメータの値が必ずしも求めた値でなければならないというわけではなさそうである。今回求めた観測データに近い理論モデルの他にも似たような $\chi^2/\chi^2_{\rm min}$ の値を持つ場所があるため、推定されたパラメータの不定性を理解することが必要である。

6 Conclusion

今回の研究では、分光によって重力崩壊型とわかっている超新星爆発について、Tomo-e Gozen Camera で撮られた観測データを用いて調べた。その結果、6 天体中 5 天体で爆発直前の星に CSM が存在する可能性があるということがわかった。また、求めた mass-loss rate $\dot{M}$ の値についても、先行研究と同じような高い値（$\dot{M} = 10^{-4} - 10^{-3}$ [M$_\odot$ yr^{-1}]）を要求するという結果になった。

今回は Tomo-e のデータだけで理論モデルとの比較を行い議論したが、今後はさらに他のサーベイのデータも加えて比較し直したい。また、理論モデルの方も g-band の場合の予測する光度曲線を用いたが、Tomo-e の波長域とは異なるため、その補正も考慮する必要がある。また、該当するモデルがないという結果になった SN 2021gmj についても、モデルグリッドの範囲を広げて比較し直していく。

Reference

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

Moriya et al. 2018, MNRAS, 476, 2840-2851

Sako et al. 2018, SPIE, 107020J

———index へ戻る

コン a06

晩期の大質量性における激しい質量放出と Thermal Pulse -先行研究紹介と研究計画-

東京大学大学院 理学系研究科
長谷川 智也

晩期の大質量星における激しい質量放出と Thermal Pulse ー先行研究紹介と研究計画ー

長谷川 智也 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

一部の大質量星が行う超新星爆発直前の数年間の激しい質量放出について、その機構の説明を試みる先行研究を紹介し、さらに私の研究計画の概要を述べる。

1 背景

超新星爆発直前の数年間に激しい質量放出を行う大質量星が近年確認されている。例えば 4 つの IIn 型超新星の前駆天体について、それらが爆発直前に 1 年間あたり 10^{-2} から 10^{-1} 太陽質量程度の物質を放出していたという報告がある (Kiewe et al. 2012)。超新星爆発の前駆天体では普通 1 年あたり 10^{-7} から 10^{-4} 太陽質量の物質を放出していると言われているので (Smith 2014)、いかにこの 4 つの天体が大規模に物質を放出していたかがわかる。この現象の機構はまだ完全には解明されていないが、これまでにいくつかのモデルが提唱されてきた。例えば、晩期の大質量星において行われる C, O, Ne などの核燃焼が行われる領域での激しい対流が引き起した波が外層に伝わって質量放出を起こすのではないかというモデルがある (Quataert & Shiode 2012)。今回はこのモデルについて詳しく見ていくとともに、私の研究としていかにこの現象の解明に取り組むのかを紹介する。

2 Quataert & Shiode (2012) の紹介

まず Quataert & Shiode (2012) において提示されたモデルについてその概略を説明する。核燃焼領域において核燃焼とニュートリノ損失のエネルギー収支が各点で釣り合わない (領域全体として平均的には釣り合う) ことから激しい対流が起こる。この激しい対流は内部重力波 (や音波) を発生させ、それが星の内部から外層へ伝わっていく。対流が起こっている領域を通過する時は内部重力波は減衰するし、ニュートリノ損失によってエネルギーを失うが、幾らかは外層に到達する。元々核燃焼領域で内部重力波として励起された波の周波数は、この論文で用いた星のモデルにおける外層では音波の周波数帯に対応するから、音波となって外層を伝播する (図 1 参照。ω_c は r_{out} より外側ではラム周波数より大きい)。輻射による散逸や対流によって音波のエネルギーが使われるが、星の最外層ではどちらも効かなくなって音波のエネルギーは外層の物質を放出するのに使われることになる。以上が大まかなモデルのシナリオである。ここで内部重力波と音波について補足する。星の内部では重力と圧力勾配が拮抗してその構造を保っていて、そのバランスが少し崩れると重力か圧力勾配かがそれを正そうとする場合があり、この際重力が復元力の時に発生する波が内部重力波、圧力が復元力の時は音波となる (高田 2020)。上で内部重力波が対流層を通過するとき減衰すると言ったのは、対流層は流体要素の微小な変位が増大する領域であり重力が復元力として働けないからである。さて、この論文の議論においては対流によって発生する内部重力波の周波数と空間スケールに不定性がある (つまりどんなモードがあるのかわかっていない)。またどのモードが最も励起されやすいのかも不定であり、かつ重要な論点である。また対流のエネルギーがどれだけ波のエネルギーに変換されて、それが最外層に到達する時にはどれほどのエネルギーになっているかも星の内部構造など多くの要素に依っている。次に紹介する Fuller (2017) という論文では実際に 1 次元シミュレーションを用いてこのモデルについて調べている。

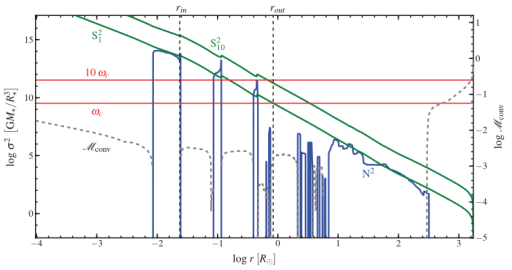


図 1: 酸素核燃焼段階における星内部の各点でのブラントバイサラ振動数 (青い線) やラム振動数 (緑の線)、対流で励起された波の周波数 (赤い線)。横軸は星中心からの半径 (対数軸、半径の単位は太陽半径) である。r_{in} から r_{out} の領域中の対流層では内部重力波は減衰する。またこの星のモデルの質量は 40 太陽質量、金属量は Z = 10^{-4} である。

画像出典: Quataert & Shiode 2012

3 Fuller (2017) の紹介

この論文では Quataert & Shiode (2012) のモデルを $M_{ZAMS} = 15M_{Sun}$ の赤色超巨星について 1 次元シミュレーションを用いて検証している。著者はシミュレーションの結果、コアにおける Ne 核燃焼、O 核燃焼、及び 3 回目の C"殻"燃焼において注目すべき結果を得た。今回はそのうち Ne 核燃焼、C 殻燃焼における結果を紹介する。まず図 3 の縦に並んだ三つのグラフの一番下のグラフに着目すると、水素外層の一番底では次の三つの時間がほぼ同程度になっている。1 つ目は波のエネルギーが熱となるのにかかる時間 t_{heat}(散逸のタイムスケール)、2 つ目はその熱が外層を伝わるのにかかる時間 (t_{therm})、3 つ目は力学的時間 (t_{dyn}) である。これらが同程度で、あわよくば $t_{heat} \lesssim t_{dyn}, t_{therm}$ なら、波の散逸が起きている領域で圧力が急激に上昇しそれが外層へ伝わることになる。つまり熱の注入に対して、構造は準静的に変化することなく動的に応答することになるのである。実際、図 4 にあるようにコアでの Ne 核燃焼の結果として生じた Pressure Wave は外層中を伝わって Breakout をむかえている。この時、表面の物質の速度はこの星の脱出速度より小さいから質量放出には至らないが、図 5 にあるように光球の半径を増大させ Breakout の瞬間には星の有効温度が上昇している。先に述べたようにこの問題にはさまざまな要素が絡み合っているので実際にはより効率的に波のエネルギーが熱に変換されるかもしれないしその逆もありうる。しかしコアでの核燃焼で生じた波が外層で熱となって外層に変化を起こす今回のモデルについて著者は、20 太陽質量以下の赤色超巨星が仮にとても明るい類の IIn 型超新星の前駆天体だとしても、このモデルの機構ではそれを説明できないだろうとしている。

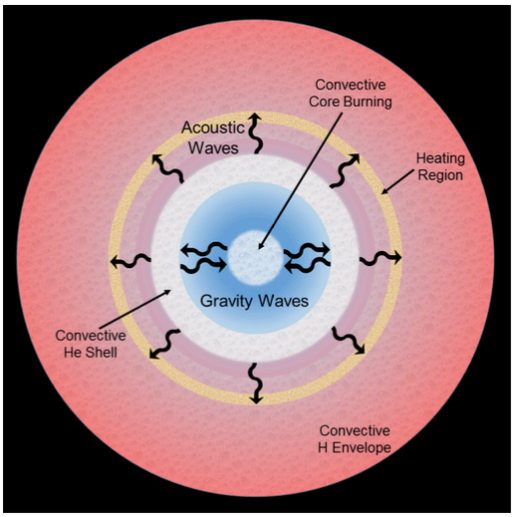


図 2: モデルの概念図。コアの核燃焼で生じた対流が励起した内部重力波は減衰しながら外層に伝わり、そこでは音波となる。外層に入ってすぐ、音波のエネルギーは散逸し熱となる。

画像出典: Fuller 2017

4 私の研究の計画の概要

私はこの問題に取り組むにあたって、上にあげた先行研究のように、晩期の大質量星の核燃焼に着目する。その際私は特に殻燃焼 (Shell Burning) 段階に焦点を当てる。Shell Burning 時に起こる"Thermal Pulse"と呼ばれる現象の時に殻の物理量に不安定が生じて、それが星の外層に伝わって質量放出が起きるのではないかというシナリオを検証するために大きく 2 ステップの作業を行う。1 ステップ目は星のモデルの構築と線形安定性のチェック、2 ステップ目は

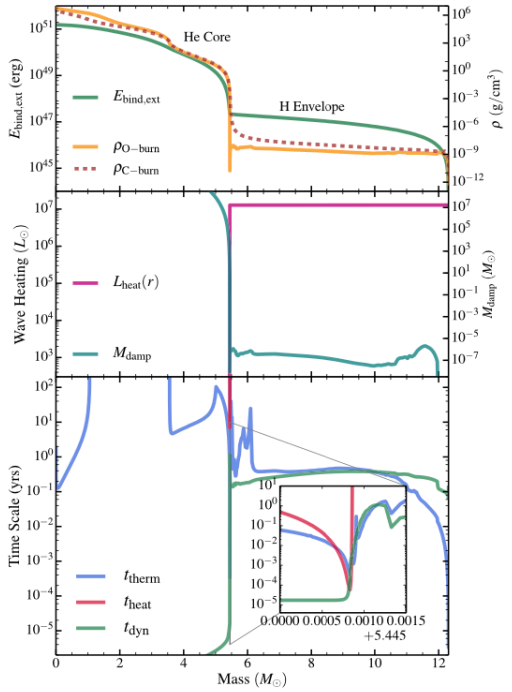


図 3: 一番下のグラフについてのみ説明すると横軸は質量座標 (単位 M_{sun})、縦軸は時間 (yrs) で、本文で述べた 3 つのタイムスケールについての分布となっている。横軸 $m \simeq 5.446 M_{sun}$ において波のエネルギーが熱となっていて、そこでの三つのタイムスケールがほぼ同程度になっていることがわかる。

画像出典: Fuller 2017

静水圧平衡を仮定しない動力学的な流体計算を行って Thermal Pulse が引き起こす不安定な状態がいかに時間発展して星の内部構造に影響するかを調べることである。2 ステップ目で星の内部構造を計算するときに静水圧平衡を仮定しない点について補足すると、星の晩期の Shell Burning では C や O が燃焼するがこれらは温度依存性が非常に強いので Thermal Pulse の際には Shell の物理量に急な変化が現れると予想され、その後の星内部の変化が準静的であると仮定できないだろうということである。はじめは 1 次元の議論から始めて、次に 3 次元など多次元に拡張していく計画である。Shell Burning, Thermal Pulse は新星、惑星状星雲形成にも関わる問題であり、本研究で得た知見は他の天体現象へも応用できると期待される。

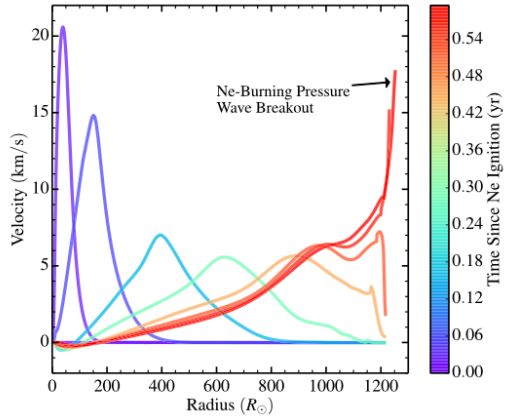


図 4: コアでの Ne 核燃焼開始からの星内部の物質の速度の分布。横軸は星中心からの距離 (単位 R_{sun})、縦軸は速度 (km/s)、カラーバーは Ne 核燃焼開始からの時間を示していて赤くなるほど時間 (年) が経過している。Breakout 時の星表面からの物質の速度は、星表面からの脱出速度約 45km/s よりも小さい。

画像出典: Fuller 2017

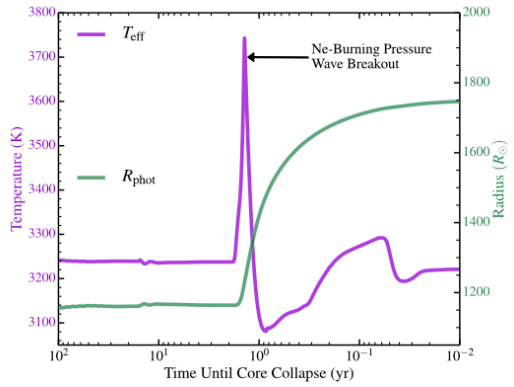


図 5: 横軸はコア崩壊までの時間 (年)、左縦軸は有効温度 (K)、右縦軸は光球の半径 (単位 R_{sun}) である。コアでの Ne 核燃焼、3 回目の C"殻"燃焼の結果としてこのグラフの中で有効温度の上昇が 2 回見られる (二つ目の小さな山が C 殻燃焼の結果)。また光球の半径も増加しており核燃焼の影響で外層の構造に変化が現れていることがわかる。

画像出典: Fuller 2017

Reference

Kiewe, M., Gal-Yam, A., & Arcavi, I. et al. 2012, The Astrophysical Journal.

Smith, N. 2014, Annual Reviews.

Quataert, E. & Shiode, J. 2012, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.

高田将郎. 2020, 天文月報.

Fuller, J. 2017, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.

———index へ戻る

コン a07

Tomo-e Gozen の高頻度サーベイを用いた Fast Optical Transient 探査

東北大学大学院 理学研究科
押切 翔

Tomo-e Gozen の高頻度サーベイデータを用いた Fast Optical Transient 探査

押切 翔 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

近年、観測機器の性能向上により、短い時間間隔で広範囲の視野をカバーした突発天体探査が可能になっている。これにより、明るさが 1 日程度で変動する超新星爆発初期や rapid transient と呼ばれる天体などの突発天体の探査が盛んに行われるようになった。しかし、ガンマ線バースト残光やキロノヴァなど、数時間程度での変動を示す天体の探査には、より短い時間間隔での観測が必要となる。そこで本研究では、東京大学木曽観測所の 105cm シュミット望遠鏡に搭載されている Tomo-e Gozen カメラを用いた可視光広視野高頻度サーベイのデータを利用し、銀河系外の短時間突発天体の探査を行った。Tomo-e Gozen の約 2 年に及ぶ観測データの中から、数時間から数日間だけ増光していた天体を候補天体として選出した。これらの天体の特定を試みた結果、既に超新星爆発と認定されていた天体や、銀河系内の恒星に付随した天体が多くを占めることが分かった。また、Tomo-e Gozen の観測から短時間突発天体の発生率に制限をつけた結果、他のサーベイと同等の制限を与えていることが分かり、今後の探査での突発天体の検出が期待される。

1 Introduction

夜空に輝く星々は、主に、恒星と呼ばれる分類の星であり、数 10 億年から 100 億年ほど輝く。人間の時間スケールから見れば、その名の通りまさに恒に輝く星である。一方で、宇宙には突発天体と呼ばれる天体が存在する。これは、我々の生活と同じような時間スケールで急激な増光や減光を起こす天体である。

図 1 に示すように突発天体には様々な種類がある。その中でも超新星爆発や新星などは古くから知られている。なぜなら、これらの天体は数日から数週間という長い時間をかけて変化するため、そのような比較的長い時間間隔の観測で発見できるためだ。一方、それよりも短い時間間隔で変化する突発天体の観測は、観測範囲を狭めてしまう欠点があり、あまり実施されてこなかった。しかし、ここ 15 年ほどの技術発展により、短い時間間隔で広範囲をカバーした観測が可能になり、このような天体の探査が盛んになってきている。

短い時間間隔の突発天体のうち、特に、数時間から数日のタイムスケールで輝き、可視光で観測可能な突発天体を Fast Optical Transient (FOT) と呼ぶ。このような天体の候補として、理論的には、M 型矮星のフレアのような小規模の爆発現象やガンマ線バースト残光、重力波対応天体として注目を集めるキロノヴァなどが考えられている (Villar et al. 2017)。

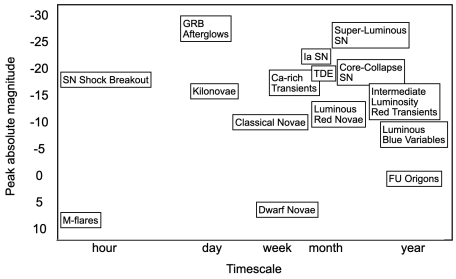


図 1: 突発天体の例 (Roestel et al. 2019)

FOT 探査によって見つかる天体の多くは銀河系内の矮新星や M 型矮星のフレアであることが知られている (e.g., Berger et al. 2013; Roestel et al. 2019)。また、これらの天体を前景として、相対論的ジェットに起因するガンマ線バーストのような遠方の明るい突発天体も発見されている (e.g., Ho et al. 2018; Andreoni et al. 2021)。特にガンマ線バーストはジェットの軸が観測者を向いていないとガンマ線で検出できないが、可視光など他の波長であれば残光を検出することができるため、FOT 探査では軸外のガンマ

線バーストの発見が期待できる。

その他に、FOT 探査から、観測によって FOT として検出される天体の頻度に制限をつけることができる。この制限は観測の時間間隔や有効視野、限界等級などに依存するため、異なる望遠鏡で独立に多くの観測をすることに意義がある。

そこで本集録では、Tomo-e Gozen のデータを用いて、数日スケールでの変動を示す、銀河系外 FOT の探査を行った研究について、FOT 候補の選択や候補天体についての考察、他サーベイとの検出率の制限についてまとめる。

2 Methods and Observations

2.1 Tomo-e Gozen サーベイデータ

Tomo-e Gozen は、東京大学木曽観測所の 105 cm シュミット望遠鏡とモザイク CMOS カメラ (Tomo-e Gozen カメラ) を用いた可視光広視野動画サーベイのプロジェクトであり、2019 年 9 月より本格稼働している。このサーベイは 84 枚の CMOS イメージセンサーを用いることで、高速（2 フレーム毎秒）かつ広視野（20 平方度）の動画観測を実現し、ある領域に対して 1 晩あたり 1 時間程度の間隔で 4 回程度観測する高頻度サーベイ（図 2）を、毎夜およそ 3000 平方度の領域に対して行っている。したがって、このサーベイは平均して 4 時間未満の時間変動に感度のある観測と言える。

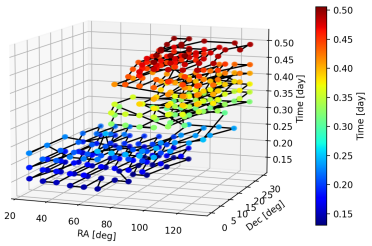


図 2: 高頻度サーベイで撮影した座標 (RA, Dec) と時間を表した図。広範囲を撮影しつつ、時間を空けて同じ場所を複数回撮影している。

突発天体を検出するには、まず、撮影された画像 (図 3, new) と、Pan-STARRS1 (PS1,Chambers et al. 2016) の画像を用いた参照画像 (図 3, template) で差分画像 (図 3, sub) を作成する。この差分画像で天体が検出された後、機械学習 (Convolutional Neural Network [CNN]) を用いて突発天体か否かを判別する。ここで、突発天体として認められると、ID が振られリストに登録される。以上は Tomo-e Gozen 突発天体サーベイのパイプラインで処理される。

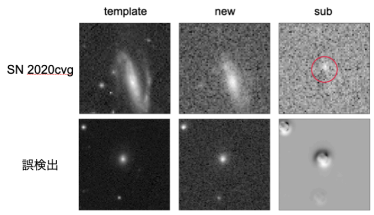


図 3: 画像差分の例。左から PS1 の参照画像、Tomo-e Gozen で撮影した画像、差分画像を表す。
上の画像では超新星爆発 SN 2020cvg が検出された。下の画像は差分の失敗による誤検出。

2.2 FOT の選択基準

Tomo-e Gozen 突発天体サーベイのパイプラインによって突発天体として登録された天体は、2022 年 5 月時点でおよそ 310 万天体ほどある。しかし、この中には差分の失敗を機械学習が突発天体であると誤判定した天体（図 3 下）が多く含まれるため、登録された天体全てが本物の突発天体というわけではない。そこで、本研究では図 4 に示した手順で FOT の候補を絞った。

まず、(1) FOT の条件として、検出された期間が 5 日未満であること、誤検出を除去するため検出が 2 回以上であることという条件を課した。次に、(2) 銀河系内の星に付随した突発天体を除くため GaiaEDR3 (Gaia Collaboration et al. 2021) のカタログを用い、星と 10 秒角以内に位置するものを除去した。このとき Gaia のカタログで固有運動、または年周視差が 1σ より大きいものを保守的に星と見なした。さらに、(3) 性能が向上した突発天体を判定する機械学習 (Takahashi et al. 2022) を用い、数を絞った突発天体候補に対して再度分類し直した。最後に、(4) 候補として残った天体の画像から、目視での判別によって誤検出や移動天体を除去し、最終的な FOT の

候補を選出した。

突発天体候補：3.1×10^6
↓
(1) 1 日以内、2 回以上検出：4.3×10^5
↓
(2) Gaia EDR3 で星を除去：1.4×10^5
↓
(3) 新たな機械学習で再判定：6305
↓
(4) 目視：172

図 4: FOT 候補の選択フローチャート。右の数字は各手順で選出された天体数を表す。

3 Results

本章では、2.2 節で選出した 172 天体の特定を試みる。表 1 のように、他サーベイで既に超新星爆発と特定された天体、PS1 の画像を元に銀河に付随した天体、点源に付随した天体、対応天体が存在しない天体の 4 つに分類した。

表 1: FOT 候補天体の分類

分類	天体数
超新星爆発	68
銀河に付随した天体	9
PS1 の点源に付随した天体	68
対応天体が存在しない天体	27

まず、銀河に付随した 9 天体については、光度曲線と超新星爆発のモデル (Betoule et al. 2014) を比較した。いずれも超新星爆発の光度曲線と似たような進化を示していることがわかった。したがって、この 9 天体は、分光されていないため超新星爆発と認定されていない天体であると考えられる。

次に、PS1 の点源に付随した天体について考える。この 68 天体全てが、PS1 のカタログに 2 秒角以内にマッチする天体のデータが存在したため、各天体の PS1 の r バンドでの明るさと、Tomo-e Gozen で測定した明るさからフラックス比を算出した。これは、M 型星のフレアでは高々10 程度となる量である (Jackman et al. 2021)。68 天体中、10 を下回ったのは 2 天体のみであり、多くの天体は 20 を超え、1000 以上となる天体も存在した。10 を下回った天体のうち、1 天体は検出期間がわずか 50 分程度であったことから恒星フレアである可能性が高い。一方、他の天体は、静穏期に比べ、激しい増光を示し、検出期間も数時間から数日と天体により異なる、多様性をもつことから、数日程度の増光を示す矮新星であると考えられる。

最後に、対応天体が存在しない 27 天体については、他のサーベイのデータとの比較による検討ができないため、Tomo-e Gozen で得られた明るさと検出時間の情報から絞り込んでいこうとしている段階である。候補としては、銀河系内の遠く、暗い星に起因した爆発、または、本研究で探査しようとしている銀河系外の突発天体である。

4 Discussion

本章では、過去のいくつかのサーベイの FOT 検出率を比較する。検出した FOT 数を N、観測した天球面上の面積と時間の積を $E_{\rm a}$、検出の効率を ϵ とする。以下、体積率 $R_{\rm vol}(M)$ を用いて他サーベイとの比較を行う。サーベイごとの $E_{\rm a}$ 、R は各論文に準じ、$R_{\rm vol}(M)$ は計算した値を用いる。

Tomo-e Gozen は平均限界等級が 17.8 mag であり、それより深く観測したデータをもとに検出率を求める。このような観測は 2019 年 9 月から 2021 年 11 月末の間に 89 日間あった。この期間に、1 晩に 3 回以上観測された領域は延べ 10,672 領域あり、各領域は平均して 4.03 時間観測されている。1 領域あたり実質 15 平方度あるため、

$$E_{\rm a} = 15 \times 10,672 \times \frac{4.03}{24} = 26,642\ {\rm deg}^2{\rm day}$$

である。

観測した時間と天球面上の面積から FOT がどれだけ検出できたかを表すのが面積率 R である。

$$R\ [{\rm deg}^{-2}\ {\rm day}^{-1}] = \frac{N}{\epsilon\ E_{\rm a}} \leq \frac{3}{\epsilon\ E_{\rm a}}$$

ここで、$N = 0$（非検出）の場合は 95 %信頼区間をとって 3 を用いて上限とする。

上記の面積率はサーベイの限界等級への依存があるため、検出率の制限という点では適さない。そこ

で、FOT の限界等級を仮定し、体積率に変換する。例えば、限界等級 17.8 mag の Tomo-e Gozen で、絶対等級が −20 mag の FOT を観測するとき、共同距離が約 240 Mpc 以内にこの FOT が存在していると観測可能である。つまり、面積率を半径 240 Mpc の球の体積で除することで、観測可能な体積内における −20 mag の FOT の検出率を表すことができる。

一般に、絶対等級を M [mag]、共同体積を $V_{\rm C}(M)$ [Mpc^3] とすると、一様等方に M [mag] の FOT が発生するとしたときの検出率の上限を表すのが体積率 $R_{\rm vol}$ である。

$$R_{\rm vol}(M)\ [{\rm Mpc}^{-3}\ {\rm year}^{-1}] = R \times 41253 \times 365.25 \times \frac{1}{V_{\rm C}(M)}$$

ここで、全天の面積は 4π str = 41253 deg^2、1 年は 365.25 day として単位を変換した。仮定する絶対等級としては、典型値として −10 mag（明るい新星）、−14 mag（暗い超新星爆発）、−20 mag（ショートガンマ線バースト）、−27 mag（ロングガンマ線バースト）を用いて、図 5 にプロットした。共同体積は、宇宙論パラメータを Planck18 (Planck Collaboration et al. 2018) から $H_0 = 67.7$ km s^{-1} Mpc^{-1} 、$\Omega_{\rm M} = 0.31$ として、astropy を用いて計算した。

例えば Tomo-e Gozen の観測では −20 mag で 4 時間程度輝く突発天体は、超新星爆発よりも頻度が低いという制限をつけることができていることがわかる。これは、同じ 4 時間程度のタイムスケールの突発天体を探査した Sky2Night と同程度の制限である。

5 Conclusion

Tomo-e Gozen での約 2 年半の観測データから数日間のみ検出された天体について探査を行ない、FOT の候補天体として 104 天体を選出した。このうち 9 天体は超新星爆発、68 天体は矮新星など銀河系内の天体を対応天体としてもつ矮新星などの突発天体であることがわかった。残りの 27 天体については、光度曲線などの情報から詮索していこうとしている段階である。また、Tomo-e Gozen による観測での FOT の発生率に制限をつけた。数時間スケールの突発天体に対しては、十分よい制限を与えることが確認された。今後の観測での FOT の検出が期待される。

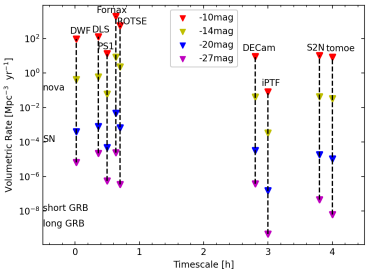


図 5: FOT の体積率の上限
左端の nova, SN, short GRB, long GRB は各イベントの発生率を表す。
(Becker et al. 2004; Rykoff et al. 2005; Rau et al. 2008; Berger et al. 2013; Ho et al. 2018; Andreoni et al. 2020; Cowperthwaite et al. 2018; Roestel et al. 2019; Wanderman et al. 2010)

Reference

Andreoni et al. 2020, MNRAS, 491, 5852

Andreoni et al. 2021, ApJ, 918, 63

Becker et al. 2004, ApJ, 611, 418

Berger et al. 2013, ApJ, 779, 18

Betoule et al. 2014, A&A, 568, A22

Chambers et al. 2016, arXiv, 1612.05560

Cowperthwaite et al. 2018, ApJ, 858, 18

Gaia Collaboration et al. 2021, A&A, 649, A1

Ho et al. 2018, ApJ, 854, L13

Jackman et al. 2021, MNRAS, 504, 3246

Planck Collaboration et al. 2018, A&A, 641, A6

Rau et al. 2008, ApJ, 682, 1205

Roestel et al. 2019, MNRAS, 484, 4507

Rykoff et al. 2005, ApJ, 631, 1032

Takahashi et al. 2022, PASJ, 4, 946

Villar et al. 2017, ApJ, 849, 70

Wanderman et al. 2010, MNRAS, 406, 1944

———index へ戻る

コン a08

中性子星-ブラックホール連星合体による力学的質量放出

東北大学大学院 理学研究科天文学専攻
齋藤 瑞葉

NS-BH 連星合体による力学的質量放出

齋藤　瑞葉 (東北大学大学院　理学研究科天文学専攻)

Abstract

宇宙の重元素の起源には未解明な点がある。中でも r プロセス原子核合成には中性子過剰な場が必要であり、どこで起こるのか完全な理解には至っていない。r プロセス原子核合成の場の候補として NS-NS 合体や NS-BH 合体がある。2017 年に NS-NS 連星合体の重力波が初観測され、その電磁波の追観測から、NS-NS 連星合体が r プロセス元素の起源であるという説がより有力になった。NS-BH 連星合体の重力波が今後検出されることを期待して、今回私は NS-BH 連星合体に迫ることにした。NS-BH 連星は重力波放射に伴って徐々に軌道半径を縮めていき、NS が BH の潮汐半径内に入ると BH の潮汐力により潮汐破壊される。この潮汐破壊された NS の一部が力学的放出物質 (dynamical ejecta) として放出される。本講演では、dynamical ejecta の運動学的性質を、数値相対論に基づく詳細なシュミレーションで示した Kyutoku et al.(2015)[1] のレビューを行う。この論文では、ejecta の典型的な質量が $0.1M_{\odot}$、速度が光速の 20 ～ 30%、ejecta は主に軌道面に半円状に広がり、軌道面からの開き角は $10^{\circ} \sim 20^{\circ}$ と分かった。さらに、ejecta の性質は NS の状態方程式の詳細に依存していること、ejecta のエネルギーは連星の質量比が大きいほど高くなることが分かった。私は今後ニュートリノ加熱などを取り入れて ejecta の研究をしていきたい。

1 Introduction

宇宙の元素合成の起源には未解明な点がある。中でも r プロセス原子核合成には中性子過剰な場が必要であり、どこで起こるのか完全な理解には至っていない。r プロセス原子核合成の場の候補として NS を含むコンパクト星連星の合体は有力な説である。Rosswog et al.(1999)[2] は NS-NS 合体時の放出物内で合成される r プロセス元素の量と太陽系の r プロセス元素の存在量が基本的に一致することを示した。2017 年には初めて NS-NS 合体の重力波が初検出され、その電磁波の追観測により、NS-NS 合体時の放出物の特性の理論値と観測の整合性が確認された。(Shibata et al.(2017)[3])

NS-BH 連星合体も NS-NS 連星合体と同様に r プロセス原子核合成の場の候補となり得る。NS-BH 連星合体の重力波が今後検出され、NS-NS 合体と同様に理論と観測の比較ができることを期待して、NS-BH 合体について研究することにした。

今回私が紹介する Kyutoku et al.(2015)[1] は NS-BH 連星合体からの力学的質量放出過程を数値相対論に基づいてシュミレーションした論文である。先行研究である Kyutoku et al.(2011)[4] より長時間かつ広い領域で計算している。

2 Methods

初期条件は以下の通りである。NS-BH 連星は準平衡状態である。初期の中性子星は温度 0K でポリトロープ近似し、質量は $1.35M_{\odot}$ で、自転していない。NS の状態方程式はモデルごとに異なり、J. S. Read et al.(2009) と同様で硬い方から順に APR4,ALF2,H4,MS1 の 4 つを用いている。連星の離心率は 0.01 ～ 0.02 で、連星の公転と BH の自転の回転軸の方向は一致している。連星の合体前に 3.5 ～ 7.5 回転するように初期条件は設定されている。

計算コードは SACRA という adaptive-mesh-refinement code を使用している。

3 Results

3.1 力学的質量放出の概観

BH-NS 連星合体のダイナミクスを簡単に説明する。連星が重力波放射に伴って徐々に軌道半径を縮めた後の系の発展は主に潮汐半径 ($r_{\rm td}$) と最内安定円

軌道 ($r_{\rm ISCO}$) の大小で決まる。$r_{\rm ISCO}$ は一般相対論において粒子が安定して円運動できる最小の軌道半径のことである。

$$r_{\rm ISCO} \sim \hat{r}_{\rm ISCO}(\chi) M_{\rm BH}$$

$r_{\rm ISCO}(\chi)$ は χ の減少関数である。$r_{\rm td}$ は NS に働く BH からの潮汐力と NS の自己重力が釣り合う軌道半径のことである。

$$\begin{aligned} F_{\rm grav} &\sim \frac{GM_{\rm NS}}{r_{\rm NS}^2} \\ F_{\rm tidal} &\sim \frac{GM_{\rm BH} r_{\rm NS}}{r^3} \\ r_{\rm td} &\sim \left(\frac{M_{\rm BH}}{M_{\rm NS}}\right)^{1/3} r_{\rm NS} \end{aligned}$$

ここで $F_{\rm tidal}$ の表式中の r は NS と BH の距離である。$r_{\rm ISCO} > r_{\rm td}$ の場合は、NS は BH に丸ごと飲み込まれる。$r_{\rm ISCO} < r_{\rm td}$ の場合は、潮汐破壊された NS の一部は BH の周りに潮汐尾の形で広がる。BH の apparent horizon の外側に残る物質は束縛物質と非束縛物質 (ejecta) に分かれる。ejecta は主に、NS の自己重力の方位角成分が生み出すトルクによる角運動量の獲得と NS の圧力勾配によって生成される。

3.2 力学的質量放出過程の詳細

図 1 はモデル ARP4-Q3a75(連星の質量比 $Q(=M_{\rm BH}/M_{\rm NS}) = 3$、BH のスピンパラメーター $\chi = 0.75$) の力学的質量放出の過程である。静止質量密度分布の進化をプロットしている。物質が赤道面に比べて極方向は広がっていないので、ejecta は r と ϕ 方向の速度のみ持ちの z 方向の速度はほとんど持たないことが分かる。また、BH の外側の物質は軸対照には広がっていない。これは元の連星系の非対称性を引きずっているからである。

図 2、図 3 は図 1 と同様にモデル ARP4-Q3a75 の力学的質量放出の過程であるが、図 1 より後の時間の図である。図 2 についてはさらに計算領域も広くなっている。図 2 を見ると赤道面上に非束縛物質が disk を形成している。図 3 を見ると、図 1 と異なり ejecta は z 方向の速度を持つことが分かる。これは、潮汐尾の自己衝突、高温の disk の外縁部と冷たい fallback 物質の間の相互作用により、衝撃波加熱が起こって物質がランダム速度を持つためである。

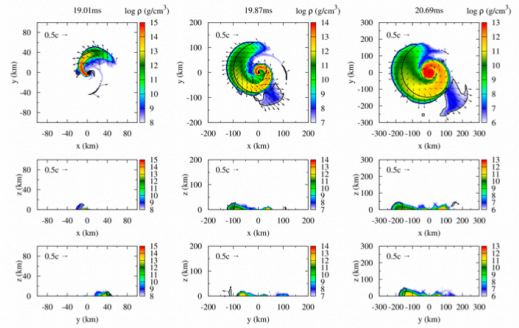


図 1: モデル ARP4-Q3a75 の静止質量密度の xy 平面、xz 平面、yz 平面における分布図。xy 平面の中心の黒点は BH の apparent horizon の内側、黒線で囲まれた部分は ejecta、矢印は物質の速度ベクトル。$t = 18.48$ms が合体時刻 (NS の全質量 ($1.35M_\odot$) の内 $0.01M_\odot$ が BH 内に入る時刻)。

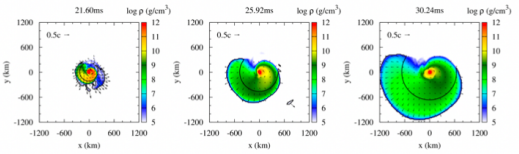


図 2: モデル ARP4-Q3a75 の静止質量密度の xy 平面における分布図。図 1 よりも後の時間かつ高領域。

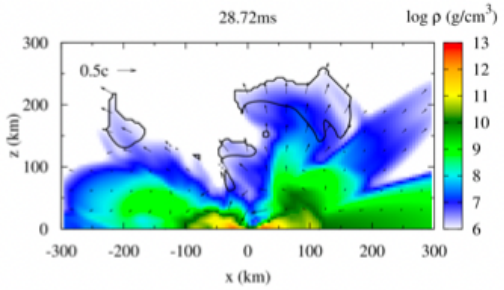


図 3: モデル ARP4-Q3a75 の静止質量密度の xz 平面における分布図。図 1 よりも後の時間。

3.3 力学的質量放出のパラメーター依存性

図 4 は BH の apparent horizon の外側の物質の質量 ($M_{r>r_{\rm AH}}$) のパラメーター Q, χ, C(中性子星のコンパクト性 ($M_{\rm NS}/r_{\rm NS}$)) に対する依存性である。Q

と χ が一定の時、C が小さくなると $M_{r>r_{\rm AH}}$ が大きくなっている。これは NS の潮汐破壊が顕著になる条件から解釈できる。潮汐破壊は $r_{\rm td}$ と $r_{\rm ISCO}$ の比の値が大きくなるほど顕著になる。

$$\frac{r_{\rm td}}{r_{\rm ISCO}} \propto \frac{1}{CQ^{2/3}\hat{r}_{\rm ISCO}(\chi)}$$

上の表式を見ると、C が小さく、Q が小さく、χ が大きいと潮汐破壊が顕著になることが分かる。なぜなら潮汐破壊が顕著であれば BH の外側に残る物質は多くなるはずであるからだ。

図 5 は $M_{\rm ej}$ のパラメーター Q, χ, C に対する依存性である。$M_{r>r_{\rm AH}}$ の時と同様に、C が小さくなると $M_{\rm ej}$ は大きくなっている。しかし $M_{r>r_{\rm AH}}$ と C の相関より弱い。これは、束縛物質と非束縛物質の境界は C のみでは決まらず、中性子星の状態方程式の詳細によることを示唆する。力学的質量放出において、NS の圧力勾配や中心凝縮などの効果が重要な役割を果たすと考えるのは妥当であろう。また、C と χ が一定の時、$M_{\rm ej}$ は Q に対して単調増加もしくは単調減少しないことが分かる。これは、$M_{r>r_{\rm AH}}$ は Q が小さくなると大きくなるのに対し、BH の外側に残る物質の内の ejecta の割合は Q が小さくなると小さくなるためである。図 6 からそのことが分かる。図 6 は縦軸が $M_{\rm ej}$、横軸が $M_{\rm bd}$(束縛物質の質量) である。Q が大きいほど $M_{\rm ej}/M_{\rm bd}$ は大きくなっていることが分かる。Q が大きいほど BH の外側に残る物質の内の ejecta の割合が大きいとは、Q が大きいほど BH の外側に残る物質のエネルギーが高くなることを意味する。これは、Q が大きいとはすなわち BH 質量が大きいということなので、NS の質量膠着により解放される重力ポテンシャルエネルギーが大きくなるためである。

4 Summary

今回紹介した Kyutoku et al.(2015) では力学的質量放出を研究するために、BH-NS 連星合体の数値相対論シミュレーションを実施した。連星の質量比、BH のスピン、NS の状態方程式を系統的に変化させ、力学的放出物質の特性のパラメータ依存性を明らかにした。

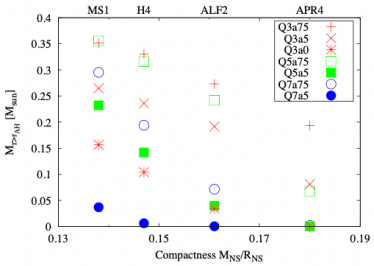


図 4: $M_{r>r_{\rm AH}}$ をモデルごとにプロットした図。横軸は C。

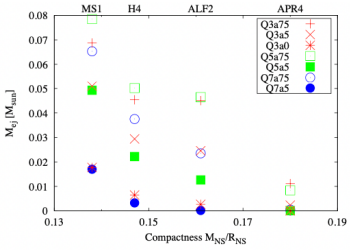


図 5: $M_{\rm ej}$ をモデルごとにプロットした図。横軸は C。

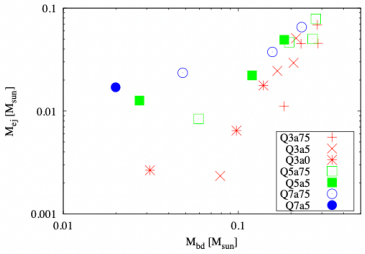


図 6: 横軸を $M_{\rm bd}$、縦軸を $M_{\rm ej}$ にとりモデルごとにプロットした図。

結果として以下のことが分かった。ejecta の典型的な質量は $0.1M_{\odot}$、速度は光速の 20 ~ 30%。ejecta は主に赤道面に半円状に広がり、赤道面からの開き角は 10° ~ 20°。力学的質量放出が効率よく行われるのは NS のコンパクト性が小さい、連星の質量比が小さい、BH のスピンパラメーターが大きい時である。その上で NS のコンパクト性のみでなく NS の状態方程式の詳細な性質が ejecta の性質に大きく影響している。また、連星の質量比が大きいほど BH の外側に残る物質はエネルギーが高くなる。

私は今後ニュートリノ放射などを考慮して disk か

らの wind を含めた放出物を研究することで、NS-BH 連星合体により迫り r プロセス原子核合成の起源を明らかにしたい。

Reference

[1] Kyutoku et al., PhRvD, 92, 044028 (2015)

[2] Rosswog et al., Astron Astrophys, 341:499-526 (1999)

[3] Shibata et al., Phys. Rev. D 96, 123012 (2017)

[4] Kyutoku et al., Phys. Rev. D 84, 064018 (2011)

[5] J.S.Read et al., Phys. Rev. D 81, 084016 (2013)

———index へ戻る

コン a09

Pair-instability supernova における元素合成と $^{12}C(\alpha,\gamma)^{16}O$ 反応率の影響

東京大学大学院 総合文化研究科
川下 大響

Pair-instability supernova における元素合成と ^{12}C(α,γ)^{16}O 反応率の影響

川下　大響 (東京大学大学院 総合文化研究科)

Abstract

近年、対不安定型超新星から予言されていたブラックホール質量ギャップ内にブラックホールがあることが報告されたため、質量ギャップの範囲と関係のある ^{12}C(α,γ)^{16}O 反応率不定性に注目が集まっている。そこでシミュレーションによって ^{12}C(α,γ)^{16}O 反応率が対不安定型超新星から期待される観測的情報に及ぼす影響について検討したところ、同質量の親星からは反応率が高いほうが多くの ^{56}Ni が生成されるためより明るく輝くが、PISN になる上限付近の質量では低反応率のほうが多くの ^{56}Ni を生成することが明らかになった。上限付近での傾向の原因は必ずしも明らかではないが、重力による束縛など原子核合成とは別の物理によって引き起こされている可能性がある。

1 Introduction

恒星が進化の最終段階でどのような形態を取るかは metalicity と初期質量にほぼ決定づけられている。中でもおよそ $10M_\odot$ を超える初期質量を持つ重い恒星は進化の最後に重力崩壊を起こし、中心に中性子星やブラックホールといったコンパクト天体を残すことが知られている。しかし、特定の質量領域（zero-metal なら $140M_\odot - 260M_\odot$(Heger & Woosley 2002)）の初期質量を持つ恒星は電子-陽電子対生成・対消滅による不安定性によって、対不安定型超新星 (pair-instability supernova:PISN) と呼ばれる爆発現象を起こすと考えられている (Rakavy & Shaviv 1967; Rakavy et al. 1967; Barkat et al. 1967; Heger et al. 2003)。超新星は主に ^{56}Ni の崩壊熱によって輝くため最大光度は生成された ^{56}Ni の量で決まるところ、PISN は典型的超新星に比べて非常に多くの ^{56}Ni を生成するため、典型的超新星の 100 倍程度まで明るく輝くと考えられている (Heger & Woosley 2002)。

PISN では星が完全に破壊されコンパクト天体を遺さないため、ブラックホール質量の分布には PISN を起こす質量領域の親星に対応する $50-130M_\odot$ にギャップ (pair-instability(PI) mass gap) があると考えられてきた (Woosley et al. 2007; Woosley 2017, 2019; Belczynski et al. 2016; Heger & Woosley 2002)。しかし、重力波イベント GW190521 において $66^{+17}_{-18}M_\odot$ と $85^{+21}_{-14}M_\odot$ のブラックホールの合体が観測された (Abbott et al. 2020) ため、PISN の条件についての再検討が求められている。

大質量星の進化において ^{12}C(α,γ)^{16}O 反応率は影響の大きな原子核反応の 1 つで (Tur et al. 2010)、これは PISN においても同様である (Takahashi 2018)。しかし、^{12}C(α,γ)^{16}O 反応率は現在の測定感度では実験的に決定することが困難であり、未だ大きな不定性が残っている (deBoer et al. 2017)。

近年、^{12}C(α,γ)^{16}O 反応率の不定性が PI mass gap の範囲に影響を及ぼすことがわかった (Farmer et al. 2019, 2020)。従来 PI mass gap と考えられていた質量領域にブラックホールが生成できる可能性を示唆しており、GW190521 を説明する上で注目されている。しかし、^{12}C(α,γ)^{16}O 反応率の不定性が PISN 自体の実際の観測情報にどのように影響するかは、未だ十分に検討されていない。

本研究ではこの点に関心を持ち、^{12}C(α,γ)^{16}O 反応率を変化させた場合に ^{56}Ni の生成量がどのように変化するか、またその場合の光度曲線がどのようになるかをシミュレーションを用いて検討した。

2 Methods

本研究では恒星進化コード `MESA`15140(Paxton et al. 2011, 2013, 2015, 2018, 2019) を用い、

metalicity$Z = 10^{-5}$ のもとで初期質量を設定した He 星の恒星進化計算を行った (Marchant et al. 2019)。初期質量は $60M_\odot$ から $10M_\odot$ 刻みで計算し、PISN を起こしうる上限付近では $0.1M_\odot$ まで解像度を上げた。本研究では、Result で示す結果を得るために 251 モデル、additional な検討のために 114 モデルの計 365 モデルを検討している。

^{12}C(α,γ)^{16}O 反応率の不定性は STARLIB(Sallaska et al. 2013) をもとに、-2σ から $+2\sigma$ まで 1σ 刻みで 5 系統の検討を行った。図 1 の通り、最も振れ幅が大きいところでは -2σ でおよそ neutral（STARLIB で最も信頼できるとされている値）の 1/2 倍、$+2\sigma$ でおよそ 2 倍の反応率となっている。

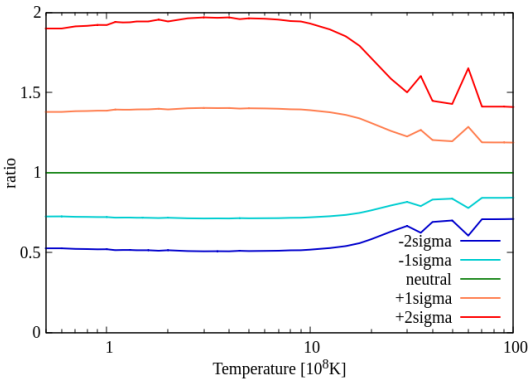


図 1: ^{12}C(α,γ)^{16}O 反応率不定性

また、PISN と判定された時点での親星の情報をもとに輻射流体計算コード STELLA(Blinnikov et al. 1998, 2000, 2006) を用い光度曲線計算を行った。ただし、STELLA が想定する問題に比べて外層の温度が高すぎるため、最外層に 0K の CSM(circumstellar medium) 層を置いて計算した。

3 Results

3.1 恒星進化・^{56}Ni 生成量

PISN になるのか重力崩壊するのかなどの最終到達形態についての結果は、先行研究 (Farmer et al. 2020; Takahashi et al. 2018) とおおむね一致している。

図 2 上図はそれぞれの系統で初期質量の変化に伴う生成 ^{56}Ni+^{56}Co 量の関係を、図 2 下図はそれぞれの系統で初期質量の変化に伴う爆発エネルギーの関係を示した。zero-metal 星を進化させた先行研究の He コア質量と生成 ^{56}Ni +^{56} Co 量の関係ならびに爆発エネルギー (Takahashi et al. 2018) と比較しても同様の傾向がみられ、計算結果は妥当と考えられる。

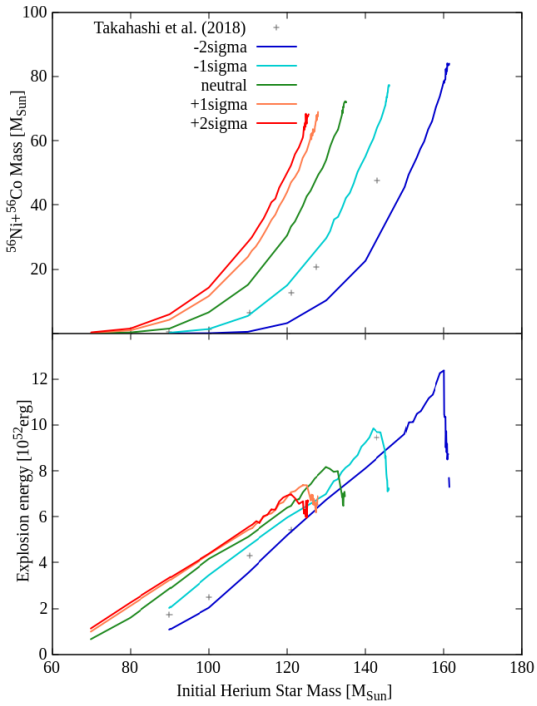


図 2: He 星初期質量と生成 Ni+Co 量（上図）・爆発エネルギー（下図）の関係。黒のポイントは Takahashi et al.(2018) の非回転モデルにおける He コア質量とそれぞれの関係。

3.2 光度曲線

3.2 で得た親星のうち一部を STELLA で計算した。以下、計算結果の一部を示し、妥当性を検討する。

図 3 は、-2σ から $+2\sigma$ のそれぞれでおよそ $44M_\odot$ の Ni を生成したモデルのボロメトリック光度曲線比較である。Ni の冷却線 (Nadyozhin 1994)

$$\dot{E} = \left[6.45\exp\left(-\frac{t}{8.8}\right) + 1.45\exp\left(-\frac{t}{111.3}\right)\right] \times 10^{43}\frac{M_{\rm Ni}}{M_\odot}(\text{days})$$

に対しても整合する。

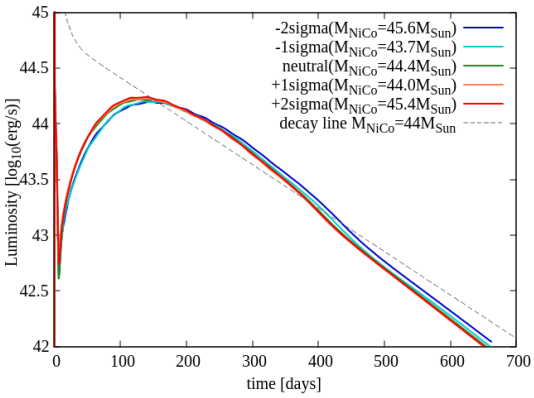


図 3: 各系統で $44M_\odot$ の Ni を生成したモデルのボロメトリック光度曲線

ボロメトリック光度曲線の概形は SEDONA コード (Kasen et al. 2006) を用いた先行研究の結果 (Kasen et al. 2011) と同様の傾向がみられ、100-200 日程度でピークを取った後、時間に対して指数ペースで暗くなった。

なお、超新星の光度曲線はショックブレイクアウトから 20 日程度は CSM の影響を強く受けるが、それ以降は放射性崩壊が支配する (Leung et al. 2020) ため、STELLA の境界条件のために仮定した CSM が最大光度周辺からそれ以降の結果に与えている影響は十分小さいと考えられる。

4 Discussion

4.1 ^{56}Ni 生成量と He 星初期質量、^{12}C$(\alpha,\gamma)^{16}$O 反応率の関係

図 2 上図で示したように、全体の傾向として同じ初期質量の He 星から進化計算した PISN では ^{12}C$(\alpha,\gamma)^{16}$O 反応率が大きい方が多くの Ni を生成しているが、一方で初期質量を増加させたときにブラックホールに崩壊せず PISN になる上限で生成される Ni 量（その系統で生成しうる最大の Ni 量）は ^{12}C$(\alpha,\gamma)^{16}$O 反応率が小さい -2σ 系統で最大になっている。

高 ^{12}C$(\alpha,\gamma)^{16}$O 反応率のほうが同じ初期質量から多くの ^{56}Ni を生成するのは、CO コアが進化する過程で効率よくコアに α 粒子を拘束するため、C/O 比の小さいコアを作りやすい (Takahashi 2018) からだと考えられる。一方で、PISN 上限付近での振る舞いについては原因は明らかではないが、爆発エネルギーがいずれの系統も一度ピークを取った後急激に減少し、PISN 上限質量では 7×10^{52}erg 程度に揃っている事を鑑みると、^{56}Ni 生成とは異なる物理（おそらく、PISN 上限質量を決定している重力条件）によって強制的に PISN のトラックから離脱させられている可能性がある。これを検討するためには、重力束縛エネルギーと爆発エネルギーの比較が必要だが、本研究では計算に至っていない。

4.2 光度曲線に与える影響

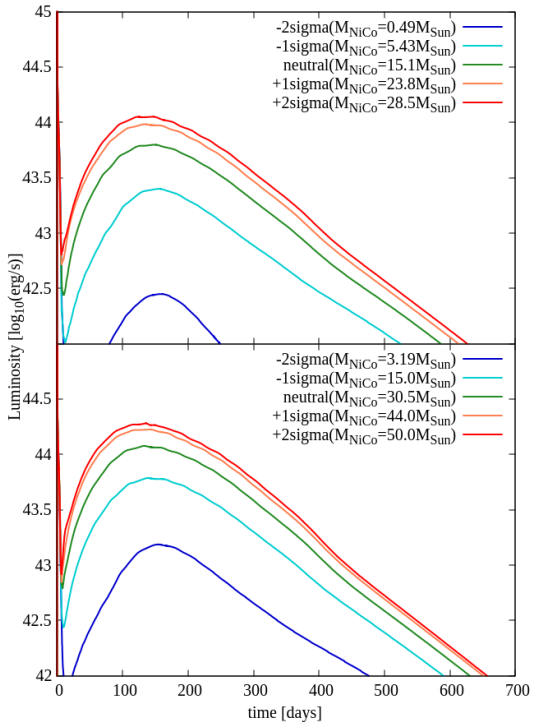


図 4: 初期質量 $110M_\odot$（上図）・$120M_\odot$（下図）の PISN ボロメトリック光度曲線

図 4 はそれぞれ初期質量 $110M_\odot$、$120M_\odot$ の親星から発生した PISN ボロメトリック光度曲線である。前節でも述べた通り高 ^{12}C$(\alpha,\gamma)^{16}$O 反応率のほうが多くの ^{56}Ni を生成しているため、最大光度がより明るいことがわかる。

5 Conclusion

本研究では PISN で期待される光学観測情報に着目し、MESA を用いて大質量 He 星進化シミュレーションを、また STELLA で光度曲線の計算を行った。計算の結果、同じ初期質量の He 星を進化させた場合の ^{56}Ni 生成量は ^{12}C$(\alpha,\gamma)^{16}$O 反応率が大きい系統であるほど大きく、また明るく輝くが、一方で PISN 上限質量付近に注目すると ^{12}C$(\alpha,\gamma)^{16}$O 反応率が小さい系統のほうが ^{56}Ni 生成量が多くなることが判明した。同じ初期質量からの ^{56}Ni 生成量の関係は ^{12}C$(\alpha,\gamma)^{16}$O 反応率が大きいほど効率的に α 粒子をコアに拘束し、C/O 比の小さいコアを作りやすいためだと考えられるが、PISN 上限付近では元素合成とは異なる物理で生成量が決まっている可能性がある。

Reference

A. Heger, & S. E. Woosley, ApJ, **567,** 532 (2002).

A. Heger, C. L. Fryer, S. E. Woosley, N. Langer, & D. H. Hartmann, ApJ, **591,** 288 (2003).

A. L. Sallaska, C. Iliadis, A. E. Champange, S. Goriely, S. Starrfield, & F. X. Timmes, ApJS, **207,** 18 (2013).

B. Paxton, L. Bildsten, A. Dotter, F. Herwig, P. Lesaffre, & F. Timmes, ApJS, **192,** 3 (2011).

B. Paxton, M. Cantiello, P. Arras, L. Bildsten, E. F. Brown, A. Dotter, C. Mankovich, A. Dotter, M. H. Montgomery, D. Stello, F. X. Timmes, & R. Townsend, ApJS, **208,** 4 (2013).

B. Paxton, P. Marchant, J. Schwab, E. B. Bauer, L. Bildsten, M. Cantiello, L. Dessart, R. Farmer, H. Hu, N. Ranger, R. H. D. Townsend, D. M. Townsley, & F. X. Timmes, ApJS, **220,** 15 (2015).

B. Paxton, J. Schwab, E. B. Bauer, L. Bildsten, S. Blinnikov, P. Duffell, R. Farmer, J. A. Goldberg, P. Marchant, E. Sorokina, A. Thoul, R. H. D. Townsend, & F. X. Timmes, ApJS, **234,** 34 (2018).

B. Paxton, R. Smolec, J. Schwab, A. Gautschy, L. Bildsten, M. Cantiello, A. Dotter, R. Farmer, J. A. Goldberg, A. S. Jermyn, S. M. Kanbur, P. Marchant, A. Thoul, R. H. D. Townsend, W. M. Wolf, M. Zhang, & F. X. Timmes, ApJS, **243,** 10 (2019).

C. Tur, A. Heger, & S. M. Austin, ApJ, **878,** 49 (2010).

D. Kasen, R. C. Thomas, & P. Nugent, ApJ, **651,** 366 (2006).

D. Kasen, S. E. Woosley, & A. Heger, ApJ, **734,** 102 (2011).

D. K. Nadyozhin, ApJS, **92,** 527 (1994).

G. Rakavy, & G. Kalogera, ApJ, **148,** 803 (1967).

G. Rakavy, G. Kalogera, & Z. Zinamon, ApJ, **150,** 131 (1967).

K. Takahashi, ApJS, **863,** 153 (2018).

K. Takahashi, T. Yoshida & H. Umeda, ApJ, **857,** 111 (2018).

K. Belczynski, A. Heger, W. Gladysz, A. J. Ruiter, S. Woosley, G. Wiktorowicz, H.-Y. Chen, T. Bulik, R. O'Shaughnessy, D. E. Holz, C. L. Fryer, & E. Berti, A&A, **594,** A97 (2016).

P. Marchant, M. Renzo, R. Farmer, K. M. W. Pappas, R. E. Taam, S. E. de Mink, & V. Kalogera, ApJ, **882,** 36 (2019).

R. Abbott *et al.* (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration), Phys. Rev. Lett., **125,** 101102 (2020).

R. J. deBoer, J. Görres, M. Wiescher, R. E. Azuma, S. Starrfield, A. Best, C. R. Brune, C. E. Fields, S. Jones, M. Pignatari, D. Sayre, K. Smith, F. X. Timmes & E. Uberseder, Rev. Mod. Phys., **89,** 035007 (2017).

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

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

S. Blinnikov, P. Lundqvist, O. Bartunov, P. Marchant, K. Nomoto, & K. Iwamoto, ApJ, **532,** 1132 (2000).

S. I. Blinnikov, R. Eastman, O. S. Bartunov, V. A. Popolitov, & S. E. Woosley, ApJ, **496,** 454 (1998).

S. I. Blinnikov, F. K. Röpke, E. I. Sorokina, M. Gieseler, M. Reinecke, C. Travaglio, W. Hillebrandt, & M. Stritzinger, A&A, **453,** 229 (2006).

S.-C. Leung, S. Blinnikov, K. Nomoto, P. Baklanov, E. Sorokina, & A. Tolstov, ApJ, **903,** 66 (2020).

S. E. Woosley, S. Blinnikov, & A. Heger, Nature, **,637** 390 (2007).

S. E. Woosley, ApJ, **836,** 244 (2017).

S. E. Woosley, ApJ, **878,** 49 (2019).

Z. Barkat, G. Rakavy, & N. Sack, Phys. Rev. Lett., **18,** 379 (1967).

———index へ戻る

コン a10

Athena++を用いた超新星爆発での fallback 質量降着の 3次元シミュレーション

東京大学大学院 理学系研究科天文学専攻
Shinoda Kengo

Athena++ を用いた超新星爆発での fallback 質量降着の 3 次元シミュレーション

篠田　兼伍 (東京大学大学院理学系研究科天文学専攻)

Abstract

大質量星 ($\gtrsim 8M_\odot$) は恒星進化の最終段階で重力収縮し、 重力崩壊型超新星爆発 (CCSN) を介して中性子星、ブラックホールへと進化する。 CCSN における fallback 質量降着は宇宙に存在する重元素量やブラックホールのキックやスピンを考える上で重要である。 しかしその際 CCSN 内部では複雑な流体不安定性が発生し、外層中を衝撃波が走るときの流体相互作用はシミュレーションでしか追うことができない。そのため超新星爆発の fallback 降着を定量的にシミュレーションするためには' 計算時間と計算領域の確保の両立' が課題となっている。具体的には、超新星の爆発直後から後期段階まで、中心天体への質量降着をグローバルな領域で追う必要がある。先行研究としては、球対称 1 次元での系統的研究 (Fernández 2018) または特定天体での 3 次元シミュレーション (Chan et al. 2018) にとどまっている。つまり、 CCSN 内部での fallback 質量降着の 3 次元描像は十分に研究されていない。

本研究ではオープンコード `Athena++` (Stone et al. 2020) を用いて、超新星爆発における衝撃波発生から、 shock breakout までの fallback 質量降着の 3 次元シミュレーションを行った。具体的には恒星進化コード `MESA` を用いて計算した初期質量 $15M_\odot$ の親星の爆発進化の計算を 3 次元で行った。本講演では計算結果と fallback 質量降着の解析結果を報告する。

1 Introduction

超新星爆発とは大質量星が進化の最終段階で起こす爆発現象のことであり、それによって輝く天体のことを超新星と呼ぶ。標準的な超新星は、スペクトル中の吸収線から観測的分類がなされている (e.g., Filippenko 1997)。水素外層をもつ大質量星が起こす超新星は II 型超新星、水素外層を失った大質量星からの超新星は総称して Stripped- Envelope 超新星 (SE 超新星) と呼ばれる。これまで、上記 2 種類の超新星の違いは、親星の外層構造の違いのみに対応しており、中心構造は類似していると考えられてきた (Smartt 2009)。しかし近年、この中心構造を反映した ^{56}Ni 合成量が、SE 超新星よりも II 型超新星で少ないことが報告された (Meza & Anderson 2020)。つまりこの観測事実は、これまでの超新星の爆発シナリオとは異なった「超新星がタイプ分類ごとに多様な爆発機構をもつ」可能性を示唆しており、現在注目を集めている。しかし我々は。外層構造の違いが観測に及ぼす影響から、この問題を統一的に説明できるのではないかと考えている。^{56}Ni の量を評価する上で、重要な不定性が「 fall back 降着」である (e.g., Nomoto & Umeda 2003)。これは、実際の超新星爆発において最も深い層の一部の物質が重力で拘束されて、中心天体上に物質が落ち込んでいく効果である。そして、この fall back 降着の物理はいまだ十分に理解されていない (e.g., Tominaga et al. 2007)。本研究では大質量星の構造変化と衝撃波の時間発展を計算して、 fall back 降着と初期状態の構造との関係性について議論する。

2 Methods

2.1 初期条件

本研究では `MESA` で計算した CCSN 直前の $15M_\odot$ の親星を初期条件として用い、その後の時間発展を `Athena++`で計算した。この親星の $r-\rho$, $r-\rho r^3$ プロットは以下の通りである。

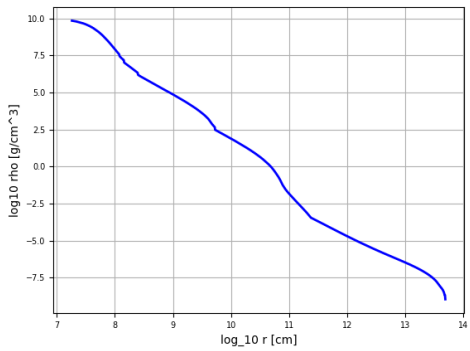


図 1: 初期条件として用いた密度分布

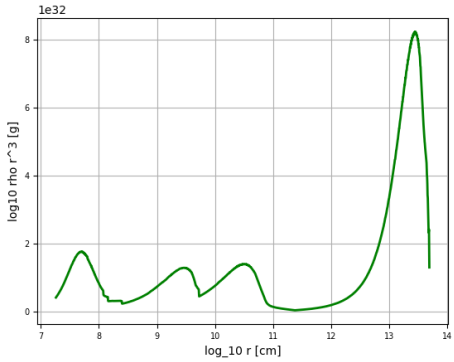


図 2: 初期状態における ρr^3 の分布。ρr^3 が増加する領域では衝撃波は減速する。

図 2 から、外側の水素外層領域では ρr^3 が大きいことがわかる。

2.2 計算セットアップ

重力が働いている場合における流体方程式は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) \tag{1}$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{u})}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}\mathbf{u}) - \nabla p + \rho \mathbf{g} \tag{2}$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\nabla \cdot [(e+p)\mathbf{u}] + \mathbf{u} \cdot \mathbf{g} \tag{3}$$

と書ける。なお、流体素片の密度、速度ベクトル、圧力、全エネルギー密度をそれぞれ $\rho, \mathbf{u}, p, e$、重力加速度ベクトルを $\mathbf{g}$ とした。

また、動径方向の mesh の切り方は対数スケールで 1 桁当たりセル使い、合計 N セル使用した。

3 Results

内側 10 mesh にエネルギー ($E_{\rm ex} = 1.5 \times 10^{51}$[erg]) を注入した場合の密度分布の時間発展を図 3、動径方向の速度分布を図 4 に示す。 図 4 では衝撃波の後

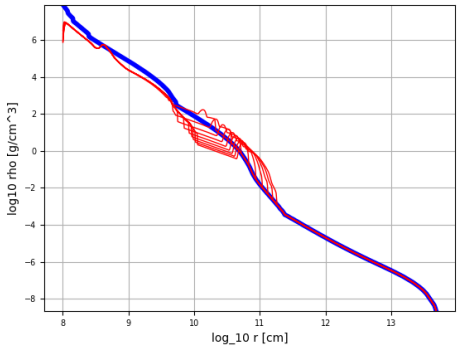


図 3: `Athena++`で計算した密度の時間発展の図。青の線は初期 ($t = 0s$) の構造を表し、赤の線はそれぞれ $t = 20s, 200s$ まで $20s$ 毎の構造を表す。

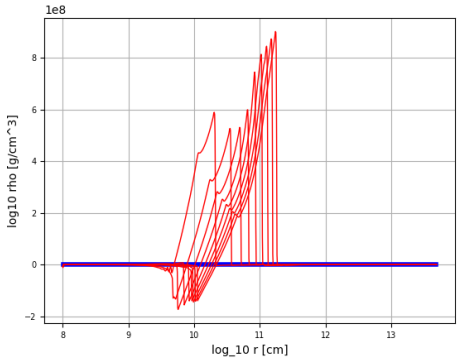


図 4: `Athena++`で計算した速度の時間発展の図。青の線は初期 ($t = 0s$) の構造を表し、赤の線はそれぞれ $t = 20s, 200s$ まで $20s$ 毎の構造を表す。

方で速度が負になっている領域 (fall back) と、前方で角が 2 つ経っている領域が確認できる。前から 2

つ目の角は密度の構造変化に伴ってできた波形であり、これを reverse shock と呼ぶ。

4 Discussion

図 4 で示したように衝撃波の構造は大きく分けて 3 つあり、速度が最大である部分 (top) と reverse shock, fall back から構成される。ここで top の位置の時間発展と初期状態の ρr^3 を見てみると、逆相関の関係になっていることがわかる。もしこの逆相関

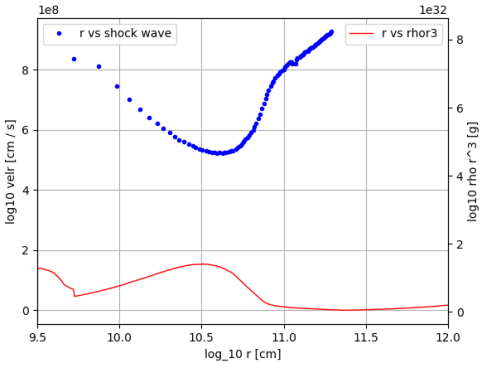


図 5: top が到達する半径を'r vs shock wave' としてプロットを行った。

の関係が水素外層まで続く場合、水素外層に到達した衝撃波の top における速度は下がるはずであり、それによって fall back による質量降着が増えることが考えられる。

5 Conclusion

今回載せた結果は 1 次元での結果であり、現在 3 次元でのセットアップで計算中である。また、水素外層まで衝撃波が到達するまで計算を行う予定だったが時間が足りず途中までしか計算できなかった。現在計算時間に対する課題を解決させるために計算領域を衝撃波の発展とともに変更するコードを開発中である。

Reference

N. Meza, & J. P. Anderson, A&A, **641,** A177 (2020).

A. J. Filippenko, ARA&A, **35,** 309 (1997).

S. J. Smartt, ARA&A, **47,** 63 (2009).

H. Umeda, & K. Nomoto, Nature, **422,** 871 (2003).

N. Tominaga, H. Umeda, & K. Nomoto, ApJ, **660,** 516 (2007).

R. Fernández, E. Quataert, K. Kashiyama, & E. R. Coughlin, MNRAS, **476,** 2366 (2018).

C. Chan, B. Müller, A. Heger, R. Pakmor, & V. Springel, ApJL, **852,** L19 (2018).

J. M. Stone, K. Tomida, C. J White, & K. G. Felker, ApJS, **249,** 4 (2020).

———index へ戻る

コン a11

Ia 型超新星の Double Detonation model における He 外層質量の影響

京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学専攻
鶴見 薫樹

Ia 型超新星の Double Detonation model における He 外層質量の影響

鶴見　薫樹 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

Abstract

0.5-8 太陽質量 ($M_\odot$) の中小質量星は最終的に C/O を主成分とする白色矮星になり、その一部は核融合反応により Ia 型超新星爆発を起こして一生を終える。その詳細な爆発機構は未解明であり、モデルの一つに Double Detonation model がある。本モデルは、白色矮星表面に降着した僅かな He 外層に生じた超音速の燃焼波である detonation により発生した衝撃波が内側へ伝搬することで、C/O コアに点火・detonation を起こすモデルである。実現すれば H の輝線が観測されず、鉄族元素 (IGE) が過多とならないといった典型的な Ia 型超新星の組成を説明できる可能性がある。Ia 型超新星の観測的性質を満たすためには少量の He 外層 ($\lesssim 0.02\ M_\odot$) で爆発が実現されることが要求される。このような小質量 He 外層の場合に He detonation が発生する条件が調査される一方で、C/O コアの点火条件に関しては見過ごされている。我々は、C/O コア点火条件として、He 質量（$M_{\rm He}$)$\sim 0.01\ M_\odot$ が重要な境界値になると概算した。そこで本研究では、$M_{\rm He}$ を連続的に変化させ、$M_{\rm He}$ が C/O コアの点火に与える影響を定量的に評価することを試みる。$M_{\rm He}$ の変化は爆発後の元素組成、即ち Ia 型超新星のスペクトルに大きく影響する。最終的に、モデルから得られた $M_{\rm He}$ と Ia 型超新星の観測スペクトルを比較することで、Double Detonation model が Ia 型超新星を説明可能か議論する。我々は現在、数値流体計算コード FLASH を用いて、核反応を含めた一次元球対称系での計算を行なっている。本講演では、現時点での計算結果および結果から課される Double Detonation model への制限の展望について議論する。

1 Introduction

Ia 型超新星は宇宙全体の IGE の主要な起源とされており、また、光度がほぼ均一であるため宇宙の距離指標となることなどから、宇宙を紐解く上で重要な天体である。にも関わらず、親星の進化モデルと超新星の爆発モデルは未だ解明されていない。C と O を主成分とする白色矮星の核融合反応による爆発であるという点は広く合意を得られている。白色矮星は自発的な核融合反応をせず、電子の縮退圧で支えられている星であるため、核融合反応が始まるきっかけとして、爆発本体である C/O 白色矮星と重力的に束縛しあっている伴星からの質量降着または合体が必要だと考えられている。この伴星の縮退の有無や、爆発機構について様々なモデルが存在している。

爆発機構に関して議論するにあたって、主星の質量が重要となる。白色矮星には、電子の縮退圧によって支えられる質量の限界値である Chandrasekhar 限界質量 ($M_{\rm ch} \approx 1.4\ M_\odot$) が存在する。Chandrasekhar 限界質量より十分小さい質量を持つ主星 ($M_{\rm WD} \lesssim 1\ M_\odot$) の爆発を Sub-Chandrasekhar 爆発と呼び、この場合、超音速で進行する燃焼波である爆轟波 (detonation) が生じることで、IGE 過多とならず Si などの比較的軽い元素がみられる Ia 型超新星の組成を説明できる。しかしながら、いきなり C/O コアで detonation を起こして Ia 型超新星を実現することが困難であるため、He 外層で detonation が起き、その衝撃波が内部に伝搬して C/O コアに detonation を発生させ、爆発に至るという 2 回の detonation を考えたモデルである Double Detonation model が考案された。このモデルが実現すると、IGE の供給量など、Ia 型超新星の組成が説明できるという利点から、本研究では Double Detonation model に着目する。

近年、Ia 型超新星の爆発直後の観測が可能になり、主星表面の He 外層質量の推定が行われている。その結果から、Ia 型超新星の性質を満たすには少量の He 外層 ($\lesssim 0.02\ M_\odot$) で detonation が発生することが要求される。このような He 外層質量の制限を考慮して、計算時には He 外層の点火から C/O コアの点火

までを統一的に解くことが期待されるため、Double Detonation model の He 外層質量依存性を精査する。

2 Methods

2.1 先行研究 Shen & Bildsten(2014)

この論文では Double Detonation model の検証のため、C/O コア detonation の発生条件を調査した。He 外層で detonation が発生し、衝撃波が C/O コアに進行し、収束するという仮定を置き、C/O コア detonation を起こすのに必要な衝撃波の強さを計算している。また、近年行われた二次元シミュレーションの親星モデルで C/O コア detonation が起こるかを判定している (図 1)。ここで、detonation が起きるかどうかの判定条件として、Chapman-Jouguet 速度 $v_{\rm CJ} = \sqrt{2(\gamma^2-1)q}$ を用いている。ただし、γ は断熱指数で典型的には 1.4 付近の値を取り、q は天体を構成する物質が燃焼する際に発生する質量あたりのエネルギーである。この先行研究では、衝撃波の強さの境界値を出す際に、He 外層の質量や密度と直接紐づいた計算を行なっていない。また、別の先行研究のモデルを計算しているが、それぞれ固定された値であり、He 質量を増減させるなどの計算を行なっていないことが課題として挙げられる。

2.2 計算手法

静水圧平衡 (1)、質量保存 (2) および He 外層での断熱変化 (3) を仮定して、He detonation が起きる直前の白色矮星の radial profile を作成する。

$$\frac{dP}{d\rho} = -\rho\frac{GM_r}{r^2} \tag{1}$$

$$\frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2\rho \tag{2}$$

$$P\rho^\gamma = const. \tag{3}$$

その際、パラメータとして $M_{\rm WD}, M_{\rm He}$、及び C/O コアの温度、He 外層底部の温度を都度入力し、初期の密度分布・温度分布を作成する (図 2)。

少量の He 外層 ($M_{\rm He} \lesssim 0.02$ M$_\odot$) で観測と一致 (Boos et al. 2021) すること、$M_{\rm He}$ が小さすぎると

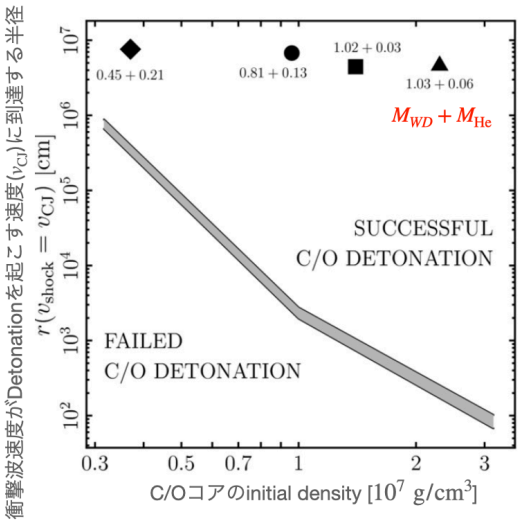


図 1: C/O コア detonation を起こす親星の境界値 (直線) と近年の二次元シミュレーションモデルがプロットされる位置の見積もり (点)。横軸は C/O コアの初期密度 [10^7 g/cm^3] で、白色矮星質量の目安。縦軸は衝撃波が $v_{\rm CJ}$ に達する半径 [cm]。境界線の右上では C/O コア detonation に成功、左下では失敗となっている。プロットされた点の下に書いてある数字は $M_{\rm WD} + M_{\rm He}$。

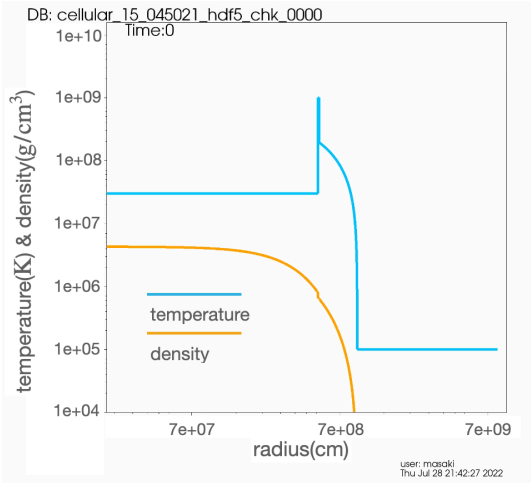


図 2: 白色矮星の温度・密度分布。横軸は白色矮星の半径 [cm]、縦軸は温度 [K] 及び密度 [g/cm^3]。水色が白色矮星の温度、オレンジが白色矮星の密度を示している。

He 外層に点火しないことから、特に 0.001 $M_\odot \lesssim M_{\rm He} \lesssim 0.1\ M_\odot$ を中心に $M_{\rm He}$ を連続的に変化させ、白色矮星の radial profile を作成する。各 $M_{\rm He}$ に対して $M_{\rm WD} \sim 0.4 - 1.35\ M_\odot$ の質量を与えてそれぞれのモデルにおいて $M_{\rm He}$ が C/O コアの点火に与える影響を定量的に評価することを試みる (図 3)。

本研究では数値流体計算コードの FLASH(Fryxell et al. 2000) を用いる。計算条件として、1 次元球対称、縮退圧や輻射圧などを考慮した Helmholtz EOS(Timmes & Swesty 2000)、13 核種の核反応ネットワークである Aprox13 nuclear reaction networks(Timmes et al. 2000)、resolution の向上のため Adaptive Mesh Refinement(AMR) を用いた。コアの組成は 0.5/0.5 ^{12}C/^{16}O で、外層は He のみである。計算開始時に、He 外層の底部に detonation を起こす典型的な値である 1.0×10^9 K を入れ、その後の燃焼波の進行と核反応とを計算した。本講演では $M_{\rm WD} = 0.45\ M_\odot$ の場合に、$M_{\rm He} = 0.01\ M_\odot$、0.13 $M_\odot$、0.21 $M_\odot$ とし、C/O コアの温度を 3.0×10^7 K、He 外層底部の計算開始前の温度を 2.0×10^8 K として計算した三例について結果を紹介する。

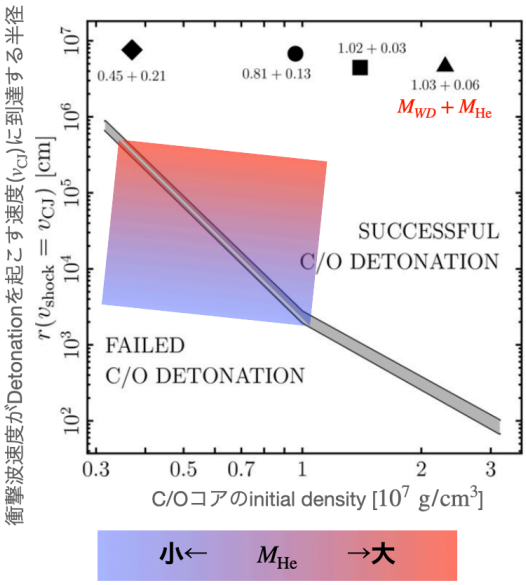


図 3: He 外層質量を加えた最終的な C/O コア detonation の境界値 (完成予想図)。図 1 に He 外層質量の多寡をヒートマップとして加えた図。横軸・縦軸は図 1 参照。

3 Results

$M_{\rm He} = 0.01\ M_\odot$ の場合、ショックが収束せず detonation に失敗する。$M_{\rm He} = 0.13\ M_\odot$ の場合、爆発的な温度上昇が起きる付近で計算が一気に計算範囲の端まで到達してしまい、判定不可であった。爆発的な反応が起きる際の計算が破綻する前後の値から C/O コア detonation が起きる境界値付近だと推定している。$M_{\rm He} = 0.21\ M_\odot$ の場合、図の点線付近で爆発的な核反応を起こし (図 4、図 5)、detonation を起こす速度である $v_{\rm CJ}$ に到達し (図 6)、Double Detonation に成功する。成功例 $M_{\rm He} = 0.21\ M_\odot$ の detonation が起こっている $t = 1.669$ s についてそれぞれ図を示す。

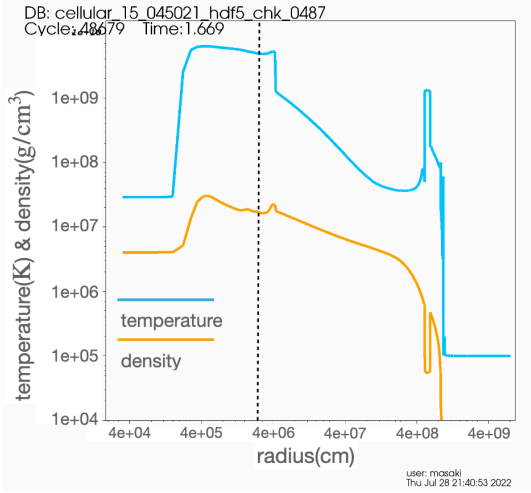


図 4: $M_{\rm He} = 0.21$ [$M_\odot$]、$t = 1.669$ [s] の温度・密度分布。横軸は白色矮星の半径 [cm]、縦軸は温度 [K] 及び密度 [g/cm^3]。水色が温度、オレンジが密度、点線が爆発的な反応が始まる半径。

4 Discussion&Conclusions

$M_{\rm He}$ が大きい方が detonation を起こしやすく、$M_{\rm WD}$ が小さいと $M_{\rm He} \gtrsim 0.1 M_\odot$ 程度の大きい量の He 外層が必要になることがわかった。この結果は、C/O コア detonation の境界条件を示した先行研究の図においても Successful C/O detonation の領域内に当てはまる (図 7)。しかしながら、前章で述べ

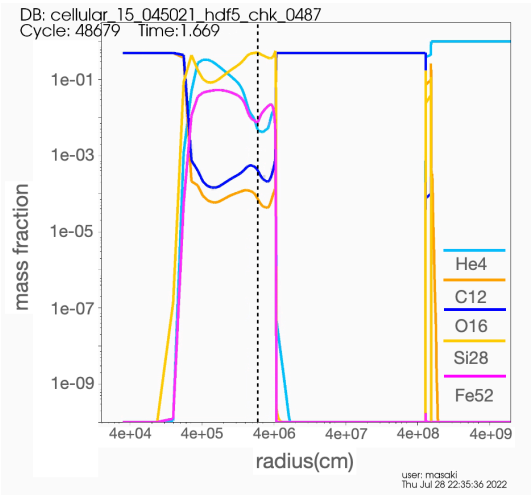


図 5: $M_{\rm He} = 0.21$ [$M_\odot$]、$t =$ 1.669[s] の質量分率。横軸は白色矮星の半径 [cm]、縦軸は質量分率。実線はそれぞれ ^{4}He(水色),^{12} C(オレンジ)、^{16}O(青)、^{28}Si(黄)、^{52}Fe(マゼンタ) を示す。

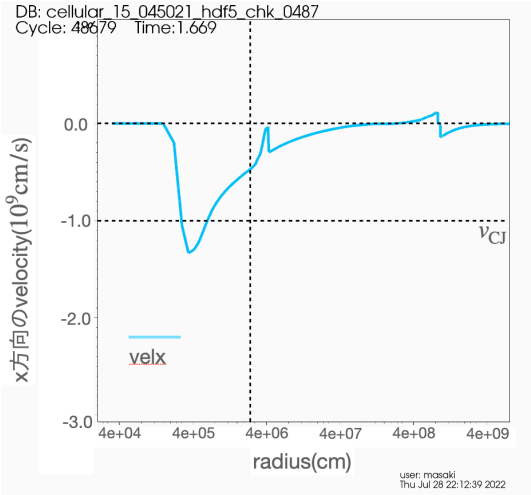


図 6: $M_{\rm He} = 0.21$ [$M_\odot$]、$t = 1.669$ [s] の衝撃波の速度。横軸は白色矮星の半径 [cm]、縦軸は x 方向の速度 [10^9cm/s])。x 軸に平行な点線は $v_{\rm CJ}$ を示す。

たように観測結果から推定される Ia 型超新星の組成と整合性を取るためには、$M_{\rm He} \lesssim 0.02$ $M_\odot$ で Double Detonation が起きる必要がある。従って、Double Detonation model は Sub-Chandrasekhar 爆発で Ia 型超新星を起こすためのモデルであるが、WD 質量が一定以上の大きさを持たなければ $M_{\rm He}$ が過多となるため、WD 質量に下限値が存在する (> 0.45 $M_\odot$) と考えられる。

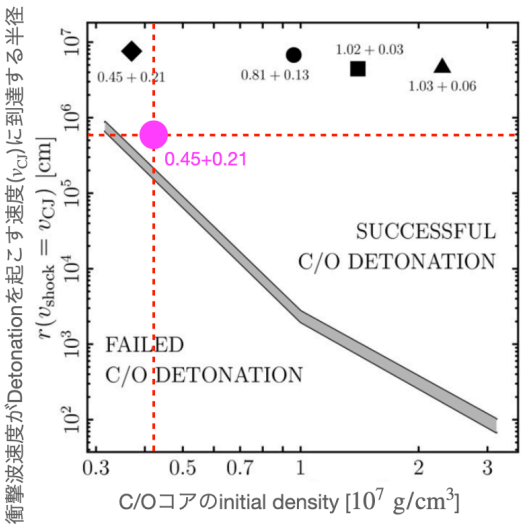


図 7: 本研究の結果が先行研究 (図 1) でプロットされる位置の見積もり。マゼンタの丸が本研究で得られた $M_{\rm WD} = 0.45$ [$M_\odot$]、$M_{\rm He} = 0.21$ [$M_\odot$] の結果。

今後は、$M_{\rm WD}$ と $M_{\rm He}$ を様々に変化させて計算を行い、C/O コア detonation に必要な $M_{\rm He}$ の条件を明らかにしていく。そして、図 1 のように、He 外層質量のインプットから C/O コア detonation の判定までを統一的に行うことを目標とする。最終的に、計算によって得られた Double Detonation を起こすとされる $M_{\rm WD}$ と $M_{\rm He}$ の組み合わせが観測的示唆と整合するか検証し、Double Detonation model で Ia 型超新星を説明することができるか、というモデル自体の妥当性の評価を行うことを展望とする。

Reference

K. Shen, & L. Bildsten 2014, ApJ

B. Fryxell et al., 2000, ApJ

F. Timmes & F. Swesty 2000, ApJ

F. Timmes et al., 2000, ApJ

———index へ戻る

コン a12

標準進化に比べ重い伴星を持つ矮新星 LL Andromedae の進化経路

京都大学大学院 理学研究科
伊藤 潤平

標準進化に比べ重い伴星を持つ矮新星 LL Andromedae の進化経路

伊藤 潤平 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

矮新星 LL Andromedae は約 78 分の軌道周期を持ち、これは矮新星の標準進化モデルにおける軌道周期の下限 (period minimum) に相当する。Kato (2004) は、period minimum 周辺の軌道周期を持つ矮新星に比べ LL And は伴星が重い可能性があり、これは AM CVn 型星への進化途上にあるためだと考察した。本研究では、2021 年 9 月の LL And のスーパーアウトバーストの測光分光観測を行い、LL And は軌道周期に対し重い伴星を持つが、AM CVn 型星への進化途上の矮新星としてはヘリウムが少ないことを明らかにした。また、LL And が AM CVn 型星への進化途上にあると仮定すると、標準進化モデルの場合の約 10 倍の質量輸送率となる。これらの結果は LL And の outburst の間隔が period minimum 周辺の矮新星と同程度であることに矛盾する。Howell et al. (2002) では、本天体の金属量が太陽系の約半分とされた。この場合、伴星の平均密度は約 1.09 倍となり、これは LL And の連星パラメータをよく説明するものである。

1 Introduction

激変星は主星に白色矮星、伴星に低温星を持つ近接連星系で、伴星が Roche lobe を満たすことで伴星から主星にガスが流出し、主星周りに降着円盤を形成する系である。特にそのサブクラスの矮新星では、降着円盤由来の増光現象が見られ、これはアウトバーストと呼ばれる。特に質量比 (=(伴星質量)/(主星質量)) が小さい系では、superhump と呼ばれる軌道周期より数 % 長い周期での光度変動を伴う、スーパーアウトバーストが起こる。

多くの激変星は標準進化モデルに基づく進化 (図 1) を行い、それにより軌道周期と伴星質量の間に強い関係が成立する。以降この進化経路を標準進化と呼ぶ。標準進化では、軌道周期がおよそ 80 分の所で伴星の縮退に伴い、軌道周期に period minimum と呼ばれる下限が生じる。

しかし、ごく少数だが、period minimum を下回る軌道周期を持つ激変星が存在する。このような系を説明する方法として、1) AM CVn 型星、2) 金属欠乏星 (種族 II) の 2 つが現在考えられている。

AM CVn 型星は伴星が主にヘリウムで構成される激変星である。AM CVn 型星はいくつかの形成シナリオが考えられているが (詳細は Solheim (2010) の review を参照)、その 1 つに hydrogen AM CVn が存在する (e.g., Tutukov et al. (1985))。これは伴星が主系列の終盤で Roche lobe を満たし、進化の途中で伴星水素が枯渇するものである (図 2)。

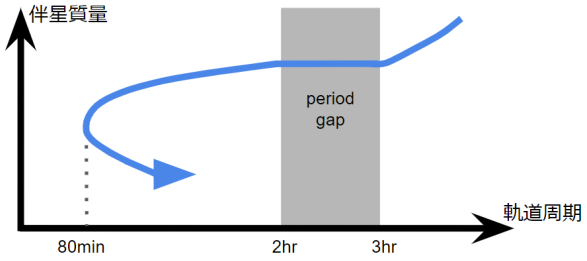


図 1: 激変星の標準進化モデルに基づく進化経路

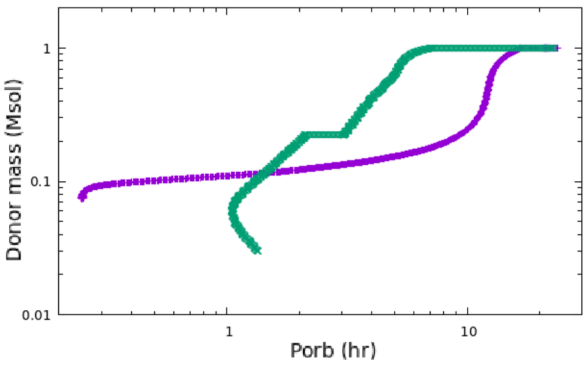


図 2: 紫: hydrogen AM CVn の進化経路の 1 つ、緑: 比較のために示した激変星の標準進化。両者は恒星進化計算コードの MESA により計算。

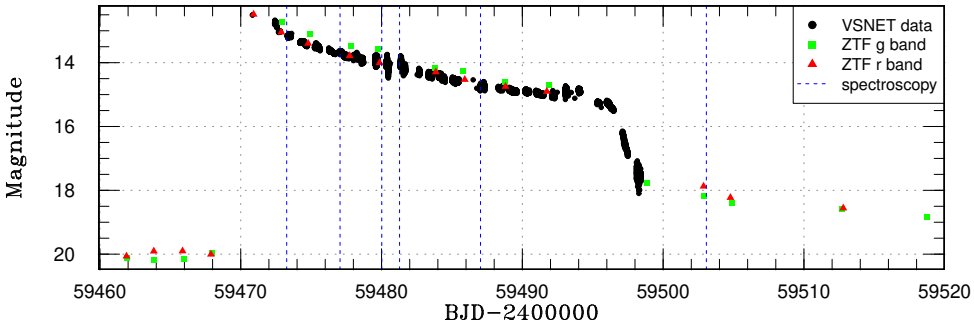


図 3: 2021 年の LL And のスーパーアウトバーストの光度曲線。黒丸は VSNET による観測データ、緑四角と赤三角はそれぞれ ZTF の g band と r band による観測データを示す。また、青破線は分光観測を実行した日付を示す。

また、1) Balmer 線と He の線の両者が観測され、2) period minimum を少し下回る、または軌道周期が同じで標準進化の激変星と伴星質量が異なり、3) 高温な伴星を持つ、激変星が観測されることがあり、このような天体は hydrogen AM CVn の progenitor だと考えられている。このような天体の例としては EI Psc (Thorstensen et al. 2002; Uemura et al. 2002) が知られるが、その数は少ない。

対して、金属欠乏した激変星では、伴星の不透明度が低くなり高密となる。このような激変星として確実視されているのは OV Boo のみである。本天体は軌道周期は約 67 分で period minimum を下回るが、Uthas et al. (2011) 等により、本天体が種族 II であることが分かった。

本研究の対象である、矮新星 LL Andromedae は軌道周期が約 78 分で、およそ period minimum 周辺の値を持つ。先行研究の Kato (2004) では、period minimum 周辺の軌道周期の他の激変星に比べ重く、AM CVn progenitor でないかと考察された。しかし、当時は詳細な連星パラメータを推定するには至らず、本天体が本当に AM CVn progenitor かは不明である。

2 Observations and Results

VSNET collaboration の協力の下 time-resolved な測光観測を実行した。それにより得られた光度曲線を図 3 に示す。なお、静穏期のデータとして、ZTF (Zwicky Transient Facility) の観測データを同時に示す。この結果から superhump の周期変化を表す $O-C$ diagram を作成した所、矮新星に特有な superhump の周期変化が観測された。特に superhump 初期の stage A と呼ばれる部分の周期と軌道周期から質量比が精度よく導出でき (Kato & Osaki 2013; Kato 2022)、LL And では $q = 0.111(3)$ と与えられた。

また、分光観測で得られたスペクトルの内、スーパーアウトバースト初期 BJD = 2459473.26 と、減光後の BJD = 2459503.07 のものを図 4 に示す。

前者では HeII や Bowen blend といった高階電離線が観測されており、これは period minimum 周辺の激変星においてよく観測される。対して後者では S/N が悪いことを考慮すべきだが、Hα 線以外は確認できない。AM CVn 型星の progenitor である EI Psc では HeIλ6678/Hα $\sim$ 0.28 である (Thorstensen et al. 2002)。LL And に対しこの輝線強度比を仮定すると、HeIλ6678 の強度はこの波長周辺の noise と同程度であり、ある程度観測が期待される。そのため、本天体では EI Psc 等の天体程ヘリウムの枯渇が進んでいない可能性が高いと考えられる。

3 MESA simulation

恒星進化計算コードである MESA を用い、連星進化のシミュレーションを行った。初期条件として、質点として扱われる白色矮星と、Roche lobe を満たしていない ZAMS 段階の伴星による連星系を考え、恒

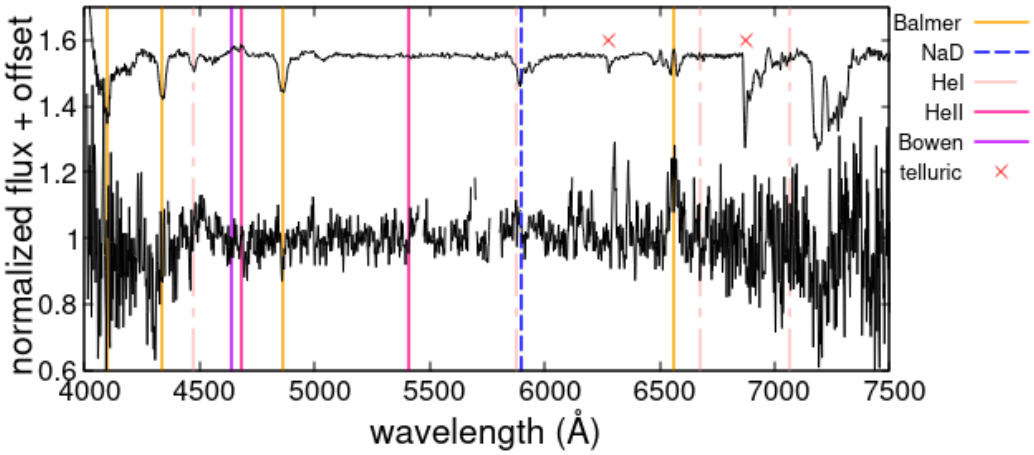


図 4: LL And のスペクトル。上がスーパーアウトバースト初期 (BJD = 2459473.26)、下が減光直後 (BJD = 2459503.07)。また、Balmer 線、NaD 線、HeI、HeII、Bowen blend に対応する波長を縦線で、大気吸収の波長をバツ印で示す。

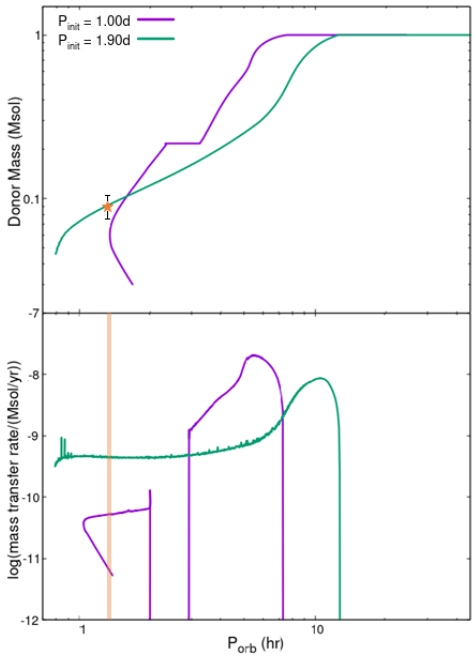


図 5: $P_{\rm orb,init} = 1.0$ d(紫)、 1.9 d(緑) での MESA の進化計算結果。上は軌道周期に対する伴星質量、下は mass transfer rate。$M_{\rm WD} = 0.8M_\odot, M_{\rm don,init} = 1.0M_\odot$ は固定。$P_{\rm orb,init} = 1.0$ d は標準進化に相当し、period minimum 周辺で観測に fit。上の橙の星、下の橙の領域は本研究における LL And のパラメータ。

星進化は伴星側のみ考えている。変数には、白色矮星質量 $M_{\rm WD}$、初期の伴星質量 $M_{\rm don,init}$、初期の軌道周期 $P_{\rm orb,init}$ が考えられるが、El-Badry et al. (2021) で、白色矮星質量と初期の伴星質量は連星進化に大きな影響を与えないことが分かっている。対して、初期の軌道周期を変化させた場合、Roche lobe を満たす時点での伴星の進化の度合いが変わり、それにより連星が標準進化をするか、AM CVn 型星へ進化するかという違いが現れる。そのため、ここでは軌道周期の変化のみ考える。

図 5 は $M_{\rm WD} = 0.8M_\odot, M_{\rm don,init} = 1.0M_\odot$ の場合の MESA による計算結果の内、標準進化に相当する $P_{\rm orb,init} = 1.0$ d と、LL And の軌道周期、伴星質量を最もよく再現する $P_{\rm orb,init} = 1.9$ d の結果を代表して示す。ここで伴星質量の計算には 2 章で導出した q と Pala et al. (2022) の激変星の白色矮星質量 $\langle M_{\rm WD}\rangle = 0.81^{+0.16}_{-0.20}\ M_\odot$ の積で与え、エラーバーは主に白色矮星質量の分布に由来する。

また、本天体の metallicity は太陽系の半分程度の可能性があり、その場合種族 II の天体程ではないが metal poor である (Howell et al. 2002)。伴星質量が $q\langle M_{\rm WD}\rangle$ で、$Z = 0.007$ (∼solar metallicity の半分) だと、$Z = 0.014$ の場合に比べ伴星の平均密度が約 1.09 倍となることが MESA の単独星の simulation から分かった。Roche lobe geometry と天体力学から、

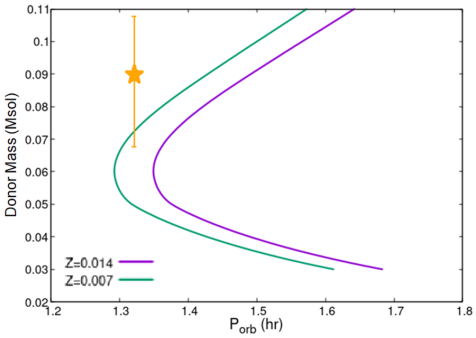


図 6: $P_{\rm orb,init} = 1.0$ d, $Z = 0.014$ の場合の進化経路 (紫) と、$P_{\rm orb}\sqrt{\langle\rho\rangle} = const.$ に従い $Z = 0.014$ の結果から与えた $Z = 0.007$ の場合の進化経路 (緑)。LL And のパラメータを星印で示す。

$P_{\rm orb}\sqrt{\langle\rho\rangle}$ の値は一定となる (Faulkner et al. 1972)。この結果から図 5 の標準進化に相当する進化経路が $Z = 0.014, 0.007$ でどう変化するかを示したものが図 6 である。

4 Discussion and Conclusion

図 5 を見ると、標準進化の経路と LL And の伴星質量の間には明らかに乖離がある。エラーバーの下側であれば標準進化に近い値をとり得るようにも見えるが、これは白色矮星の質量が非常に軽い場合に相当する。しかし、軌道周期が period minimum 周辺の激変星で白色矮星の質量が非常に軽いというのは連星進化上考えにくい。そのため、本天体は標準進化とは異なる進化をしている可能性が非常に高い。この結果は Kato (2004) の結果とよく合致するものである。

しかし、本天体が AM CVn の progenitor だと仮定した場合、その mass transfer rate は、同じく period minimum 周辺で標準進化の激変星の約 10 倍となる。その場合、outburst 同士の時間間隔 (interval) はおよそ 10 分の 1 となることが期待されるが、本天体の outburst interval は約 10∼20 年である。これは多くの period minimum 周辺の outburst interval とおよそ order で合致するものであり、本天体の mass transfer rate が高くなっているというのは考えにくい。また、静穏期のスペクトルにおいて HeI が確認できなかったことを考慮しても、本天体が AM CVn の progenitor であるとは考えにくい。

また、$Z = 0.007$ の場合、エラーバーの少し下側、つまり白色矮星の質量がやや軽ければ LL And のパラメータが実現されることが分かる。この結果は LL And の metallicity が太陽系より低いために、太陽系程度の metallicity を持つ場合に比べ伴星質量が重くなっている可能性を支持するものである。なお、本天体は静穏期暗い天体なので、Howell et al. (2002) による metallicity の推定には不定性が大きい。そのため、白色矮星の質量がやや軽い他に、metallicity が $Z = 0.007$ よりも更に低いことによっても、LL And のパラメータが説明できる可能性がある。

Reference

El-Badry, K. et al. 2021, MNRAS

Faulkner, J., Flannery, B. P. & Warner, B. 1972, ApJ

Howell, S. B., et al. 2002, ApJ

Kato, T. 2004, PASJ

Kato, T. 2022, VSOLJ Variable Star Bull.

Kato, T. & Osaki, Y. 2013, PASJ

Pala, A. F. et al. 2022, MNRAS

Solheim, J. -E. 2010, PASP

Thorstensen, J. R., et al. 2002, ApJL

Tutukov, A. V., et al. 1985, Soviet Astronomy Letters

Uemura, M., et al. 2002, PASJ

Uthas, H. et al. 2011, MNRAS

———index へ戻る

コン a13

アクシオンを考慮した重力崩壊型超新星シミュレーション

福岡大学大学院 理学研究科
髙田 剣

アクシオンを考慮した重力崩壊型超新星シミュレーション

高田 剣 (福岡大学大学院 理学研究科)

Abstract

アクシオン様粒子 (ALPs) はダークマターの候補の一つであり、実在すれば天体宇宙物理学に多大な影響を及ぼすと考えられている。本研究では、大質量星の重力崩壊によって高温となった中心部に ALPs が発生した場合を想定し、その後の超新星爆発に ALPs が与える影響を数値シミュレーションによって調べた。$11.2M_\odot$ と $20M_\odot$ の親星に対して各 28 通りの ALPs パラメータを適用した 1 次元重力崩壊数値シミュレーションを実行した。その結果、ALPs と光子の結合定数が高いほど、衝撃波が早く復活した。一方、ALPs 質量を変化させると、一部の質量パラメータの場合のみ衝撃波が復活した。以上の ALPs パラメータ依存性は今回調べた 2 つの親星モデルにおいて共通であった。より重い $20M_\odot$ 親星モデルの内部が比較的高温であることから、ALPs による加熱がより効果的に働いていることを発見した。本講演では ALPs パラメータ依存性および親星依存性の原因を議論する。

1 研究の背景と目的

アクシオン様粒子 (Axion-like Particles: ALPs) は光子と相互作用する未発見の擬スカラー粒子である。ALPs の生成率は温度に敏感に依存するため、ALPs は恒星や超新星内部の高温環境で大量に生成される可能性がある。

天体内部で発生した ALPs はエネルギー伝搬に影響を及ぼしうるため、天体モデルと実際の観測結果の比較により ALPs の性質を制限することが可能である。例えば、恒星内部で生成された ALPs によって恒星からエネルギーが奪われるため、水平分枝星の寿命が短くなることから、球状星団の観測との比較によって ALPs の性質に制限が得られた [1]。また、ALPs によるエネルギー損失が漸近巨星分枝星の構造を変化させ、白色矮星の質量を変化させる可能性もある [2]。一方、重力崩壊型超新星爆発においても莫大な ALPs が生成されうることから、SN 1987A のニュートリノバーストや爆発エネルギーを天体モデルと比較することにより ALPs の制限が得られた [3-6]。さらに、超新星から放出された ALPs の一部が放射崩壊で光子に変化すると、γ 線として観測される可能性がある [7]。

ALPs の効果を組み込んだ大質量星の重力崩壊シミュレーションを実施した先行研究では、$20M_\odot$ の親星を用いて、衝撃波の時間発展や爆発エネルギーの ALPs パラメータ依存性が調べられた [8]。しかし、ALPs による影響の親星依存性についてはこれまで調査されていない。そこで本研究では、ALPs を考慮した $11.2M_\odot$ と $20M_\odot$ の親星の重力崩壊型超新星シミュレーションを行い、異なる構造を持つ親星の爆発における ALPs の影響を調査した。

2 研究の方法

重力崩壊型超新星爆発モデルの作成にあたっては、滝脇知也氏（国立天文台）らが開発し、指導教官の固武慶氏、中村航氏（福岡大）がアップデートした 3DnSNe コード [9-11] を基に、[8] で ALPs の効果を考慮するよう拡張された数値コードを使用した。状態方程式は、文献 [12] で提案されたもの (K=220 MeV) を使用した。親星モデルは [13] から 11.2 太陽質量、[14] から 25 太陽質量の 2 モデルを選択した。

ALPs はプリマコフ過程 (図 1)、および光子合体 (図 2) によって生成される。プリマコフ過程による ALPs の生成率は

$$\Gamma_{\gamma\to a} = g_{a\gamma}^2 \frac{T\kappa^2}{32\pi}\frac{p}{E}\left(\frac{((k+p)^2+\kappa^2)((k-p)^2+\kappa^2)}{4kp\kappa^2}\times \ln\left(\frac{(k+p)^2+\kappa^2}{(k-p)^2+\kappa^2}\right) - \frac{(k^2-p^2)^2}{4kp\kappa^2}\ln\left(\frac{(k+p)^2}{(k-p)^2}\right)-1\right), \quad (1)$$

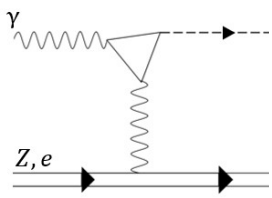


図 1: プリマコフ過程

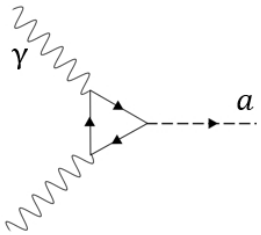


図 2: 光子合体

で与えられる [13]。T は温度、E は ALP エネルギー、p は ALP 運動量、k はプラズマ中の光子の振動数、ω は光子エネルギー、ω_{pl} はプラズマ振動数、Y_e は電子モル分率、κ はデバイ-ヒュッケル定数である。また、光子合体による ALPs 生成率は次の式で与えられる。

$$\frac{d^2 n_a}{dtdE} = g_{a\gamma}^2 \frac{m_a^4}{128\pi^3} p \left(1 - \frac{4\omega_{\rm pl}^2}{m_a^2}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E}{T}}. \qquad (2)$$

一方、ALPs は上記の反応の逆過程、すなわち逆プリマコフ過程と放射崩壊によって光子に崩壊する。特に今回考える状況では、放射崩壊が主要な崩壊過程であり、その崩壊率は

$$\Gamma_{a\to\gamma\gamma} = g_{a\gamma}^2 \frac{m_a^3}{64\pi} \left(1 - \frac{4\omega_{\rm pl}^2}{m_a^2}\right)^{\frac{3}{2}}. \qquad (3)$$

で与えられる。

3 結果

本研究では、ALPs 質量 $m_a = 40 - 800$ MeV, ALPs-光子結合定数 $g_{a\gamma} = (4-10)\times 10^{-10}\mathrm{GeV}^{-1}$ のアクシオンの効果を組み込んだシミュレーションを行った。

3.1 親星質量 $20M_\odot$ のモデルの様子

図 3 は親星質量が $20M_\odot$ で、$m_a = 200$ MeV のときの反跳衝撃波の半径の時間発展を示している。この図を見ると、$g_{a\gamma} = 4\times 10^{-10}\mathrm{GeV}^{-1}$ のとき衝撃波は停滞し徐々に後退していく一方、$g_{a\gamma} \gtrsim 6\times 10^{-10}\mathrm{GeV}^{-1}$ のときは衝撃波が復活し、爆発が成功していることがわかる。このように、ALPs 質量が固定されたとき、結合定数が大きいほど衝撃波が復活するのに必要な時間は短くなる。

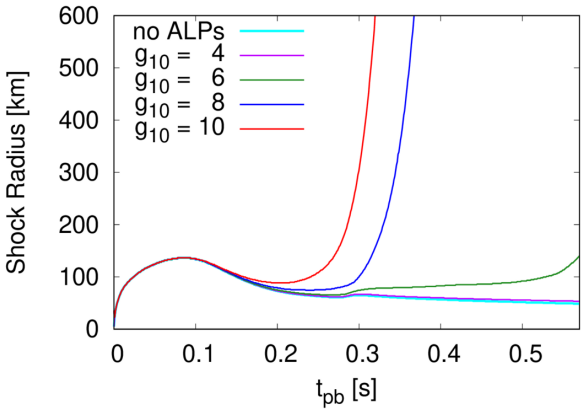


図 3: $m_a = 200$ MeV の場合の衝撃波半径の時間発展。ただし、$g_{10} = g_{a\gamma}/10^{-10}\mathrm{GeV}^{-1}$ である。

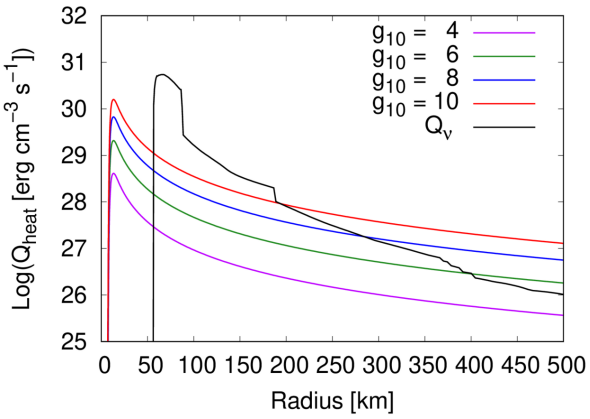


図 4: コア反跳後 200ms 時点の ALPs による加熱率のプロファイル。

これは、ALPs の結合定数が高いほど加熱率が高いことが理由である。図 4 はコア反跳後 200ms 時点の場合の ALPs 吸収による加熱率 $Q_{\rm heat}$ のプロファイルを表している。ただし、ALPs 質量 $m_a = 200$ MeV である。この図を見ると確かに $g_{a\gamma}$ が大きいほど、物質がより効果的に加熱されていることがわかる。実際、式 (1),(2) より ALPs 生成率は $g_{a\gamma}^2$ に比例し、式 (3) より ALPs 崩壊率は $g_{a\gamma}^2$ に比例するため、

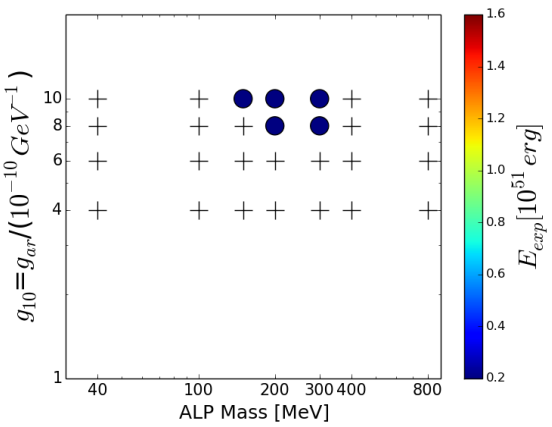


図 5: ALPs 質量と結合定数からなるパラメータ平面。ただし、十字は衝撃波が復活しなかった親星質量 $11.2M_\odot$ 重力崩壊モデルを表し、丸印は衝撃波が復活したモデルを表す。その色は衝撃波が 500km に到達時の爆発エネルギーを表している。

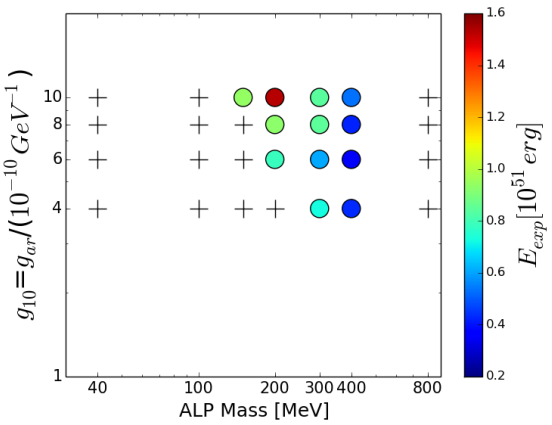


図 6: 図 5 と同様。ただし、親星質量は $20M_\odot$ である。

$Q_{\rm heat}$ は $g_{a\gamma}^4$ に比例している。

3.2 親星依存性

ここでは、$11.2M_\odot$ と $20M_\odot$ 親星モデルの比較について議論する。

図 5,6 は、ALPs 質量と結合定数からなる平面上において、衝撃波が復活したモデルと失速したモデルを示している。この図を見ると、$11.2M_\odot$ と比較し、

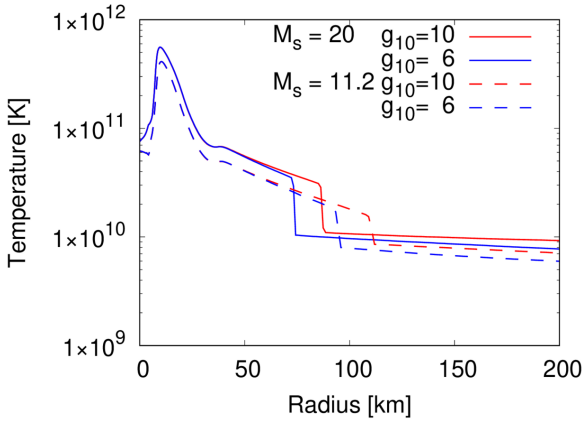


図 7: 重力崩壊モデルの温度のプロファイル。ただし、$m_a = 200$ MeV、コア反跳後 200ms のグラフである。

$20M_\odot$ のモデルの方が衝撃波が復活するパラメータ領域が広範囲であることがわかる。また、親星質量が大きいほど、同じ ALPs パラメータでは爆発エネルギーが大きいということがわかる。さらに、ALPs 質量が大きいほど、衝撃波が復活する結合定数の範囲が広いことがわかる。これは、ALPs 質量が大きいほど平均自由行程が短いため、効果的に物質を加熱することが原因である。ただし、親星質量によらず $m_a = 800$ MeV の場合、ALPs 質量が大きすぎるため生成率が減少し、衝撃波は復活しないという結果となった。

図 7 は $11.2M_\odot$ と $20M_\odot$ のモデルの内部の温度プロファイルを示している。この図から、より重い $20M_\odot$ 親星モデルの内部の方が高温であることがわかる。したがって、ALPs の生成率がより高くなり、ALPs による加熱が効果的に働いている。

4 まとめと展望

本研究では、ALPs の放出・吸収による冷却・加熱効果を考慮した大質量星の 1 次元重力崩壊シミュレーションを実施した。その結果、ALPs によって衝撃波の復活が促される様子を観察することができた。結合定数が大きいほど、また ALPs 質量が大きいほど、衝撃波が早く復活する傾向にあったが、ALPs 質量が大きすぎると ALPs が生成されにくくなり復活

しないことが明らかになった。以上のパラメータ依存性は $11.2M_\odot$ と $20M_\odot$ の親星で共通であり、同じ ALPs パラメータの場合、重い親星の方が早く爆発することを発見した。

今後は、ALPs の多次元超新星モデルの影響や、中性子星の質量や元素合成などの多様な観測量の予言を目指す。

5 参考文献

[1]Carenza et al. 2020 Physics Letters, B 809
[2]Dolan et al. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2102.00379
[3]Lee 2018, arXiv e-prints, arXiv:1808.10136
[4]Lucente et al. 2020, Astropart. Phys. 2020, 008
[5]Sung et al. 2019 Phys. Rev. D 99, 121305
[6]Caputo et al 2020, arXiv e-prints, arXiv:2201.09890
[7]Jaeckel et al 2018, Phys. Rev. D98, 055032
[8]Mori et al. 2022, PRD, 105, 063009
[9]Takiaki, Kotake & Suwa 2016, MNRAS Letters, 461, L112
[10]Nakamura et al. 2016, MNRAS, 461, 3296
[11]Takiwaki & Kotake 2018, MNRAS Letters, 475, L91
[12]Lattimer & Swesty 1991, Nuc. Phys. A. 535, 331
[13]Woosely, Heger & Weaver 2002 Rev. Mod. Phys. 74, 1015
[14]Woosely & Heger 2007 Phys. Rep., 442, 269

———index へ戻る

コン a14

特殊相対性理論的光子拡散の研究

筑波大学大学院 数理物質科学研究群
竹田 麟太郎

特殊相対性理論的光子拡散の研究

竹田　麟太郎 (筑波大学大学院 数理物質科学研究群)

Abstract

ブラックホール周辺のガスの構造やダイナミクスを解き明かすには, 特殊相対論的取り扱いを入れた輻射流体計算が必要である. しかし現状の輻射流体計算コードは様々な近似や仮定を用いており, 光子の拡散を正しく解けているとは言えない.

そこで本研究では, 特殊相対論的光子拡散の問題を調査するため, 特殊相対性理論の効果を考慮したモンテカルロ法に基づく輻射輸送計算コードを作成し, それを駆使して流体静止系とそれに対して一定の速度で運動する実験室系において, 任意の時刻での光子の確率密度分布を求めた.

まずテスト計算として, 数値計算によって得られた流体静止系での光子の確率密度分布と, 高橋労太氏（苫小牧工業高等専門学校）によって解析的に得られた流体静止系での光子の確率密度分布関数を比較したところ, 両者はよく一致した.

次に数値計算によって得られた流体静止系と実験室系での光子の確率密度分布を比較したところ, 流体静止系では光子の発生地点に対して対称であるが, 実験室系での分布は非対称となった. ただし, 実験室系での分布も時間が経つにつれて徐々に対称になり, ローレンツ収縮の効果を補正すれば流体静止系の分布とおよそ一致した. この非対称性の原因は光子の拡散速度が流体の運動方向と逆方向で異なるためであるからであるとわかった.

1　導入

ブラックホール周辺の光学的に厚い降着円盤やアウトフローなどでは, 光速に近い速さで運動する流体中で光子が多重散乱されつつ拡散していると考えられる. そのためブラックホール周辺のガスの構造やダイナミクスを解き明かすには, 特殊相対論的取り扱いを入れた輻射流体計算が必要である.

しかし現状の輻射流体計算コードは, さまざまな近似や仮定を用いて光子の拡散を解いていて, それが問題となる場合がある. 例えば輻射流体計算で一般的に用いられる FLD 近似法や M1 closure 法, 変動エディントン因子法では, 光学的に厚い領域で輻射の伝搬速度を大きく見積もってしまうという問題点があり, それを補正するために輻射の伝搬速度を人工的に下げる処方箋が使われている. だがこの処方箋が物理的に正しいという保証はなく, また Asahina et al., 2020 でのテスト計算で, 処方箋を用いたとしても流体中での光子の多重散乱を完璧には解けていないことが示されている.

そこで光子の散乱・拡散を厳密に解ける特殊相対論的輻射流体計算コードの開発を目指す. その第一歩として, 本研究では特殊相対性理論の効果を考慮したモンテカルロ法に基づく輻射輸送数値計算コードを作成した. それを駆使し運動する流体中で多重散乱しながら拡散する光子の流体静止系と実験室系での光子の確率密度分布を求め, 比較し, 光子の多重散乱への特殊相対性理論の効果を検証する. 流体静止系で光子が等方的に拡散するとき, その確率密度分布は正規分布に従うことが分かっている. 一方これを実験室系で測定すると, 流体の速度が光速度に対して十分小さい非相対論の範疇であれば, 光子の分布は流体静止系と同じ正規分布となると考えられる（ただし分布のピーク位置は流体の速度で移動する）が, 流体の速度が光速度に近い特殊相対性論的速度であった場合, 果たして光子の分布は正規分布となるだろうか.

2 流体中での光子の多重散乱

2.1 Monte Carlo 法を用いた輻射輸送計算コード

運動する流体中で多重散乱しながら拡散する光子の確率密度分布を, 本研究のために開発したモンテカルロ法に基づいた数値計算コードによって求める.

実験室系とそれに対して z 方向に速度 v で運動する流体静止系を考える. 流体静止系と実験室系での時刻

$$ct_0 = ct = 0$$

に流体静止系の原点で N 個の光子を同時に発生させ, その光子の軌道を解いた. 1 回の散乱において乱数 R_ξ, R_μ, R_ϕ を

$$0 \leq R_\xi \leq 1, -1 \leq R_\mu \leq 1, 0 \leq R_\phi \leq 2\pi$$

で一様に発生させ, まず流体静止系での散乱された光子の極角 θ_0・方位角 ϕ_0 と飛程 δs_0 を

$$\begin{cases} \delta s_0 = -l_0 \ln(1 - R_\xi) \\ \cos\theta_0 = R_\mu \\ \phi_0 = R_\phi \end{cases}$$

と決め, これらから次の散乱が起きる時刻 ct_{0_i} と位置 z_{0_i} を

$$\begin{cases} ct_{0_i} = ct_{0_{i-1}} + \delta s_0 \\ z_{0_i} = z_{0_{i-1}} + \delta s_0 \cos\theta_0 \end{cases}$$

と計算する. これを速さ v で z 方向に運動する実験室系で計算すると, 散乱された光子の極角 θ・方位角 ϕ と飛程 δs はローレンツ変換によって

$$\begin{cases} \delta s_0 = \frac{\delta s_0}{\Gamma(1-\beta\delta s_0)} \\ \cos\theta = \frac{\beta+\cos\theta_0}{1-\beta\cos\theta_0} \\ \phi = \phi_0 \end{cases}$$

$$(\beta = \frac{v}{c}, \Gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}})$$

となり, 次の散乱が起きる時刻 ct_i と位置 z_i は

$$\begin{cases} ct_i = ct_{i-1} + \delta s \\ z_i = z_{i-1} + \delta s \cos\theta \end{cases}$$

となる.

本研究のために開発したコードでは, この散乱時刻と位置を N 個全ての光子について記憶することで任意の時刻での光子の存在確率分布を求めることができる. 例えば実験室系である時刻 cT のときの光子の位置 Z は

$$Z = z_i - \frac{ct_i - cT}{ct_i - ct_{i-1}}(z_i - z_{i-1})$$

$$\Big(ct_{i-1} \leq cT \leq ct_i\Big)$$

と計算できる.

2.2 多重散乱光子の時空中での確率密度分布関数

高橋労太氏（苫小牧工業専門高校）によって, 多重散乱する光子の時空中での確率密度分布関数が解析的に導出されている（2022 年度 春季天文学会）. 流体静止系の原点で時刻 0 に光子が等方的に発生し, 等方散乱を繰り返しながら拡散していくとする. このとき, 時刻 ct_0 における原点からの距離 r_0 に対する光子の確率密度分布関数 $P_{(t_0^*, r_0^*)}$ は

$$P_{(t_0^*, r_0^*)} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{4\pi} {t_0^*}^{n-4} e^{-t_0^*} V_{n_{(r_0^*/t_0^*)}}.$$

$$\left(\begin{array}{l} t_0^* = \frac{ct_0}{l_0}, r_0^* = \frac{r_0}{l_0} \\ l_0\text{: 流体静止系での光子の平均自由行程} \end{array} \right)$$

ここで関数 $V_{n_{(v)}}$ は

$$\frac{d^{n-2}}{dv^{n-2}}\{vV_{n_{(v)}}\} = \frac{i^{n-3}}{\pi}\{f_{n_{(-iv)}} - (-1)^n f_{n_{(iv)}}\}$$

$$\left(f_{n_{(a)}} = (\frac{\pi}{2} - \arctan a)^n\right)$$

を満たす.

3 計算結果

3.1 テスト計算 - 数値計算と解析解の比較

数値計算によって得られた流体静止系での光子の確率密度分布と, 高橋労太氏によって解析的に得られ

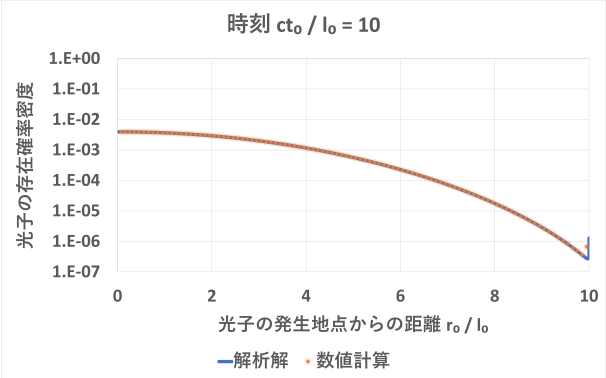


図 1: 流体静止系での数値計算の結果と解析解の比較（時刻 $ct_0/l_0 = 10$）

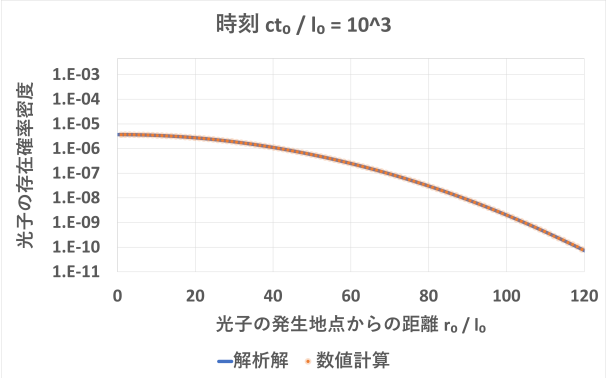


図 2: 流体静止系での数値計算の結果と解析解の比較（時刻 $ct_0/l_0 = 10^3$）

た確率密度分布関数を比較したところ, 図 1・2 のようになった. それぞれ流体静止系での時刻で $ct_0/l_0 = 10, 10^3$ のときの分布で, 横軸は流体静止系での原点からの距離 r_0/l_0で, 縦軸は光子の存在確率密度である. 図中のオレンジのドットが数値計算の結果をヒストグラムにしたもので, 青の線が解析解を表している.

図 1・2 から数値計算の結果と解析解はよく一致していることがわかる. どちらも原点からの距離 r_0 に対して単調減少しており, 時刻が進むと拡散距離が大きくなりそれに伴ってピークの値が小さくなっている. ただし $ct_0/l_0 = 10$ のときはまだ散乱を受けていない光子も多く, $r_0/l_0 = 10$ のところにもピークが見える.

3.2 実験室系と流体静止系の比較

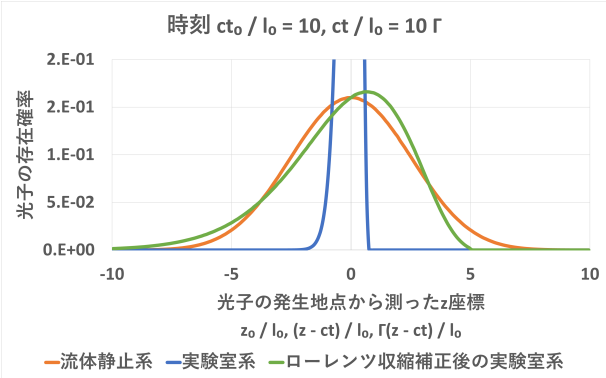


図 3: 流体静止系と実験室系の光子分布の比較（時刻 $ct_0/l_0 = 10$）

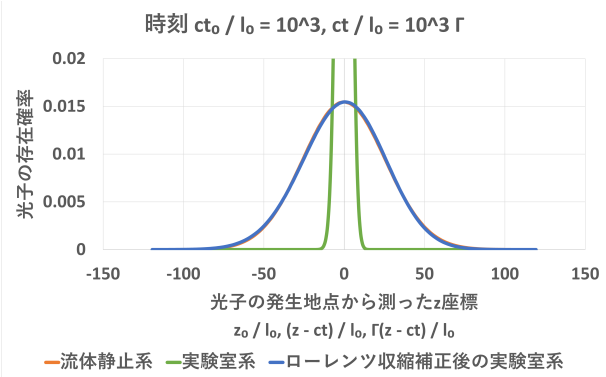


図 4: 流体静止系と実験室系の光子分布の比較（時刻 $ct_0/l_0 = 10^3$）

数値計算によって得られた流体静止系と実験室系での光子の確率密度分布を比較したところ, 図 3・4 のようになった. それぞれ流体静止系での時刻で $ct_0/l_0 = 10, 10^3$ のとき, 実験室系の時刻で $ct_0/l_0 = 10\Gamma, 10^3\Gamma$ のときの分布である. 横軸は光子の発生地点（流体静止系での原点）から測った z 座標で, 縦軸は光子の存在確率である. 図中のオレンジの線が流体静止系での光子の分布を表していて, 緑の線が実験室系での分布を表している. さらに青の線は実験室系の分布の幅を Γ 倍, 高さを $1/\Gamma$ した分布である.

図 3・4 から時刻が進むと流体静止系とローレンツ収縮の効果を補正した実験室系の分布は一致することがわかる. これは, 今流体は z 方向に運動するとし

ているので, 実験室系から見ると光子の分布の z 方向の広がりは特殊相対性理論のローレンツ収縮の効果で $1/\Gamma$ されることを表している. つまり時刻が進んだ時の流体静止系と実験室系の分布の違いは, ローレンツ収縮のみで説明できる.

一方時刻が小さいときは実験室系の分布が非対称となっており, 流体静止系と実験室系の分布の違いはローレンツ収縮のみでは説明できないことがわかる. この実験室系の分布の非対称性の原因については次章で考察する.

4 考察 - 実験室系での光子分布の非対称性

図 3・4 から, 時刻が小さいときは, 実験室系での光子の分布が非対称となり, 流体静止系での分布との違いはローレンツ収縮のみでは説明できないことがわかる. この非対称性の原因を考える.

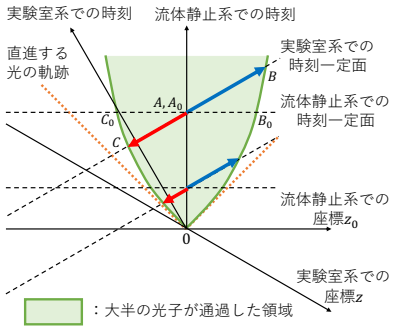


図 5: 流体静止系と実験室系の光子分布の比較（時刻 $ct_0/l_0 = 10^3$）

時空図は図 5 のようにかける. ここで図中の緑色の領域が大半の光子が通過した領域である. 今点 B_0 の流体静止系での速度, つまり流体静止系での光子の拡散速度を bv_s とすると, 等方散乱より点 C_0 の流体静止系での速度は $-v_s$. 点 A の実験室系での速度 v_A は流体静止系と実験室系の相対速度 v に等しく

$$v_A = v.$$

簡単のために点 B と B_0, C と C_0 の実験室系での速度を同じとすると, その速度 v_B と v_C は, 速度の合成則から

$$v_B = \frac{v + v_s}{1 + \frac{vv_s}{c^2}}, v_C = \frac{v - v_s}{1 - \frac{vv_s}{c^2}}$$

とできる. よって点 AB 間の距離と AC 間の距離の比, つまり実験室系での分布の非対称度は

$$\frac{AB}{AC} = \frac{v_B - v_C}{v_C - v_A} = \frac{1 - \beta v_s/c}{1 + \beta v_s/c}$$

と書くことができて, 拡散速度.v_s に依存する
拡散速度 v_s は時間と共に小さくなっていくことが拡散方程式を解くとわかる. よって, 拡散速度 v_s が大きい拡散の初期段階では実験室系の分布が非対称となり, 時間が進むとその非対称性は見えなくなっていき, 流体静止系と実験室系の光子分布の違いはローレンツ収縮のみで説明できるようになる.

5 まとめと展望

特殊相対性理論の効果を考慮したモンテカルロ法に基づく数値計算コードを開発し, 運動する流体中で多重散乱しながら拡散する光子の確率密度分布を求めた.

まず流体静止系での数値計算の結果と高橋労太氏によって得られた解析解を比較したところ両者が一致することを確かめられた.

つぎに流体静止系と実験室系の数値計算の結果を比較することで, 実験室系での流体の運動方向に対する光子の分布は拡散の初期段階では非対称で, 徐々に対称になっていくことがわかった. これは流体の運動方向と逆方向で光子の拡散速度が違うことが原因である.

現在は, 本発表での内容からさらに進んで, 輻射流体計算コードに必要不可欠な光子数密度フラックスや, 等方散乱ではなくトムソン散乱を考えたときの光子の確率密度分布やフラックスを研究中である. 今後も数値計算と解析的な手法の両面から, 流体中での光子の多重散乱を正確に扱える輻射流体計算コードの開発を目指す.

———index へ戻る

コン a15

コンプトン散乱を考慮した偏光X線の輻射輸送計算コードの開発

筑波大学大学院 数理物質科学研究群
竹林 晃大

コンプトン散乱を考慮した偏光 X 線の輻射輸送計算コードの開発

竹林　晃大 (筑波大学大学院　数理物質科学研究群)

Abstract

ブラックホールのスピンや降着円盤は、輻射スペクトルやその時間変動などによって、長年にわたって調べられてきたがまだよくわかっていない。こうした状況を打破する可能性を秘めているのが、昨年 12 月に打ち上げられた IXPE による偏光 X 線観測である。ブラックホール降着円盤から飛来する X 線がもつ偏光情報は、降着円盤の幾何構造を反映する。そのため、偏光 X 線の理論計算結果を観測データと比較することで、ブラックホール周りの降着円盤の構造 (すなわちスケールハイトや円盤内縁の位置、円盤の歪み、さらには円盤内部温度構造) を解明し、観測者の視線角度といった天体と観測者の間の情報も得られる可能性がある。しかし、偏光 X 線の輻射輸送計算の開発やその結果に基づいた研究は、世界的に見ても立ち遅れているのが現状である。

そこで本研究では、コンプトン散乱を考慮した偏光 X 線の輻射輸送計算コードを開発した。このコードはモンテカルロ法に基づいており、偏光 (ストークスパラメータ I, Q, U) を加味したクライン・仁科の式に従って電子散乱を扱っている。テスト計算として、まずトムソン散乱の極限で平板から放射される光の偏光角と偏光度の見込み角依存性を調査した。その結果、抜け出す角度が 90°（平板に平行）に近い光子ほど、高い偏光度 P を示すという結果が得られた。具体的には、平板に垂直に抜け出す光子は P の平均値がほぼ 0 となり、90° 近くでは平均的に約 0.1 となった。これは、平板に垂直な方向に運動していた光子が平板に平行な方向に散乱されると、平板に平行な方向の偏光ベクトルを持つ光子が支配的になることが原因と考えられる。また、本テストの結果を準解析的求めた先行研究 (Chandrasekhar 1960) と比較したところ、ほぼ一致していることが確認できた。

1 Introduction

ブラックホールの重力に捉えられたガスは、回転しながらブラックホールに落下する。この際に形成されるのが円盤状の構造が降着円盤である。降着円盤では、ブラックホールに落下するガスの重力エネルギーが解放され、強力な輻射が放出される。このため、ブラックホールを取り巻く降着円盤は、活動銀河核やブラックホール連星などの高光度コンパクト天体のエネルギー源と考えられている（Kato, Fukue, Mineshige 2008）。しかしながら、降着円盤の構造はまだよくわかっていない。輻射スペクトルやその時間変動などを用いた研究が長年にわたって行われてきたが、未だ解明されていないことが多い。ジェットや円盤コロナも含め、ブラックホール周囲の構造を解明する必要がある。こうした状況を打破する可能性を秘めているのが、昨年 12 月に打ち上げられた IXPE による偏光 X 線観測である (Henric Krawczynski et al. 2022)。降着円盤からの放射は、円盤構造に起因する偏光を持つ。さらに、円盤コロナ中での電子散乱によって、偏光の方向や偏光度が変化し、この偏光は観測角度に依存する。したがって、偏光の詳細観測から、ブラックホール周りの降着円盤の構造（スケールハイトや円盤内縁の位置、円盤のゆがみ、円盤内部温度構造など）を解明すると同時に、ブラックホールのスピンや観測者の視線角が判明する可能性がある (Jeremy D. Schnittman & Julian H. Krolik. 2013)。そこで本研究では、観測データと直接比較可能な理論モデルを構築するために電子散乱を組み込んだ偏光輻射輸送計算コードを開発する。電子の微分散乱断面積は、入射する光の偏光度に依存する。また、散乱された方向によって散乱後の光子の偏光方向と偏光度が変化する。こうした過程を全て考慮するため、モンテカルロ法に基づく、電子散乱込みの偏光輻射輸送計算コードを作成する。

2 Methods

本研究では、非相対論的な平板中を伝播する光のテスト計算を行う。以下では本研究で扱う非相対論的輻射輸送計算法のプロセスを示す。

2.1 光子の散乱位置の決定

今回のコードでは、光の軌道は完全に直線に進むとする。まず、光子を平板内で実空間で Δs だけ移動させ、その Δs に対応する分の光学的厚み $\Delta\tau$ を導出する。この厚みの媒質中を進んだ時、光子が散乱されない確率は $e^{-\Delta\tau}$ と決まる。この事から 0 から 1 までの一様乱数 r_1 を用いて

$$e^{-\Delta\tau} \leq r_1 \tag{1}$$

となった時に光子は進んだ Δs 間のどこかで散乱すると決定する。逆に乱数の方が小さくなった場合、光子は進んだ分の Δs 間では散乱されなかったとみなし、さらに光子を実空間で Δs 動かすといった作業をする。

2.2 偏光を考慮したコンプトン散乱

今回のコードで扱う微分散乱断面積は偏光を考慮した Klein-Nishina 微分散乱断面積で以下の式で与えられる。

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} = \frac{3\sigma_T}{16\pi}\left(\frac{k_0'}{k_0}\right)^2\left[\frac{k_0'}{k_0}+\frac{k_0}{k_0'}-(1+q^{e-in})\sin^2\theta_s\right] \tag{2}$$

ここで σ_T はトムソン散乱断面積、k_0, k_0' は散乱前後の光子のエネルギー、θ_s は散乱前後の光子が作る散乱角である。ここで q^{e-in} はストークスパラメータ (I, Q, U) と散乱を簡単化させるパラメータ χ を用いて、$q^{e-in} = \frac{Q}{I}\cos(2\chi)+\frac{U}{I}\sin(2\chi)$ とあらわされるパラメータである。$q^{e-in} = -1$ の時に散乱面に対して垂直な偏光で光子が入射した場合を示し、$q^{e-in} = 1$ で散乱面に対して平行な偏光で光子が入射した場合を表す。

$q^{e-in} = 1$ の時には微分散乱断面積には異方性が見られる。散乱される電子は散乱面上に振動させられ、電子の振動方向に光の放出がされにくい為である。

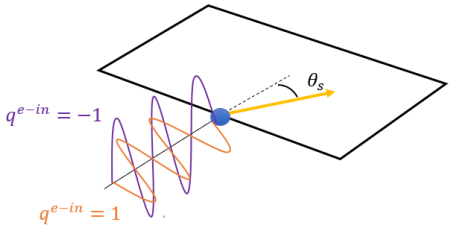


図 1: 1 回散乱の概要図

実際にコードの中では散乱後の光子のエネルギー、散乱方向をモンテカルロ的に仮決定する。仮決定した物理量を基に他の物理量をアップデートしたのち、微分散乱断面積を用いて仮決定した物理量の審議を行う。仮決定した物理量が棄却されたら、モンテカルロでの物理量の仮決定を再び行う。仮決定された物理量が、採用されるまでこの手順を繰り返す流れになっている。

3 Results

3.1 一回散乱のテスト計算

まず、偏光を用いたコンプトン散乱を正しく扱えているのかをテストする。静止している電子に様々な偏光を持つ光子 (511eV) を入射させる。散乱角を指定して、その方向への微分散乱断面積の棄却による採用割合を調査し、解析解との比較を行った。

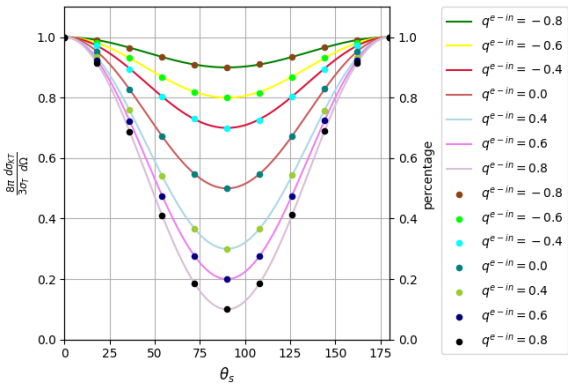


図 2: 一回散乱のテスト計算

実線が解析解、プロットが本研究での数値計算結果となる。横軸が散乱角、縦軸が微分散乱断面積の値

と棄却での採用割合になる。今回数値計算においては、入射する光子のストークスパラメータを $q^{e-in} = -0.8, -0.6, -0.2, 0, 0.2, 0.6, 0.8$ の 7 通りで行い、各々の偏光方向の光子に対して散乱角を $\theta_s = \frac{n}{10}\pi(n = 0, 2...10)$ の 11 通りで実行した。プロットが上手く実線上に乗っていることから、コード内での偏光を扱った散乱が上手く行えていることが確認できる。

3.2 複数回散乱のテスト計算

実際に降着円盤の内部では電子による複数散乱が引き起こされる為、無限平行平板のモデルを利用した媒質内での光子の伝播のテスト計算を行う。媒質のモデルとしては散乱の光学的厚み $\tau = 6$ の平板を用意する。その平板の下底面からランダムな運動量方向、偏光方向をもった光子 (511eV) を入射させて、平板上部に出てくるまでレイトレーシングを続ける。このシミュレーションでは平板下部から抜け出してしまった光子は無視をする。最終的に、光子の平板

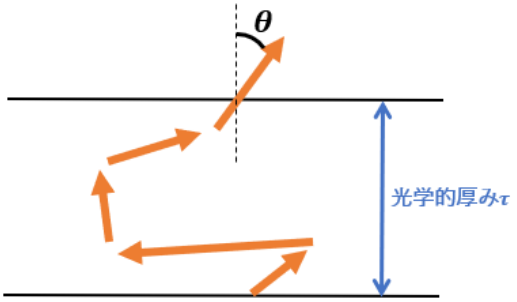


図 3: 複数散乱のテスト概要

からの脱出方向 θ(図 3 参照) とその角度の光子がもつ平均の偏光度の関係性を調査し、プロットしたのが図 4 である。

赤色のプロットが本研究、青色の実線が先行研究による近似的な準解析解である。このグラフから平板に edge-on の角度で見込んだ時 (θ 大) の時は、90 度散乱による偏光度の高い光子が選択的に観測者に届くので偏光度は大きくなる。一方で平板を face-on の角度で見下ろしている場合 (θ 小)、偏光方向はどの方向にも均一に存在するので偏光度は最終的に様々な偏光方向が打ち消し合う事で 0 に近づく。今回の

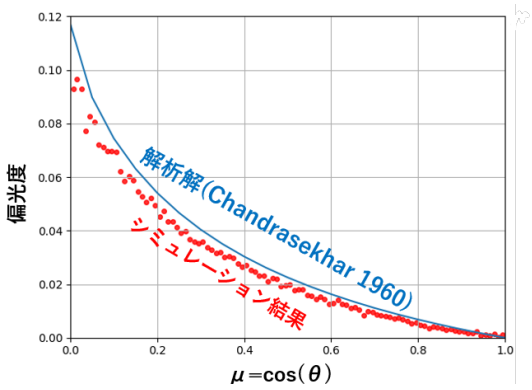


図 4: 無限平行平板でのテスト

テスト計算はこの媒質内を抜け出す光子の定性的な特徴を再現することができている。先行研究の実線と差があるのは先行研究との実験状況が多少異なるため（具体的には平板の光学的厚みの差）であると考えられている。これは平板の厚みを増やすほど、先行研究の実線に漸近していくことが実験的に確かめられているためである。

4 Conclusion & Discussion

本研究では、コンプトン散乱を考慮した偏光 X 線の輻射輸送計算コードの開発を行った。無限平行平板を用いた媒質中での複数散乱のテスト計算では edge-on からの観測者は最大でおよそ 10% の偏光度を観測することができる事がわかった。この結果は定性的には先行研究 (Chandrasekhar1960) の結果に無矛盾である。

より厳密なシミュレーションを行うためには、光の測地線や熱的電子等の相対論的効果を組み込むことが必要となる。そのため今後、川島朋尚氏（東大宇宙線研）らが開発した一般相対論的輻射輸送計算コード RAIKOU(Kawashima et al. 2021) に本研究の偏光光子の散乱コードを組み込むことで、ブラックホール周りの強重力場中での光子の偏光に対するシミュレーションを再現する予定である。このコードを用いる事で、降着円盤に対する傾斜角だけでなく、円盤のゆがみやコロナの位置といったところまで解明できる可能性がある。

Reference

Chandrasekhar S. 1960, Radiative Transfer (New York: Dover)

Kato S., Fukue J., Mineshige S. 2008, BlackHole Accretion Disks (Kyoto Univ. Press)

Henric Krawczynski et al. 2022 (arXiv: 2206.09972)

Jeremy D. Schnittman & Julian H. Krolik. 2013 ApJ 777 11

Kawashima T., Ohsuga K., & Takahashi H. R. submitted to ApJ (arXiv:2108.05131)

———index へ戻る

コン a16

一般相対性理論的輻射磁気流体計算で探る突発的な超臨界降着現象

筑波大学大学院 数理物質科学研究群
島田 悠愛

一般相対論的輻射磁気流体計算で探る突発的な超臨界降着現象

島田 悠愛 (筑波大学大学院 数理物質科学研究群)

Abstract

潮汐破壊現象 (TDE) や孤立 BH へのガス降着では、ケプラー回転に対し比較的小さい角運動量の、突発的なガス降着が起きていると考えられている。低角運動量ガスの降着では衝撃波が形成することが知られているが (Okuda & Singh 2021)、詳しくはよくわかっていない。そこで我々は、角運動量の小さいガスが超臨界降着する状況を、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調査した。
初期ガストーラスの角運動量を、回転平衡時から 1.0 倍、0.7 倍、0.5 倍、0.3 倍、0.1 倍の 5 パターンについて計算した。その結果、降着流の構造が、高角運動量モデル (角運動量が回転平衡時の 1.0 倍、0.7 倍)、低角運動量モデル (角運動量が 0.5 倍、0.3 倍、0.1 倍) で大きく異なることがわかった。高角運動量モデルでは超臨界降着円盤が形成されたが、低角運動量モデルでは、自由落下時間程度でガスが BH へ落ち込んだ。低角運動量モデルではケプラー半径が ISCO 半径よりおおよそ小さいため、円運動できずに落下したと考えられる。次に光度は、どの程度でもエディントン光度程度に達した。円盤を持たない低角運動量モデルが高角運動量モデルと同程度に発光した理由は、衝撃波が形成され、衝撃波加熱によってガスが暖められたためと考えられる。

1 Introduction

超臨界降着とは、球対称降着の限界光度であるエディントン光度を超える光度を伴う中心天体への降着現象である。超臨界降着を実現していると考えられる天体は多数発見されている。例えば、超大光度 X 線源 (ultraluminous X-ray source; ULX) や、狭輝線セイファート 1 型銀河 (narrow-line Seyfert 1 galaxy; NLS1) があげられる。また、銀河系内の特異天体 SS433 でも、超臨界降着の実現が確実視されている (Middleton et al. 2021)。これらの天体では、中心天体であるブラックホール (BH) の周囲に超臨界降着円盤が存在していると考えられている。降着円盤ではガスはケプラー回転に近い角運動量を持ち、準定常的な進化をする。超臨界降着円盤に関する数値シミュレーションによる研究は活発に行われている (例えば、Dai et al. 2018)。

一方、ケプラー回転に対し比較的小さい角運動量のガスが、中心天体に超臨界降着する状況も考えられる。低角運動量ガスによる降着では、突発的な増光現象として観測されることが想定される。天体現象例としては、潮汐破壊現象 (tidal disruption event; TDE) や孤立 BH へのガス降着が挙げられる。これらの準定常でない現象の研究は、計算コストの観点から広い領域の長時間計算が難しく、まだよくわかっていないことが多い。低角運動量のガス降着では輻射衝撃波が形成されることがわかっているが (Okuda & Singh 2021)、詳細な性質は不明である。よって我々は、角運動量の小さいガスが超臨界降着する状況を、一般相対論的輻射磁気流体力学 (GR-RMHD) シミュレーションで調べることを目標とする。GR-RMHD とは一般相対論時空中で流体力学と同時に輻射場、磁場の時間発展を計算するものである。BH 近傍では輻射とガスの相互作用や、磁気流体効果がガスの運動に大きな影響を及ぼし、また、一般相対論が必要なため、GR-RMHD シミュレーションが必要不可欠である。多次元の GR-RMHD シミュレーションは最新の研究手法であり、世界でも数グループしか成功して いない。本研究では高橋博之氏 (駒澤大学) や大須賀健氏 (筑波大学) らによって作成された GR-RMHD コード UWABAMI(Takahashi et al. 2016) を用いてシミュレーションを行う。

2 Numerical method

本研究では GR-RMHD シミュレーションを行い、BH への突発的な超臨界降着を再現する。以下では数値計算コードの概要と初期設定、パラメータについて述べる。

2.1 Basic equations

本数値計算コードでは GR-RMHD 方程式を解いている。以下では光速を $c = 1$ とし、長さは重力半径 $r_{\rm g} = GM_{\rm BH}/c^2 = 7.4 \times 10^{11}\,{\rm cm}$ て規格化している。Light crossing time は $t_{\rm g} = r_{\rm g}/c = 24.6\,{\rm s}$ である。連続の式は

$$(\rho u^\nu)_{;\nu} = 0, \tag{1}$$

磁気流体に関するエネルギー運動量保存は

$$T^\nu_{\ \mu;\nu} = G_\mu, \tag{2}$$

輻射場に関するエネルギー運動量保存は

$$R^\nu_{\ \mu;\nu} = -G_\mu, \tag{3}$$

そして誘導方程式は

$$\partial_t\left(\sqrt{-B^i}\right) = \partial_j\left[\sqrt{-g}\left(b^i u^j - b^j u^i\right)\right], \tag{4}$$

である。ρ はガスの質量密度、u^μ は 4 元速度、B^i は 3 元磁場、b^μ は 4 元磁場である。また $g := \det(g_{\mu\nu})$ は計量 $g_{\mu\nu}$ の行列式である。磁気流体のエネルギー運動量テンソルは

$$\begin{aligned} T^{\mu\nu} =& \left(\rho + e + p_{\rm gas} + b^2\right)u^\mu u^\nu \\ &+ (p_{\rm gas} + p_{\rm mag})g^{\mu\nu} - b^\mu b^\nu, \end{aligned} \tag{5}$$

輻射場のエネルギー運動量テンソルは

$$R^{\mu\nu} = p_{\rm rad}(4u^\mu_{\ \rm rad}u^\nu_{\ \rm rad} + g^{\mu\nu}), \tag{6}$$

である。ここで、e はガスの内部エネルギー、$p_{\rm gas}$、$p_{\rm mag}$ はそれぞれガスと磁場の圧力を表す。$b^2 = b^\mu b_\mu$ は 4 元磁場の大きさである。また、$p_{\rm rad}$、$u^\mu_{\ \rm rad}$ はそれぞれ輻射静止系での輻射圧と 4 元速度である。磁気流体と輻射場は輻射 4 元力 G^μ を介してエネルギーと運動量のやり取りが行われる。

$$\begin{aligned} G^\mu =& -\rho\kappa_{\rm abs}(R^\mu_{\ \alpha}u^\alpha + 4\pi B u^\mu) \\ &- \rho\kappa_{\rm sca}\left(R^\mu_{\ \alpha}u^\alpha + R^\alpha_{\ \beta}u_\alpha u^\beta u^\mu\right) + G^\mu_{\rm comp}, \end{aligned} \tag{7}$$

$$G^\mu_{\rm comp} = -\rho\kappa_{\rm sca}\hat{E}_{\rm rad}\frac{4k_{\rm B}(T_{\rm e} - T_{\rm rad})}{m_{\rm e}}u^\mu. \tag{8}$$

$\kappa_{\rm abs} = 6.4 \times 10^{22}\rho T_{\rm gas}^{-3.5}\ {\rm cm^2\,g^{-1}}$ と $\kappa_{\rm sca} = 0.4\ {\rm cm^2\,g^{-1}}$ はそれぞれ自由-自由吸収不透明度とトムソン散乱不透明度であり、$k_{\rm B}$ はボルツマン定数である。

2.2 Numerical setup

数値計算はカー-シルト計量の下で球座標 (r, θ, ϕ) を用いて行った。グリッド数は $(N_r, N_\theta, N_\phi) = (128, 128, 1)$ の回転軸対称を採用し、シミュレーションを行う範囲は動径方向に $r = [r_{\rm EH}, 250r_{\rm g}]$、$\theta$ 方向に $\theta = [0, \pi]$ とした。ここで $r_{\rm EH}$ は事象の地平面の半径である。

BH 質量は $M_{\rm BH} = 5.0 \times 10^6 M_\odot$ とした。ここで $M_\odot$ は太陽質量である。BH スピンは $a = 0$ とした。BH から離れた位置に回転平衡トーラス (Fishborn & Moncrif 1976) を設置した。トーラスの内縁は $20r_{\rm g}$ とし、トーラスの中心位置 (角運動量最大の半径) は $33r_{\rm g}$ とした。超臨界降着を実現するため、ガスの初期最大密度は $\rho_0 = 2.8 \times 10^{-9}\,{\rm g\,cm^{-3}}$ とした。また、トーラス内にプラズマベータ $\beta = (p_{\rm gas} + p_{\rm rad})/p_{\rm mag}$ の最大値が $\beta = 100$ となるような弱いポロイダル磁場 ($B^\phi = 0$) を設定した。

本研究ではパラメータを角運動量とした。トーラスが持つ初期角運動量を回転平衡時の 1.0 倍、0.7 倍、0.5 倍、0.3 倍、0.1 倍の 5 パターンに変更し、計算を実施した。

3 Results

初めに GR-RMHD シミュレーション結果の全体像を示す。初期角運動量によって、系の時間発展の傾向が大まかに 2 種類に分かれることがわかった。

1 種類目の傾向を示した計算モデルをまとめて、高角運動量モデルと名づける。初期角運動量が回転平

衡時の 1.0 倍、0.7 倍の計算が高角運動量モデルにあたる。これらの計算では、超臨界降着円盤が形成され、質量降着率が準定常的になった。

次に、2 つ目の傾向の計算モデルを低角運動量モデルと名づける。初期角運動量が 0.5 倍、0.3 倍、0.1 倍の計算が低角運動量モデルにあたる。低角運動量モデルでは、円盤が形成されず、ガスの大半が自由落下時間で落下した。

これらの結果を各物理量でみていく。

3.1 Gas density and Radiant energy density

図 (1) に各モデルの物理量の $R-z$ 図を示した。左には高角運動量モデルの角運動量 0.7 倍を $t = 1200t_{\rm g}$ で、右には低角運動量モデルの角運動量 0.5 倍を $t = 800t_{\rm g}$ で描画した。この時間は、各モデルの傾向の差がわかりやすいような適当な時間とした。角運動量 0.7 倍の右パネルを見ると、赤道面付近に白から黄色の領域 ($\rho/\rho_0 \geq 10^{-2}$) に超臨界降着円盤の形成が確認できる。ガスの流線を見ると、円盤外ではアウトフローが発生していることがわかる。左パネルの磁力線から円盤内に複雑な磁場の構造が確認できる。一方、角運動量 0.5 倍の右パネルを見ると、円盤は形成されずにガスが BH に向けて落ちこんでいる様子が確認できる。左パネルの磁場は初期に与えたポロイダル構造に似ており、輻射エネルギー密度の大きい領域は BH 近傍 ($10r_{\rm g}$ 程度) に集中している。

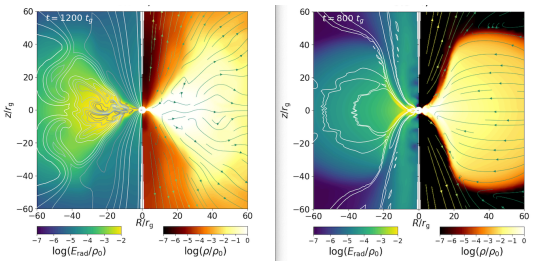


図 1: 左: 角運動量 0.7 倍、$t = 1200t_{\rm g}$、右: 角運動量 0.5 倍、$t = 800t_{\rm g}$) の物理量の $R-z$ 図。それぞれ、左パネルは輻射エネルギー密度 (カラーコントア) と磁力線 (線)、右パネルはガス密度 (カラーコントア) と速度 (矢印)。

3.2 Mass inflow rate

BH への質量降着率を以下で定義する。

$$\dot{M}_{\rm in} = -\int_{\theta=0}^{\pi}\int_{\phi=0}^{2\pi} \min[\rho u^r, 0]\left(\sqrt{-g}\right) {\rm d}\theta\, {\rm d}\phi \Big|_{r\,=\,r_{\rm EH}} . \tag{9}$$

これを各モデルで示したものが図 (2) である。$\dot{M}_{\rm Edd} = L_{\rm Edd}/c^2$ はエディントン降着率であり、$L_{\rm Edd}$ はエディントン光度である。全モデルにおいて超臨界降着が達成していることが確認できた。高角運動量モデルは降着率があるところから一定値をとり、準定常的な変化をしているとわかる。一方、低角運動量モデルはあるところでピークを持ち、それ以降は減少する。トーラスの最大位置での自由落下時間は $210t_{\rm g}$ なので、低角運動量モデルでは大半のガスが自由落下時間の数倍程度で落ち込んでいるとわかる。

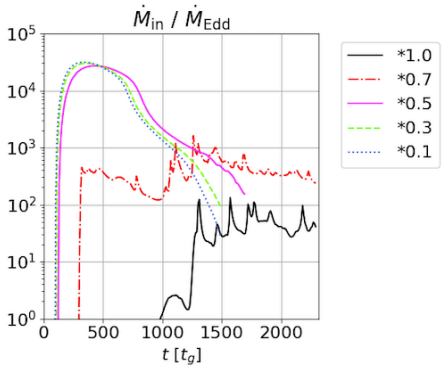


図 2: 各モデルの質量降着率の時間変化。凡例の数字が、各モデルの角運動量の倍率に対応している。

3.3 Luminosity

系から発される光度を以下の式で定義する。

$$L_{\rm rad} = -\int_{\theta=0}^{\pi/4}\int_{\phi=0}^{2\pi} \min\left[4p_{\rm rad}u_{t\ ({\rm rad})}u^r_{({\rm rad})}, 0\right]\left(\sqrt{-g}\right) {\rm d}\theta\, {\rm d}\phi \Big|_{r=200r_{\rm g}} . \tag{10}$$

これを各モデルで示したものが図 (3) である。いずれのモデルも、エディントン光度程度まで到達していることがわかった。

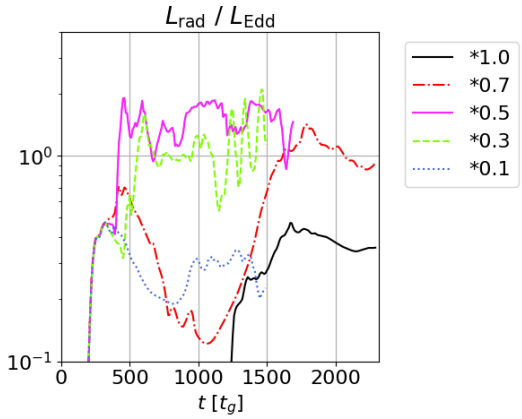


図 3: 各モデルの光度の時間変化。凡例の数字が、各モデルの角運動量の倍率に対応している。

4 Discussion

4.1 Accretion of low-angular momentum model

2 種類のモデルに分かれた原因は、ケプラー半径と ISCO 半径の大小関係であると考えられる。ケプラー半径は角運動量を持ったガスがケプラー運動を行う半径であり、ISCO 半径は BH の周囲で安定な円軌道を取ることのできる最小半径である (スピンなしの BH であれば $6r_g$)。各モデルのケプラー半径を表 (1) に示した。低角運動量モデルではケプラー半径が ISCO 半径よりおおよそ小さい。そのためガスが円運動をおこなうことができずに BH に自由落下したと考えられる。

表 1: トーラス中心のガスのケプラー半径。

角運動量	ケプラー半径
1.0 倍	33 r_g
0.7 倍	16 r_g
0.5 倍	8 r_g
0.3 倍	3 r_g
0.1 倍	0.3 r_g

4.2 Shockwave

高角運動量モデルでは円盤が形成されているため、円盤の加熱機構である磁気散逸などで加熱され、エディントン光度に近い光度が発生することが説明できる。しかし、円盤を持たない低角運動量モデルが同程度の光度を持つのはなぜだろうか。これは、衝撃波が形成することによる衝撃波加熱や、圧縮加熱によってガスが加熱していると考えられる。低角運動量の輻射エネルギー密度を見ると (図 (1))、BH 近傍に輻射エネルギーが強い領域が見られる。ここでは衝撃波が形成していると考えられる。衝撃波の詳細な物理的性質は今後詳しく解析予定である。

5 Conclusion

突発的な超臨界降着現象を解明するための第一歩として、初期トーラスの角運動量を下げたときの系のふるまいを GR-RMHD シミュレーションで調べた。その結果、初期角運動量の違いによって二種類の傾向に分かれた。高角運動量モデル (角運動量が回転平衡時の 1.0 倍、0.7 倍) では超臨界降着円盤が形成され、質量降着率が準定常的になった。低角運動量モデル (角運動量が 0.5 倍、0.3 倍、0.1 倍) では円盤が形成されず、ガスの大半が自由落下時間で落下した。

また、光度は全てのモデルで同程度となった。円盤を持たない低角運動量モデルが発光できるのは、衝撃波が形成することにより、衝撃波加熱がはたらき、ガスが加熱されたからだと考えられる。今後は、衝撃波の詳細な物理量性質について調査する。

Reference

Middleton M. J., Walton D. J., et al. 2021, MNRAS, 506, 1045-1058

LIXIN DAI, JONATHAN C. MCKINNEY, Nathaniel Roth, Enrico Ramirez-Ruiz, & M. Coleman Miller 2018, ApJL, 859, L20

Toru Okuda, & Chandra B. Singh 2021, MNRAS, 503, 586-593

Takahashi H. R., Ohsuga K., Kawhasima T., & Sekiguchi Y., 2016, ApJ, 826, 23

Fishborn L. G., & Moncrif V., 1976, ApJ, 207, 962

———index へ戻る

コン a17

超臨界降着流からのアウトフロー；運動学的光度の質量降着率依存性とその起源

京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室
芳岡 尚悟

超臨界降着流からのアウトフロー；運動学的光度の質量降着率依存性とその起源

芳岡 尚悟 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

Abstract

超臨界降着流 (質量降着率が $L_{\rm Edd}/c^2$ を超える降着流；$L_{\rm Edd}$はエディントン光度、c は光速) は、輻射やアウトフローを通して周囲環境へ多大なインパクトを与え、銀河さらには宇宙全体の進化に重要な役割を担う。アウトフロー構造やインパクトの定量評価には、現実的な計算設定の下、大局的にシミュレーションを実行する必要があるが、計算資源の問題により、上記設定でシミュレーションが実行された研究はほとんどなかった。そこで我々は、大きな計算領域と初期角運動量を設定し、10 $M_\odot$ のブラックホールを想定した 2 次元軸対称輻射流体 (RHD) 計算を実行した。様々な質量降着率 ($\dot{M}_{\rm BH}$=110 − 380 $L_{\rm Edd}/c^2$) の下、RHD 計算を行うことで、超臨界降着流からのアウトフロー構造や光度の質量降着率依存性を調査した。RHD シミュレーションの結果、質量降着率の増加に伴い、運動学的光度は輻射光度よりも急激に増加することが分かった。すなわち、質量降着率が増加すると、アウトフローを通して多大なエネルギーを供給することが示唆される。さらに極方向の運動学的光度は、極めて高い質量降着率依存性 ($\propto \dot{M}_{\rm BH}^{2.7}$) をもつ。この起原は、円盤が膨らむことで輻射場が極方向へ集中からであることを突き止めた。また、アウトフローは無限遠まで到達するピュアアウトフローと噴出後に円盤へ落下するフェイルドアウトフローが存在する。アウトフローのベルヌーイパラメータ $B_{\rm e}$ を調査した結果、$B_{\rm e} < 0$ であっても、噴出後も輻射圧によって加速されるため、ガスは噴出可能であることを明らかにした。したがって、従来の定説であった $B_{\rm e}$ の正負によるガス噴出の判定は良い指標ではないと結論づけられる。

1 Introduction

X 線連星から超巨大ブラックホールまで、さまざまな質量のブラックホール天体現象を理解する上で、鍵となるのが降着円盤である。質量降着率 $\dot{M}_{\rm BH}$ が $L_{\rm Edd}/c^2$ ($L_{\rm Edd}$) を上回る超臨界降着流は、超高光度 X 線源 (Ultra Luminous X-ray sources; ULX) や狭輝線 1 型セイファート銀河など、エディントン光度以上で輝く天体現象を説明する有力なモデルとなっている。超臨界降着流は、強い輻射力によって多量のアウトフローを噴出し、輻射やアウトフローを通して周囲環境へ多大なインパクトを与えることで、銀河さらには宇宙全体の進化に重要な役割を担うと考えられている。

超臨界降着流において、多量のガスと輻射の多次元相互作用が本質的な役割を演じるため、アウトフロー構造や光度の解明には輻射流体計算が必要不可欠である。これらの動機の下、輻射流体計算は多々なされてきたが、いずれも計算資源の制限から (1) 初期角運動量が小さく、(2) 比較的小さな計算ボックスの計算が主流であったため、(1) ガスがケプラー半径にたまり、そこから多量のガスが噴出していた。また、(2) 初期トーラスからのアウトフローが含まれていたことにより、アウトフロー率が過大評価されていた。

上記問題に着目した、Kitaki et al. (2021) では、計算ボックスサイズ及び初期角運動量を大幅に増加させて、輻射流体ミュレーションを実行された。その結果、従来の研究で見られていた膨らんだ円盤構造は見られず、アウトフロー率を正しく見積もることに成功した。また得られたアウトフロー構造から、無限遠まで到達する「ピュアアウトフロー」と、噴出後に円盤へ落ち込む「フェイルドアウトフロー」が存在することが明らかとなった。

以上のように、先行研究である Kitaki et al. (2021) では画期的な成果が得られたが、一つのパラメータセットに限った計算であった。したがって、ブラックホールの質量や質量降着率といったパラメータの変化に対して、アウトフローの特性 (アウトフローの噴出領域や構造、噴出量など) にどのような違いが発現するのか、またその結果、アウトフローが周りにどのようなインパクトを与えるのかは未解明であり、これらの定量評価が喫緊の課題であると言える。

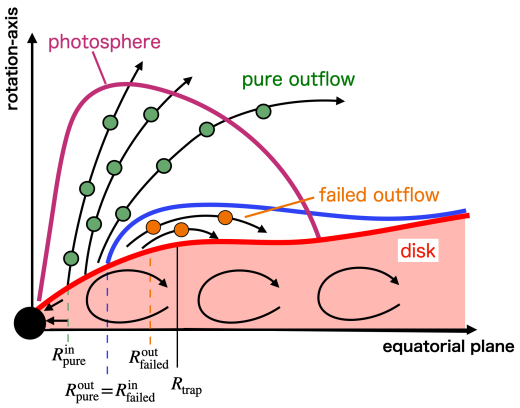


図 1: 超臨界降着流からのアウトフローの概念図。ピンク線と青線は光球面とピュアアウトフローとフェイルドアウトフローの境界領域を表す。アウトフロー構造は 4 つの領域に分けられる。(1) アウトフローが吹かない領域 ($R \le R^{\rm in}_{\rm pure}$)、(2) ピュアアウトフロー領域 ($R^{\rm in}_{\rm pure} \le R \le R^{\rm out}_{\rm pure}$)、(3) フェイルドアウトフロー領域 ($R^{\rm out}_{\rm pure} \le R \le R^{\rm out}_{\rm failed}$)、(4) アウトフローが吹かない外縁領域。

2 Methods

本研究では、(Q1) 輻射光度や運動学的光度は $\dot{M}_{\rm BH}$ や視線角度にどう依存するのか?、(Q2) アウトフローはどこから、どれくらいの量が吹き出るのか? という 2 つの問いを明らかにするため、アウトフロー構造の徹底解明を目的とする。そこで、広域な計算領域 ($r \ge 6000\ r_{\rm S}$) と大きな初期角運動量 ($r_{\rm K} \sim 2430 r_{\rm S}$、$r_{\rm S}$ はケプラー半径) の下、$\dot{M}_{\rm BH} = (110-380\ L_{\rm Edd}/c^2)$ のパラメータ範囲で大局的に 2 次元軸対称 RHD 計算を実行した。パラメータであるブラックホールの質量及び α 粘性については 先行研究と同じ 10 $M_\odot$ と 0.1 を採用した。流体計算では、擬ニュートンポテンシャルを用いて近似的に一般相対論的効果を、α 粘性 を通して間接的に磁場 (磁気乱流) による粘性の効果をそれぞれ取り入れている。輻射に関しては、FLD 近似を用いてモーメント式を解き、コンプトン効果についても考慮した上で、光子とガスのカップリングを厳密に計算している。

現実的な初期条件の下、超臨界降着円盤の全域に渡り、アウトフローの噴出領域や光度、円盤構造が質量降着率の変化に対してどのように振る舞うのかを定量的に評価した研究はない。また、物理量のパラメータ依存性を明らかにすることは、準解析解と比較が可能である点や観測によって得られる光度から質量降着率を推定可能になるという点で非常に重要である。

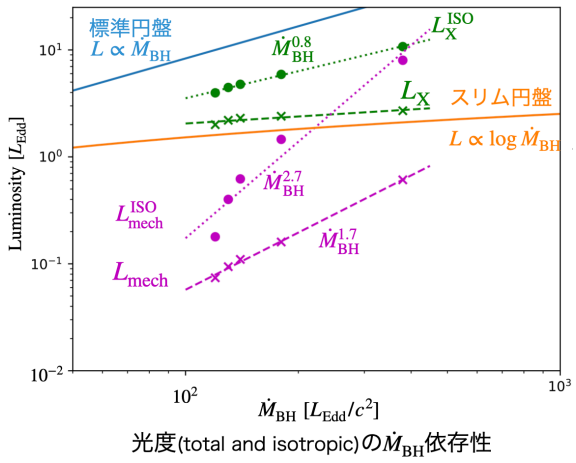


図 2: 輻射光度 (緑) と運動学的光度 (マゼンタ) の $\dot{M}_{\rm BH}$ 依存性。実線は全光度、破線は等方仮定光度である。等方仮定光度を計算する際は、$\theta = 10^\circ$ を仮定した。

3 Results

まず、図 1 に今回得られたアウトフロー構造を示した。以下では簡単にアウトフロー構造について説

明する。(1) 内縁領域 ($R \leq R^{\rm in}_{\rm pure}$)：アウトフローはあまり噴出しない、(2) 中間領域 ($R^{\rm in}_{\rm pure} \leq R \leq R^{\rm out}_{\rm pure}$)：ピュアアウトフローが噴出する、(3) 外縁領域 ($R^{\rm out}_{\rm pure} \leq R \leq R^{\rm out}_{\rm failed}$)：フェイルドアウトフローが噴出する。

$R^{\rm out}_{\rm pure}$および $R^{\rm out}_{\rm failed}$の質量降着率依存性 (スケール則) は以下のようになった。

$$R^{\rm out}_{\rm pure} \sim 1.9 \times 10^2 \left(\frac{\dot{M}_{\rm BH}}{200\ L_{\rm Edd}/c^2} \right)^{1.4} r_{\rm S}, \quad (1)$$

$$R^{\rm out}_{\rm failed} \sim 3.1 \times 10^2 \left(\frac{\dot{M}_{\rm BH}}{200\ L_{\rm Edd}/c^2} \right)^{1.4} r_{\rm S}. \quad (2)$$

またアウトフロー率も質量降着率の増加に伴い増加し、$\dot{M}_{\rm BH} \sim 380\ L_{\rm Edd}/c^2$ の時、$230\ L_{\rm Edd}/c^2$ であり、アウトフロー転換効率は 38%と見積もられた。以上から、質量降着率の増加に伴い、アウトフローの噴出領域は拡大し、噴出量も増加することが示唆される。

次に質量降着率の増加に伴い、光度がどう振る舞うのかについて議論する。図 2 には光度の質量降着依存性を示している。実線は全光度、破線は等方仮定光度である。今回得られた光度のスケール則は以下のようになった。

$$L_{\rm X} = 2.4 \times \left(\frac{\dot{M}_{\rm BH}}{200\ L_{\rm Edd}/c^2} \right)^{0.22} L_{\rm Edd}, \quad (3)$$

$$L_{\rm mech} = 0.20 \times \left(\frac{\dot{M}_{\rm BH}}{200\ L_{\rm Edd}/c^2} \right)^{1.7} L_{\rm Edd}, \quad (4)$$

$$L^{\rm ISO}_{\rm X} = 6.4 \times \left(\frac{\dot{M}_{\rm BH}}{200\ L_{\rm Edd}/c^2} \right)^{0.83} L_{\rm Edd}, \quad (5)$$

$$L^{\rm ISO}_{\rm mech} = 1.4 \times \left(\frac{\dot{M}_{\rm BH}}{200\ L_{\rm Edd}/c^2} \right)^{2.7} L_{\rm Edd}. \quad (6)$$

図 2 より、質量降着率依存性の増加に伴い、等方仮定輻射光度 $L^{\rm ISO}_{\rm X}$ は $\dot{M}^{0.8}_{\rm BH}$に比例して増加し、運動学的光度は輻射光度より高い $\dot{M}_{\rm BH}$ 依存性をもつことが明らかになった。特に、等方仮定運動学的光度 $L^{\rm ISO}_{\rm mech}$ は、極めて高い質量降着率依存性 ($\propto \dot{M}^{2.7}_{\rm BH}$) をもつ。$\dot{M}_{\rm BH} \sim 400\ L_{\rm Edd}/c^2$ で $L^{\rm ISO}_{\rm mech} \sim L^{\rm ISO}_{\rm X}$ となる。換言すれば、アウトフローを通して輻射に匹敵するエネルギーが周囲環境へ供給されることを意味する。

では、なぜ $L^{\rm ISO}_{\rm mech}$ はなぜ極めて高い質量降着率依存性をもつのだろうか？図 3 は、単位質量あたりの輻射力のカラーマップである。赤線は円盤表面、青線は $\theta = 10^\circ$ の流線である。質量降着率が増加すると、単位質量あたりの輻射力は極方向へ集中していることが分かる。円盤が膨らむことで輻射場は極方向へ集中し、極方向への単位質量あたりの輻射力は増加する。$L^{\rm ISO}_{\rm mech} \propto \rho v_r^3$ であるため、ガスの速度の質量降着率依存性が増加することにより、$L^{\rm ISO}_{\rm mech}$ は高い質量降着率依存性を持つのである。

4 Discussion

以下では、ピュアアウトフローとフェイルドアウトフローの違いについて調査するため、ベルヌーイパラメータについて議論する。図 4 は Model-380 のピュアアウトフロー (左) とフェイルドアウトフロー (右) の軌道上の各エネルギー (上段) とベルヌーイパラメータの分布 (下段) である。ここで、ベルヌーイパラメータは以下のように定義した。

$$Be = \frac{1}{2}v^2 + \frac{e_{\rm gas}}{\rho} + \frac{E_0}{\rho} + \frac{p}{\rho} + \frac{P_{\rm rad}}{\rho} - \frac{GM}{r - r_{\rm S}}, \quad (7)$$

$$Be_{\rm gas} = \frac{1}{2}v^2 + \frac{e_{\rm gas}}{\rho} + \frac{p}{\rho} - \frac{GM}{r - r_{\rm S}}. \quad (8)$$

準解析モデルでは、噴出点で $Be_{\rm gas} > 0$ であればアウトフローが噴出可能であることが示唆されていた (Narayan & Yi 1984)。しかし、本研究により、噴出点で $Be < 0$ でもアウトフローは噴出可能であることが分かった。これは、ガスが噴出する過程で輻射力による加速のため、ベルヌーイパラメータは経路上で増加するためである。以上から、噴出点でのベルヌーイパラメータの正負はアウトフロー噴出の良い指標とはならないことが明らかになった。

5 Conclusion

本研究では現実的な計算設定の下、ブラックホールの質量を 10 $M_\odot, \alpha = 0.1$、そして質量降着率を $(110 - 380)\ L_{\rm Edd}/c^2$ のパラメータ範囲で、輻射流体計算を実行し、質量降着率の増加に伴い、アウトフロー構造や物理量がどう変化するのかを調査した。

解析の結果、質量降着率の増加に伴い、$L_{\rm mech}$は $L_{\rm X}$ より 強く $\dot{M}_{\rm BH}$ に依存して増加する。すなわちアウ

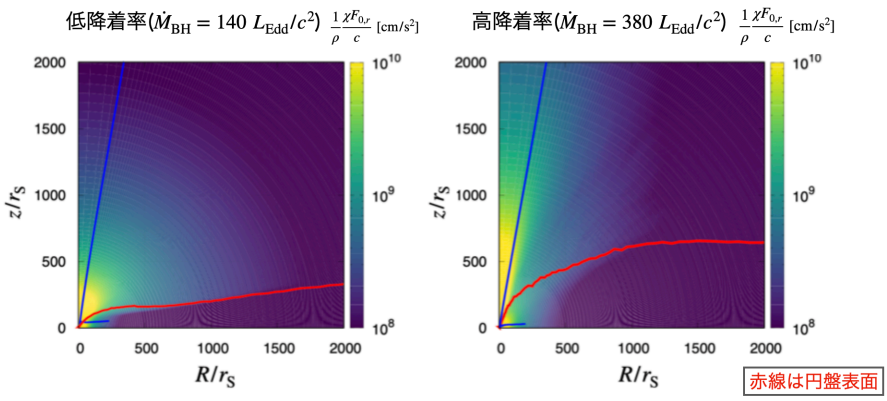


図 3: 単位質量あたりの輻射力のカラーマップ。赤線は円盤表面、青線は $\theta = 10^\circ$ の流線である。質量降着率が増加すると、単位質量あたりの輻射力は極方向へ集中する。

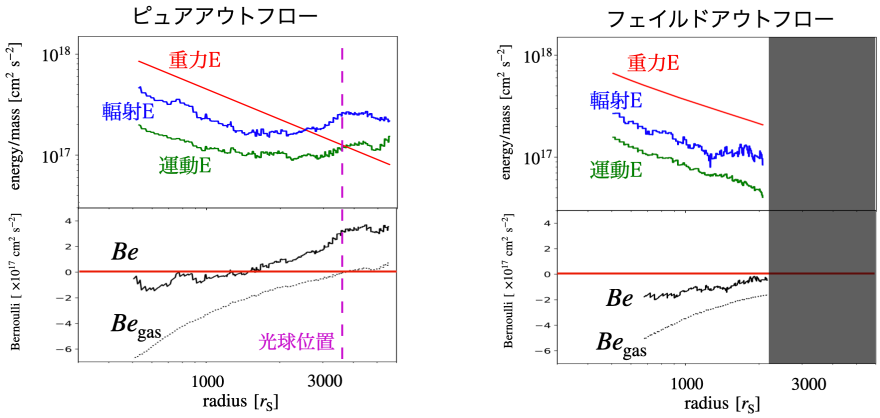


図 4: Model-380 のピュアアウトフロー (左) とフェイルドアウトフロー (右) の軌道上の各エネルギー (上段) とベルヌーイパラメータの分布 (下段)。

トフローを通して輻射に匹敵するエネルギーを供給されることが分かった。とりわけ、$L_{\rm mech}^{\rm ISO}$は強い$\dot{M}_{\rm BH}$依存性を持つ ($\propto \dot{M}_{\rm BH}^{2.7}$) を明らかにした。これは、輻射が極方向に集中し、多量のガスが加速されるからである。また、質量降着率の増加に伴い、アウトフローの噴出領域は拡大し、アウトフロー率も増加することが分かった。

Acknowledgement

Numerical computations were in part carried out on XC50 at Center for Computational Astrophysics, National Astronomical Observatory of Japan. Numerical analyses were in part carried out on analysis servers at Center for Computational Astrophysics, National Astronomical Observatory of Japan.

Reference

Kitaki, T., Mineshige, S., Ohsuga, K., & Kawashima, T. 2021, PASJ, 73, 450

Narayan, R., & Yi, I. 1994, ApJ, 428, L13

———index へ戻る

コン a18

硬X線望遠鏡NuSTARを用いた低質量X線連星系 MAXI_J1820+070の観測

東京理科大学大学院 理学研究科
青山 裕也

硬 X 線望遠鏡 NuSTAR を用いた低質量 X 線連星系 MAXI J1820 + 070 の観測

青山 祐也 (東京理科大学大学院 理学研究科)

Abstract

本研究では、時間分解能がよく広いエネルギー帯域に感度を持つ NuSTAR 衛星で観測された、 ブラックホール (BH) 連星「MAXI J1820+070」を対象にして解析を行った。2018 年 3 月 11 日に発見された後、二度の増光があり、全天で二番目に明るい X 線天体となった。MAXI J1820+070 が発見された三日後の X 線で増光を示すデータを扱い、他の BH 連星と同様、放射成分や反射成分などから構成されることを確かめるために X 線スペクトルからモデルフィットを行った。時間平均スペクトルでは、BH 周辺からの X 線放射がコロナ内の逆コンプトン散乱による冪関数モデルと光子が降着円盤に入射し内部で改めて再放射される反射モデルで再現できた。鉄の各電離パラメーターによる鉄の存在比から降着円盤の近傍領域と遠方領域では、それぞれ Fe XX と Fe XXIV が多く存在していることが分かったため、BH の近傍では電離が進んでいるといえる。天体の明るさの時間変動の解析では、光度曲線のカウントレートの高い時間から低い時間をとった差分スペクトルに冪関数モデルでフィットを行った。その結果よく再現でき、明るさの変化によって連続成分が主に変動し、6.4keV 付近の狭い鉄輝線を出す遠方反射は一定であると考えられる。

1 Introduction

大型の銀河の中心には、太陽の数百倍から数百億もの質量の超巨大ブラックホールが存在しており、宇宙史における超巨大 BH の成長を知ることが最重要課題の一つとされている。銀河中心に存在するような 10^5 – $10^{10}M_\odot$ の質量を持つ超巨大 BH は、銀河の形成や宇宙の進化と密接な関わりがあるとされているが、その起源、成長過程は謎に包まれている。この形成過程を解き明かすためには、ガスを降着して成長している BH を観測することが重要であり、その一つとして恒星質量 BH と恒星の連星系がしばしば着目されている。BH が恒星と連星系を成すと、一部は恒星のガスを自身に降着させ、降着円盤を形成する。ガスはその中で重力エネルギーを解放して高温となり、その熱エネルギーの一部を光子として放射し、主に X 線で輝く。降着円盤の状態は、質量降着率で変化し、特に降着率が低い「ハード状態」では、放射が非効率になるため円盤の一部がさらに高温となり、数 100keV の電子雲 (コロナ) を形成すると考えられている。コロナが円盤付近にあると、円盤から放射された X 線光子はコロナによって散乱を受ける。このとき、コロナ中の高温・高速の電子が大きなエネルギーを持っていることから、光子が電子からエネルギーを受け取ることになり、高いエネルギーの放射として観測される。これは、通常のコンプトン散乱とは電子と光子のエネルギーの授受関係が逆になることから、逆コンプトン散乱と呼ばれる。∼ 100keV までべき乗で伸びる連続成分が支配的な X 線スペクトルを示し、このスペクトルを物理モデルで再現することで、コロナの電子温度や光学的厚みが推定できるが、円盤との依存関係や幾何学的な構造に関しては、未だに議論が続いている。

本研究では、BH 連星 MAXI J1820+070 の X 線スペクトル変動を追った。MAXI J1820+070 は $M_{BH} = 5.9 - 8.1M_\odot$ の BH を中心に持つ増光現象を度々起こす天体であり、X 線で明るく輝く。観測された X 線スペクトルの成分から、降着円盤やコロナの温度などの物理量を推測できるが、それらの位置関係や依存関係については様々なモデルが縮退している。そこで、観測される X 線強度変動や時間変動から放射領域の情報を引き出し、スペクトルがどの成分に追随して変化しているか調べ、BH 近傍の降着円盤の描像について探る。

2 Observations and Methods

2.1 NuSTAR

NuSTAR 衛星は、2012 年 6 月 13 日、NASA によって打ち上げられた X 線天文衛星である。南大西洋異常帯 (SAA) の影響を最小限にするため、衛星は低高度赤道軌道に投入されている。NuSTAR 衛星は 3–79 keV のエネルギー帯域での撮像を可能とし、>10keV のエネルギー帯域での撮像分光を世界で初めて実現させた衛星となっている。NuSTAR 衛星の望遠鏡の焦点面に取り付けられた Focal Plane Module (FPMA/B) と呼ばれる検出器により硬 X 線を観測することができる。

今回、X 線スペクトル変動を追い、パラメータ変動を含む解析結果から硬 X 線放射起源を知ることが目的なので、硬 X 線帯域での感度を誇る NuSTAR 衛星を用いた。

2.2 対象天体

MAXI J1820+070 は、2018 年 3 月 11 日に蛇遣い座で発見された後、二度の増光があり、全天で二番目に明るい X 線天体となった。[1] このような二段階の増光は、BH の X 線トランジェント天体では珍しく、高フラックスでの長時間観測により、降着過程の詳細な観測が可能である。低質量 X 線連星系に分類され、BH 質量は、$M_{BH} = 5.9 - 8.1 M_{\odot}$、円盤傾斜角 $i = 63^{\circ} \pm 3^{\circ}$ 、距離 $D = 2.96 \pm 0.33$kpc と知られている。[2]

2.3 アーカイブデータ

図 1 は、MAXI が 2012 年 3 月 12 日から観測して得た MAXI J1820+070 の光度曲線である。[3] BH は広い帯域でのスペクトル解析が重要なため、高エネルギー側まで見える可視光や近赤外線で増光を示した赤枠の観測時間を用いた。NuSTAR 衛星でも MAXI J1820+070 の発見直後、観測を初め、NuSTAR 衛星のデータとして、HEASARC に公開されているものを用いた。データの詳細について、 表 1 に示す。

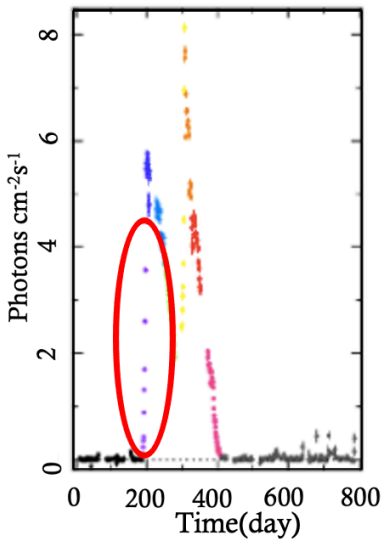


図 1: MAXI が観測した MAXI J1820+070 の光度曲線。

表 1: 解析に用いた MAXI J1820+070 の観測データ

衛星名	NuSTAR
Obs ID	90401309002
RA	18h20m26.6s
Dec	+07d12m16s
time	2018-03-14 20:26:09
exposure[sec]	11768

2.4 光度曲線の抽出

本研究において光度曲線を作成した目的として、明るい天体では光度変化が激しいため、特徴的な変動を見るのに適している。NuSTAR 衛星から得た MAXI J1820+070 の光度曲線は以下のようになった。光度変化を激しく示し、時間が経つにつれ右上がりになっている。また、等間隔に得ることができない範囲が見られる。これは上記で説明をした SAA の影響であり、エリア内においては、検出器はバックグラウンドとなる多数の荷電粒子を受け取ってしまうため、このエリア内のデータは使用できなくなる。

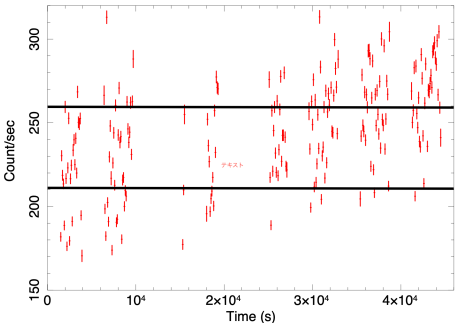


図 2: MAXI J1820+070 の光度曲線 (FPMA)。

2.5 時間平均スペクトル

放射に含まれる成分を推定するために、使用したデータを NuSTAR 衛星 (FPMA) の 3-79keV のスペクトルを取得した。図 3 の上の 2 段は、観測で得られたスペクトルと光子指数 1.4 の冪関数モデルとの比である。

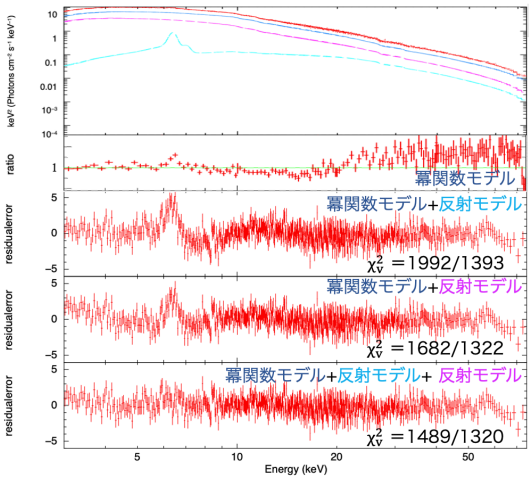


図 3: 上の 2 段は NuSTAR(FPMA) の 3-79keV のスペクトルと冪関数モデルとの比。下の 3 段は冪関数成分と反射成分を入れた 3 パターンの残差を示す。

得られたスペクトルは冪状に伸びる連続成分が主であることが分かる。反射成分のスペクトルに見られる最も顕著な特徴である 6.4keV 付近に中性鉄輝線が見られる。また、高エネルギー側の光子は円盤でコンプトン散乱され、低エネルギー側の光子は円盤中の物質で光電吸収されるため、>20keV 付近にピークを持つコブのような構造 (コンプトンハンプ) も見られる。

X 線の連続成分は、冪関数で再現でき、その起源として降着円盤からの光子が逆コンプトン散乱を受け、高温電子からエネルギーを得て外に叩き上げられたことによるものだと考えられている。さらに、コロナ内で逆コンプトン散乱を受けた X 線光子には、我々に直接届くものの他に、光子が降着円盤に入射し内部で改めて再放射される。ここでは物質の蛍光輝線を含むので、電離した物質から反射成分があると考える事ができる。反射成分は必ずしも遠方領域と近傍領域の両方で見られるとは限らず、どちらか一方しか見られない場合が考えられる。そのため、図 4 のように上から①反射成分について遠方反射のみ見られる場合、②近傍反射のみ見られる場合、③その両方が見られる場合の 3 つのパターンを考える。中

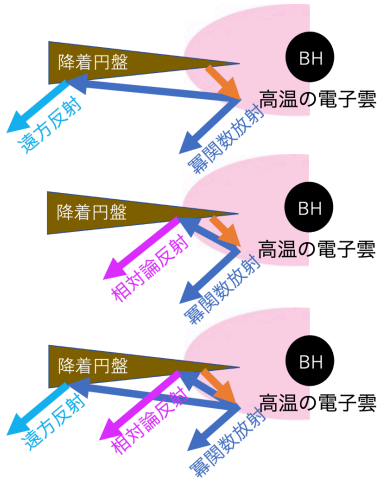


図 4: BH 近傍の放射描像の模式図。

心の BH に近い円盤内縁付近での反射成分では、BH の強重力による一般相対論効果によってなまされた鉄輝線と連続成分を再現するモデル、もう 1 つは遠方で反射する成分で上記の効果を考慮しないモデルを使用してスペクトルフィットを試行する。

3 Results

3.1 時間平均スペクトル

冪関数成分と反射成分を入れてモデルフィットを行い、モデルとの残差の結果が図 3 の③である。

どのモデルも>20 keV で見られるコンプトンハンプはよく再現できている。6.4keV 付近の鉄輝線において、③モデルは①モデル、②モデルよりも良くフィットできていることからいずれのスペクトルでも反射成分は 2 種類入ることが好まれると言える。

3.2 時間変化スペクトル

図 2 の光度曲線を明るさで 3 つに分割し、一番明るい時のスペクトルから一番暗いときのスペクトルを引いた時の差分スペクトルを冪関数モデルでフィットした。図 5 を見ると、冪関数モデルだけで大体は

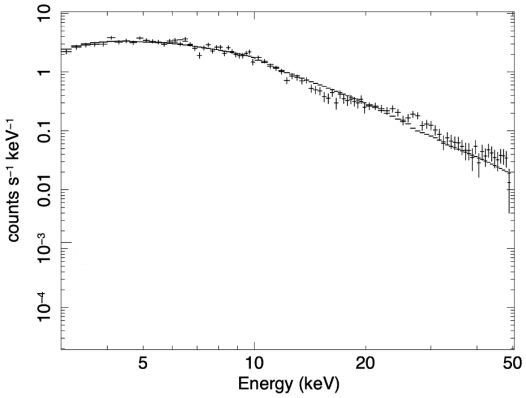


図 5: 明るい時のスペクトルから暗い時のスペクトルを引いた差分スペクトル (FPMA)。

フィットできているので、6.4keV 付近の中性鉄輝線の反射成分が不要であることが分かる。差分スペクトルではなく、3 分割したスペクトルそれぞれに③モデルをフィットさせ、パラメータを比較してみると鉄輝線の値に変化はなかったが、連続成分の光子指数は異なっていた。

4 Discussion and Conclusion

NuSTAR が観測して得た MAXI J1820+070 のデータを解析した。そこから抽出した時間平均スペクトルは、冪関数モデル、非相対論反射モデル、相対論反射モデルで再現する事ができた。つまり、BH の近傍の描像として、降着円盤からの紫外線が高温の電子雲によって逆コンプトン散乱され、X 線へと叩き上げられた放射と遠方領域にはなまされない鉄輝線と近傍領域にはなまされる鉄輝線が存在する。電離度について、電離パラメータは $\log \xi = \log \frac{L_x}{n_e r^2}$ で表され、L_xが天体の光度、n_e は反射体の密度、r は天体からの距離である。鉄の電離パラメータの値を見ると、相対論反射モデルでは、$\log \xi = 3.4$ なので Fe XXIV が多く存在し、非相対論反射モデルでは、$\log \xi = 2.1$ なので Fe XX が多く存在することが分かった。降着円盤の外側よりも内側の方が電離が進むことが知られており、実際に相対論効果を受けている方が内側にあると示しているので、この電離度は妥当である。

BH の明るさの時間変動の解析では、明るいスペクトルから暗いスペクトルを引いた差分スペクトルのフィットの結果から、冪関数モデルでよく再現でき、6.4keV 付近の広がった鉄輝線の強度が弱かった。これは、BH の光度変化では、連続成分が主に変動していて狭い鉄輝線を出す遠方反射は一定であると考えられるので、鉄輝線に対して、冪関数成分が強く放射されていることになる。光度曲線を明るさで 3 つに分割したスペクトルそれぞれに③ モデルをフィットさせ、パラメータを比較してみると鉄輝線の値は変化していなかったが、連続成分の光子指数の値は明るいスペクトルになるにつれて正の相関が見られた。今後、X 線強度の変動と BH 近傍での物質の状態変化についてさらに詳しく調べるために、 他の天体についての同様な解析や、低エネルギー側のスペクトルも含めた解析、それに伴うモデルの再検討が必要となる。

Reference

[1] T. Dauser, et al. Relativistic Reflection: Review and Recent Developments in Modeling(2020)

[2] Torres, et al. The Donor of the Black-Hole X-Ray Binary MAXI J1820+070(2022)

[3] 本田和広, 東京理科大学修士論文 (2021)

———index へ戻る

コン a19

パルサー星雲観測の現状と CTA での観測による未来

東京大学大学院 理学系研究科
笛吹 一樹

パルサー星雲観測の現状と CTA での観測による未来

笛吹 一樹 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

数ミリ秒から数秒の周期でパルスを放つ天体であるパルサーの周りにはパルサー星雲 (PWN) という天体がある。PWN は、TeV にまでわたる超高エネルギーのガンマ線放射が観測されている。特に、発見されている銀河系内の TeV ガンマ線天体の中において PWN は最大種族であり、圧倒的な存在感を放つ。PWN の放射にはパルサーからの相対論的速さの粒子の流れ（パルサー風）が関係していると考えられている。パルサーが失う回転エネルギーの内、パルスとして放出されるエネルギーは 10 %以下であり、残りは全てパルサー風の運動エネルギーへの変換に費やされているとされる。よって、PWN は非常に効率よく粒子を加速させている天体として注目されている。しかし、その高効率な粒子の加速機構は未だ論議の的であり、その解明は宇宙物理に新たな知見を与える点で重要である。PWN の放射モデルを確立させる為には、PWN の観測数を増やし、放射位置解析から PWN の空間的構造を探ったり、電波から X 線の観測結果とガンマ線の観測結果を結びつけたりすることが重要となる。これにより、星雲の半径や磁場の大きさ、電子陽電子数などのモデルパラメータ値に制限を与えることが期待され、PWN の放射モデルの理解につながる。Cherenkov Telescope Array(CTA) は現行の解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov telescopes, IACTs) と比べて 20 GeV-300 TeV で 5-10 倍もの感度をもつ。そのため、現在の 30 個程度の観測数を飛躍的に向上させることが期待される。また、CTA は角度分解能も現行の IACTs より 3 倍程精度が上がる為、PWN の大きさや周囲の超新星残骸との関係を探ることが見込める。本講演では、PWN の物理と CTA による PWN 観測の未来について詳細な説明を行う。

1 序論

1.1 かに星雲

強い磁場を持って高速回転しながらパルスを放つ中性子星としてパルサーという天体があり、その周りにはパルサー星雲 (PWN) という天体が存在していることがある。PWN は電波からガンマ線まで幅広い波長域で観測することが出来る。PWN の代表例としてかに星雲がある。

かに星雲の中心付近には、かにパルサー (PSR J0534+2200) が存在する。回転エネルギー $E_{\rm rot}$ の減少率を表すスピンダウン光度 $L_{\rm spin} = -\dot{E}_{\rm rot}$ は、かにパルサーの場合 $\sim 5 \times 10^{38}$ erg s^{-1} である。一方、パルサーからの放射強度は軟 X 線帯において最大であり、およそ 10^{37} erg s^{-1} である。すなわち、パルサーの回転エネルギーはパルサー自身のパルスとしてはほとんど使われていない。

パルサーの回転による運動エネルギーの大部分は PWN の力学的エネルギーとして蓄えられている。この変換にはパルサーからの相対論的な粒子の流れ（パルサー風）が関わっている。1970 年代での X 線トーラス構造の観測 [1] により提唱された電磁流体力学 (MHD) モデルによると、パルサー風は星雲内のプラズマと衝突して衝撃波を発生させ、それを経て再加速された粒子が非熱的な放射を起こしている。また、発生した終端衝撃波はパルサー風の動圧と PWN 内部の圧力とのつり合いによりパルサーからおよそ 4×10^{17} cm ($\sim 14''$) の場所にリング状の構造として現れると計算されている [2]。この理論は Chandra 衛星によって観測的にも説明された。図 1 左はその Chandra 衛星が観測したかに星雲の X 線画像である。中心を取り囲むように放射の強いリング構造が確認でき、その楕円の長半径は $14''$ であった。

図 1 右にはかに星雲のシンクロトロン放射シミュレーションを示す。リング構造やその中心からジェットが吹き出している点など左の画像と共通する点が

多く見受けられる。スペクトルの結果からもかに星雲全体でシンクロトロン放射をしていることが示されており [3]、粒子の放射過程が一つ説明された。

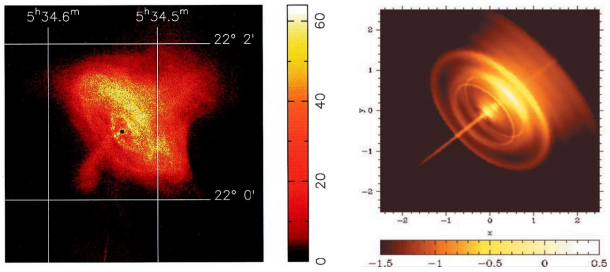


図 1: [左]Chandra 衛星によるかに星雲の X 線画像 [4]。ピクセルごとのカウント数で色分け。[右] かに星雲のシンクロトロン X 線放射を MHD シミュレーションした結果 [5]。エネルギー密度によって色分け。

1.2 高エネルギー天体としての PWN

かに星雲からの TeV ガンマ線検出 [3, 6] により、PWN は高エネルギー天体として注目された。しかし、TeV 程の高いエネルギーの放射機構は未だ説明出来ていない。ガンマ線の主な放射機構としては運動する粒子と光子との衝突によって高エネルギー光子が生成される逆コンプトン散乱がある。PWN ではシンクロトロン放射は確認されている為、シンクロトロン自己コンプトンモデル[1]などの電子由来によるものが考えられる。しかし、最近 LHAASO[2]が検出した PeV ガンマ線の放射源候補の多くに PWN が挙げられた [7]。シンクロトロン放射によるエネルギー損失やクライン仁科の公式により、電子由来による 100 TeV を超えるガンマ線の放出は説明が難しい。よって、陽子由来の高エネルギー放射過程も考えられることとなり、PWN の研究は新たな段階へと進んでいる。

解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov telescopes, IACTs) などの発展により、多くの高エネルギー天体が発見される中、銀河系内の TeV ガンマ線天体では PWN が最大種を成す。よって、様々な天体との比較から PWN での物理状態に制限を与えることが出来る。高エネルギー宇宙物理に新たな知見を与える上でサンプル数の多い PWN を研究することは非常に重要である。

[1]シンクロトロン放射によって生成された光子と高エネルギー電子との衝突による逆コンプトン散乱

[2]中国四川省にある宇宙線観測施設

2 現行 IACTs での PWN 観測

2.1 観測方法

ガンマ線は大気中の原子核と反応する為、直接地上で検出することは出来ない。ゆえに、衛星を打ち上げて宇宙で観測する方法やガンマ線と大気中の原子核の多重反応（空気シャワー現象）を利用して地上で間接的にガンマ線観測を行う方法がある。今回は後者の中でもチェレンコフ光を検出してガンマ線観測を行う IACTs を利用する。チェレンコフ光は空気シャワー現象が発生した際に生じる荷電粒子が空気中での光の速度よりも速い速度で進むことで放たれる。この光を検出することでガンマ線の到来方向やエネルギーを測定する。IACT は数 10 GeV 以上において有効面積が宇宙での観測 (Fermi 衛星) の 10^4 倍である事などから、高いガンマ線検出感度を誇る。H.E.S.S. や MAGIC、VERITAS といった観測装置が現在稼働中である。

2.2 MAGIC によるかに星雲の観測

MAGIC で得られたかに星雲のスペクトルを図 2 に示す。電子、陽子いずれの由来でもスペクトルは $Q(E) = N_0 E^{-\alpha} \exp\{-(E/E_0)^{\beta}\}$ という形となる（N_0 は規格化因子、E_0 はカットオフエネルギー)。まずは、純粋な cutoff power-law モデル $\frac{dF}{dE} = f_0(E/300\ \mathrm{GeV})^{\Gamma}$ で fitting したところ、2 TeV 以上の領域で観測データと差異が生じた。そこで、曲がったスペクトルを表す典型的なモデルとしてスペクトル指数 Γ を

$$\Gamma = a + b \log_{10}(E/300\ \mathrm{GeV}) \tag{1}$$

とした log-parabola モデルで fitting した。このモデルは全体的に観測データをよく再現している。

ここで、$\sim$ 150 GeV, $\sim$ 300 GeV, $\sim$ 1 TeV, $\sim$ 2.5 TeV の各エネルギーにおけるスペクトルの傾き $\Gamma(E) = d\ln(F)/d\ln(E)$ をプロットし、スペクトル指数の変化をみたものを図 3 に示す。電子の制動放射を含んだモデルとは数 100 GeV あたりで観測データと差異がある。しかし、陽子由来である π^0 崩壊[3]

[3]陽子が原子核に衝突すると、荷電パイオン $\pi^{\pm}$ と中性パイオン π^0 を生成し、π^0 はすぐに崩壊してガンマ線となる

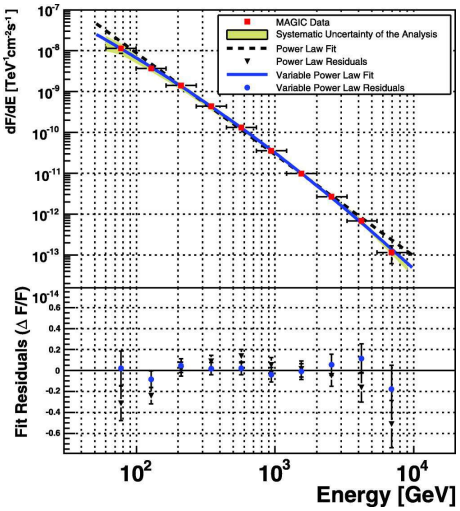


図 2: MAGIC で得られたかに星雲のスペクトル [8]。赤点は観測データ。網掛け部分は系統的な不確かさ。cutoff power-law モデルが点線、log-parabola モデルが青線。下部ではモデルとの残差をプロット。

によるガンマ線放射を含んだモデル、及び電子由来のみのモデルは共に観測データに沿っている。よって、陽子由来の放射過程は観測的に矛盾しないことが分かる。

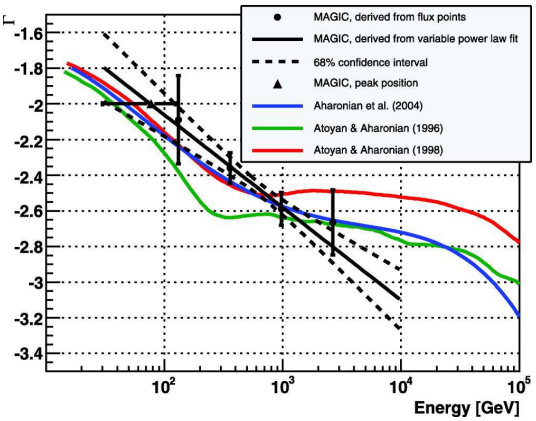


図 3: 各エネルギーでのスペクトル指数をプロットした図 [8]。黒丸が結果、黒線が (1) 式、点線がその 68% 信頼区間。電子由来としてシンクトロン放射やミリ波、遠赤外線、宇宙背景放射の光子による逆コンプトン散乱のモデルを青線、このモデルに電子の制動放射を含んだものを緑線、π^0 崩壊によるガンマ線放射を含んだものを赤線で表す。三角点はスペクトルが最大になるエネルギーにおいても (1) 式を用いたモデルで再現できると仮定したときの Γ の値。

2.3 H.E.S.S. による J1825−137 の観測

H.E.S.S. は TeV ガンマ線を放出する PWN を最も多く観測している。その中でも特徴的な PWN として HESS J1825−137 がある。

図 4 は同天体のスペクトル指数と表面輝度の距離依存を表すグラフである。左図よりパルサーから離れるほどスペクトルが軟化していることが分かる。シンクロトロン放射や逆コンプトン散乱のエネルギー損失による粒子の寿命は、粒子のエネルギーに反比例する。すなわち、エネルギーが大きくなるほど放射領域が小さくなる。これがスペクトルの軟化に関係していると考えられる。一方で、ガンマ線 (>200 GeV) の光度 L_γ を計算するとかに星雲のガンマ線光度と同じ値となった。HESS J1825−137 はスピンダウン光度がかに星雲より 2 桁小さいことから、ガンマ線放射の効率 $\varepsilon_\gamma = L_\gamma/L_{\rm spin}$ は非常に高いことが分かる。しかし、このような高効率な放射は非熱的放射のエネルギー損失を考慮すると再現が難しい。理論的解釈の一つとして、スピンダウン光度が大きかったパルサー誕生初期の時代に生まれた電子が現在も残っており、その電子由来の放射による結果が考えられる [9]。

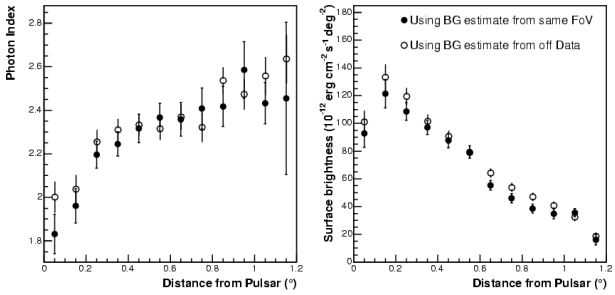


図 4: [左]HESS J1825-137 のスペクトル指数とパルサーからの距離の関係 [9]。[右] 表面輝度とパルサーからの距離の関係。黒丸は同視野内、白丸はオフデータからバックグラウンドを見積もったときの値。

一方、図 4 右からはパルサーから 0.15° 程ずれた場所でガンマ線の表面輝度が最大になることが分かる。そこで、エネルギーごとのガンマ線放射領域を表した画像を図 5 に示す。放射領域がパルサーの位置に対してズレていることが分かる。これは、不均質な星間物質内を超新星残骸 (SNR) が広がることで逆行衝撃波が発生し、それが PWN と衝突することが関係していると考えられている [11]。

3 CTA での PWN 観測

ここまで述べたどのガンマ線観測事実においてもその理論的解釈は完全には確立されていない。これは、観測例が少ない点、観測するエネルギー領域が狭

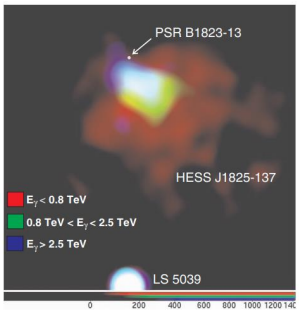


図 5: HESS J1825-137 でのガンマ線放射領域をエネルギーごとに色分けしたイメージ画像 [10]。

い点、空間分解能が乏しい点などが原因として挙げられる。Cherenkov Telescope Array (CTA) は広大な有効面積により現行の IACTs に比べて TeV 領域で 10 倍深い感度を持ち、観測出来る高エネルギー天体数は 10 倍となる。エネルギー帯域は 20 GeV-300 TeV であり、現行の帯域 (100 GeV-10 TeV) よりも大幅に広い領域をカバーする。さらに、角度分解能も現行の 3 倍以上良い精度を誇る。よって、以下に述べることが期待される。

まず、有効面積の広さを利用して TeV ガンマ線を放つ PWN の観測数を飛躍的に増加させることが期待される。実際、シミューレションを用いて CTA で検出可能な PWN の数を計算したところ現在の 10-20 倍の観測数が見込まれた [12]。これ程多くの PWN をエネルギー分解能の高い CTA で観測すれば、放射モデルの比較を容易に行うことが出来る。

次に、エネルギー帯域の広さを利用することで幅広いエネルギーの粒子の振る舞いを観測出来る為、図 4 のようなエネルギー依存した形態の原因解明に繋がる。現行の IACT では低エネルギー側のデータが十分に取れない為、パルサーから遠い所での粒子の振る舞いは観測出来なかった。CTA は低エネルギー側も広い範囲をカバーしているので、パルサーから遠い部分の観測が期待される。実際に CTA の観測をシミュレーションした結果と H.E.S.S. で得られたデータを比較したものを図 6 に示す。CTA では H.E.S.S. より約 2 倍の視野角までデータを取得できることが分かる。これにより、パルサーから遠くなるにつれてエネルギーが減少する効果をより詳細に調べることが期待される。

また、角度分解能の良さを利用することで PWN と

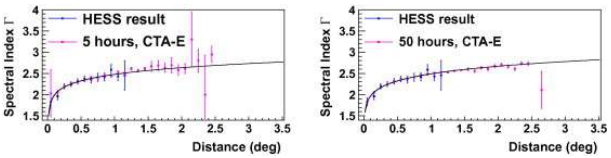


図 6: CTA での観測シミュレーションの結果（マゼンタ）と H.E.S.S. で得られたデータ（黒）の比較 [12]。左図は CTA での観測時間が 5 時間、右図は 50 時間。

SNR の関係を詳しく見ることも期待される。例えばかに星雲に似た高エネルギー天体である SNR G21.5-0.9 は半径が 2.5′、Kes 75 は半径が 1.75′ である [13]。現行の IACT の角度分解能は $\approx 3'$ であったので、これらの天体の形態を見ることが出来なかった。しかし、その 3 倍以上の精度をもつ CTA ならば高い解像度で観測可能となり、ガンマ線領域がズレている理由などの解明が期待される。

4 まとめ

PWN のガンマ線放射過程は電子由来の逆コンプトン散乱が主に考えられていたが、IACT での観測により陽子由来の過程も観測的に矛盾しないことが分かった。また、PWN のエネルギー依存した形態も観測された。これらを説明する理論的解釈は確立出来ていない。特に、放射過程の問題は最近の PeV ガンマ線検出により重要度が増している。CTA は検出感度や角度分解能などの点で現行の IACT に比べて精度が高い。よって、CTA によりこれらの問題を解明することが期待される。

Reference

[1] B. Aschenbach, W. Brinkmann, et al., A& A, 41 (1975) 147
[2] B. M. Gaensler, P. O. Slane, et al., Ann. Rev. Astron. Astrophys., 44 (2006) 17
[3] F.A. Aharonian et al., HEGRA Collaboration, ApJ 614 (2004) 897
[4] M. C. Weisskopf, J. J. Hester, A. F. Tennant, et al., ApJ 536 (2000) L81
[5] S.S. Komissakov, Y.E. Lyubarsky, MNRAS, 344 (2003) L93
[6] T.C. Weekes et al., Whipple Collaboration, ApJ 342 (1989) 379
[7] Zhen Cao, F. A. Aharonian et al., Nature 594 (Jun 3, 2021) 7861 33
[8] J. Albert et al., MAGIC Collaboration, ApJ 674 (2008) 1037
[9] F.A. Aharonian et al., H.E.S.S. Collaboration, A& A, 460 (2006) 365
[10] O.C. de Jager, A. Djannati-Ataï, Neutron Stars and Pulsars, ASSL 357 (2009) 451
[11] B.M. Gaensler, N.S. Schulz, V.M. Kaspi, et al., ApJ 588 (2003) 441
[12] E. de Oña-Wilhelmi, B. Rudak, et al., Astropart. Phys, 43 (2013) 287
[13] R. Terrier, et al., H.E.S.S. Collaboration, AIP Conference Proceedings, 1085 (2008) 316

———index へ戻る

コン a20

降着駆動型X線パルサーの鉄輝線のNICER解析

京都大学大学院 理学研究科
永井 悠太郎

降着駆動型 X 線パルサーの鉄輝線の NICER 解析

永井 悠太郎 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

中性子星やブラックホールの連星合体から重力波が観測され，連星の進化はますます重要な研究対象となってきた．その連星の進化を考えるには，伴星からの星風や中性子星の磁場，それらに関係する降着過程のより深い理解が必要であり，重要な観測の手段に X 線で観測できる鉄輝線の解析がある．降着駆動型 X 線パルサーを含む大質量 X 線連星は，これまでの衛星で鉄輝線の観測が数多く行われてきたが，より高いエネルギー分解能の装置や，早い時間変動をとらえる大きな有効面積を持つ検出器を用いた新しい観測が求められている．近く打ち上げ予定の XRISM 衛星は高エネルギー分解能のX線カロリメータを搭載し，かつてない精密な鉄輝線データを得ることができる．この衛星ではX線連星 Cen X-3, Vela X-1, Cir X-1 などが初期観測ターゲットに選ばれている．そのひとつである Cen X-3 は，自転周期 4.8 秒のパルサーが連星周期 2.1 日で公転し，過去の研究から食 (eclipse) の間には低電離の鉄輝線よりも高電離の鉄輝線が観測されやすいことや，鉄輝線付近のエネルギー帯の時間変動がそれ以外の連続成分に比べて遅れていることなどが知られている．ここから，この連星では中性子星の降着円盤の内縁付近から低電離の鉄輝線が，それよりも遠方からヘリウム様と水素様の高階電離の鉄輝線が観測されていると考えられている．XRISM ではこれらの鉄輝線の性質を詳しく調べる予定であるが，そのためには速い時間変動に着目したスペクトル解析や数秒という短い周期のパルス位相に分割した鉄輝線の解析が必要となる．そこで，私は XRISM のデータ解析に先立ち，高い時間分解能と大きな有効面積を持っている X 線望遠鏡 NICER の観測データを用いて Cen X-3 などの X 線連星のスペクトルの時間変動や到来時間差の解析を進めている．

1 イントロダクション

降着駆動型 X 線パルサーとは、質量降着により重力エネルギーを解放して X 線で輝く中性子星のことである。この天体は主に主星が O 型星、B 型星といった超巨星、伴星がパルサー (中性子星) という連星をなしている。この連星系では、主星からの星風がパルサーに吹き付けていて、この降着物質による重力エネルギーの解放などによりパルサーの降着円筒やアルフベン球の周辺で X 線が発生している。したがって、この X 線パルサーの観測で星風や中性子星の周辺環境を知ることができると考えられる。また、連星での質量輸送は連星進化を考える上でも重要となっているため、この天体の研究から連星進化の仕組みの一部を明らかにすることができると考えられる。

そこで本研究では、軟 X 線で明るく輝き時間変動する天体を観測するのに適した X 線観測装置 NICER の観測データを用いて、降着駆動型 X 線パルサーの解析を行った。解析対象となる天体を選択する際には、先述の条件を満たし、鉄輝線がよく観測されていて、X 線観測衛星 XRISM で観測予定の天体を探し、これに合った天体である Vela X-1 と Cen X-3 について解析を行った。ここで、Vela X-1 については時間変動解析を行い、Cen X-3 についてはスペクトル解析を行ったため、その結果について考える。

2 観測装置

NICER(Neutron star Interior Composition Explorer) は国際宇宙ステーション (ISS) に搭載されている X 線観測装置である。この装置の有効エネルギー帯域は 0.2 から 12 keV の軟 X 線であり、孤立中性子星を観測するのに適した 1.5 keV での大きな有効面積 (1900 cm^2) と高い時間分解能 (100 ns) を持ち、CCD と同程度のエネルギー分解能 (140 eV at 6 keV) を持っている。そのため、この観測装置は軟 X 線で明るく輝き、時間変動する天体を観測するのに適し

ている。

3 Vela X-1 の時間変動解析

3.1 観測

Vela X-1 での解析では、次の表 1 に示した NICER による観測データを用いた。

表 1: Vela X-1 の解析で用いたデータ

ObsID	観測日時 (2019 年)	exposure(秒)
2020200102	5 月 3 日 18:28:40	2806.00000
2020200103	5 月 4 日 00:46:11	16874.00000
2020200104	5 月 4 日 23:57:30	2591.00000

3.2 解析・議論

ここでは、パルサーの自転に伴う X 線のパルス波形を求めた。まずは、0.1 秒毎に畳み込み解析を行い周期は 283.3 秒と求められた。次に、この周期で folded light curve を求めると、図 1 のように folded light curve が求められた。これが、パルサーの自転に伴う X 線のパルス波形である。複雑な構造をとっているのは物質の降着などが影響していると考えられる。

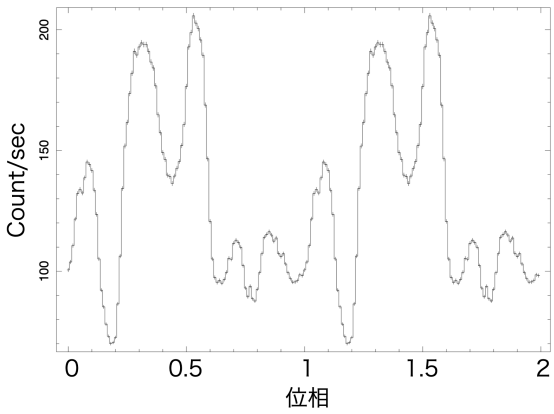


図 1: Vela X-1 の folded light curve

4 Cen X-3 のスペクトル解析

4.1 観測

Cen X-3 での解析では、次の表 2 に示した NICER による観測データを用いた。

ここで、ObsID:1034070103 の観測データはパルサーが主星によって隠されていないときのデータであり、ObsID:1034070104 の観測データはパルサーが主星によって隠されているとき、すなわち食 (eclipse) となっているときのデータである。

表 2: Cen X-3 の解析で用いたデータ

ObsID	観測日時 (2017 年)	exposure(秒)
1034070103	7 月 26 日 6:00:34	2391.74753
1034070104	7 月 27 日 1:41:00	4169.00000

4.2 解析・議論

Cen X-3 のスペクトル解析は Xspec を用いて行った。

まず、各 ObsID のスペクトルにおける鉄輝線について確認した。図 2 の上半分にある観測データは各 ObsID のスペクトルをプロットしたものである。そして、3.0 keV から 10.0 keV から鉄輝線が顕著に見られる 6.0 keV から 7.2 keV を除いたエネルギー帯でモデルを tbabs(abundance は wilm)×powerlaw として連続成分をそれぞれの ObsID でフィッティングした。この連続成分をフィッティングしたモデルが図 2 の上半分にある実線である。そこで、実際のデータと連続成分のモデルに対する差分を考えると、これは図 2 の下半分に示されている。したがって、この差分から鉄輝線を確認することができる。すると、食でない ObsID:1034070103 の差分に比べて、食である ObsID:1034070104 の差分では、ヘリウム状や水素状の高階電離した鉄輝線がはっきりと確認することができる。

それは次の理由からである。連星系をなす X 線パルサーでは、パルサーの近傍から低電離の鉄輝線が発生するのに対し、パルサーの遠方からヘリウム状や水素状の高階電離した鉄輝線が発生すると考えら

れている。したがって、食の時にはパルサーの近傍から届く低電離の鉄輝線や連続成分が主星によって遮られるので、ヘリウム状や水素状の高階電離した鉄輝線がはっきり確認できるのである。

次に、3 つの鉄輝線がよく見えている ObsID:1034070104 のスペクトルのフィッティングを行った。ここでは、3 つの鉄輝線をガウシアンでフィッティングすることを試み、3.0 から 10.0 keV のエネルギー帯でモデルを tbabs(abundance は wilm)×(powerlaw+gaussian+gaussian+gaussian) としてスペクトルのフィッティングを行った。そのフィッティングしたモデルは図 3 の上半分にある実線部のようになった。ここで、フィッティングの結果から鉄輝線の中心エネルギーはそれぞれ 6.40 keV(低電離の Fe-Kα)、6.68 keV(ヘリウム状の Fe-Heα)、6.95 keV(水素状の Fe-Lyα) と求められた。

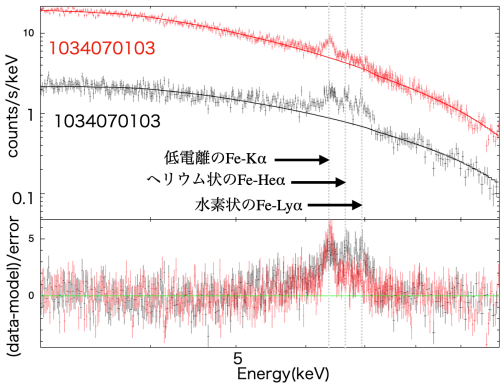


図 2: Cen X-3 のスペクトル

5 まとめ

降着駆動型の X 線パルサーの周辺環境や星風の降着の様子は、鉄輝線を用いて調べることができ、連星の進化を考察する上でも重要である。そこで、X 線観測装置 NICER で観測されたデータを用いて、X 線パルサー Vela X-1 や Cen X-3 の時間変動やスペクトル解析を行った。Vela X-1 では畳み込み解析で周期 283.3 sec と求まり、Cen X-3 では、低電離の 6.4 keV 鉄輝線に加え、食の間には顕著なヘリウム状、水素状の鉄輝線 6.7 keV, 6.9 keV も確認できた。

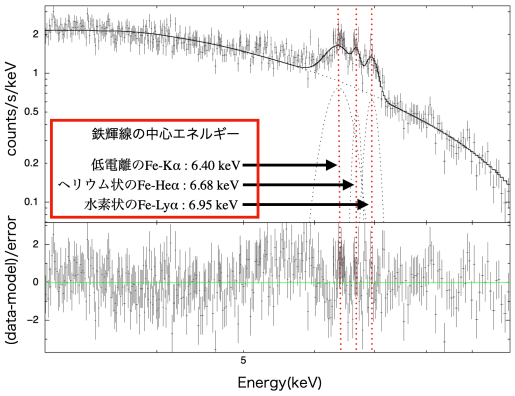


図 3: ObsID:1034070104 のスペクトル

Reference

T. M. Tauris et al. 2017 ApJ

K. Ebisawa et al. 1996 PASJ

T. Kohmura et al. 2001 ApJ

P. S. Wojdowski et al. 2003 ApJ

———index へ戻る

コン a21

相対論的乱流中の荷電粒子からの放射スペクトル

東京大学大学院 理学系研究科
後藤 暸太

相対論的乱流中の荷電粒子からの放射スペクトル

後藤　瞭太 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

宇宙において、乱流は普遍的な現象である。そして、コンパクト天体における乱流は、天体ごとには多種多様である。例えば、ガンマ線バーストでは、weibel 不安定性によりプラズマの微視的スケールの乱流が励起されると考えられている (Medvedev & Loeb 1999)。一方、パルサー星雲では、kink 不安定性による流体の巨視的スケールの乱流が励起されていると考えられている (Porth et al. 2014)。このように、乱流のスケールはコンパクト天体ごとに様々である。コンパクト天体において、乱流中の荷電粒子による放射スペクトルが観測されている。その例は、磁場中の荷電粒子が行うシンクロトロン放射である。理論的にはシンクロトロン放射スペクトルは、荷電粒子の一様磁場中における螺旋軌道から計算される。ところが、乱流のスケールが、荷電粒子の螺旋軌道のラーモア半径より小さくなると、荷電粒子は螺旋運動を描かなくなる。この場合、放射スペクトルはシンクロトロン放射の理論の予言とは異なり、ジッター放射と呼ばれている。ジッター放射は、ガンマ線バーストなどの天体の放射スペクトルの解釈に応用されてきた (Medvedev 2000)。このように天体ごとの乱流の多様なふるまいは、天体ごとの放射スペクトルの多様なふるまいに反映されているという解釈が考えられる。本研究では、ガンマ線バーストなどのコンパクト天体における相対論的な乱流中の放射に注目する。乱流中の放射は、乱流が相対論的な場合には先行研究で詳細に調べられていない。相対論的な乱流中には、磁場と同程度の強い電場が存在する。この場合、電磁場中の荷電粒子が行うドリフト運動も考慮して放射を考える必要がある。本講演では、様々なスケールの相対論的乱流中での荷電粒子の軌道計算結果とそれから得られた放射スペクトルの物理的解釈について議論する。

1 Introduction

この章では、コンパクト天体の放射と乱流の関係性について述べた後 (1.1 節)、コンパクト天体の例として、ガンマ線バースト (1.2 節) での乱流と放射に関する研究について述べる。

1.1 コンパクト天体の放射と乱流の関係性

コンパクト天体からのアウトフローの内部構造 (組成や磁場形状など) やそこで起きる粒子加速の謎はコンパクト天体研究において注目を集めている。

放射観測からはこれらの謎に迫る手掛かりが得られる。例えば、コンパクト天体における磁場や加速粒子のエネルギー分布は、放射スペクトルの観測のモデリングにより推測が可能となる。

これらの放射モデリングによる推測では、これまでに研究されてきた放射過程 (シンクロトロン放射や逆コンプトン散乱など) が応用されている。その中でも、後で述べるガンマ線バーストなどの一部の天体で、コンパクト天体のアウトフロー中での乱流を考慮した放射 (ジッター放射など) の応用が議論されてきた (Medvedev 2000)。

乱流中の放射過程は、乱流の乱れのスケールや乱流速度など、乱流の駆動メカニズムごとに異なるパラメータに依存する。しかし、これまでは限られたレジーム (ワイベル不安定性による乱流など) での乱流中での放射が調べられてきたのみにとどまっている。本研究では、コンパクト天体であるガンマ線バーストなどの相対論的現象への応用に向けた「相対論的乱流中での放射」に焦点を当てる。

シンクロトロン放射と相対論的乱流中の放射の違い

乱流中で放射を起こすメカニズムは、乱流中の電磁場と荷電粒子の相互作用である。では、磁場中のシンクロトロン放射と相対論的乱流中の放射はどのように異なるかについて述べておく。

乱流中の放射の特徴 1: 小スケールの波の存在

一様磁場中では、粒子はラーモア運動と呼ばれる螺旋運動を行う。このとき、ラーモア半径よりも小さいスケールの波が乱流中に存在すると、粒子は波の電磁場を感じて波のスケールに応じた振動をする。荷電粒子の振動による加速度運動からは放射が放たれる。このとき放たれる放射の典型的な光子の振動数は、相対論的粒子ならば、波のスケールを光速で横切る時間の逆数に相対論的ドップラーブーストを考慮したものとなる。このように小さいスケールの波の中で放射される光子の振動数はラーモア運動によるシンクロトロン放射の場合の光子の振動数と異なる。

乱流中の放射の特徴 2：磁場に加えて電場の存在

乱流中で磁場と同程度の電場が存在すると、磁場だけでなく電場が粒子の加速度運動とそれによる放射に寄与するようになる。小スケールの波の場合には、磁場だけでなく電場も感じた振動が重要となり、放射強度が上がる。これについては、Result のレジーム 1 で考察する。一方、大スケールの波の場合には、ラーモア半径が波のスケールより小さい粒子は、一様な電磁場を感じた E × B ドリフトを行う。この場合、本研究の計算結果から放射の振動数の増加に比べて放射強度の増加が抑えられることが分かった。

1.2 乱流中の放射の応用例

1.2.1 ガンマ線バーストと乱流、放射の研究

ガンマ線バーストは、ブラックホール降着円盤の形成時（超新星爆発あるいは中性子星連星合体時）に、相対論的ジェットから莫大なガンマ線エネルギーが放たれる突発現象である。ガンマ線バーストのジェットが火の玉 (輻射優勢プラズマ) あるいは磁場優勢であるかはいまだ謎である。磁場優勢ジェットでは、磁場中の荷電粒子によるシンクロトロン放射がガンマ線放射機構として有力である。一方、火の玉ジェットでも次のようなメカニズムでシンクロトロン放射によるガンマ線放射の解釈が可能である。まず火の玉の輻射エネルギーがジェットを加速させる。ジェットを放ったブラックホール降着円盤の不規則な活動が、加速されたジェット内部の速度不均一性の原因となり、衝撃波が生じる。衝撃波では、プラズマ不安定性 (ワイベル不安定性) が乱流磁場を増幅するとともに荷電粒子の加速が起きる。その結果、乱流磁場と加速粒子の相互作用によるシンクロトロン放射が生じると考えられる。ここで乱流放射の観点で注目すべき点は、乱流磁場の乱れのスケールがプラズマの微視的スケールであることである。1.1 節で述べたように、加速粒子のラーモア半径が乱流磁場の乱れのスケールより大きいとシンクロトロン放射ではなく乱流を考慮した放射機構を考える必要がある。ガンマ線バーストでは、ワイベル不安定性による乱流を考慮した放射モデル (ジッター放射モデル) が提案されてきた。本研究では、磁場優勢乱流中の放射過程について考察し、磁場優勢ジェットに対する乱流中の放射過程の応用を目指した研究を発表する。

2 Methods：乱流中の放射の計算方法

この章では、乱流中で放射を計算する方法を、ステップ 1 乱流の電磁場を与える、ステップ 2 乱流の電磁場中で粒子の運動を計算する、ステップ 3 粒子の運動から放射スペクトルを計算する、の 3 つのステップに分けて説明する。

ステップ 1：乱流の電磁場を与える

本研究では、相対論的乱流が流体不安定性により駆動されたとし、電磁流体波動であるアルフベン波を電磁場として与える。ここでは、相対論的波動中での放射を研究する最初の段階として、非線形な相対論的レジームでも解析解が存在するアルフベン波の円偏光解を考える。相対論的アルフベン波の円偏光解の電磁場の成分は以下である。

$$B_z = B_0 \tag{1}$$

$$E_z = 0 \tag{2}$$

$$E_x = -B_0\sqrt{1-\frac{1}{\Gamma^2}}\sin(kz-\omega t) \tag{3}$$

$$E_y = B_0\sqrt{1-\frac{1}{\Gamma^2}}\cos(kz-\omega t) \tag{4}$$

$$B_x = -B_0\sqrt{1-\frac{1}{\Gamma^2}}\sqrt{1+\frac{1}{\sigma}}\cos(kz-\omega t) \tag{5}$$

$$B_y = -B_0\sqrt{1-\frac{1}{\Gamma^2}}\sqrt{1+\frac{1}{\sigma}}\sin(kz-\omega t) \tag{6}$$

ここで、Γ は乱流速度のローレンツ因子、$\sigma = \frac{B_0^2}{4\pi(\varepsilon+p)\Gamma^2}$ は乱流の磁化率、ε は流体のエネルギー密度、p は流体のガス圧である。

アルフベン波の電磁場 B_x, B_y, E_x, E_y が背景磁場に対して無視できなくなるのは、乱流速度が相対論的 ($\Gamma \gtrsim 1$) になる場合であることが分かる。

ステップ 2: 粒子の運動を解く

乱流の電磁場 $\mathbf{E}, \mathbf{B}$ を与えたら、電磁場中で粒子の運動方程式を解く。電子の運動方程式は以下である。

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q\mathbf{E}(\mathbf{x},t) + q\frac{\mathbf{v}}{c}\times\mathbf{B}(\mathbf{x},t) \tag{7}$$

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v} \tag{8}$$

ここで、$\mathbf{p} = \gamma m\mathbf{v}$ は粒子の運動量、m は静止質量、$\mathbf{v}$ は速度、q は電荷、c は光速、$\mathbf{x}$ は粒子の位置である。

ステップ 3: 粒子の運動から放射スペクトルを計算する

単一粒子からの電磁波 $(\mathbf{E}, \mathbf{B})$ は以下のリエナール・ビーヘルトポテンシャル $(\mathbf{A}, \phi)$ から計算できる。

$$\phi = \left[\frac{q}{(1-\frac{1}{c}\mathbf{n}\cdot\mathbf{v})R}\right] \tag{9}$$

$$\mathbf{A} = \left[\frac{q\mathbf{v}}{(1-\frac{1}{c}\mathbf{n}\cdot\mathbf{v})R}\right] \tag{10}$$

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t} - \phi \tag{11}$$

$$\mathbf{B} = \nabla\times\mathbf{A} \tag{12}$$

ここで、$\mathbf{n}$ は粒子から観測点の方向の単位ベクトル、R は粒子から観測点までの距離、[ ] は遅延時間 t_{ret} における物理量を表す (遅延時間 t_{ret} は $c(t-t_{ret}) = R(t_{ret})$ を満たす)。

単位面積単位時間当たりの放射エネルギーは、リエナール・ビーヘルトポテンシャルが与える電磁波 $\mathbf{E}, \mathbf{B}$ のポインティングベクトル $\frac{c}{4\pi}\mathbf{E}\times\mathbf{B}$ で与えられ、フーリエ変換を用いることで、単位立体角単位振動数当たりの放射エネルギーすなわち放射スペクトルが得られる。

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = \frac{q^2}{4\pi^2 c}\left|\int\frac{\mathbf{n}\times\{(\mathbf{n}-\boldsymbol{\beta})\times\dot{\boldsymbol{\beta}}\}}{(1-\frac{1}{c}\mathbf{n}\cdot\mathbf{v})^2} \times\exp[i\omega(t'-\mathbf{n}\cdot\mathbf{x}/c)]dt'\right|^2 \tag{13}$$

ステップ 2 で計算された粒子の位置 $\mathbf{x}$ と速度 $\mathbf{v}$ を代入することで、アルフベン波中を運動する荷電粒子からの放射スペクトルを計算することができる。

3 Results：乱流中の放射の計算結果

3.1 相対論的乱流中での粒子の軌道の計算結果

レジーム 1: 波の波長が粒子のラーモア半径より小さい場合。波の波長が粒子のラーモア半径より小さい場合の軌道は図 1 である。大局的には背景磁場周りのラーモア運動であるが、右図の拡大図ではアルフベン波の短い波長に対応した振動を行っていることが分かる。

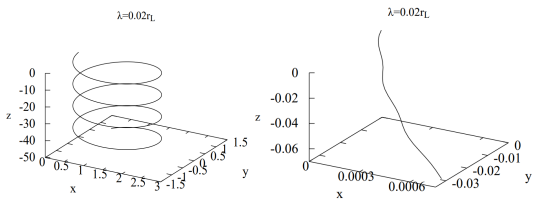


図 1: 波の波長が粒子のラーモア半径より小さい場合の粒子の軌道。右図は拡大図。

レジーム 2: 波の波長が粒子のラーモア半径より大きい場合。波の波長が粒子のラーモア半径より小さい場合の軌道は図 2 である。粒子は一波長進む間は $E\times B$ ドリフトを行っている。右図からは $E\times B$ ドリフト中では粒子のローレンツ因子が初期ローレンツ因子から増加していることが分かる。

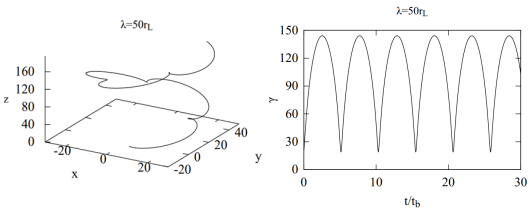


図 2: 左図は波の波長が粒子のラーモア半径より大きい場合の粒子の軌道。右図はローレンツ因子の時間変化。

3.2 相対論的乱流中での放射スペクトルの計算結果

レジーム 1: 波の波長が粒子のラーモア半径より小さい場合。

波の波長が粒子のラーモア半径より小さい場合の放射スペクトルの計算結果が図 3 である．背景磁場 B_0 によるシンクロトロン放射の成分 (赤のシンクロトロン放射と重なった成分) がある一方、乱流の波長に対応した高振動成分も存在する。放射強度も高振動成分が卓越していることが分かる。

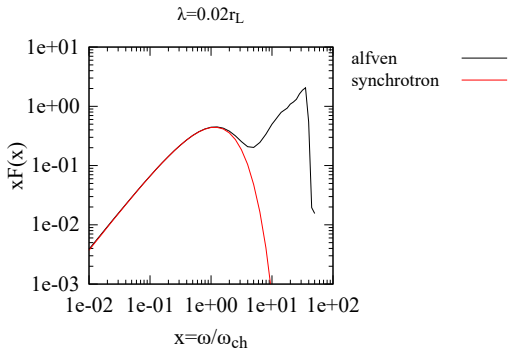


図 3: 波の波長が粒子のラーモア半径より小さい場合の放射スペクトル。縦軸が放射強度、横軸が放射の振動数。

レジーム 2: 波の波長が粒子のラーモア半径より大きい場合。

波の波長が粒子のラーモア半径より大きい場合の放射スペクトルの計算結果が図 4 である。$E \times B$ ドリフトの結果、放射を行う粒子のエネルギーが増加し、シンクロトロン放射に比べて放射の振動数も放射強度も増加していることが分かる。ただし、シンクロトロン放射に対する振動数の増加 (4 倍程度) に比べて放射強度の増加 (2 倍程度) は抑えられていることが分かる。

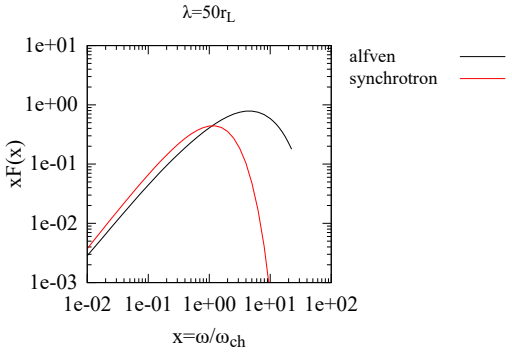


図 4: 波の波長が粒子のラーモア半径より大きい場合の放射スペクトル。縦軸が放射強度、横軸が放射の振動数。

4 Conclusion

本研究では、相対論的円偏光アルフベン波中で荷電粒子の軌道を解き、放射スペクトルの計算を行った。アルフベン波の波長が放射を行う粒子のラーモア半径より小さい場合、アルフベン波の波長に対応した振動数の放射が得られた。一方、アルフベン波の波長が放射を行う粒子のラーモア半径より大きい場合、$E \times B$ ドリフトの結果、振動数の増加に対して放射効率の増加が抑えられるという結果が得られた。

Reference

Medvedev & Loeb 1999, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 526, 697-706

Porth et al. 2014, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society ,438 , 278-306

Medvedev, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 540, 704-714

———index へ戻る

コン a22

非一様媒質中を伝搬する相対論的衝撃波加速中での衝撃波加速

東京大学大学院 理学系研究科
森川 莞地

非一様媒質中を伝搬する相対論的衝撃波加速中での衝撃波加速

森川 莞地 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

宇宙線とは宇宙から飛来する高エネルギー荷電粒子であり、その最高エネルギーは 10^{20}eVにまで達することが知られている。そして、最高エネルギー宇宙線の加速起源としてガンマ線バーストや活動銀河核などの高エネルギー天体における衝撃波が候補の一つと考えられている。超新星残骸などの非相対論的な衝撃波では、衝撃波統計加速が起こっていることがわかっている。衝撃波統計加速 (Diffusive Shock Acceleration ; DSA) とは衝撃波面を粒子が何度も往復することによって上流と下流それぞれの反射の運動量の差から粒子がエネルギーを得るという加速機構である。しかし、相対論的衝撃波では衝撃波速度が相対論的であるため、粒子は衝撃波面を複数回往復することができないということが先行研究において示されている。しかし、ガンマ線バーストの観測などから、相対論的衝撃波では粒子加速が起こっていると期待されている。

そこで本研究では衝撃波上流における熱的粒子の密度揺らぎが衝撃波面を揺らすということを考える。衝撃波面の揺らぎは、下流の乱流運動を駆動する。その乱流運動によって乱された磁場によって粒子の軌道が激しく乱され、粒子が上流に戻ることが可能になると期待される。粒子が相対論的衝撃波を複数回往復し、加速されるかどうかを相対論的MHDシミュレーションとテスト粒子シミュレーションを用いて明らかにする。

1 Introduction

宇宙線とは宇宙から飛来する高エネルギー荷電粒子であり、その最高エネルギーは $10^{20}eV$ にまで達することが知られている。観測事実から最高エネルギー宇宙線の加速器源天体として、ガンマ線バーストや活動銀河核などの高エネルギー天体における衝撃波が候補とされている。背景磁場がない場合では、粒子がランダムウォークすることで、相対論的衝撃波面を往復することが可能となり、エネルギー増加することが知られていた (?)。しかし、背景磁場の存在を考えたとき、衝撃波の上流と下流においては Rankine-Hugoniot の関係、

$$[\rho v_n] = 0$$

$$[p + \rho v_n^2 + (B_t^2 - B_n^2)/2\mu] = 0$$

$$[\rho v_n \boldsymbol{v}_t - B_n \boldsymbol{B}_t/\mu] = 0$$

$$[v_n \boldsymbol{B}_t - \boldsymbol{v}_t B_n] = 0$$

$$[v_n\{\frac{\rho}{2}(v_n^2+v_t^2)+pw\}+\frac{1}{\mu_0}\{v_n \boldsymbol{B}_t^2-(\boldsymbol{v}_t\cdot\boldsymbol{B}_t)B_n\}] = 0$$

が満たされる。ここで、添字の n と t はそれぞれ衝撃波垂直方向と並行方向の成分を表し、ρ、v、p、B、w、μ はそれぞれ、プラズマの密度、速度、圧力、磁場、エンタルピー、透磁率を表している。また、[ ] の記号は上流と下流の差分を表し、例えば $[\rho v_n] = 0$ なら、上流での値を添字 1、下流では添字 2 として、$\rho_1 v_{n1} - \rho_2 n_{n2} = 0$ を表していることになる。

以上の式から、相対論的なプラズマにおいては、比熱比が $\gamma = 4/3$ であるため、

$$B_{n2} = 3B_{n1}$$

となる。磁場が下流で圧縮されることにより、下流において背景磁場に粒子がトラップされてしまい、衝撃波速度が相対論的な速度 ($V_{sh} \sim c$) になるため、粒子は衝撃波上流に戻ることができなくなる。(Lemoine et al. (2006), 著者 B & 著者 C (2014))

以上の先行研究により、相対論的衝撃波においては粒子加速は困難であると考えられていた。そこで、本研究においては、衝撃波上流の熱的粒子の非一様性を考える。これにより、衝撃波面と上流の密度の非一様性を持ったマクスウェル分布するプラズマとの相互作用により、衝撃波下流において乱流磁場が生成される。生成された乱流磁場は非線形発展し、増幅する。この磁場増幅で、背景磁場よりも十分に乱流磁場が発達すれば、Lemoine & Revenu (2006) と同様の物理プロセスにより、粒子加速が可能となる

と考える。
したがって、相対論的衝撃波の下流での乱流磁場増幅を相対論的磁気流体シミュレーションによって確かめ、その磁場中を運動する荷電粒子の衝撃波面を付近での運動をテスト粒子シミュレーションによって明らかにする。

2 Simulations

2.1 相対論的 MHD シミュレーション

相対論的磁気流体シミュレーションコードは松本洋介氏 (千葉大) と大村匠氏 (宇宙線研) によって開発された SRCANS+を使用した。SRCANS ＋は 3 次元の相対的 MHD 計算を行うことができる。HLL 近似リーマン解法および、高次化のために MUSCL2 次補完法を用いている。
シミュレーションボックスは x、y、z 方向にそれぞれ、1000、100、100 ずつグリッドをとった。また、上流の熱的粒子の非一様構造として

$$\rho = \rho_0 + \sum_{k=-4}^{4}\sum_{j=-4}^{4}\sum_{i=1}^{4} 0.1 sin[(ix\Gamma + jy + kz)\frac{2\pi}{L_y} + \alpha]$$

を上流領域の初期密度として計算を行った。ここで、Γ は流体のローレンツ因子であり、L_y はボックスの y 方向のサイズ、α はランダムな位相である。数値計算は衝撃波静止系で、上流の流体速度は $\Gamma = 6$ とした。

2.2 テスト粒子シミュレーション

SRCANS ＋によって得られた磁場および速度場中を荷電粒子が運動方程式

$$m\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} = q(\boldsymbol{E} + \frac{\boldsymbol{u}}{\gamma c} \times \boldsymbol{B})$$

に従うとする。ここで、m、$\boldsymbol{u}$、q、γ、c はそれぞれ、粒子の質量、四元速度、電荷、ローレンツ因子、光速となっている。
簡単のため、電磁場は相対論的 MHD シミュレーションによって得られたある時間のものが時間変化しないとした。粒子の初期位置は初期のジャイロ半径の数倍程度上流でランダムに配置し、運動方向もランダム方向に散りばめることで、衝撃波静止系において等方性的に運動するように設定した。

3 Results

相対論的磁気流体シミュレーションによって得られた磁場の強度を図 1 に表す。横軸がシミュレーションボックスの x 方向、縦軸が y 方向で、x=500 付近に衝撃波面がある。500 よりも左が衝撃波上流で、500 よりも右側が下流となっている。上流では磁場の揺らぎは存在しないが、下流では磁場の揺らぎが複雑に生成していることがわかる (図 1)。また、乱流磁場の増幅は高々ファクター 2 程度しか増加しなかった。

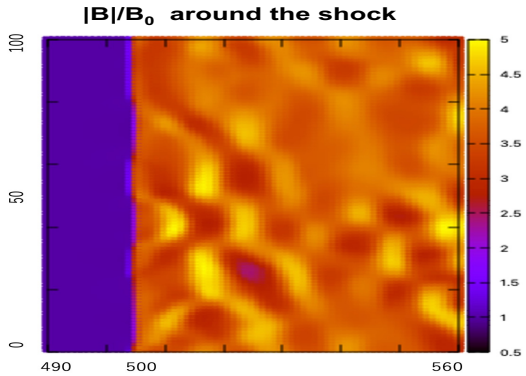


図 1: 衝撃波付近での磁場の揺らぎ

テスト粒子シミュレーションによって得られた粒子のスペクトラムおよび代表的な粒子の軌道は以下の様になった (図 2)。
エネルギーは最大でも Γ^2 のオーダーでしか増加しておらず、十分加速しているとは言えない。また、粒子軌道の図は横軸がシミュレーションボックスの x 軸を表しており、縦軸はエネルギーを示している。下流では粒子のエネルギーが不規則に変化しており、生成した乱流磁場により、2 次フェルミ加速をしていることがわかる。

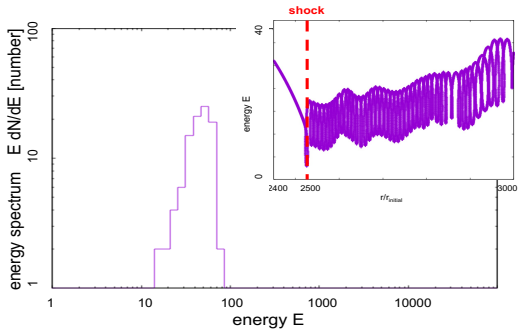


図 2: エネルギースペクトラムおよび粒子軌道 (右上)

4 Discussion

計算機資源の都合上、数値拡散が生じてしまっていることがわかった (図 3)。

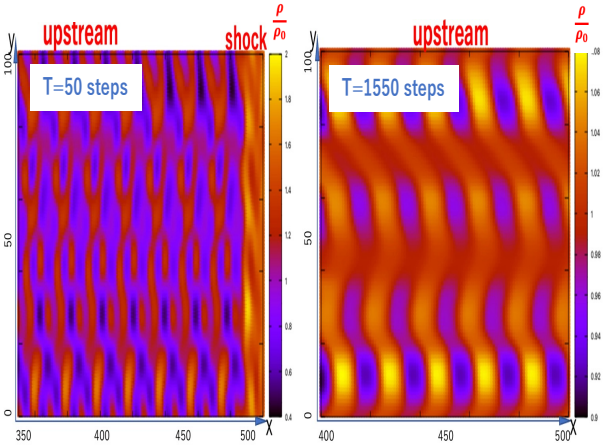


図 3: T=50 steps(左) と T=1550 steps(右) での上流の密度分布

上流の密度の振幅が時間とともに小さくなってしまうことで、衝撃波面が十分に揺らがない。その結果、下流においても十分に乱流磁場が発達しない。したがって、今回の数値計算結果は、信頼できない。より数値粘性の低い 5 次精度の MP5 法では、強い衝撃波での数値振幅が大きくなり、衝撃波自体が正しく解けないという問題が生じた。したがって、2 次精度でより多くのグリッドを注ぐか、衝撃波を安定に解く高次精度化方法を探る必要があることがわかった。

5 Summary

本研究は宇宙空間に普遍的に存在する熱的プラズマの密度の非一様性を考慮した相対論的衝撃波加速を相対論的磁気流体シミュレーション SRCAN+および、テスト粒子シミュレーションによって検証した。結果として、数値拡散のため上流の密度揺らぎが散逸してしまい、下流における乱流磁場が十分発達せず、十分乱流磁場が背景磁場よりも卓越することはなく、粒子の加速は大きくは見られなかった。しかしながら、下流で生成した乱流磁場による 2 次フェルミ加速が起こっていることが判明した。
今回の密度散逸の問題を解消するために更なる計算機資源を持つスーパーコンピュータによる大規模計算が必要となる。また、今回は電磁場はスナップショットとして時間変化がないものを用いたが、正確には同時に MHD シミュレーションとテスト粒子シミュレーションが解かれる必要がある。

Reference

Lemoine M, Pelletier G & Revenu G 2006, ApJ. 645, L129-L1332

Niemiec J & Pohl M 2006, ApJ. 650, 1020-1027

Lemoine M & Revenu B 2006, MNRSA. 366, 635-644

Lemoine M, Ramos O & Gremillet L 2016, ApJ. 827, 44-55

Bell A 1978, MNRSA. 182, 148-156

Giacalone J & Jokipii J R1994, ApJ. 430, L137-L140

McKenzie J & Westphal K 1968, Physics of Fluids. 11, 2350-2362

McKenzie J & Westphal K 1970, Physics of Fluids. 13, 630-640

Achterberg A, Gallant Y, Kirk J, Guthmann A 2001, MNRAS. 328, 393-408

———index へ戻る

コン a23

Electron heating in shock-driven turbulences

ICRR, the University of Tokyo
Theo Abounnasr

Electron heating in shock-driven turbulences

Theo Abounnasr (ICRR, the University of Tokyo)

Abstract

Non-relativistic shockwaves of SuperNovae Remnants (SNR) have proven to be promising sites for the acceleration of high energy nuclei [1]. The shock formation is naturally associated with self-generated turbulences [2], while the back-reaction of cosmic rays on the shock amplifies the turbulences, creating a smooth pre-shock transition upstream called the “precursor”. Within this picture, turbulences mediate the shock's structure and dissipation of energy into accelerated ions. On the other hand, gamma-ray bursts (GRB) events are associated with relativistic shocks. The prompt emission is usually associated with internal, possibly mildly relativistic, shocks. There, a considerable amount of the internal energy mostly carried by ions, can be converted into radiating high-energy electrons [3]. If the detailed emission process is already unclear, how the energy is dissipated otherwise remains completely unsolved. In the case of the ultra-relativistic shock-front decelerating in the interstellar medium, also associated the with the long-lasting “Afterglow” emission, detailed analysis of the spectrum [4] and dedicated simulations [5] bring out the possibility that energy is converted by heating the electrons ahead of the shock. Early studies have explored such mechanism for SNR shocks both theoretically [6] and with simulations [7], also revealing associated features like an early efficient acceleration of electrons [8]. Whether pre-heating or particle acceleration can occur at mildly relativistic shock remains unknown, as many instabilities can arise at the same time [9] and it is unclear which one will govern the dynamics of the plasma.

1 Introduction

The multiple crossing of the shock front is the key element allowing for anincremental gain of energy in shock-acceleration models. Not only the shock formation is naturally associated with self-generated turbulences [2], but their presence is also a necessary condition to allow the successive scattering of particles from either side of the shock in the Diffusive Shock Acceleration (DSA) model. The stream of accelerated ions can in turn amplify the magnetic turbulences [11] and modify the structure of the shock by creating a smooth pre-shock transition upstream “the precursor”, hence leading to a feedback loop on particle acceleration itself. In the precursor, electrons are expected to be progressively heated to values close to equipartition by the turbulences. Observation of an increasing surface brightness of Balmer lines in the precursor of the Tycho SNR [12] confirms this picture for non-relativsitic shock while such regions can not be resolved in the case of GRB events. If light curves analyses tend to indicate that electrons reach equipartition downstream. Dedicated studies could shed a light on the expected fraction of energy attributed to electron in the whole range of relativistic shocks. It is a key parameter to estimate the flux emitted by a non-thermal population of electrons advected downstream.. Furthermore, since this partition must in principle be prescribed by the dynamics of shock-driven instabilities, insights into the detailed heating mechanism should prove useful to sharpen the standard light-curve model where magnetic and electron fractions are usually treated independently from each other, and from time [4].

2 Standard afterglow model

Assuming the distribution of non-thermal electrons accelerated at the shock and engaged in Synchrotron radiation is described as a power law on the Lorentz factor with index p

$$N_e(\gamma) = \gamma^{-p},\ \gamma \in [\gamma_m, \gamma_M] \tag{1}$$

where γ_m is the minimum lorentz factor from which electrons display a non-thermal distribution. Assuming a constant fraction of energy attributed to the electron ε_e, it is written as [14]

$$\gamma_m = \varepsilon_e \left(\frac{p-2}{p-1}\right) \frac{m_p}{m_e} \Gamma \tag{2}$$

Where $\frac{m_p}{m_e}$ is the mass ratio of proton to electrons and Γ is the Lorentz factor of the shocked fluid.

The electron index p depends on the configuration of the shock and *a fortiori* on the mechanism of particle acceleration [15]. Another key parameter is the fraction of energy attributed to magnetic fields ε_B defined from the magnetic field strength $B = (32\pi m_p \varepsilon_B n)^{1/2}\Gamma c$. The flux F_ν can then essentialy described a successive segments of power law, with ν_i the different brakes whose value depend on the microphysical parameters introduced above [14]. A refined model can take into account whether the electrons radiate in decaying turbulence or background magnetic field [12], or the inverse compton emission in the case $\varepsilon_B > \varepsilon_e$ [14]. But the main extension of the model might be a self-consistent description ε_e and ε_B including their relation and evolution in time with propagation of the shock-wave as prescribed by the dynamics of the turbulences at the shock.

3 Kinetic model of turbulences

While reaching such a result is not within the range of this report, the starting point is a kinetic distribution of the plasma in the precursor. The instabilities can be triggered in the first place by a beam of ions reflected at the shock with a Lorentz factor $\gamma_b = \gamma_{sh}^2$ in the frame of the background ions upstream. The rate of reflection being of order $\mathcal{O}(10^-1)$, the beam's current can be easily neutralized by low velocity electrons $V_p \ll c$, their interaction resulting in growing electric and magnetic fields through the electrostatic *Bunemann* instability (BI) and the electromagnetic *Filamentation* instability (FI) and its oblique variant (OI). The longitudinal electric field of which being mainly responsible for the heating of the electrons on time scales of a few hundreds of electron plasma oscillation times ω_{pe} [7] by *Landau damping*. On much longer time scales, the magnetic field accelerates the ions and electrons to non-thermal velocities by repeated scattering. The magnetostatic frame of the turbulences being deccelerated compared to the background ions, the electrons may experience further heating through a Joule-like dissipation of energy [5].

Starting from a linearized Vlasov-Maxwell system of equations describing a plasma assumed homogeneous, spatially infinite, collisionless and unmagnetized, a dispersion relation can be derived as

$$\mathbf{\Lambda} \cdot \mathbf{E} \equiv \left(k_i k_j - k^2 \delta_{ij} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ij}(\mathbf{k}, \omega) \right) E_j = 0 \quad (3)$$

The dieletric tensor therein contains the information of the distribution

$$\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{n_s \omega^2} \int \frac{\mathrm{d}^3 p}{\gamma} \left(p_i \frac{\partial f_0}{\partial p^j} + p_i p_j \frac{\mathbf{k} \cdot \frac{\partial f_0}{\mathbf{p}}}{m_s \gamma \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}} \right) \quad (4)$$

Where f_0 is the unperturbed distribution of distribution of particles, and $\gamma = \sqrt{1 + \frac{\mathbf{P}^2}{m_s^2 c^2}}$.

To proceed further with the identification of each unstable mode along with its growth rate, a distribution function capturing the essential feature of the beam-shock configuration: namely a cold beam distribution with protons and a cold counterstreaming population of background electrons, the growth rate of the FI, BI and OI roughly scale as

$$\delta_{FI} \simeq g_{FI} \gamma_b^{-1/2}, \quad \delta_{BI} \propto g_C \gamma_b^{-1}, \quad \delta_{OI} \propto g_C \gamma_b^{-1/3} \quad (5)$$

Where g_F and g_C are scalings depending on density of the species. Note that BI and OI share the same scaling, therefore almost fostering the growth of the latter over the former. The oblique mode should have propagate transverse to the beam axis in the cold limit, whereas when adding temperature, it may indeed propagate in an *oblique* direction [10]. The FI and BI respectively propagates in the transverse and beam-axis direction. The key distinction between them in the matter of heating, is their real frequency $\omega_{FI} \simeq 0$ while $\omega_{BI,OI} \simeq \omega_p^2$. On one hand BI/OI can propagate and is expected to damp on the background electrons, thus heating them, through the phenomenon of **Landau damping**. On the other hand the FI can not propagate, it is a *secular* instability and it can not be damped in the same way. However, the growing waves may transfer their energy contributing to further heating of the electron on a much longer time scale through the phenomenon of *Fake-diffusion* [17] caused by deceleration of the scattering frame as introduced previously.

4 Heating mechanisms

4.1 Landau Damping

Landau damping is the damping of electrostatic waves in a collisionless plasma. Altough a proper

kinetic treatment is required, a simple picture of the phenomenon can be constructed starting from elementary Newtonian physics. Consider a set of particles v_i interacting with an oscillating wave of amplitude E, the orbits of the electrons are affected as

$$m\frac{\mathrm{d}v_i}{\mathrm{d}t} = qE\cos(kz - \omega t) \tag{6}$$

Assuming an unperturbed linear trajectory $z = z_0 + v_0 t$ so as the consider the velocity constant on the time scale of the oscillations. The solution can be injected into (6) and averaged over initial position, to find an average rate of change of kinetic energy as

$$\left\langle \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} m v_i^2/2 \right\rangle_{z_0} = \frac{q^2E^2}{2m}\left(-\frac{\omega\sin(\rho t)}{\rho^2} + t\cos(\rho t) + \frac{\omega t\cos(\rho t)}{\rho} \right) \tag{7}$$

Where $\rho = kv_0 - \omega$, making the expression singular at the resonance $\omega = kv_0$. This is essentially due to an improper kinetic treatment that can be fixed by considering a distribution $f(v_0)$ of initial velocities developed in Taylor series around the resonance to average the velocities over. This gives now

$$\left\langle \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} m v^2/2 \right\rangle_{z_0, v_0} \simeq -\frac{\pi\omega q^2 E^2}{2mk|k|}\left[\frac{\mathrm{d}f_0}{\mathrm{d}v_0}\right]_{\rho=0} \tag{8}$$

It indicates that the particle absorb the waves' power on average around the resonance, provided that the distribution is smoothly decreasing there. Of course this treatment is subject to previous assumption on the collisionless property of the plasma and should only hold for a time small than a few oscillations time. Landau damping thus offers a promising candidate heating mechanism to transfer the energy of the beam to the background electrons.

4.2 Fake-diffusion: distribution broadening

In the framework of *weak turbulence theory* [16], the distribution of particles scattering in magnetic field waves growing with rate δ can be shown to verify a diffusion equation in momentum space

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \int \frac{d^k}{2\pi}\frac{\partial B^2(k)}{t}\frac{\partial}{\partial p_\perp}\left(\frac{q^2V^2}{2\delta^2c^2}\right)\frac{\partial f_0}{\partial p_\perp} \tag{9}$$

where the index $\perp$ indicates the plane transverse to the beam axis. This equation is coupled to the turbulence spectrum evolution

$$\frac{\partial B^2(k,t)}{\partial t} = 2\delta B^2(k,t) \tag{10}$$

Starting with a cold distribution $f_0(t) \propto \delta(P_\parallel + P_p)\delta(P_\perp)$ considered without the beam contribution for simplicity, the evolution of the distribution function is found as [17]

$$f_0(t) \propto \delta(P_\parallel + P_p)\mathrm{e}^{-\frac{v_\perp^2}{2v_q^2}} \tag{11}$$

With $v_q^2 = \frac{q^2V^2B(t)^2}{2\delta^2m^2\gamma_b^2c^2}$, the squared *quiver velocity.* The physical picture is completely encoded in the coupled equation and in the fundamentals of weak-turbulence theory. To derive such equations, interaction up to two bodies (e.g wave-wave, particle-wave) have been considered. The wave being able to interact together and with particles, the wave packet can lose it's coherence and the energy can be redistributed over the spatial ranges. Such *phase mixing* results in shaking motions of the electrons that can effectively heat the plasma by relaxing an initially cold distribution into a Maxwellian.

5 Discussion and research outlook

As far as the cold model mentioned in section 3 is concerned, determining which instability will grow first is straight-forward. However, wise of a cautious treatment, it appears that adding a significant temperature dispersion of the beam in the transverse direction, as expected with decreasing Lorentz factor due to the reduction of beaming, can prevent the FI to grow. Keeping the plasma short of the ability to producing magnetic turbulences required to accelerate a non-thermal population of electrons.

To include the effect of temperature, a *waterbag* model of [10] has been used for the case of electron beam-electron plasma interaction. The background plasma distribution function is expressed as

$$f_0^p = n_p\left[\Theta(p_x + P_{th}) - \Theta(p_x - P_{th})\right] \times \left[\Theta(p_y + P_{th}) - \Theta(p_y - P_{th})\right] \times \delta(p_\parallel + P_p) \tag{12}$$

And the beam is

$$f_0^2 = n_b\delta(p_x)\delta(p_y)\delta(p_z - P_b) \tag{13}$$

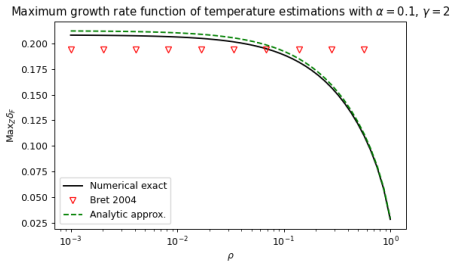


Figure 1: Maximum growth rate of the filamentation instability for a mildly relativstic shock $\gamma_b = 2$ with a weak beam of electron $\alpha = 0.1$

In what follows the beam to plasma density ratio $\alpha \equiv n_b/n_p$ is considered of the order 0.1, and the temperature is characterized by the thermal velocity $\rho = V_{th}/V_b$. As such, the dispersion relation is solved with numerical and analytical estimates and a key result is that the FI growth rate is indeed drastically reduced as the perpendicular velocity is close to value recovering isotropy in the plasma $V_b = V_p$, as seen in Figure1. It is a simple extension from the analysis found in [10] when solving the dispersion relation with non-negligible temperature. However, this analysis suffer from the assumption that the Lorentz factor is dominated . It can be verified that the result is qualitatively the same, the contribution of the temperature from the lorentz factor being small. This elementary result provides some insight into the interplay between different modes. If the Filamentation instability can not grow for a beam with transverse dispersion, the BI is not affected at all and may provide a parallel heating allowing to revive the FI [9].

Finally, it should be noted that the streaming of high energy particles experiencing DSA by the means of the magnetic scattering on the FI adds another layer of complexity of the problem. The beam of particles upstream may now be composed of an important current of particles that may not be neutralized easily [18], potentially making the fake-diffusion heating of the FI another necessary condition to allow the background plasma more efficiently, especially as the Bell instability [11] further amplifies the magnetic field.

6 Conclusion

The afterglow emission models are dependent on the fraction of shock energy going to electrons and magnetic field respectively. The redistribution of energy shall be prescribed by the dynamics of the turbulence in a self-consistent treatment of the microphysics of the shock. A scenario where the beam is composed of ions in the early stage is consistent with the growth of instabilities enabling the heating of electrons in the precursor. Two mechanisms have been proposed to deposit the energy of respectively electric and magnetic fields in the temperature of electrons. The complete self-consistent description of the interplay between turbulence and temperature at different Lorentz factors is far beyond the scope of this review, but the simple picture presented here holds the promise of reconciling the microscopic physics with the astrophysical observations of shock-related emissions in astrophysics.

1. Morlino & Caprioli, A&A, 538, A81, 2012
2. Bret et al, Physics of Plasmas 21, 072301, 2014
3. Kobayashi & Sari, ApJ, 551, 934, 2001
4. Panaitescu & Kumar,ApJ, 560, L49, 2001
5. Vanthieghem et al, ApJL, 930, L8, 2022
6. Papadopoulous, Ap&SS, 535, Vol 144, 1988
7. Shimada & Hoshino, ApJ, 543, L67, 2000
8. Dieckmann, A&A, 377, Vol 356, 2000
9. Bret, ApJ, 990, 699, 2009
10. Bret et al., Phys. Rev. E 70, 046401
11. Bell, MNRAS, 353 2, 2004
12. Lemoine, MNRAS, 428 1, 2012
13. Jae-Joon Lee et al. (2010) ApJ 715, L146
14. Sari et al. Astrophys.J. 497 (1998) L17
15. Shen et al. MNRAS, 371 3, 2006
16. Davidson, Academic Press, New York, 1972
17. Achterberg et al., A&A 475, 19–36 (2007)
18. Lemoine & Pelletier, MNRAS 402, 321–334 (2010)

———index へ戻る

コン a24

相対論的ジェットに於ける磁気エネルギー転換機構

東京大学大学院 理学系研究科
草深 陽

相対論的ジェットに於ける磁気エネルギー転換機構

草深　陽 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

ガンマ線バースト初期残光に於ける磁場の役割は、残光放射にとって非常に重要である。本研究では、我々が開発した球対称 1 次元相対論的磁気流体数値計算コードを用いて、相対論的ジェットの磁場の強さが先進・逆行衝撃波のダイナミクスに与える影響について調べた。数値計算の結果、先進衝撃波の進化については相対論的ジェットの磁場の影響が見られなかった。一方、磁場を強くすると逆行衝撃波の速度が増加し、相対論的ジェット内部を通過し切る時間が短縮した。また、相対論的ジェット及び衝撃波加熱された星間物質のエネルギー進化も計算した。その結果、元々相対論的ジェットが持っていた全磁気エネルギーが、磁気圧勾配力によって、先進衝撃波が掃き集めた星間物質の運動エネルギーに転換された。

1　研究の背景

相対論的ジェットとは、光速の 99%以上の速度で噴出する細く絞られた構造を持つアウトフローのことである。相対論的ジェットの生成メカニズムとして BZ 機構 (Blandford & Znajek 1977) が有力視されている。これは磁力線を介してブラックホールの回転エネルギーを Poynting flux として引き抜く機構であり、結果として非常に磁場の強い相対論的ジェットが生成されると考えられている。

相対論的ジェットが重要な役割を果たす天体現象の 1 つにガンマ線バーストがある。ガンマ線バーストとは 10^{54} erg ものガンマ線を数秒-数分の間に放つ宇宙最大の爆発現象であり、その後残光と呼ばれる多波長放射が数日にわたって観測される。残光放射のエネルギー源は、相対論的ジェットと星間物質との衝突によって生じる先進・逆行衝撃波が、運動エネルギーを散逸させて生じる熱エネルギーと考えられている (Sari & Piran 1995)。近年、ガンマ線バースト残光の TeV ガンマ線が初めて観測され (MAGIC colaboration 2019) 話題となっており、相対論的ジェットがもつ磁場の強さ・構造が、ガンマ線バースト残光のダイナミクス・放射に及ぼす影響を明らかにすることは、喫緊の課題となっている。特に逆行衝撃波はジェット内部を伝播するため、ジェットの持つ磁場が初期残光で重要となる逆行衝撃波からの放射に影響を与える (Zhang & Kobayashi 2005)。しかし、磁場優勢ジェットの数値計算は超高解像度を必要とするため難解であり (Mimica et al. 2009)、詳細な数値計算が行われていない。

本研究では、我々が開発した球対称 1 次元相対論的磁気流体数値計算コードを用いて、相対論的ジェットの磁場の強さが先進・逆行衝撃波のダイナミクスに与える影響及びエネルギー進化について調べた。 2 章では基礎方程式系と、数値計算コードについて説明する。 3 章の前半では先進衝撃波と逆行衝撃波の磁場依存性について述べ、後半では磁気エネルギー転換機構について述べる。結論は 4 章にまとめる。

2　数値計算手法

2.1　特殊相対論的磁気流体方程式

この節では特殊相対論的磁気流体方程式 (SRMHD) について説明する。以下、光速と Boltzmann 定数はそれぞれ $c = 1,\ k_B = 1$ とし、理想 MHD 条件が常に成り立つものとする。

$$\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = 0 \tag{1}$$

但し、$\vec{E},\ \vec{B},\ \vec{v}$ はそれぞれ観測系で測った電場、磁場、流体の速度である。この時 SRMHD を特徴付けるエネルギー運動量テンソルは次式で与えられる。

$$T^{\mu\nu} = (\epsilon + p_g + 2p_m)u^\mu u^\nu + (p_g + p_m)\eta^{\mu\nu} - b^\mu b^\nu \tag{2}$$

但し、ϵ は内部エネルギー密度、p_g はガス圧力、p_m は磁気圧力であり、$\eta^{\mu\nu} = (-1, 1, 1, 1)$ は Minkovski

計量である．b^μ と u^μ はそれぞれ 4 元磁場と 4 元速度であり、次式で定義される。

$$b^\mu = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}(\Gamma(\vec{v}\cdot\vec{B}), \frac{\vec{B}}{\Gamma} + \Gamma(\vec{v}\cdot\vec{B})\vec{v}) \tag{3}$$

$$u^\mu = (\Gamma, \Gamma\vec{v}) \tag{4}$$

但し、Γ は流体の Lorentz 因子である。p_m と b^μ との間には次の関係がある:

$$2p_m = b^\mu b_\mu = \frac{1}{4\pi}\left[|\vec{B}|^2 - |\vec{v}\times\vec{B}|^2\right] \tag{5}$$

SRMHD 方程式系は質量・エネルギー運動量保存

$$\partial_\mu(\rho u^\mu) = 0 \tag{6}$$

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0 \tag{7}$$

加えて誘導方程式から構成される。

$$\partial_\mu(b^\mu u^\nu - b^\nu u^\mu) = 0 \tag{8}$$

また p_g と温度 T との間には次の関係がある。

$$p_g = nT = \frac{\rho}{m_p}T \tag{9}$$

但し、n, ρ はそれぞれ個数密度と質量密度であり、$m_p = 938$ MeV は陽子質量である。ϵ と p_g は状態方程式で関係付けられている。

$$\epsilon = \frac{p_g}{\gamma_c - 1} + \rho \tag{10}$$

但し、γ_c は断熱指数であり、次の近似式で計算する。(Mignone & McKinney 2007):

$$\gamma_c = 1 + \frac{\epsilon + \rho}{3\epsilon} \tag{11}$$

流体が非相対論的温度の場合 ($\epsilon/\rho \to 1$) は $\gamma_c = 5/3$、相対論的な場合 ($\epsilon/\rho \to \infty$) は $\gamma_c = 4/3$ となる。

2.2 数値計算コード

我々は以上の方程式系を計算する 1 次元球対称特殊相対論的磁気流体数値計算コードを開発した。空間方向は MUSCL 補間法 (van Leer 1979) を利用した 2 次精度の計算手法を実装した。時間方向は Runge-Kutta 法を利用した 2 次精度であり、CFL 数が 0.1 程度になるように設定した。数値フラックスリミッターには minmod(Roe 1986) を使用し、数値フラックス自体は local Lax-Friedrichs 法 (別名 Rusanov 法, Rusanov (2006)) にて計算を行った。primitive recovery には Newton-Rhapson 法 (Mignone & Bodo 2006) を使用し、収束しない場合は二分法を利用できるコードにした。さらに適合格子細分化法 (AMR, Berger & Oliger (1984)) を実装し、不連続面の近傍を 2^x 倍細かく分割できるようにした。MPI 並列化も利用できるように実装し、100 並列の計算を 2 日ほど行った。

2.3 シミュレーションセットアップ

星間物質静止系にて流体の運動方向は動径方向に取り、$v^\theta = v^\phi = 0$ とし、また磁場は垂直になるよう $b^r = b^\phi = 0$ とした。相対論的ジェットの初期温度は 100 MeV とした。星間物質の温度は 1 MeV とし、磁場は $b^\theta = 1\ \mu$G、個数密度は 1 個/cc とした。

まず磁化パラメータ σ を次式で定義する。

$$\sigma \equiv \frac{(b^\theta)^2}{4\pi(\epsilon + p_g)} = \frac{(B^\theta)^2}{4\pi(\epsilon + p_g)\Gamma^2} \tag{12}$$

$\sigma_0 = 0, 0.1, 1, 10$ の 4 パターンを相対論的ジェットの初期磁化パラメータとして選んだ。相対論的ジェットの初期エネルギーは 10^{50} erg とし

$$E_{jet} \simeq \int_\Delta 4\pi r^2 dr\left[(1+\sigma_0)(\epsilon + p_g)\Gamma_0^2\right] \tag{13}$$

但し、$\Delta = R_{\rm dec}/\Gamma_0^2$ は相対論的ジェットの厚みである。また初期 Lorentz 因子は $\Gamma_0 = 10$ とした。質量プロファイルを $\rho_{\rm jet} = \rho_0 r^{-2}$ のように与えると、次のように書き下すことができる。

$$\rho_{\rm jet} = \frac{E_{\rm jet}}{2\pi(5T/m_p + \sqrt{9(T/m_p)^2 + 4})(1+\sigma_0)\Gamma_0^2\Delta} r^{-2} \tag{14}$$

半径は次式で定義される減速半径 R_{dec} で規格化した。

$$E_{\rm jet} = \frac{4\pi}{3}R_{\rm dec}^3\rho_{\rm ISM}\Gamma_0^2 \tag{15}$$

計算領域は $[0.1R_{\rm dec}, 5R_{\rm dec}]$ とした。外側境界は流出境界とし、内側境界は流入境界として、真空状態を防ぐように弱い風を注入することにした。計算領域は 500,000 メッシュ、AMR を使用して実効的に 8,000,000 メッシュ使用した。

3 研究結果

3.1 先進・逆行衝撃波の σ_0 依存性

図 1 は時刻 30,000 s でのスナップショットである. 実線と点線の違いは、相対論的ジェットが初めに持っていた磁化パラメータ σ_0 の違いに対応しており、それぞれ $\sigma_0 = 10$ と $\sigma_0 = 1$ を表している。先進衝撃波は Lorentz 因子の不連続面に対応し、$0.285R_{\rm dec}$ 付近に存在している。逆行衝撃波も Lorentz 因子の不連続面に対応し、$\sigma_0 = 10$ の場合は $0.278R_{\rm dec}$ 付近に、$\sigma_0 = 1$ の場合は $0.284R_{\rm dec}$ 付近に存在している。接触不連続面は磁化パラメータ σ の不連続面に対応し、$0.285R_{\rm dec}$ 付近に存在している。$0.275R_{\rm dec}$ 以下の滑らかに変化する領域は膨張波が伝播している。

図 2 は先進衝撃波に於ける Lorentz 因子の時間進化をプロットしたものである。星間物質の密度が薄いため、理想的には先進衝撃波は速度一定で自由膨張していく。減速半径到達後、先進衝撃波は Blandford McKee 解 (Blandford & McKee 1976) に漸近し、Lorentz 因子が次の自己相似解として振る舞う。

$$\Gamma_{\rm FS} \propto t^{-3/2} \tag{16}$$

但し、この近似式は $\Gamma > 3$ 程度でしか成り立たない。図 2 の黒点線はこの 2 つの理想的な振る舞いを繋げて描いたものである。σ_0 の値によらず概ね理想的な振る舞いと一致していることが分かる。初期の加速の違いはセットアップに起因する人為的な影響であり、本質的には σ_0 の影響ではないと考えられる。

図 3 は逆行衝撃波が相対論的ジェットを通過し切る時間を σ_0 毎にプロットしたものである。逆行衝撃波の速度は常に磁気音速 $\Gamma_f = \sqrt{1+\sigma}$ よりも速いため、σ が大きくなるにつれて速度が上がり、通過時間も短くなることが予想される (Zhang & Kobayashi 2005)。Giannios et al. (2008) によると、逆行衝撃波が通過する時間は次式で近似できる。

$$t_\Delta(\sigma) \simeq t_\Delta(0)(1+\sigma_0)^{-1/2} \tag{17}$$

図 3 にはこの近似曲線が描かれており、シミュレーションデータの振る舞いとほぼ一致していることが分かる。完全に一致しない原因は、この式を導出する上でのセットアップと本計算のセットアップが違うことによる係数の不定性であると考えられる。

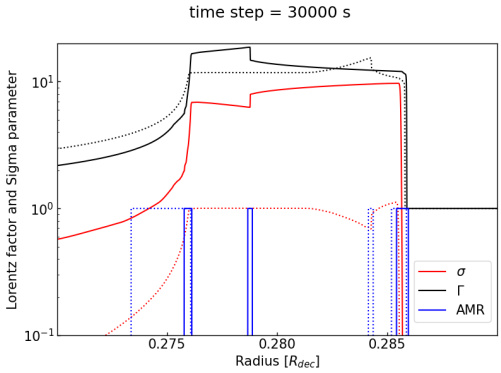


図 1: 時刻 30,000 s に於けるスナップショット。実線は $\sigma_0 = 10$ で、点線は $\sigma_0 = 1$ の場合に対応する。赤線は磁化パラメータを表し、黒線は Lorentz 因子を表す。青線は AMR がされている領域を表している。

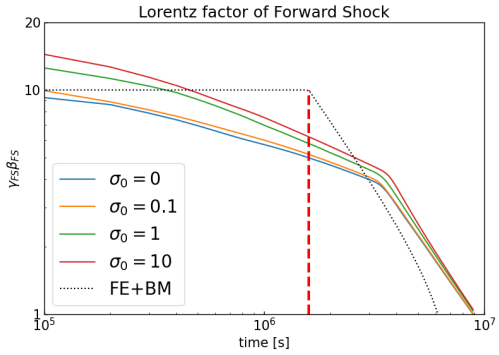


図 2: 先進衝撃波に於ける Lorentz 因子の時間発展。図中の赤点線は減速時間を表している。

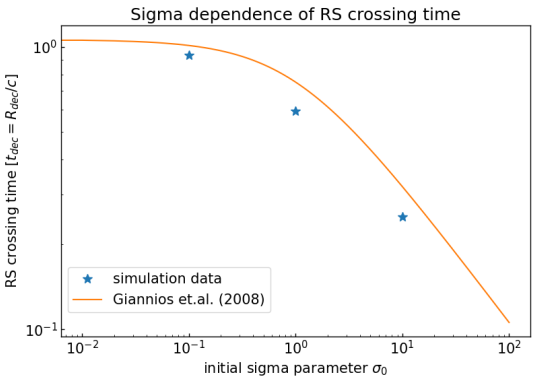


図 3: 逆行衝撃波通過時刻の σ_0 依存性。近似曲線は $\sigma_0 = 0$ のシミュレーションデータで規格化している。

3.2 磁気エネルギー転換機構

図 4 は相対論的アウトフローが持つエネルギーの時間進化を表している。各エネルギーは計算領域のうち $\Gamma > 1$ の領域を積分して算出した。σ_0 の値に依らず、減速半径通過後に磁気エネルギーが急激に減少し、熱エネルギーに転換されていることが分かる。これは接触不連続面に於いて、磁気圧勾配力によって先進衝撃波領域に運動エネルギーを渡していることを意味している (図 5 参照)。即ち、相対論的ジェットの磁気エネルギーが星間物質の運動エネルギーへと「転換」し、衝撃波によって熱エネルギーへと散逸されたということである。

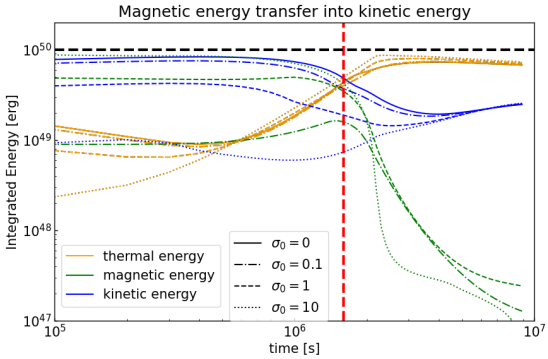


図 4: 相対論的アウトフローのエネルギー発展。黒波線は相対論的ジェットが初めに持っていたエネルギーに対応する。赤点線は減速時刻を表している。

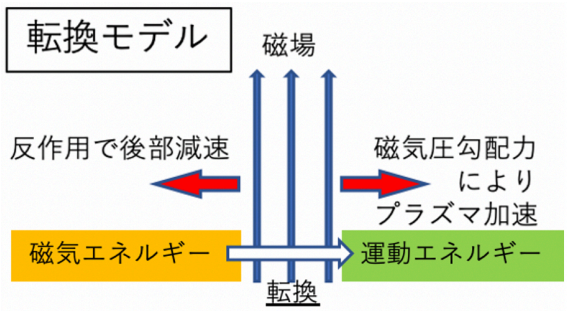


図 5: 磁気エネルギー転換機構の模式図。

4 結論

本研究は相対論的ジェットに於ける衝撃波の発展及び磁気エネルギーの散逸量が、σ_0 の値によってどのように変化するかを調べることが目的にあった。先進衝撃波の振る舞いは σ_0 に依存しないという結果が得られた。逆行衝撃波の振る舞いは σ_0 の増加に従い速度が増し、シェルを通過する時間が短くなるという結果が得られた。磁気エネルギーの散逸に関しては、σ_0 の値によらず、減速半径程度で相対論的ジェットの磁気エネルギーが全て熱エネルギーへと転換されることが判明した。

Reference

Berger, M. J., & Oliger, J. 1984, Jernal of Computational Physics, 53, 484

Blandford, R. D., & McKee, C. F. 1976, Physics of Fluids, 19, 1130

Blandford, R. D., & Znajek, R. L. 1977, MNRAS

Giannios, D., Mimica, P., & Aloy, M. A. 2008, A&A, 478, 747

MAGIC collaboration et. al. 2019, Nature, 575, 455

Mignone, A., & Bodo, G. 2006, MNRAS, 368, 1040

Mignone, A., & McKinney, J, C. 2007, MNRAS, 378, 1118

Mimica, P., Giannios, D., & Aloy, M. A. 2009, A&A, 494, 879

Rusanov, V. 1962, USSR Computational Mathematics and Mathematicl Physics, 1, 304

Roe, P. L. 1986, Annual Review of Fluid Mechanics, 18, 337

Sari, R., Piran, T. 1995, ApJL, 455, L143

van Leer, B. 1979, Jernal of Computational Physics, 32, 101

Zhang, B., Kobayashi, S. 2005, ApJ 628, 315

———index へ戻る

コン a25

ジェットの内部構造を考慮したGRB 080710の可視光・X線残光の理論的解釈

青山学院大学 理工学研究科
大林 花織

ジェットの内部構造を考慮した GRB 080710 の可視光・X 線残光の理論的解釈

大林 花織 (青山学院大学 理工学研究科)

Abstract

ガンマ線バースト（GRB）とは 1 日に数回の頻度で天球面上のある一点から、典型的には数百 keV のエネルギーを持つガンマ線が 0.1 秒から 100 秒程度の間に観測される、電磁波では最大光度の天体現象である。GRB 本体である即時放射には残光放射が伴う。これらの放射は正体不明の中心エンジンから放出される相対論的ジェットをジェットの進行方向に対し真正面（on-axis）から見ることで観測されると考えられている。標準理論のもとでは残光放射の light curve は波長によって peak を迎える時刻が異なることが予想されるが、*Swift*/BAT で検出された GRB 080710 の残光は、発生から約 2.2×10^3 秒後に赤外から可視光にかけての帯域で同時に極大を示したことに加え、ピーク前の光度の上昇が典型的なものと比べると緩かである点で特異である。このような 10^3秒 あたりで可視光帯域の各バンドで波長依存性のない peak を示す観測は GRB 080710 に限らない。波長に依存しないピークを説明するだけならば、ジェットの中心軸からズレた角度から見たとする off-axis 残光であると考えられる。しかし、緩やかな増光部分や典型的な即時放射である点を単純な off-axis 残光で説明するのは難しい。そこで、本研究ではジェットの内部構造が一様ではなく、角度依存性を持つと仮定するモデルによる観測結果の説明可能性について議論した。

1 Introduction

Swift/BAT で検出された GRB 080710 の即時放射は $E_{\gamma,\mathrm{iso}}[\mathrm{erg}] = 51.75$、$E_{\mathrm{peak}} = 200\mathrm{keV}$ であり（Krühler et al. 2009）、典型的な GRB と一致する（Minaev & Pozanenko 2019）。しかし、このイベントの残光は、発生から約 2.2×10^3 秒後に赤外から可視光にかけての帯域で同時に極大を示したことに加え、ピーク前の光度の上昇が典型的なものと比べると緩かである点で特異である。このように、発生から 10^3 秒後に achromatic な peak を持つ light curve を示すイベントは他にもある。このことを、残光の標準モデル（ジェットの中心軸に対する角度方向のエネルギー分布が一様なジェットを on-axis で見たと仮定した計算）で説明することは困難である。波長に依存しないピークを説明するだけならば、ジェットの中心軸からズレた角度から見たとする off-axis 残光であると考えられる。しかし、緩やかな増光部分や典型的な即時放射である点を単純な off-axis 残光で説明するのは難しい。そこで本研究ではジェットの内部構造が一様（uniform jet）ではなく、角度依存性を持つと仮定すること（structured jet）で観測結果が説明可能かを検討した。ジェットのエネルギーやローレンツ因子に角度依存性があるとき、ジェット放射における相対論的ビーミング効果等の角度依存性が顕著になり、中心軸から少しズレた方向からジェットを観測すると、可視光残光のピーク前の緩やかな増光を説明できると期待される。

2 Modelling

GRB 080710 をモデリングするにあたり、我々は `afterglowpy` という公開コード（Ryan et al. 2020）を用いた。`afterglowpy` は structured jet からの残光放射を数値計算するための Python パッケージである。`afterglowpy` では single-shell 近似を使用して、視野角とジェットの種類の関数として ISM を伝搬する外部衝撃波により加速された電子からのシンクロトロン放射を仮定している。なお、簡単のため本研究においてジェットの横方向への広がりは考慮しないと仮定した。

2.1 Energy distribution

structured jet として考えたジェットの構造モデルは次に示す２種類である。

1. Top hat 型

$$E(\theta) = \begin{cases} E_0 & (\theta \leqq \theta_c) \\ 0 & (\theta > \theta_c) \end{cases} \tag{1}$$

2. Gaussian 型

$$E(\theta) = \begin{cases} E_0 \left(1 + \frac{\theta^2}{2\theta_c^2}\right)^{-1} & (\theta \leqq \theta_w) \\ 0 & (\theta > \theta_w) \end{cases} \tag{2}$$

ここで、θ はジェットの中心軸（$\theta = 0$）と放射体のなす角であり、$E(\theta)$ はある θ における放射体の運動エネルギーである。（つまり、ジェット全体の運動エネルギー $E_{k,\mathrm{iso}} = 4\pi dE/d\Omega \equiv E(\theta)$）。$\theta_c$、$\theta_w$、$E_0$ はそれぞれジェットの構造を決めるモデルパラメータである。

2.2 Free expansion

ジェットの構造を考える上で、ジェットの質量に角度依存性を与えるモデル（GammaFlat）とローレンツ因子に角度依存性を与えるモデル（GammaEvenMass）の２種類の場合について考えた。Free expansion phase における、それぞれのモデルに対するローレンツ因子の角度依存性は

1. GammaFlat

$$\begin{aligned} \Gamma(\theta, R) &= \Gamma(\theta = 0, R = 0) \\ &= \Gamma_0 \end{aligned} \tag{3}$$

2. GammaEvenMass

$$\Gamma(\theta, R) = 1 + (\Gamma_0 - 1)\frac{E(\theta)}{E_0} \tag{4}$$

とした。ここで R は中心エンジン静止系での中心エンジンを原点とした時の放射体の位置であり、Γ_0 と E_0 はそれぞれモデルパラメータである。

3 Methods

我々は、観測に合うモデルパラメータを探すために `afterglowpy` モデルを使用した Markov-Cgain Monte Carlo(MCMC; Forman-Mackey et al. 2013) 分析をするための EMCEE Python パッケージの統計的サンプリング手法を採用した。`afterglowpy` は本研究で仮定したそれぞれのモデルに基づき、事後分布全体からサンプルを生成する。入力として観測時間、周波数を使用し、出力として視野角 θ_{obs}、ジェットの初期運動エネルギーを決めるモデルパラメータ E_0、ジェットの初期ローレンツ因子を決めるモデルパラメータ Γ_0 ジェットのコア角 θ_c、衝撃波下流の密度 n、電子のエネルギー分布のスペクトル指数 p、電子に与えられる衝撃波下流のエネルギーの割合 ϵ_e、磁場に与えられる衝撃波下流ののエネルギーの割合 ϵ_B を事後分布からサンプルとして生成する。各パラメータの事前分布では、E_0、n、ϵ_e、ϵ_B、ξ_N については対数一様事前分布、Γ_0、θ_c、θ_{obs}、θ_w、p については一様事前分布を仮定した。

4 Results

この章では我々のモデルで計算した可視光および X 線残光における GRB 080710 の fitting 結果を示めす。

4.1 Top hat Jet Model

Top hat jet を仮定した場合の fitting 結果を図 1 に示す。Best fit parameter として得られた結果は $E_0 = 52.038$、$\Gamma_0 = 152.308.0$、$\theta_c = 0.250$、$\theta_{\mathrm{obs}} = 0.016$、$p = 2.981$、$\log n = 2.981$、$\log \epsilon_e = -0.345$、$\log \epsilon_B = -4.061$、$\log \xi_N = -0.202$ だった。可視光の rising part において、数値計算結果がデータを上回って今っており、peak 時刻も波長に依存しているため、説明できていない。得られたパラメータから、観測者はジェットの開き角より内側にいるため on-axis であることがわかる。ここで、on-axis かつ adiabatic deceleration phase における ν_m ν_c の時間変化は

$$\nu_m = \frac{\sqrt{6} e m_p^2}{8\pi m_e^3 c^{5/2}} \left(\frac{p-2}{p-1}\right)^2 \epsilon_B^{1/2} \epsilon_e^2 E(\theta)^{\frac{1}{2}} T^{-\frac{3}{2}} \tag{5}$$

$$\nu_c = \frac{3\sqrt{6}em_e c^{1/2}}{8\epsilon_B^{3/2} m_p \sigma_T^2} n_0^{-1} E(\theta)^{-\frac{1}{2}} T^{-\frac{1}{2}} \tag{6}$$

で与えられる。これより、10^2 秒より前から slow cooling であり、ν_m の r-band と z-band の crossing time は 10^3 秒程度で順に迎えることが解析的な見積もりから得られる。これは $\theta_c > \theta_{\rm obs}$ であるため、on-axis Afterglow の振る舞いになっており、achromatic な peak を説明できていないことを示している。

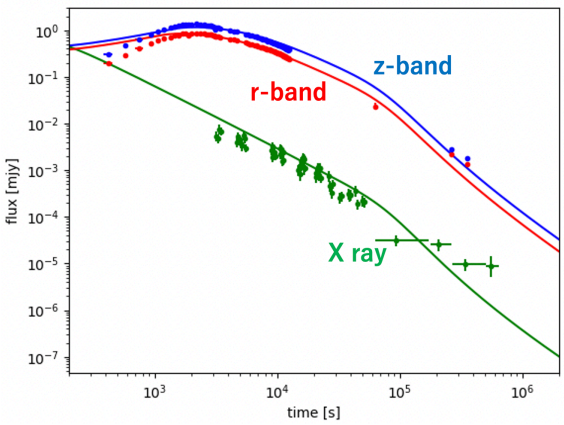


図 1: TopHat jet を仮定した場合の Best fit parameter による fitting 結果のライトカーブ。点線が観測データで、実線が Best fit parameter（$E_0 = 52.038$、$\Gamma_0 = 152.308.0$、$\theta_c = 0.250$、$\theta_{\rm obs} = 0.016$、$p = 2.981$、$\log n = 2.981$、$\log \epsilon_e = -0.345$、$\log \epsilon_B = -4.061$、$\log \xi_N = -0.202$）による数値計算結果である。

4.2 Gaussian Jet Model

Gaussian jet、GammaEvenMass を仮定した場合の fitting 結果を図 2 に示す。Best fit parameter として得られた結果は $E_0 = 54.57$、$\Gamma_0 = 448.0$、$\theta_c = 0.005$、$\theta_w = 0.005$、$\theta_{\rm obs} = 0.013$、$p = 2.878$、$\log n = 0.4$、$\log \epsilon_e = -1.329$、$\log \epsilon_B = -1.086$、$\log \xi_N = -0.874$ である。可視光の緩やかな rising part と、r-band と z-band の同時刻 peak を説明することができた。しかし、X 線残光を同時に説明できていない。

ここで、Gaussian jet からの放射を理解するために、様々な θ からの放射を plot した（図 3）。

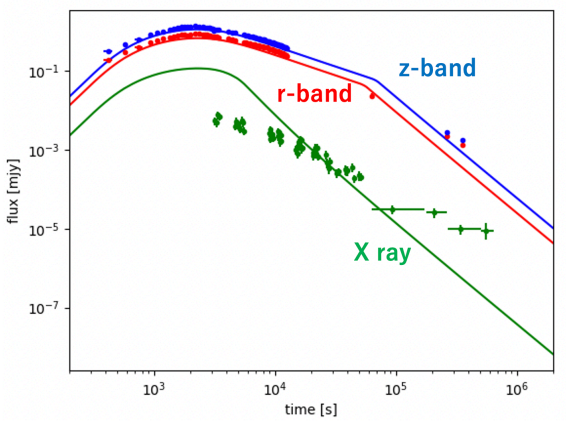


図 2: Gaussian jet を仮定した場合の Best fit parameter による fitting 結果のライトカーブ。点線が観測データで、実線が Best fit parameter（$E_0 = 54.57$、$\Gamma_0 = 448.0$、$\theta_c = 0.005$、$\theta_w = 0.005$、$\theta_{\rm obs} = 0.013$、$p = 2.878$、$\log n = 0.4$、$\log \epsilon_e = -1.329$、$\log \epsilon_B = -1.086$、$\log \xi_N = -0.874$）による数値計算結果である。

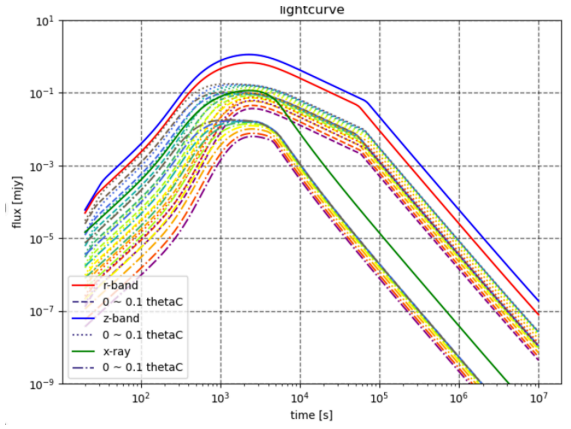


図 3: 様々な θ からの放射による light curve. 実線が jet 全体からの放射による light curve であり、波線・点線は図 4 に示す jet のうち、特定の θ の領域からの放射による light curve を示す。パラメータは Gaussian jet を仮定した場合の Best fit parameter.

4）初期では $\Gamma_0(\theta_{\rm obs} - \theta_w) > 1$ であることから、off-axis Afterglow である。ある θ を運動する放射体からの放射が相対論的 beaming 効果によって観測者

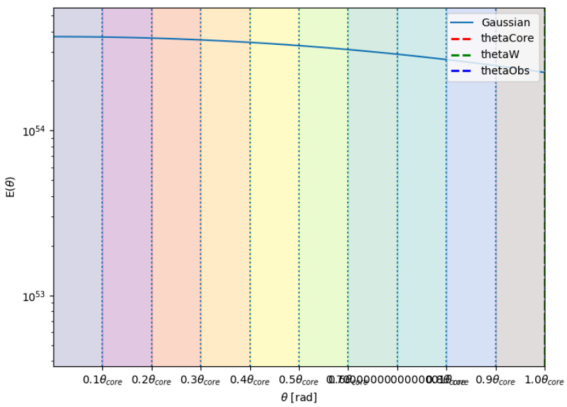


図 4: jet のエネルギー分布と図 3 の各色の light curve に対応する θ の領域。例えば、jet の中でも最も θ_w に近い領域からの放射は図 3 ではグレー色の light curve で示している。

に届き始める時刻 $T_{\rm beam}(\theta)$ は

$$T_{\rm beam}(\theta) = (1+z)\psi^{\frac{8}{3}} \left(\frac{3E(\theta)}{32\pi n_0 m_p c^5} \right)^{\frac{1}{3}} \tag{7}$$

で与えられる。ただし、$\psi = \theta_{\rm obs} - \theta$ とし、z は赤方偏移である。今回得られたパラメータを代入すると、θ_w からの放射が観測者に届き始める時刻は 400 秒程度であることが見積れる。図 3 を参照すると、θ_w 付近からの放射（グレー色の light curve）は 400 秒程度から achromatic に冪が変化していることがわかる。このパラメータにおける θ_w を運動する放射体の ν_m,ν_c の時間変化を計算すると、2×10^5 秒程度まで fast cooling を示し、2×10^4 秒程度までは $\nu_c < \nu_{r,z} < \nu_m$ を示す。fast cooling における $\nu_c < \nu < \nu_m$ の時のフラックスの冪は観測者時間の -1 乗に比例することがわかっている。本研究で得られた可視光の light curve は 10^3 秒あたりから 5×10^4 秒あたりまでの冪が観測者時間の -1 に比例しており、fast cooling における振る舞いとコンシステントである。以上から、break freqency による振る舞いが decay part で見えるものの、peak での振る舞いは運動学的な効果によるため、achromatic peak を説明できたと言える。

5 Conclusion

GRB 080710 について残光の観測結果を Gaussian jet モデルかつ off-axis Afterglow モデルで説明可能かを検討した。その結果、可視光の rising part を説明できるパラメータは見つかった。一方で、X 線は同時に説明できていない結果となっている他、ジェットの開き角が非常に狭いものが要求されている点で、特異的な結果となっている。今後、この結果をより詳細に議論し、GRB 080710 のような achromatic rising peak を示すイベントが説明可能である代替モデルを検討していきたい。

Reference

Krühler et al., 2009, A&A, 508, 593:598

Minaev & Pozanenko 2019 MNRAS 000, 1:14 (2019)

Ryan et al., 2020, ApJ 896:166

———index へ戻る

コン a26

NICER, XMM-Newton などの X 線衛星を用いたマグネターのデータ解析

東京大学大学院　理学系研究科
屈 楚舒

未提出

———index へ戻る

コン a27

ブラックホールのX線強度変動の解明に向けた Cygnus X-1 の短時間フレア解析

立教大学大学院 理学研究科
伊藤 雅輝

ブラックホールの X 線強度変動の解明に向けた Cygnus X-1 の短時間フレア解析

伊藤 雅輝 (立教大学大学院 理学研究科)

Abstract

ブラックホール (BH) 連星は激しく不規則な X 線の短時間変動を示す。その原因は、BH 降着流の不安定性などが考えられているが、なぜ激しくランダムに変化するのか未だに謎である。BH 連星からの X 線放射は質量降着率によって２つの状態が存在する。降着率が低いときは LHS（low/hard state）と呼ばれ、降着率が高くなると HSS（high/soft state）と呼ばれる。明るい BH 連星の代表格であるはくちょう座 X-1 (Cygnus X-1) は、X 線衛星「RXTE」と国際宇宙ステーションに搭載された全天 X 線監視装置「MAXI」を用いて２つの状態を分別できる。X 線衛星「RXTE」の PCA 検出器を用いて、LHS と HSS の状態に対して、フレアを検出し、重ね合わせて平均化する手法 (ショット解析) を適用し、短時間フレアの平均的なプロファイルを得た。別の客観的なアプローチ方法として、機械学習の手法である VAE(Variable Auto Encoder) を用いて、短時間フレアの自動分析も試みている。

1 Introduction

X 線天文学は、1962 年に Ricardo Giacconi が太陽以外の星から X 線が観測して以来研究されているが、未だに多くの謎が存在する。BH は連星系を成している場合、伴星から物質（ガス）が BH の周りを回転しながら落ち込む。これを質量降着という。こうして、ガスが周回運動をすることで降着円盤を形成する。ブラックホールの重力は強く、ガスが激しく回転するので、摩擦熱により降着円盤の中心付近ではガスの温度が高温 (10 億度) にもなる。物質は一般に温度が高いほど高エネルギーの電磁波を放射するので高温なガスから X 線が放射される。BH 連星からの X 線放射は質量降着率によって２つの状態が存在する。降着率が低いときは LHS（low/hard state）と呼ばれ、光学的に薄く幾何学的に厚い降着円盤を形成する。降着率が高くなると HSS（high/soft state）と呼ばれ、光学的に薄厚く幾何学的に薄い降着円盤を形成する。HSS のスペクトルは軟 X 線 (<10keV) の放射と power-law(～1MeV) でほぼ再現できる。また、質量降着率が高く、軟 X 線の放射スペクトルは熱的放射と考えられ、黒体放射でほぼ再現できる。LHS のスペクトルはベキ状に高エネルギーまで伸び（軟 X 線放射の一部が逆コンプトン散乱したものと考えられている）、電子と同程度のエネルギーに至ったところで指数関数的に急速に減衰する。明るい BH 連星の代表格であるはくちょう座 X-1 (Cygnus X-1) は、X 線衛星「RXTE」と国際宇宙ステーションに搭載された全天 X 線監視装置「MAXI」を用いて２つの状態を分別できる。

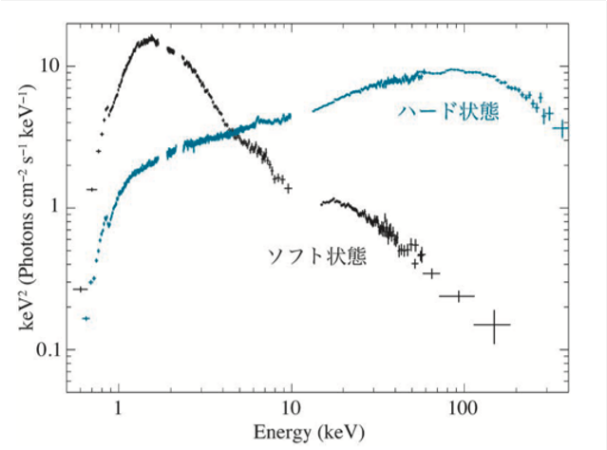


図 1: X 線天文衛星「すざく」が観測した BH 連星 Cygnus X-1 のエネルギースペクトル
(引用：山田真也　天文月報, Vol.107, No.4, 2014)

BH 連星からの X 線強度は激しく不規則な短時間変動を示し、いくつものピーク（ショット）を持って

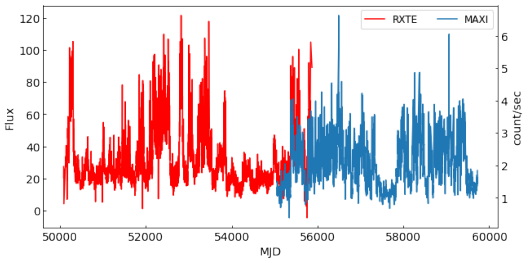


図 2: X 線天文衛星「RXTE」の ASM（全天観測装置）が観測した BH 連星 Cygnus X-1 の X 線強度変動

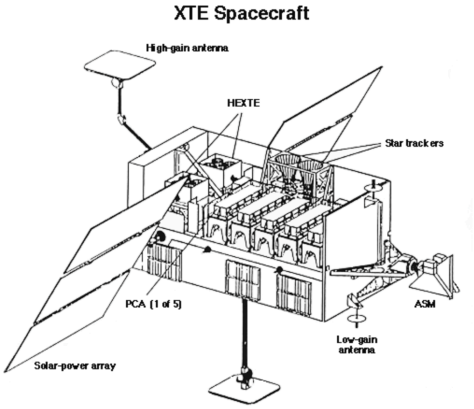


図 3: X 線天文衛星「RXTE」の外観図
(引用：NASA , RXTE Image Gallery)

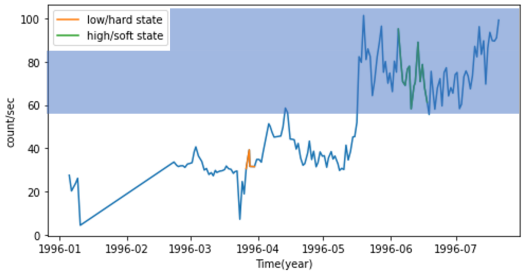


図 4: X 線天文衛星「RXTE」の ASM 検出器が観測した CygnusX-1 の X 線強度変動 (青く囲われてる部分が HHS。緑：解析に用いた HSS のデータ。橙：解析に用いた LHS のデータ。)

いる。ピークはガスが塊となってブラックホールに落ちこんでいると考えられているが、未だに謎である。(Negoro et al. 1971) 。ここでは X 線衛星「RXTE」の PCA 検出器を用いて、BH 連星である「Cygnus X − 1」の LHS と HSS の状態に対して、フレアを検出し、ショットを重ね合わせて平均化する手法 (ショット解析) を適用し、短時間フレアの平均的なショットプロファイル (形状など）を得ることに成功した。2 章ではショット解析の手法と RXTE 衛星について紹介し、その結果と先行研究との比較を 3 章に示す。4 章ではまとめと今後の展望について述べる。

2 Methods/Instruments and Observations

2.1 RXTE

Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) 衛星は、1995 年 12 月 30 日から 2012 年 1 月 5 日まで運用された、アメリカの X 線天文衛星である。観測装置は、比例計数管 (Proportional Counter Array; PCA)・フォスイッチシンチレーシ ョン検出器 (High Energy X-ray Timing Experiment; HEXTE)・全天 X 線監視装置 (All Sky Monitor; ASM) の 3 つが搭載された。PCA のエネルギー帯は 2-60keV で、エネルギー分解能は 6keV で 18 %、時間分解能は 1 μ s、集光面積は 6500cm^2 である。HEXTE のエネルギー帯は 15-250keV で、エネルギー分解能は 60keV で 15 %、集光面積は 2 × 800cm^2 である。ASM のエネルギー帯は 2–10keV で、集光面積は 90cm^2、90 分毎に全天の 80 %をスキャンする。

本研究では、X 線衛星「RXTE」の PCA 検出器を用いて、BH 連星である「Cygnus X − 1」の LHS と HSS の状態に対して、ショット解析を行った。解析に用いたデータは、HSS が 1996/6/4-6/18、LHS が 1996/3/26-3/31 である。

2.2 Shot analisys

BH 連星からの X 線強度は激しく不規則な短時間変動を示し、いくつものピーク（ショット）を持っている。ショットの平均的特徴を得るため、それらのピーク (頂点) を揃え、重ね合わせて平均化する手法 (ショット解析) を適用し、短時間フレアの平均的な

ショットプロファイルを得る手法 (Negoro el at.1995) を参考にした。

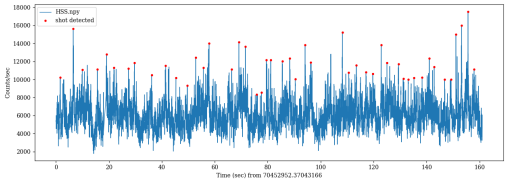


図 5: フレア検出の例：「RXTE」の PCA 検出器が観測した CygnusX-1(HSS 状態) の X 線強度変動フレアの検出 (データ数=10000 , ウィンドウ=100)

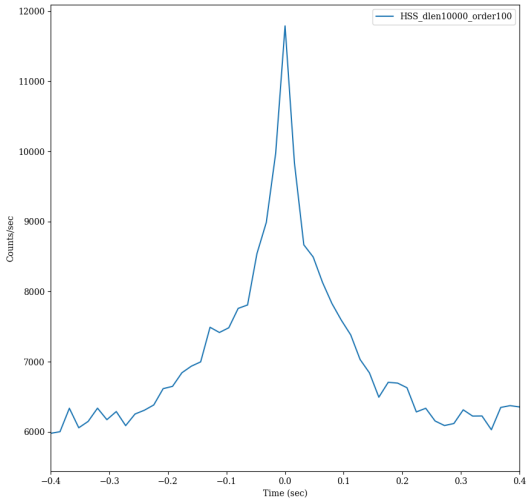


図 6: ショット解析の例：CygnusX-1(HSS 状態) の X 線強度変動フレアのショットプロファイル (データ数=10000 , ウィンドウ=100)

3 Results

「Cygnus X − 1」の LHS と HSS の状態に対して、ウィンドウを 25,50,100,200,300,500 に設定し、ショット解析を行った結果を図 7,8 に示す。これらの図からショットプロファイルの特徴を捉えることができた。

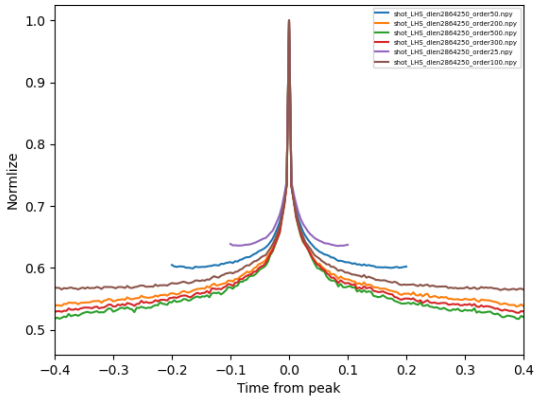


図 7: CygnusX-1(LHS 状態) の X 線強度変動フレアのショットプロファイル (データ数=2864250, 時間 bin=0.0016s)

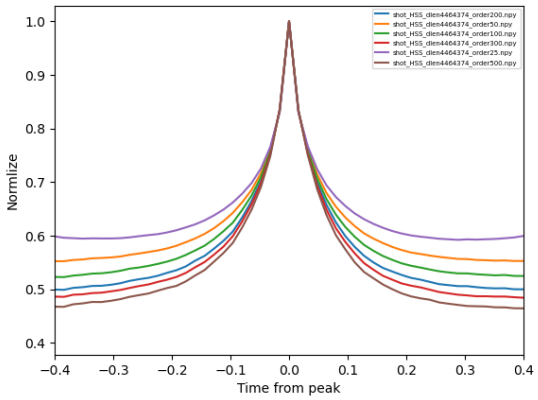


図 8: CygnusX-1(HHS 状態) の X 線強度変動フレアのショットプロファイル (データ数=4464374, 時間 bin=0.0004s)

1. ピークの前後に長い裾を持った時間軸に対して、ほぼ対称なものであった。
2. ウィンドウの値が大きくなれば、フレアと判定される値が大きくなるので上昇幅が大きくなる。
3. HSS と LHS のショットプロファイルを比較すると、高エネルギー光子を持つ LHS の方が幅が狭く、短時間で遷移する。

4 Discussion & Conclusion

本研究では、X 線衛星「RXTE」の PCA 検出器を用いて、LHS と HSS の状態に対して、フレアを検出し、ショットの平均的特徴を得るため、それらのピーク (頂点) を揃え、重ね合わせて平均化する手法 (ショット解析) を適用し、短時間フレアの平均的なプロファイルを得た。ショット解析の結果、ピークの前後に長い裾を持った時間軸に対して、ほぼ対称なものであった。ウィンドウの値が大きくなれば、フレアと判定される値が大きくなるので上昇幅が大きくなる。また、HSS と LHS のショットプロファイルを比較すると、高エネルギー光子を持つ LHS の方が幅が狭く、短時間で遷移することがわかった。今後の展望としては、フレアを検出する際、フレアの判定に恣意的な要素が入ってしまうため、客観的なアプローチ方法として、機械学習の手法である VAE(Variable Auto Encoder) を用いて、短時間フレアの自動分析も試みる。

Reference

Yamada Shinya 2014, 天文月報 Vol.107, No.4

Yamada Shinya 2011, PhD Thesis, University of Tokyo

Negoro Hitoshi 2003, 日本物理学誌 58 巻 3 号 p.187-190

Feng, Y. X. et al 1999, The Astrophysical Journal, Volume 514, Issue 1, pp. 373-382.

Bhargava, Yash et al 2022, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 512, Issue 4, pp.6067-6077

———index へ戻る

コン a28

公転による変動の解析による Cyg X-3 の鉄輝線の放射起源の推定

東京大学大学院　理学系研究科
新井 翔太

公転位相の分割による Cyg X-3 の鉄輝線の放射起源の推定

新井 翔大 (東京大学大学院 理学系研究科 M1)

Abstract

Cygnus X-3 は銀河系内コンパクト天体連星系の一つである。この天体では伴星からの恒星風がコンパクト天体に向かって強く吹いている。この恒星風からの降着物質の幾何構造について調べるために、Chandra High-Energy Transmission Grating (HETG) の観測データを用いて、位相ごとに時間を分割し、H/He-like Fe の輝線のカウントレートと連続成分である 2–10 keV のカウントレートとの時間変動の相関を調べた。その結果、Fe 輝線のカウントレートは連続成分のカウントレートに比べて、1/4 周期分遅れていることが分かった。これは、恒星風がコンパクト天体の X 線やコリオリ力による効果によって非対称的な形を取っている可能性を示唆している。

1 Introduction

コンパクト天体には相対論的速度で吹き出すガスであるジェットを持っているものがある。コンパクト天体が恒星と連星系を組んでいる場合、恒星からのガス (恒星風) が重力によってコンパクト天体に向かって落ちている。この恒星風がジェットに対して影響を及ぼしていると考えられている (Dubus et al. 2010) が、あまりよく分かっていない。この影響の理解には恒星風がどのような構造をしているかの理解が重要である。

Cygnus X-3(Cyg X-3) は銀河系内に存在するコンパクト天体連星系の一つで、ジェットを持っている。コンパクト天体を主星とすると、伴星は Wolf-Rayet(WR) 星という高温高光度の星であり (van Kerkwijk et al. 1996)、Cyg X-3 は銀河系内で唯一のコンパクト天体と WR 星の連星系である。WR 星からの強い紫外線やコンパクト天体の重力によって恒星風がコンパクト天体に向かって強く吹いている。そのため、恒星風がジェットに及ぼす影響を理解するために Cyg X-3 は最適である。

コンパクト天体では周辺のガスが円盤状になって落下しており (降着円盤)、このガスの内側と外側との速度差によって粘性が働き、高温となる。その結果、X 線を放射する。そして、その X 線がガスにあたることで輝線を放射する。この輝線の線幅や中心エネルギー、フラックスを観測することで、その原子を含むガスの温度や速度を定量的に見積もることができる。さらに、連星系は公転をしており、公転位相によって見え方が変わるため、時間変動を調べることによってその原子がどの位置にあるかということも評価することができる。主に連続成分は降着円盤から放射される黒体輻射である。これが公転により WR 星に隠されることで強度に変化が生じる。一方、鉄が降着円盤でないところにあると、強度の変化が降着円盤のそれとは異なるはずである。今回はこれを利用して、Cyg X-3 における鉄を含むガスの幾何構造について議論をする。

2 Methods

2.1 解析に使用したデータ

今回使用したのは Chandra High-Energy Transmission Grating (HETG) の ObsID 6601 のデータである。Chandra の検出器の一つである ACIS は空間分解能が高い (∼1 arcsec)。HETG では、その空間分解能を活かして、回折格子を用いることでエネルギーを位置に変換し、高いエネルギー分解能を得ている。そのため、スペクトル分析をするには最適の検出器といえる。今回は Grating の次数が ±1 となっているものを利用した。今回使ったデータの観測条件は表 1 の通りである。また、観測段階での状態は Soft 状態である (Kallman et al. 2019)。これは軟 X 線の強度が強い状態のことである。

表 1: Cyg X-3 の観測条件

パラメータ	値
観測開始時刻	2006-01-26_15:10:27
観測終了時刻	2006-01-27_05:44:05
Exposure	4.9565 ks

表 2: 位相計算に用いた値 (Antokhin and Cherepashchuk 2019)

パラメータ	値
T_0	40 949.390 77 MJD
P_0	0.199 684 578 days
c	5.620×10^{-11} days
a_s	0.002 05 days
P_s	28 888 cycles
n_{0s}	50621

データの解析には Chandra のデータを扱うためのソフトウェアである Ciao (Version 4.14) を使用した。2022 年 3 月 4 日の較正ファイルを用いて再プロセスを実行し、得られたデータにて解析を行った。

さらに、黒体輻射の変化を表す 2–10 keV のカウントレートの変化を計算するために光度曲線を作成した。そして、後述する時間分割ごとに得られた光度曲線を Rebin した。

2.2 時間の分割

スペクトルの時間変動を見るために、観測データを公転位相に合わせて分割を行った。公転位相の計算は以下の式を用いて計算した。式 1 の中の定数を表 2 に示す。

$$T_n = T_0 + P_0 n + cn^2 + a_s \sin\left(\frac{2\pi}{P_s}(n - n_{0s})\right) \quad (1)$$

ここで、n は公転位相を表し、T_0 から n 回公転したことを表す。ただし、n の小数部分が 0 の時刻は我々から見て WR 星がコンパクト天体に対してちょうど手前にある時刻として定義される。そして、P_0 は公転周期、c は公転周期の変動から計算される値である。また、式 1 の第 4 項は補正項である。

分割は 1 周期で 4 分割で分割の中心が (0, 0.25, 0.5, 0.75) となるようにした。結果として、ObsID 6601 のデータでは 11 分割することができた (図 1)。これらを時刻の早い順に Phase bin 0–10 として呼ぶことにする。

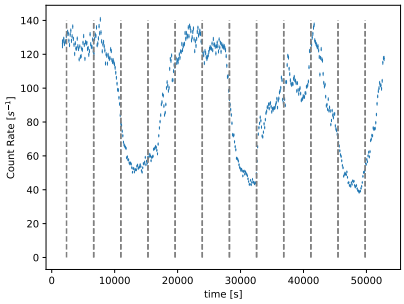


図 1: ObsID6601 での光度曲線と今回の分割方法。
青: 光度曲線。灰: 分割。灰色の線で挟まれた領域が時間分割の 1 bin に対応。全部で 11 分割となっている。

2.3 公転位相ごとのスペクトル解析

スペクトルの解析には X 線天文学で標準的に使われている解析ツール XSPEC(Version 12.12.1) を使用し、Grating の次数が ±1 となるデータを同時にフィッティングした。使用した統計量は Cash 統計 (Cash 1979) である。これは Poisson 分布を仮定した統計量であるため、正規分布を仮定している χ^2 の値を用いる場合と異なり、少ない統計でも有効である。使用したモデルは、降着円盤からの多温度黒体輻射を表す diskbb、吸収の効果を表す phabs と輝線の gaussian を二つ入れたものである。二つの gaussian はそれぞれ H-like Fe(6.9 keV) と He-like Fe(6.7 keV) の輝線をフィッティングするために、中心エネルギーと幅に制限をかけた。これらのモデル全てのパラメータを free parameter とし、エラーは 1σ を採用した。フィッティングを行なった範囲は 2.5–7.5 keV とした。これは連続成分のフィッテングがうまくいっていると考えられる範囲で、この範囲より外側も入れるとモデルから大きく外れてしまう。

2.4 Fe 輝線の強度と降着円盤の放射強度の相関係数の計算

鉄の放射領域と連続成分の放射領域である降着円盤の位置との関係を調べるために、エラー付きの鉄

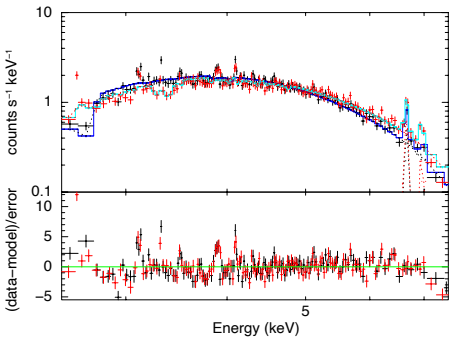


図 2: Phase bin 6 でのフィッテング結果
黒: 次数 1 の観測データ。赤: 次数-1 の観測データ。青: 次数 1 のモデル。水: 次数-1 のモデル。下はモデルと観測データとの差を表す。 Gaussian の付近を表示するため、6.0–7.5 keV の範囲で表示している。

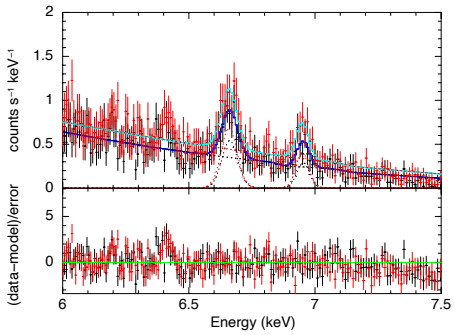


図 3: 図 2 の表示範囲を 6.0–7.5 keV にしたもの。

輝線の強度と 2–10 keV のカウントレートとの相関係数をモンテカルロ法によって計算した。鉄輝線の強度と連続成分の強度が Gaussian で分布すると仮定する。Phase bin i に対し、鉄輝線の強度が A_i でそのエラーが σ_i とすると、正規分布 $N(A_i, \sigma_i)$ に従う乱数 $\alpha_i^{(j)}$ を生成する。連続成分についても同様に乱数 $\beta_i^{(j)}$ を生成し、乱数の組 $\left\{\left(\alpha_i^{(j)}, \beta_i^{(j)}\right)\right\}_{i=0\cdots10}$ を作る。この組で相関係数を計算し、$j = 100000$ まで繰り返す。求まった相関係数のなかで 1σ に入る範囲を相関係数のエラーとして考えた。

3 Results

3.1 フィッティングの結果

フィッティングはすべての Phase bin にて成功した。Cash 統計の値は最大で 3608.79 であった。一方、Degrees of Freedom はどの Phase bin でも 2636 であった。例として、Phase bin 6 のフィッティング結果を図 2、図 3 に示す。

3.2 2–10 keV のカウントレートと鉄輝線のカウントレートの相関

2–10 keV(連続成分) と H-like Fe のカウントレートの時間変動を図 4 に示す。これを見ると、H-like Fe のカウントレートが連続成分のカウントレートに比べて 1 bin 分ずれているように見える。実際相関係数を計算すると、ずらす前は $0.25^{+0.11}_{-0.16}$ でずらした後は $0.73^{+0.03}_{-0.18}$ となった。

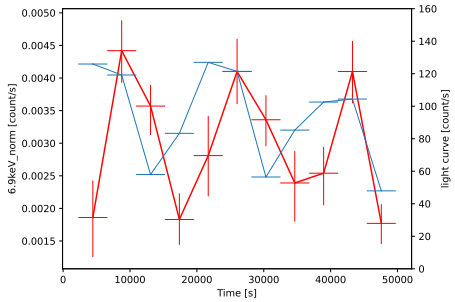


図 4: 2–10 keV のカウントレート (青) と H-like Fe のカウントレート (赤) の時間変動

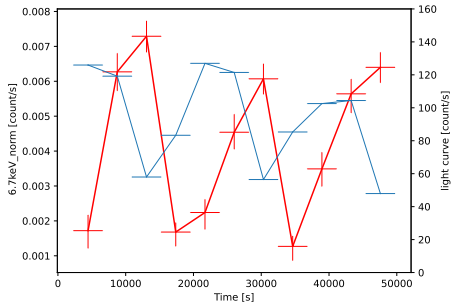


図 5: 2–10 keV のカウントレート (青) と He-like Fe のカウントレート (赤) の時間変動

また、連続成分と He-like Fe のカウントレートの時間変動を図 5 に示す。同様に He-like のカウントレートが連続成分のカウントレートに比べて 1 bin 分ずれているように見える。相関係数を計算すると、ずらす前は $-0.46^{+0.07}_{-0.05}$、ずらした後は $0.87^{+0.02}_{-0.05}$ であった。

以上より、どちらの鉄輝線の強度もずらす前は連続成分とほとんど相関はないのに対し、ずらした後では正の相関があることが分かった。

4 Discussion

我々は連続成分のカウントレートの変動に比べて H/He-like Fe のカウントレートの変動に遅れが生じていることを発見した。その原因として挙げられるのは、恒星風が非対称になっていて H/He-like Fe が特定の場所に偏在することによる効果である。例えば、図 6 のように H/He-like Fe が WR 星の進行方向に偏在しているとする。すると、WR 星が我々から見てちょうど手前にいるとき (Phase 0)、WR 星によって Fe の部分が少し隠されてしまうため、輝線はあまり強くならない。一方、連続成分の放射起源である降着円盤は WR 星に対して反対側に来てしまうため、連続成分の強度は最小値を取る。そこから 1/4 周期進むと、Fe は我々から見て WR 星の反対側に来てしまうため、このとき輝線の強度が最小値を取る。このように 1/4 周期輝線が遅れるという現象を Fe の場所の偏在によって説明することができる。

先行研究では、降着円盤からの X 線による効果やコリオリ力によって、コンパクト天体に向かって吹く恒星風が減速させられることが示唆されている (Blondin 1994; Vilhu et al. 2021)。恒星風は WR 星表面から放射される紫外線によって加速されているが、恒星風の一部が X 線で ionization を起こすことで、紫外線による加速が弱められてしまう。また、強い X 線を受けると輻射圧によって恒星風は減速する。さらにコリオリ力によって恒星風の向きが変化する。これらの現象によって恒星風が進行方向に偏在する可能性はある。しかし、これらの効果は複雑で条件が変化すると恒星風の様子も変わってしまうため、定量的な評価は現段階では難しい。

また、He-like Fe のほうが相関係数が大きい可能性があることは、それぞれ偏在する場所が異なる可能性を示唆している。偏在する場所が異なると、Phase の切り方によって相関が緩くなりうるためである。逆に Phase の切りはじめを変化させることでこの考察が正しいかを検証することができる。

5 Conclusion

本研究では、Chandra HETG を用いて Cyg X-3 の X 線スペクトルの時間変動を解析した。その結果、

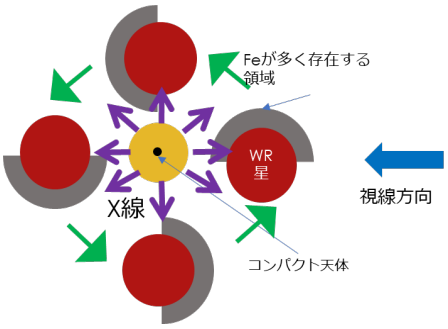


図 6: 連続成分に対する輝線の遅れを説明すると考えられるシナリオ

以下の結果が得られた。

- H/He-like Fe は連続成分に比べて変動が 1/4 周期遅れている。
- 輝線の変動の連続成分に対する遅れは恒星風に含まれる H/He-like Fe が X 線やコリオリ力によって偏在している可能性を示唆している。
- 相関係数の違いから、H/He-like Fe の偏在する位置も異なる可能性がある。

Reference

G. Dubus, B. Cerutti, and G. Henri. MNRAS, 404(1):L55–L59, May 2010.

M. H. van Kerkwijk, T. R. Geballe, D. L. King, M. van der Klis, and J. van Paradijs. A&A, 314:521–540, October 1996.

T. Kallman, M. McCollough, K. Koljonen, D. Liedahl, J. Miller, F. Paerels, G. Pooley, M. Sako, N. Schulz, S. Trushkin, and L. Corrales. ApJ, 874(1):51, March 2019.

Igor I. Antokhin and Anatol M. Cherepashchuk. ApJ, 871 (2):244, February 2019.

W. Cash. ApJ, 228:939–947, March 1979.

John M. Blondin. ApJ, 435:756, November 1994.

O. Vilhu, T. R. Kallman, K. I. I. Koljonen, and D. C. Hannikainen. A&A, 649:A176, May 2021.

———index へ戻る

コン a29

活動銀河核円盤風によるセンチ波電波放射への寄与

大阪大学大学院 理学研究科 宇宙進化グループ
山田 知也

活動銀河核円盤風によるセンチ波電波放射への寄与

山田 知也 (大阪大学大学院 理学研究科 宇宙進化グループ)

Abstract

活動銀河核 (Active Galactic Nucleus; AGN) は相対論的ジェットの活動により電波光度の大きい Radio-Loud (RL) AGN と、残りの 9 割を占める大規模なジェットをもたず比較的電波光度が小さい Radio-Quiet (RQ) AGN に分けられる。RQ AGN の電波放射の起源については星形成やコロナなどの様々な候補が挙げられているが、いまだに謎に包まれている (Panessa et al. 2019)。約 5 割の RQ AGN において、降着円盤から光速の数 10%の速さで、広い立体角に噴出される円盤風である超高速アウトフロー (Ultra-Fast Outflows; UFOs) の存在が知られている (Laha et al. 2021)。Nims et al. (2015) は円盤風と星間物質の衝突により、電波が放出される可能性を定性的に示した。そこで、我々は Nims et al. (2015) のモデルに基づき、衝撃波面で加速される非熱的電子のエネルギースペクトルを拡散方程式を解くことにより求め、シンクロトロン放射スペクトルを計算することによって、観測データとの定量的比較を可能にした。UFO が観測されているいくつかの近傍 RQ AGN の電波放射スペクトルに対して。我々のモデルを用いてフィッティングを行った結果、予想される典型的な放射領域のサイズは数 100 pc、磁場は 0.1 mG 程度であることがわかった。

1 導入

銀河の中心部には質量が $10^6\,\mathrm{M}_\odot$ から $10^{10}\,\mathrm{M}_\odot$ にもなる、巨大ブラックホールが存在する。ブラックホールへ物質が降着することにより重力エネルギーを開放することで、母銀河を凌駕する光度で輝く天体を活動銀河核（Active Galactic Nucleus、AGN）と呼ぶ。AGN からは電波から X 線にわたる広い範囲で電磁波が放射されており、特に電波放射の高度に注目すると Radio-Loud AGN（RL AGN）と Radio-Quiet AGN（RQ AGN）に分けることができる。AGN のうちの 1 割程度を占める RL AGN は強力な電波放射が見られる AGN であり、その電波放射の起源は数 kpc から数 Mpc にも及ぶ大規模な相対論的ジェットである。一方、残りの 9 割を占める RQ AGN の電波光度は RL AGN のおよそ 10^{-3} 倍ほどであり、その電波放射の起源は小規模なジェット、星形成、コロナ、円盤風という候補が挙げられているが、いまだに謎に包まれている (Panessa et al. 2019)。

近傍の RQ AGN の 40%から 50%からは、30 度から 50 度にわたる立体角へ噴出されるアウトフローが観測されており、これを活動銀河核円盤風と呼ぶ (e.g., Tombesi et al. (2010))。円盤風の存在は、分子が高速で運動することにより青方偏移した吸収線を観測することにより確かめられる。この吸収線は紫外線から X 線領域にわたって観測される。円盤風は吸収線が観測される波長やその速度によって様々な種類分けがなされている (Laha et al. 2021)。我々は特に鉄の K 殻の吸収線により観測される、速度が光速の数割程度である Ultra-Fast Outflows（UFOs）に注目した。UFOs は AGN 中心から 10^{-4} pc から 10^{-2} pc の領域から噴出されている (Tombesi et al. 2010; Gofford et al. 2015)。単位時間あたりに UFOs として放出される運動エネルギーは AGN 光度の約 5%にも達することから、母銀河へのフィードバックに重要な役割を果たしていると考えられている。Nims et al. (2015) らは円盤風と星間物質の衝突により生じる非熱的シンクロトロン放射によって、$\nu L_\nu \sim 10^{-5} L_{\mathrm{AGN}}$ もの光度の電波が放出されることを示し、円盤風が RQ AGN の電波放射の起源となりうることを定性的に示した。

2 方法

我々は Nims et al. (2015) に基づいて、球対称な UFOs が星間物質と衝突し、衝撃波加速が生じるこ

とを仮定し、その結果生じる非熱的電子からのシンクロトロン放射スペクトルを計算する一次元のモデルを構築した。ここではそのモデルの概要について述べる。

2.1 UFOs と星間物質の衝突モデル

球対称 UFO は速度 $v_{\rm in}$ で噴出し星間物質をかき集め、時間と共に外側へ広がっていく。その衝撃波面のサイズを $R_{\rm s}$、AGN 光度を $L_{\rm AGN}$、単位時間あたりに UFO として放出される運動エネルギーを $L_{\rm kin}$ と表す。UFO によって掃き集められる前の星間物質の個数密度 $n_{\rm H}(R)$ を Nims et al. (2015) に倣って

$$n_{\rm H}(R) = 10\,{\rm cm}^{-3}\left(\frac{R}{100\,{\rm pc}}\right)^{-1} \tag{1}$$

のようにべき乗分布とすると、かき集められた星間物質の質量 $M(R)$ は

$$M(R) = 4\pi m_{\rm p}\int_0^R n_{\rm H}(R)R^2{\rm d}R \tag{2}$$

$$L_{\rm kin}t = Mv_{\rm s}^2 \tag{3}$$

という関係を満たす。ただし、$L_{\rm kin}$ のうちの半分はかき集められた物質の運動エネルギーに、残りの半分はその熱エネルギーに変換されると仮定した。

$R_{\rm s}$ は時間 t を用いて $R_{\rm s} = At^{\beta}$ と自己相似解的に表せるとする。すると衝撃波面の速度 $v_{\rm s}$ は $v_{\rm s} = \dot{R}_{\rm s}$ と表すことができて、これを式 (3) に代入することにより

$$v_{\rm s} \approx 3400\,{\rm km\,s^{-1}} \times\left(\frac{L_{\rm kin}}{5\times10^{44}\,{\rm erg\,s^{-1}}}\right)^{1/3}\left(\frac{R_{\rm s}}{100\,{\rm pc}}\right)^{-1/3} \tag{4}$$

と求めることができる。式 (4) の結果は実際に観測されている分子アウトフローの特徴を再現できている (Cicone et al. 2014)。式 (4) を用いると系の力学的時間スケール $t_{\rm flow}$ は次のように求められる。

$$t_{\rm flow} = \frac{R_{\rm s}}{v_{\rm s}} \tag{5}$$

2.2 非熱的電子のエネルギー分布

衝撃波面において一次フェルミ粒子加速 (Diffusive Shock Acceleration; DSA) が生じることを仮定する。加速にかかる時間スケールは

$$t_{\rm acc} = \frac{8}{3}\frac{\gamma_{\rm e}m_{\rm e}c^3}{eBv_{\rm s}^2} \tag{6}$$

と表される (Kachelriess 2008)。ただし、$\gamma_{\rm e}$、$m_{\rm e}$、c、e はそれぞれ電子のローレンツ因子、質量、光速、電荷である。

波面ではシンクロトロン放射、および逆コンプトン放射により電子は冷却を受ける。単位時間あたりに放出されるエネルギーは

$$\dot{\gamma}_{\rm synch} = \frac{4c\sigma_{\rm T}}{3m_{\rm e}c^2}\gamma_{\rm e}^2U_{\rm B} \tag{7}$$

$$\dot{\gamma}_{\rm IC} = \frac{4c\sigma_{\rm T}}{3m_{\rm e}c^2}\gamma_{\rm e}^2U_{\rm ph}F_{\rm KN} \tag{8}$$

と表される (Rybicki & Lightman 1985)。ここで、$\sigma_{\rm T}$、$U_{\rm B}$、$U_{\rm ph}$ はそれぞれトムソン散乱断面積、磁場、光子のエネルギー密度を表す。また、$F_{\rm KN}$ は Klein-Nishina 効果を反映した関数である (Moderski et al. 2005)。

以上で説明した種々の時間スケールを図 1 に図示する。計算に用いたパラメータは表 1 に示した。図 1 より、$\gamma_{\rm e} \simeq 10^8$ に $t_{\rm acc} = t_{\rm synch}$ となる $\gamma_{\rm cut}$ が存在することがわかる。$\gamma_{\rm cut}$ は

$$\gamma_{\rm cut} = \left(\frac{9}{8}\times\frac{m_{\rm e}^2c^2v_{\rm s}^2}{e^2B}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{9}$$

と求めることができる。

表 1: AGN の物理量の典型的な値をまとめた表。

物理量	典型的な値	単位
$L_{\rm AGN}$	10^{46}	${\rm erg\,s^{-1}}$
$L_{\rm kin}$	0.05	$L_{\rm AGN}$
$v_{\rm in}$	0.1	c
B	0.3	mG

非熱的電子のエネルギースペクトルは次の拡散方程式を解くことによって得られる。

$$\frac{\partial}{\partial\gamma_{\rm e}}\left(\dot{\gamma}_{\rm cool}\frac{{\rm d}N}{{\rm d}\gamma_{\rm e}}\right) + t_{\rm flow}^{-1}\frac{{\rm d}N}{{\rm d}\gamma_{\rm e}} = Q(\gamma_{\rm e}) \tag{10}$$

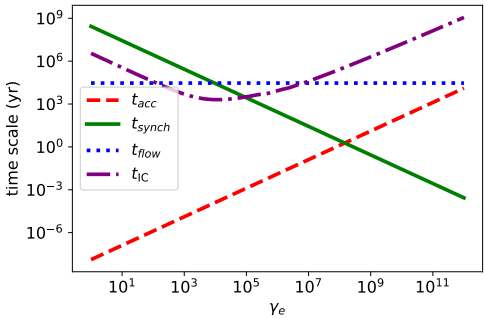


図 1: 系の力学、加速、そして冷却に関する時間スケールを電子のエネルギーの関数として表した図。

ここで、$\mathrm{d}N/\mathrm{d}\gamma_\mathrm{e}$、$Q(\gamma_\mathrm{e})$ はそれぞれローレンツ因子が γ_e から $\gamma_\mathrm{e}+\mathrm{d}\gamma_\mathrm{e}$ の範囲にある電子の個数密度、単位時間あたりに衝撃波面で生成される電子のエネルギー分布である。また、$\dot{\gamma}_\mathrm{cool}=\dot{\gamma}_\mathrm{synch}+\dot{\gamma}_\mathrm{IC}$ である。$Q(\gamma_\mathrm{e})$ は DSA により生成される電子のエネルギースペクトルはべき乗であること、そして γ_cut よりも高エネルギー領域では加速効率が冷却効率を下回ることから、次のようなカットオフを持つべき乗の関数で表される。

$$Q(\gamma_\mathrm{e})=Q_0\gamma^{-p}\exp\left(-\frac{\gamma}{\gamma_\mathrm{cut}}\right) \tag{11}$$

ただし、衝撃波が音速よりも十分に大きいとして $p=2$ としている (Kachelriess 2008)。

2.3 シンクロトロン放射

シンクロトロン放射によって 1 粒子が単位時間、単位角周波数あたりに放出するエネルギー $P(\omega)$ は

$$P(\omega)=\frac{\sqrt{3}e^3B}{2\pi m_\mathrm{e}c}F\left(\frac{\omega}{\omega_\mathrm{c}}\right) \tag{12}$$

$$F(x)=\frac{\omega}{\omega_\mathrm{c}}\int_{\frac{\omega}{\omega_\mathrm{c}}}^{\infty}K_{\frac{3}{5}}(\xi)\mathrm{d}\xi \tag{13}$$

$$\omega_\mathrm{c}=\frac{3\gamma_\mathrm{e}^2eB}{2m_\mathrm{e}c} \tag{14}$$

で与えられる (Rybicki & Lightman 1985)。ただし $K_{\frac{3}{5}}(\xi)$、ω_c はそれぞれ変形ベッセル関数（modified Bessel function)、臨界周波数である。

単位時間、単位周波数、単位体積あたりに放出されるエネルギー $\epsilon_\nu^\mathrm{synch}$ は次のように式 (12) に電子のエネルギー分布 $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\gamma_\mathrm{e}$ をかけて積分することにより求められる。

$$\epsilon_\nu^\mathrm{synch}=\int_1^\infty P(\omega)\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\gamma_\mathrm{e}}\mathrm{d}\gamma_\mathrm{e} \tag{15}$$

電子による吸収を受けた後の放射は、次の一次元輻射輸送方程式を解くことにより得られる。

$$\frac{\mathrm{d}I_\nu}{\mathrm{d}s}=-\alpha_\nu I_\nu+\epsilon_\nu^\mathrm{synch}/4\pi \tag{16}$$

ただし、I_ν、α_ν はそれぞれ吸収を受けた後の放射強度、吸収係数である。

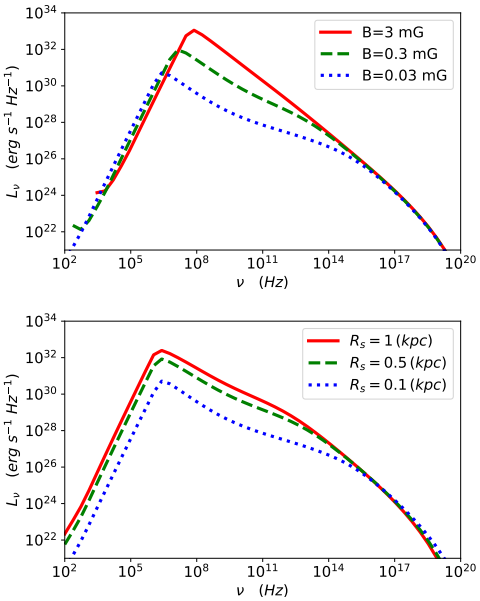


図 2: UFO と星間物質の衝突によって生じる非熱的シンクロトロン放射スペクトル。上図は磁場 B を、下図はサイズ R_s をパラメータとして変化させている。

3 結果と議論

式 (16) を解くことによって得られた、吸収の効果を考慮したシンクロトロン放射のスペクトルを図 2 に示す。その際に計算に用いたパラメータを表 1 に示した。

次に、我々のモデルの妥当性を検証するために、Tombesi et al. (2010) らによって UFO が実際に観

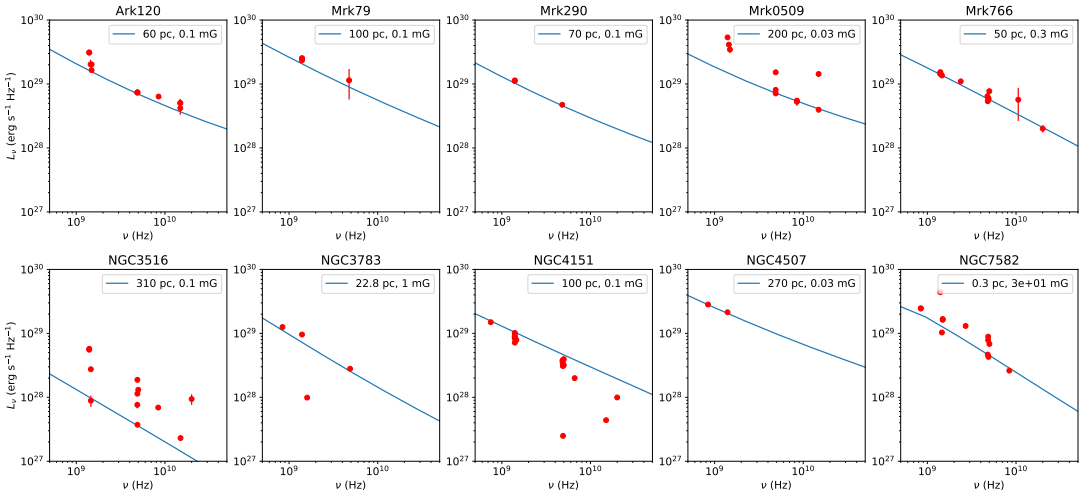


図 3: UFO が観測されている天体の電波データに我々のモデル曲線をフィッティングした図。凡例にはパラメータとして用いたサイズ $R_{\rm s}$ と磁場 B をそれぞれ示している。

測されており、さらに電波観測がなされている 14 天体に対してフィッティングを行った。その結果、10 天体の電波スペクトルを我々のモデルを用いて再現することに成功した。その結果を図 3 に示す。変化させたパラメータは衝撃波面のサイズ $R_{\rm s}$ と磁場 B であり、AGN 光度 $L_{\rm AGN}$ はそれぞれの天体の X 線光度の観測結果から求めている (Oh et al. 2018)。多くの天体で $R_{\rm s} \simeq 100$pc、$B \simeq 0.1$mG という結果が得られた。放射領域のサイズはいくつかの天体で実際に観測されている、分子アウトフローの大きさに矛盾しない (Cicone et al. 2014)。

図 3 の観測データは観測時期やビームサイズが異なるものを含んでいるので、同じ周波数のデータでも異なるデータが存在する。従って、円盤風の他にジェットや星形成による電波放射が寄与しているかどうかを、放射領域の形状や電波と赤外線や可視光光度との相関から確かめることが今後の課題である。

4 まとめ

球対称 UFO と星間物質の衝突による非熱的シンクロトロン放射のスペクトルを計算した。その結果 UFO が実際に観測されている 10 天体の近傍 RQ AGN の電波放射を説明することに成功した。モデルから予想される典型的な放射領域のサイズは数 100 pc、磁場が 0.1 mG 程度であることがわかった。

Reference

Panessa F., Baldi R. D., Laor A., Padovani P., Behar E., & McHardy I. 2019, Nature Astronomy

Laha S., Reynolds C. S., Reeves J., Kriss G., Guainazzi M., Smith R., Veilleux S., & Proga D.,2021, Nature Astronomy

Nims J., Quataert E., & Faucher-Giguère Claude-Andrè 2015, MNRAS

Tombesi F., Cappi M., Reeves J. N., Palumbo G. G. C., Yaqoob T., Braito V., & Dadina M. 2010, A&A

Gofford J., Reeves J. N., McLaughlin D. E., Braito V., Turner T. J., Tombesi F., & Cappi M. 2015, MNRAS

Oh K., et al. 2018, ApJS

Kachelriess M. 2008, arXiv e-prints

Rybicki G. B., Lightman A. P. 1985, Wiley

Moderski R., Sikora M., Coppi P., Aharonian F. 2005, MNRAS

Cicone C., et al. 2014, A&A

———index へ戻る

コン a30

Event Horizon Telescope による Sgr A*の撮影

新潟大学 自然科学研究科 数理物質科学専攻
大場 絢平

Event Horizon Telescope による Sgr A* の撮影

大場 絢平 (新潟大学 自然科学研究科数理物質科学専攻 M1)

Abstract

Event Horizon Telescope (EHT) Collaboration は 2017 年 4 月に世界各地にある 8 つの電波望遠鏡を用いて天の川銀河中心にある超巨大ブラックホール Sgr A* の観測行なった。画像解析やモデリング解析の結果、直径 51.8 ± 2.3 μas のリング状の画像が得られた。Sgr A* の EHT 画像は、質量約 4×10^6 $M_\odot$ のカーブラックホールが作るシャドウの直径と矛盾しない。
この結果は、天の川銀河の中心に超巨大ブラックホールが存在することの直接的な証拠であり、重力半径の 10^3 から 10^5 のスケールで行われた恒星軌道の力学的測定から得られた予測と、事象の地平面スケールの画像や変動を初めて結びつけることに成功した。さらに、超巨大ブラックホール M87* における EHT の結果との比較により、一般相対性理論の予測との整合性が中心質量で 3 桁以上にわたって得られた。

1 Introduction

2022 年 5 月、イベント・ホライズン・テレスコープ（EHT）・コラボレーションが、天の川銀河の中心にある超巨大ブラックホール Sgr A* を撮影した成果の発表を行なった。ブラックホールはアインシュタインの一般相対性理論で予言された、非常に強い重力を持った天体である。天体物理学的なブラックホール周辺の時空はブラックホールの質量と角運動量、すなわちスピンによって完全に規定されるカー計量によって一意に記述される。超巨大ブラックホールはほぼ全ての銀河中心に存在し、銀河の進化に関与していると考えられている。

EHT は 2017 年 4 月、6 地点 8 つの電波望遠鏡を用いて地球サイズの仮想望遠鏡を構築し、Sgr A* の地平面スケールでの観測を行なった。望遠鏡のおおよその角度分解能は、観測波長 λ、基線長 B から λ/B で与えられ、EHT では $\lambda/B = 1.3$ mm/10000 km $\simeq 24$ μas となる。

ブラックホールの画像には、中央が暗く窪んだ明るいリング構造が見られると予想されている。このリングは通常重力レンズで結ばれた光子軌道の近傍にあり、ブラックホールシャドウと呼ばれる境界を形成している。その角直径 d_{sh} はブラックホール周りを通過する光子の衝突パラメータ（光子捕獲半径）から計算することができ、G：重力定数、c：光速、M：ブラックホール質量、D：ブラックホールまでの距離として、光子リングの直径は以下のように見積もることができる。

$$d_{\mathrm{sh,SgrA}} \simeq 10\frac{GM}{c^2 D} \simeq 48\left(\frac{M}{4\times\ 10^6\ \mathrm{M}_\odot}\right)\left(\frac{D}{8\ \mathrm{kpc}}\right)^{-1}\ \mu\mathrm{as} \tag{1}$$

$$d_{\mathrm{sh,M87}} \simeq 40\left(\frac{M}{6.5\times\ 10^9\ \mathrm{M}_\odot}\right)\left(\frac{D}{16\ \mathrm{Mpc}}\right)^{-1}\ \mu\mathrm{as} \tag{2}$$

M87* は Sgr A* と比較して、地球から天体までの距離が約 2000 倍あるが質量が約 1500 倍大きいため、光子リングの大きさは同程度と推定された。

2 Sgr A*の性質

Sgr A* は銀河円盤上の星間塵による減光のため、長電波波長（約 1 m）の電波と硬 X 線領域（約 0.001 nm）で検出されている。そのボロメトリック光度は 10^{36} erg s^{-1} で、太陽の約 100 倍と非常に弱いことが特徴である。また、近傍にあることから周囲の軌道運動を観測することによる質量の正確な測定が可能であり、$M \simeq 4 \times 10^6$ $M_\odot$ と推定されている。

最内安定円軌道の周期はブラックホールの質量とスピンに依存し、天体の構造変動の時間スケールを

与える。

$$t_{\mathrm{g,SgrA^*}} = \frac{GM}{c^3} \simeq 20 \left(\frac{M}{4 \times 10^6\ \mathrm{M}_\odot} \right)\ \mathrm{s} \qquad (3)$$

Sgr A* の場合、最大スピンのとき $4\pi t_{\mathrm{g,SgrA^*}} \simeq 6$ 分、ゼロスピンのとき $12\sqrt{6}\pi t_{\mathrm{g,SgrA^*}} \simeq 30$ 分という周期で周囲のガスが運動すると予想される。M87* の周期は 5 日から 1 か月であったためその画像にはほとんど変動が見られなかったが、Sgr A* は一晩のうちに構造が変化すると考えられる。

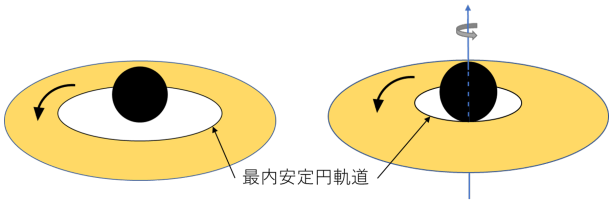


図 1: 最内安定円軌道
シュバルツシルトブラックホール（左）とカーブラックホール (右）と周囲の降着円盤の模式図。ブラックホールの最も近くで物質が安定して周回運動できる軌道を最内安定円軌道という。

Sgr A* の構造全体の明るさの変動は、結合素子型干渉計 ALMA、SMA による観測データからわかる。全日程での変動は約 9 %、各夜で 4-13 %の変動が見られる。この変動は星間シンチレーションから予想されるよりも一桁強く、Sgr A* が変動している証拠となる。

3 Sgr A* の画像化

手法によらず画像が得られることを確認するため、また Sgr A* に関する情報などのバイアスを減らすために EHT は 4 つのチームに分かれ、それぞれ異なる手法で画像化を行なった。これにより約 1 万通りの画像データが得られ、それらをリング状の構造の見えたグループ、見えなかったグループに分類した。リングが見られたグループは全体の約 97% を占め、さらに明るい部分の異なる 3 つのグループに分類された。いずれのリングも直径は約 50 μas であった。リング構造が見られなかったグループは全体の約 3% を占める。リングが見られなかった理由としてはリングがそもそも存在しないか、画像化に問題があったかの 2 つが挙げられる。このような画像は Sgr A* の時間変動の周期が短く、また望遠鏡の数が少ないために生じてしまったと考えられる。

これら 4 グループの画像を平均化したものが図 2(上) であり、Sgr A* の代表画像である。このリングの直径は 51.8 ± 2.3 μas であり、一般相対性理論により予測されていたものとよく一致した。

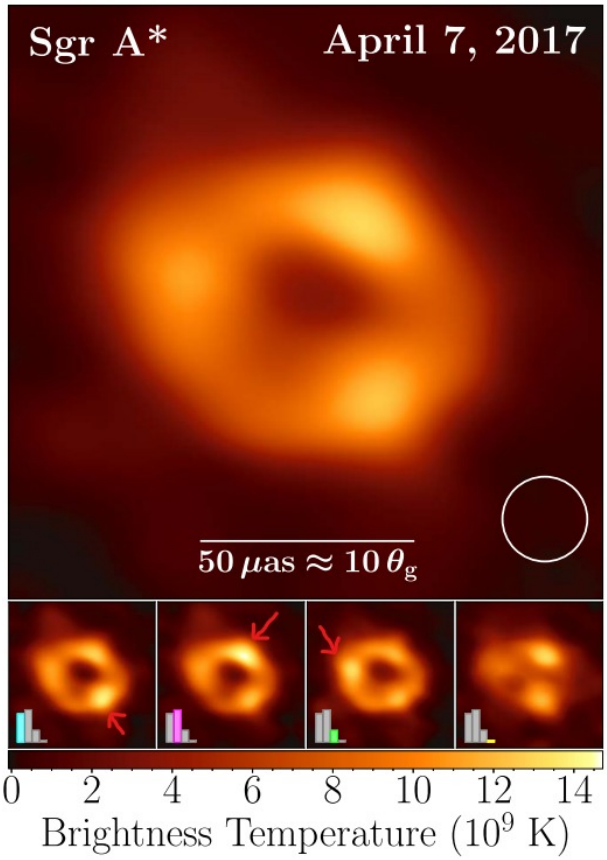


図 2: Sgr A* の EHT 画像
Sgr A* の代表的な平均画像（上）と特徴ごとに分類されたグループのそれぞれの平均画像（下 4 枚)。左下の棒グラフはそれぞれの画像の相対出現頻度を表している。赤い矢印は最も明るい部分を示している。Credits: EHT Collaboration

4 理論的検証

Sgr A* の理論モデルを決定するため、EHT 観測から 5 つの制限、EHT 以外の観測から 4 つの制限、時間変動から 2 つの制限を設け、各制限に合格・不合格の基準を設定して様々な制限の組み合わせを検証した。全ての条件をパスした理論モデルは存在しなかったものの、時間変動を除く他の条件を全てパスしたモデルを 2 つ得た。これら最有力のモデルはブラックホールのスピンが大きく、磁場が強い、見込み角が 30 度以下のものであった。このモデルはジェットと呼ばれる、天体から吹き出す細く絞られたプラズマのアウトフローの存在を示唆しているが、これまでの観測で Sgr A* にジェットが存在する証拠は得られていない。これは今後の課題となっている。

5 Conclusion

天の川銀河中心の超巨大ブラックホールである Sgr A* の 2017 年 EHT 観測の結果のレビューを行った。Sgr A* の構造変動は周期が数分程度と短く、一日の観測データを時間積分する標準的な干渉計による解析では画像化が困難であった。そのため、データから天体の構造を推測する様々な方法が開発された。その結果、M87* で見られたようなリング状の構造を持つことが明らかになった。

Sgr A*の EHT 画像から得られたシャドウの直径は一般相対性理論により予測されていたものとよく一致した。これによりこれまでの観測で見積もられていた質量と矛盾しない結果を得た。

得られた最有力の理論モデルは実際の天体とは時間変動やジェットの存在などの点で異なっており、さらなる検証が必要である。

Reference

[1]The EHT Collaboration et al. 2022, ApjL, 930, L12

[2]The EHT Collaboration et al. 2019, ApjL, 875, L1

[3] 嶺重 慎, 2016, ブラックホール天文学 新天文学ライブラリー 第 3 巻

———index へ戻る

コン a31

活動銀河核 Mrk 766 が示す幅の広い鉄 K 輝線構造の起源

東京大学大学院 理学系研究科
望月 雄友

活動銀河核 Mrk 766 が示す幅の広い鉄 K 輝線構造の起源

望月 雄友 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

活動銀河核の X 線スペクトルには、6–7 keV の帯域に幅の広い鉄 K 輝線構造が観測されることが多い。中心ブラックホールの周りには降着円盤、トーラス、アウトフローなどの高電離ガスや、広輝線領域などの粗密構造を持った低電離ガスなどが存在する。それぞれが X 線を吸収あるいは散乱することで、鉄 K 輝線のあたりに様々なスペクトル構造が現れ、複数の要素が足し合わさった結果、幅の広い鉄 K 輝線として観測されると考えられる。どの要素によってどのようなスペクトル構造が作られるのかという切り分けができれば、活動銀河核において各要素がどのように存在しているのか、という物理描像を得ることができる。

本研究では、活動銀河核 Mrk 766 を対象天体とした。過去の X 線観測から、この天体には X 線放射領域の一部を覆う部分吸収体と、光速の数十%の速度で吹く超高速アウトフローが存在することが明らかになっている。また、極端に小さいコロナをブラックホールの極近傍に配置することで、幅の広い鉄輝線を説明する先行研究も存在する。今回我々は、二つの X 線天文衛星、XMM-Newton と NuSTAR のアーカイブデータを再解析し、幅の広い鉄輝線の起源の解明を試みた。結果として、トーラスなどの遠方の散乱体による細い輝線、シュバルツシルトブラックホール周りの降着円盤反射によるやや広がった輝線を考慮すると、その他に 6.4–6.7 keV 付近に等価幅で 30–50 eV 程度の弱い輝線構造が存在し、視線外の UFO による散乱成分と考えて矛盾がないことを明らかにした。結果として、降着円盤、トーラス、超高速アウトフローを考えることで、幅の広い鉄輝線構造が自然に説明でき、中心ブラックホール周辺の描像を描くことができた。

1 Introduction

活動銀河核とは、銀河の中心に存在する質量が約 $10^6 - 10^8 M_\odot$ の超巨大ブラックホール周辺が、幅広い波長で明るく輝く領域である。また、中心の超巨大ブラックホールに物質が角運動量をもちながら降着することで、降着円盤という円盤を形成し、降着状態に応じて、高温プラズマ (コロナ) を形成する。降着率が大きく明るい天体では、円盤から光速の数%-数十%の速度で物質を放出する超高速アウトフローが観測されている。

X 線を用いて、活動銀河核からの鉄吸収線と輝線を観測することができる。吸収線は視線上の吸収体によって X 線が吸収されることで生じ、輝線は視線外の物質からの散乱によるものである。活動銀河核の中には幅の広い鉄輝線が観測される天体が存在し、その起源について議論が続いている。

本研究の対象天体である活動銀河核 Mrk 766 は質量が $(1-6) \times 10^6 M_\odot$、宇宙論的赤方偏移が 0.01271 の活動銀河核である。この天体には大きく 3 つの特徴がある。1 つ目は、2-10 keV のエネルギー帯で明るさが約 100 秒未満という短時間で変動している点である。この原因について、X 線放射の素過程は短時間では大きく変化しないため、視線上を部分的に覆う吸収体 (部分吸収体) の変化が示唆されている (Risaliti et al. 2011)。2 つ目は、7–9 keV に鉄の青方偏移した吸収線が存在しているという点である。これは速度に換算すると、光速の 2–27 %の速度をもつため、超高速アウトフローが視線上にあることを示唆している (Miller et al. 2011; Turner et al. 2011)。3 つ目は 6-7 keV に幅の広い鉄 K 輝線が観測されている点である。この構造を中性の部分吸収体と、極端に小さいコロナをブラックホールの極近傍に配置することで、幅の広い鉄輝線を説明した先行研究も存在する (Buisson et al. 2018)。

本研究の目的は、15 年に渡る観測データを再解析し、幅の広い鉄 K 輝線を含むスペクトル構造を説明し、活動銀河核 Mrk 766 の妥当なモデルを提唱することである。セクション 2 では観測データのデータ

処理とモデルの作成について説明する。セクション 3 ではスペクトル解析の結果を説明する。セクション 4 では幅の広い鉄輝線の構造について議論し、セクション 5 で結論を述べる。

2 Methods

2.1 観測衛星と検出器

本研究では XMM-NewtonX 線天文衛星と NuSTARX 線天文衛星の 2 つの衛星による 15 年間にわたる 11 個の観測データを再解析した。表 1 は再解析した観測データである。

	START (UTC)	EXPOSURE (s)
XMM1	2000/5/20	25544
XMM2	2001/5/20	88243
XMM3	2005/5/23	65193
XMM4	2005/5/25	68938
XMM5	2005/5/27	65767
XMM6	2005/5/29	64526
XMM7	2005/5/31	60698
XMM8	2005/6/3	20089
XMM9	2015/7/5	19534
Nu10	2015/1/24	90173
Nu11	2015/7/5	23565

表 1: 観測データと観測開始日時 (START) とデータ処理後の露出時間 (EXPOSURE)。XMM-NewtonX 線天文衛星による観測データは XMM、NuSTARX 線天文衛星による観測データは Nu として数字はデータ番号を示している。

0.3-11 keV を解析するために、XMM-NewtonX 線天文衛星の有効面積が大きい PN-CCD 検出器によって観測したデータを用いた。同時に低エネルギー側を高エネルギー分解能で解析できる RGS 回折格子による 0.33-2.0 keV の観測データを使用した。また高エネルギー側を解析するために NuSTARX 線天文衛星の FPMA と FPMB という 2 つの検出器を用いて 3-79 keV まで解析した。

2.2 解析方法

本研究の解析では version6.30 の heasoft と version19.1.0 の sas ソフトウェアを使用して解析した。またスペクトル解析には version12.12.1 の xspec を用い、χ^2 検定を採用してスペクトルフィッティングを行った。

2.2.1 XMM-NewtonX 線天文衛星による観測データの処理

- sas の epproc を用いてデータを処理した。
- 天体のイメージから 30 arcsec の円領域を source 領域とした。background 領域は 45 arcsec の円領域とした。ただし XMM9 は pile up があり、source 領域の 10 arcsec の円領域をくり抜いた。
- evselect を用いて、background flare を除去するために高エネルギーの光子が少ない場合 (10-12 keV の PATTERN=0) を除去し、スペクトルを作成した。

2.2.2 NuSTARX 線天文衛星による観測データの処理

- nupipeline を用いてデータを処理した。
- 天体のイメージから 40 arcsec の円領域を source 領域とした。background 領域は約 150 arcsec の円領域とした。
- nuproducts によってスペクトルを作成した。

2.3 モデルの作成

本研究では電離したプラズマによる吸収線を考慮するために verison2.58e の xstar によってテーブルモデルを作成した。エネルギーのべき乗関数のべきが 2.2 の X 線が入射したときに、電離プラズマの水素の柱密度 N_H と電離度 ξ と乱流速度 vturb による変化をモデル化である。超高速アウトフローのモデル (ufo)、部分吸収体と warm absorber のモデル (pcf) を JAXA が保有するスーパーコンピュータ JSS3 を

用いて計算した。表 2 は作成したテーブルモデルのまとめである。

	pcf	ufo
$N_H(10^{22}/\mathrm{cm}^2)$	0.01 - 50	0.01 - 100
s logξ	0.01 - 5	3 - 5
vturb (km/s)	0 (fix)	100-10000
calculated times	400	2000

表 2: 本研究で作成した table モデルのパラメータの範囲と計算したパラメータの grid 数。

3 Results

活動銀河核 Mrk 766 の 15 年間の 11 個の観測データをそれぞれ時間平均をとったスペクトルを解析した。連続成分はエネルギーのべき乗関数 powerlaw と低エネルギー側は光学的に厚い円盤放射モデル diskbb によって説明した。また、近傍円盤反射成分 relxill と遠方の円盤やトーラスからの反射成分 pexmon を導入した。星間空間での吸収は TBabs、母銀河の吸収を zTBabs によって説明した。さらに、明るさの時間変動を説明するために、動径方向には速度をもたず、同じ柱密度と異なる電離度をもつ 2 重構造の部分吸収体を考慮した (pcf_1 と pcf_2)。この部分吸収体の視線上を覆う割合を const_1(0 以上 1 以下) とした。これが短時間に大きく変動することで、見かけ上の主な光度変化を説明する。また、青方偏移した吸収線を説明するために 2 成分の超高速アウトフローを考慮した (ufo_1 と ufo_2)。そして、残りの低エネルギー側の全体的な吸収を視線上を定常的に覆う低電離の吸収体 warm absorber を導入した (pcf_3)。

これらによるスペクトル解析の結果、6.4–6.7 keV に幅の広い残差が残った。そこでその成分をガウシアン (gaussian) によってフィッティングを行った。解析結果は図 1 となった。XMM9 と Nu11 は同時観測期間であるため、同じパラメータでフィッティングしている。const_2 によって PN-CCD 検出器と FPMA 検出器、FPMB 検出器の cross caliblation の影響を考慮した。本研究では全ての観測データにおいて X 線放射の素過程は変化しない、すなわち、powerlaw のべきは一定とすることでも説明することができている。以下は本研究の最終的なモデルである。

ufo_1*ufo_2(1 − const_1 + const_1*pcf_1)(1 − const_1 + const_1*pcf_2)(diskbb + powerlaw + relxill) + pexmon)(const_2*pcf_3*zTBabs*TBabs) + gaussian

4 Discussion

本研究の gaussian の等価幅は表 3 となった。幅の広い鉄 K 輝線は視線外の構造からの放射成分である。その寄与を見積もるには、モンテカルロシミュレーションが有用である。Mizumoto et al. (2021) は視線のなす角 50 度にアウトフローが生じている活動銀河核を仮定し、視線外のアウトフローによる散乱による幅の広い鉄 K 輝線の等価幅をモンテカルロシミュレーションによって計算している。その結果、等価幅が 25–50 eV の鉄 K 輝線が放射することを示した。

	EW (eV)	σ (eV)
XMM2	64	1.7 $\times 10^2$
XMM3	23	10
XMM4	24	1.6 $\times 10^2$
XMM5	51	61
XMM6	42	1.0
XMM7	25	91
Nu10	20	7.1

表 3: 図 1 の結果から計算した gausssian の等価幅 (EW) と分散 (σ)。Nu10 の EW は 2 つの検出器による平均をとった。観測時間が 30 ks を下回るデータについては統計が悪いため解析対象から外した。

本研究結果の表 3 から計算した等価幅の平均と不確かさは 36±7 eV となった 。この結果と Mizumoto et al. (2021) の結果を比較すると、幅の広い鉄輝線は視線外のアウトフローの散乱成分と矛盾がないことが示唆できる。これは、活動銀河核 Mrk 766 のヘリウム鉄 K 輝線が視線外の超高速アウトフローによって散乱されることでドップラー効果によって広がっていると説明することができる。

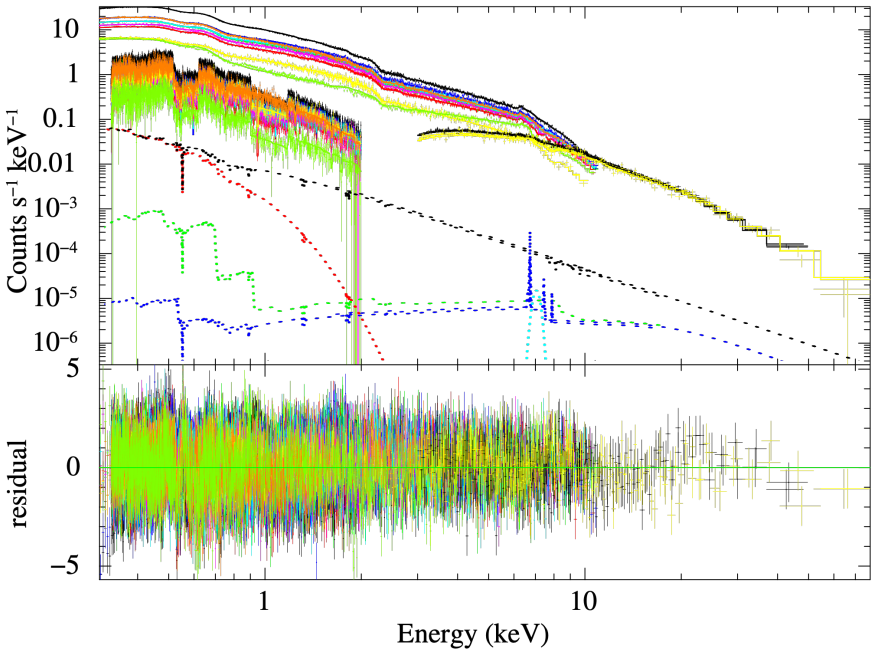


図 1: 本研究での 0.3-79 keV のエネルギー帯でのスペクトル解析結果。横軸エネルギー、上段の縦軸は単位時間単位エネルギーの光子数を示し、下段はモデルと data の差を χ^2 を仮定した際の有意度を表す。XMM1 は orange、XMM2 は black、XMM3 は light green、XMM4 は red、XMM5 は green、XMM6 は blue、XMM7 は cyan、XMM8 は magenta、XMM9 は yellow、Nu10 は black、Nu11 は yellow。点線は縮尺を変えたモデルを表しており、powerlaw が black、diskbb が red、relxill が green、pexmon が blue。χ^2/自由度は 1.26 となった。

5 Conclusion

本研究では、活動銀河核 Mrk 766 を対象天体として、XMM-NewtonX 線天文衛星と NuSTARX 線天文衛星による 15 年間の 11 個の観測データを再解析した。観測データに則すように部分吸収体、超高速アウトフロー、トーラスなど構造を考慮し、幅の広い鉄輝線を解析した結果、視線外の超高速アウトフローによる散乱成分と考えて矛盾がないことを明らかにすることで、中心ブラックホール周辺の描像を描くことができた。今後は、Mrk766 に特化したモンカルロシミュレーションによるスペクトルモデルの作成と、来年打ち上げ予定の XRISM 衛星を用いた高エネルギー分解能による観測を合わせて、より正確に活動銀河核中心構造を説明したい。

Reference

G. Risaliti1, E. Nardini, M. Salvati, M. Elvis, G. Fabbiano, R. Maiolino, P. Pietrini & G. Torricelli-Ciamponi, 2011, MNRAS, 410, 1027 – 1035

L. Miller, T. J. Turner, J. N. Reeves, I. M. George, S. B. Kraemer, & B. Wingert

T. J. Turner, L. Miller, J. N. Reeves, & S. B. Kraemer

D. J. K. Buisson,M. L. Parker,E. Kara, R. V. Vasudevan, A. M. Lohfink,C. Pinto, A. C. Fabian, D. R. Ballantyne, S. E. Boggs, F. E. Christensen,W. W. Craig, D. Farrah, C. J. Hailey, F. A. Harrison, C. Ricci,D. Stern, D. J. Walton1and & W. W. Zhang, 2018, MNRAS,000,1 – 14

Misaki Mizumoto, Mariko Nomura, Chris Done, Ken Ohsuga & Hirokazu Odaka, 2021, MNRAS503, 1442 – 1458

———index へ戻る

コン a32

ファラデートモグラフィーを用いたAGNジェットの偏波解析

熊本大学大学院 自然科学教育部
黒木 雅哉

ファラデートモグラフィーを用いた AGN ジェットの偏波解析

黒木　雅哉 (熊本大学大学院 自然科学教育部)

Abstract

宇宙の様々な天体に磁場は存在し、天体の運動や高エネルギー現象に大きな関わりを持つ。それゆえ、宇宙磁場の観測は宇宙進化の過程を理解するために重要なものとなる。磁場は主に偏波として観測されるシンクロトロン放射と、偏波面を回転させるファラデー回転と呼ばれる現象を用いて、それぞれ視線に垂直な成分、平行な成分の情報を得られる。ただ、従来の方法では磁場成分は積分量として求められており、磁場の 2 次元的な分布のみしか得られなかった。しかし現在 では、磁場を 3 次元的に解析するファラデートモグラフィーという 手法が開発された。具体的には、ファラデー深度と呼ばれる視線方向の磁場と熱的電子密度の視線積分量を変数とするファラデー分散関数 (Faraday Dispersion Function; FDF) を、観測された複素偏波強度を, 波長の 2 乗とファラデー深度を共役変数としてフーリエ変換して求めるという手法である。
AGN や原始星などで見られるジェットにはらせん状の磁場が存在するとされていて 、これがジェットの構造形成に関わっていると考えられている。トモグラフィーによって FDF を得ることで、磁場の強度や奥行きの構造を知ることができ、ジェットの特性などの理解につながることが期待される。本研究ではジェットに沿った一様ならせん状の磁場があるシンプルなモデルを仮定し、AGN ジェットの斜めからの観測を想定した時の FDF を数値シミュレーションした。らせんの進行方向と視線方向が平行な時は、ファラデー深度、偏波角は線形に変化する。しかし、斜めから観測すると磁場の視線方向成分の向きが反転する場合があるため、ファラデー深度が視線に単調に変化し ないことがある。つまり、視線の複数の位置で同じファラデー深度をもち、これは FDF に影響を与えるため、FDF は磁場の形状に関する情報を持つことがわかる。

1 Introduction

宇宙磁場の解析には電波、特にシンクロトロン放射などの偏波の観測が重要である。シンクロトロン放射は様々な天体で観測されており、AGN ジェットもその 1 つである。偏波は磁気プラズマを通過することで、ファラデー回転と呼ばれる偏波面を回転させる現象を起こす。回転した偏波面の角度、つまり偏波角 χ[rad] は

$$\chi = \chi_0 + RM\lambda^2 \tag{1}$$

と表される。ここで RM は rotation measure(ファラデー回転測度) と呼ばれ、以下で与えられる。

$$\begin{aligned} RM &= \frac{d\chi}{d\lambda^2} k \int n_e B_{\parallel} dr \\ &\approx 0.81 \int (\frac{n_e}{\mathrm{cm}^{-3}})(\frac{B_{\parallel}}{\mu\mathrm{G}})(\frac{dr}{\mathrm{pc}}) \end{aligned} \tag{2}$$

ここで n_e は熱的電子密度、$B_{\parallel}$ は視線に平行な磁場で、天体から観測者に向かう向きを正とする。k は、

$$k = \frac{e^3}{8\pi m_e^2 c^3 \epsilon_0} \tag{3}$$

で表される。シンクロトロン放射とファラデー回転がそれぞれ視線に垂直、平行な磁場の情報を持っていることから、天体の磁場の推定において重要な役割を果たすことがわかる。そして、この情報を天球面の 2 次元的なものだけでなく、奥行き方向も含めた 3 次元的に得ようとするのがファラデートモグラフィーと呼ばれる手法である (Brentjens & de Bruyn, 2005)。観測される偏波スペクトル $P(\lambda^2)$ は視線上の偏波強度分布を積分したもので場所ごとに異なる RM を持つことを考慮すると、

$$P(\lambda^2) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\phi) e^{2i\phi\lambda^2} d\phi \tag{4}$$

$$F(\phi) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P(\lambda^2) e^{-2i\phi\lambda^2} d\lambda^2 \tag{5}$$

と表すことができる。ここで ϕ はファラデー深度と呼ばれる量で、

$$\phi(r) = k \int n_e B_{\parallel} dr \tag{6}$$

で定義される。$F(\phi)$ はファラデー分散関数 (Faraday Dispersion Function; FDF) と呼ばれる、ファラデー深度 ϕ における偏波強度を示す。

Pasetto et al.(2021) では、M87 のジェットを Very Large Array(VLA) で 4〜18GHz の帯域を観測し,10pc の角度分解能でジェット中心がら 1kpc にわたり詳細に解析した。また、Anderson et al.(2022) では、高赤方偏移 z=2.16 の Spiderweb radio galaxy(J1140-2629) のジェットを VLA で 8〜12、29.2〜36.8GHz 帯域を観測し、角度分解能 8.49kpc で、ジェット 50kpc にわたり詳細な解析を行った。どちらも、ジェットの動径方向に RM の符号の反転した構造が見られたことから、らせん状の磁場を持つと結論付けられた。

本研究では、らせん状の磁場を持つとされる AGN ジェットをトモグラフィーして得られる FDF の物理的解釈の手助けとなることを目的に、簡単なモデルを用いて FDF の数値シミュレーションすることで、ジェットの持つ物理的性質がとのように反映されるかを調べた。

2 Methods

ジェットのモデルとして、円柱の領域とその内部のみにらせん状の磁場と熱的電子があるとした。円柱はデカルト座標 (x,y,z)=(0,0,0) に中心があり、直径と長さの比は 1：20、長さ方向とらせんの進行方向は z 軸方向とした。z 方向に進行する磁場は次のように書ける。

$$B_x(z) = B_{\perp} cos(k_z(z - z_0) + \chi_0) \tag{7}$$

$$B_y(z) = B_{\perp} sin(k_z(z - z_0) + \chi_0) \tag{8}$$

$$B_z(z) = B_{\parallel} \tag{9}$$

ここで、z 軸に平行、垂直な磁場 $B_{\parallel}, B_{\perp}$ は定数とし、k_z はらせんの周期を表す波数である。らせんの進行方向と視線方向が平行のとき、ファラデー深度と偏波角は z に対し線形に変化する。

$$\chi(z) = k_z(z - z_0) + \chi_0 \tag{10}$$

$$\phi(z) = k' B_{\parallel}(z - z_0) \tag{11}$$

ここで、k' は (6) 式の k と n_e の積である。続いて、視線方向と z 軸のなす角を θ として、(x, z) 平面で回転させると、

$$\begin{pmatrix} B'_x \\ B'_y \\ B'_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\theta & 0 & sin\theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -sin\theta & 0 & cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_{\perp} cos(k_z(z - z_0) + \chi_0) \\ B_{\perp} sin(k_z(z - z_0) + \chi_0) \\ B_{\parallel} \end{pmatrix}$$
$$= \begin{pmatrix} B_{\perp} cos\theta cos(k_z(z - z_0) + \chi_0) + B_{\parallel} sin\theta \\ B_{\perp} sin(k_z(z - z_0) + \chi_0) \\ -B_{\perp} sin\theta cos(k_z(z - z_0) + \chi_0) + B_{\parallel} cos\theta \end{pmatrix} \tag{12}$$

この時、偏波角とファラデー深度は (x', z') の関数として次のように書ける。

$$\chi(x', z') = tan^{-1}[\frac{B_{\perp} sin(k_z(z - z_0) + \chi_0)}{B_{\perp} cos\theta cos(k_z(z - z_0) + \chi_0) + B_{\parallel} sin\theta}] \tag{13}$$

$$\phi(x', z') = k' \int_{z'_0}^{z'} [-B_{\perp} sin\theta cos(k_z(z - z_0) + \chi_0) + B_{\parallel} cos\theta] dz' \tag{14}$$

これらを用いて、FDF を計算することができる。

$$F(\phi) = \int \epsilon(x', z') e^{2i\chi(x', z')} \delta(\phi - \phi(x', z')) dz \tag{15}$$

$$\epsilon(x', z') \propto B_{los\perp}^{(\alpha+1)/2} \tag{16}$$

ここで、放射強度は視線に垂直な磁場の冪乗に比例するとし、$\alpha = 2.6$ とした。今回は、視線と z 軸のなす角 $\theta = \pi/8$、$\pi/4$、$3\pi/8$[rad] とし、らせん状磁場の垂直成分と平行成分 $B_{\parallel}, B_{\perp}$ の比を 2：1、熱的電子密度を $n_e = 1.5 \times 10^{-2}$[cm^{-3}]、らせんの周期 $k_z = 0.2$ とした。また、求めた FDF を λ^2 が 0.1〜1.0[m^2] の範囲で式 (4) を用いてフーリエ変換し、偏波強度 $P(\lambda^2)$ を計算した。

3 Results

図 1 は視線角度 $\theta = 3\pi/8$[rad] のときの FDF で、ファラデー深度 ϕ =-2、2、6[rad/m^2] のときを表示した。これは、ジェットの 3 次元構造を示している。ジェット全体の全ピクセルを平均したときの FDF を図 4 に示した。各視線方向ごとに異なる振る舞いをしており、角度が大きくなるに連れ ϕ 空間での広がりが狭くなる。また、$\theta = 3\pi/8$ のときは ϕ が負のと

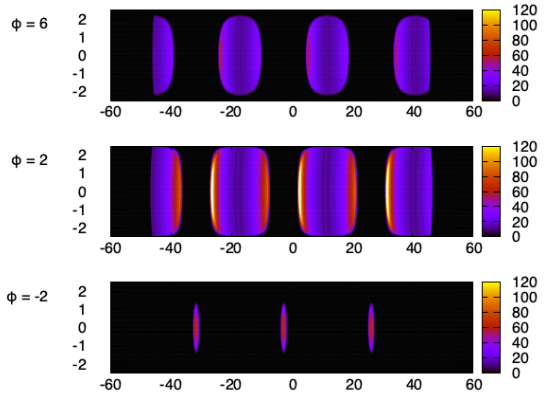


図 1: 各ファラデー深度ごとのジェット全体の FDF。横軸 x、縦軸 y、カラーバーは FDF を示す。z 軸と視線のなす角 $\theta = 3\pi/8$[rad] のときを表示し、下から ϕ =-2、2、6[rad/m^2] となっている。

ころでも光っている。図 3 には、複数に分解できた場合の FDF をジェットの位置と対応するように表示した。どの視線角度でも、位置によって異なる FDF の形状を持っている。

図 2 で示した FDF をフーリエ変換して偏波スペクトルを求め、図 3 に表した。FDF の形状が異なることからわかるように、偏波スペクトルも視線角度ごとに異なっている。しかし、全体的な傾向として λ^2 が増加するにつれ、$P(\lambda^2)$ は減少している。

4 Discussion

ジェットを観測する角度によって、FDF が大きく異なっていることがわかる。角度が小さいときは、視線方向においてらせん磁場の平行成分が支配的で、磁場の向きは変動しないため、ファラデー深度が視線に対し単調に増加し ϕ 空間で広がった構造を持つ。角度が大きくなると、向きの反転が起きるらせんの垂直成分が視線方向に寄与してくる。この場合、視線距離の増加に対し、ファラデー深度の符号が変化が起こる場所があり、ϕ 空間上で FDF の幅が狭くなるほか、負の値への広がりも見える。またこれは、垂直、平行磁場成分の比を変えることでも変化する。図 2 の下図は磁場成分の平行と垂直の比を 1：2 へ変化

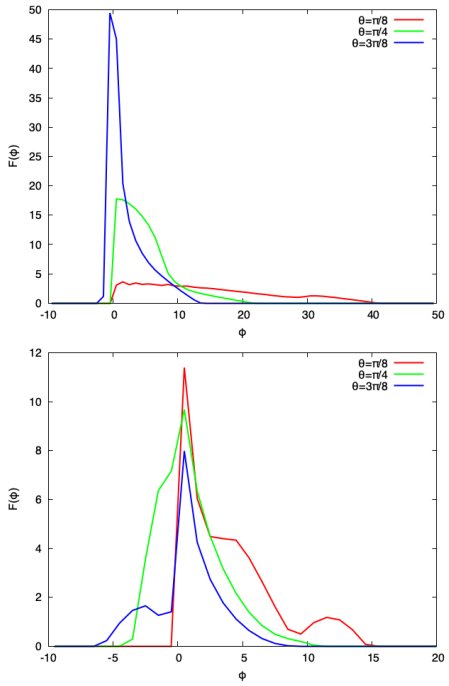


図 2: ジェット全体の平均の FDF。横軸がファラデー深度で、縦軸が FDF。上図は $B_{\parallel}$ と $B_{\perp}$ の比が 2：1、下図は 1：2 となっている。z 軸と視線のなす角 $\theta = \pi/8$、$\pi/4$、$3\pi/8$[rad] をそれぞれ赤、緑、青線で表示した。

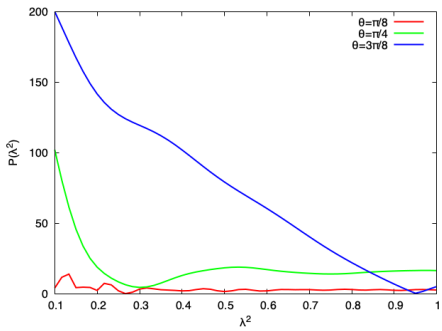


図 3: 各視線方向での偏波スペクトル。図 2 と同様に $\theta = \pi/8$、$\pi/4$、$3\pi/8$[rad] をそれぞれ赤、緑、青線で表示した。

させた時の FDF である。上図と比較すると、形状が大きく異なることがわかる。このように、FDF の形状は視線に垂直、平行な磁場に大きく依存しており、この形状から逆に磁場の構造を推測できる可能性が

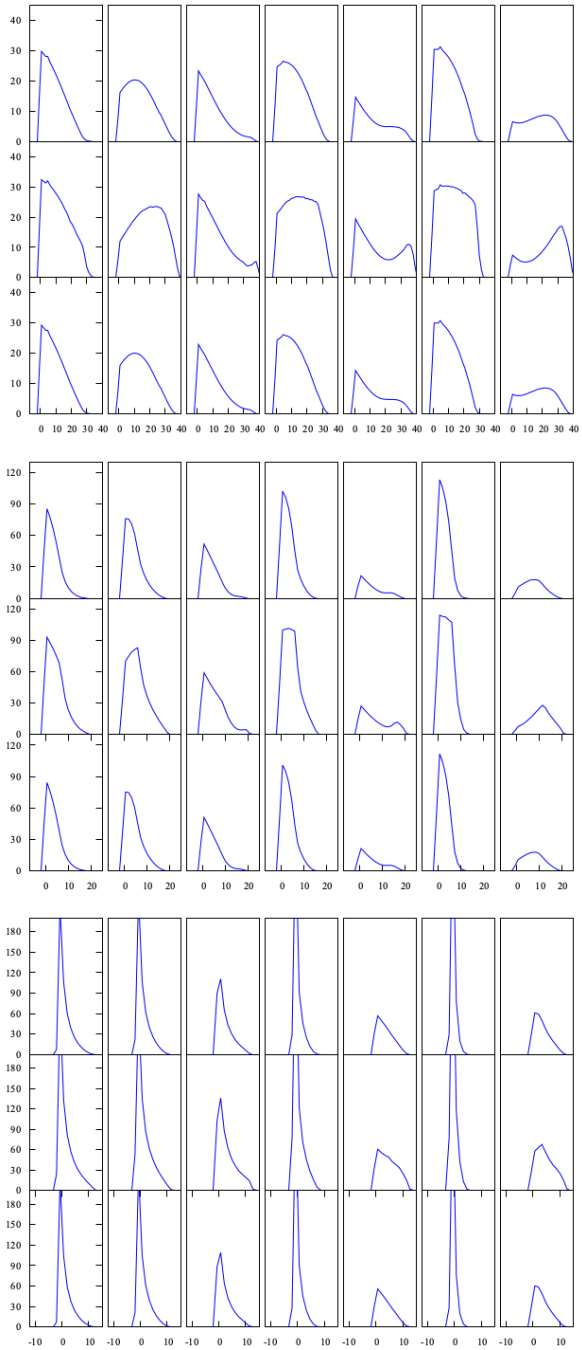


図 4: 各視線方向でのジェットの位置に対応した FDF。上から $\theta = \pi/8$、$\pi/4$、$3\pi/8$[rad] となっている。

ある。

今回はシンプルなモデルでのシミュレーションであったが、実際のジェットの磁場の構造はかなり複雑であると考えられるため、実際の観測データと比較して、適当な磁場構造、パラメータを導入していくこと、また、この FDF の構造を得るためにはどれほどの角度分解能が必要で、どの程度の周波数帯で観測するべきなのかを、現在または近い将来出てくるであろう望遠鏡を想定し、シミュレーションしていくことが今後の課題である。

Reference

Brentjens, M. A.,& de Bruyn, A. G., 2005, A&A 441, 1217

Pasetto A., Carrasco-González C., Gómez J. L., Martí J.-M., Perucho M., O'Sullivan S. P., Anderson C., et al., 2021, ApJL, 923, L5

Anderson, C., et al., 2022, DOI:10.48550/arXiv.2207.03498

———index へ戻る

コン c01

かにパルサーの巨大電波パルス解析

広島大学大学院 先進理工系科学研究科
柴田 湧輝

かにパルサーの巨大電波パルス解析

柴田　湧輝 (広島大学大学院 先進理工系科学研究科)

Abstract

高速電波バースト（Fast Radio Burst: FRB）は 一日に全天で $\sim 10^3$-$\sim 10^4$ 回発生し、一度に $\sim 10^{38}$-$\sim 10^{40}$ erg の高エネルギーを継続時間 ~ 1 ms の非常に短い時間で放射する突発的な電波バーストで、発見されてから 10 年以上経つが起源や放射機構は未だ解明されていない。FRB の起源の候補の一つとして巨大電波パルス (Giant Radio Pulse: GRP) が挙げられる。GRP は、パルサーが放つ通常の電波パルスが散発的にかつ劇的に明るくなる現象で、これの極端に明るいものが FRB として観測されている可能性がある。よって、この GRP の理解が FRB の解明に進展をもたらすと期待される。最近の研究で、かにパルサーからの GRP に同期して X 線で増光が見られ (Enoto et al. 2021)、GRP の放射機構に新しい知見をもたらした。これに加えて、同研究で X 線の増光率が GRP 発生のタイミングで異なる兆候が報告され、GRP の性質に回転に対する位相依存性の手掛かりが得られた。そこで本研究では、かにパルサーを電波望遠鏡である臼田と鹿島の観測で得られたデータから GRP を抽出し、GRP の特性の位相依存性を調べた。その結果、早いタイミングで起きた GRP ほど、高エネルギーを持つ GRP の発生頻度が高い兆候が見られた。この結果について理論的考察も行った。

1 Introduction

高速電波バースト（Fast Radio Burst: FRB）は Lorimer らによって 2007 年にパークス電波望遠鏡で初めて報告されて以降 (Lorimer et al. 2007)、発生源の解明に関心を集めている。FRB は一日に全天で $\sim 10^3$-$\sim 10^4$ 回ほど発生し、一度に 10^{38}-10^{40} erg ほどのエネルギーを継続時間 ~ 1 ms の非常に短い時間で放射す最も明るい突発的な電波バーストである (Thornton et al. 2013)。FRB は主に銀河系外で発生している。また、FRB の中には繰り返し放射するものが見つかっており、特に発見から少なくとも約 10 年は活動を維持し続けている FRB（FRB 121102) もある。起源天体の候補として (1) 継続時間から放射領域が小さく、(2) 放射エネルギーが大きいことから十分なエネルギー源を持っていて、(3) 発生頻度が全天で 1 日に $\sim 10^4$ 回ほど多く発生していることから既知の天体であると考えられ、コンパクト天体が挙げられる。しかし、起源や放射機構が未だに解明されていない。

コンパクト天体の中でも特に若いパルサーが放つ巨大電波パルス（Giant Radio Pulse: GRP）が FRB の有力候補になっている。GRP はパルサーが放つ通常の電波パルスが散発的に 10-1000 倍以上まで明るくなる現象で、$\sim 10^{28}$ − $\sim 10^{30}$erg のエネルギーを継続時間 ~ 1 ms 以下で放射している。GRP の放射機構は解明されていないが、GRP には (i) GRP の発生頻度分布はポアソン過程と矛盾せず、(ii) フルエンスがべき乗則に従い、(iii) GRP に同期して X 線と可視光パルスに増光が見られるという統計的性質があることがわかっている。以下で、特に 3 番目の X 線の増光について詳しく見る。

2021 年にかにパルサーを X 線と電波の波長帯で同時観測を行った (Enoto et al. 2021)。その結果、GRP に同期していない X 線の光子数に比べて GRP と同期した X 線の光子数が平均して 3.8%(5.4σ) ほど増光していることが確認された。このことは、GRP を出す機構として実は電波よりも X 線を多く出すことがわかり、GRP の放射機構を考える上で重要な情報となった。

さらに、GRP の X 線増光率に位相依存性の可能性が示唆された (Enoto et al. 2021)。GRP と同期しない X 線の光子数に対して、GRP のピークの位相 ≤ 1.000（赤の折れ線グラフ）のとき X 線の増光率は平均して 2.6% (2.5σ) に対し、位相 > 1.000（青の折

れ線グラフ）のときの増光率は 4.7% (4.8σ) であることがわかり、位相を分けた時二つの増光率に違いがある兆候が見られた。

GRP が X 線帯域において位相依存性が示唆された一方で、電波帯域において GRP の性質に発生する位相の依存性はこれまでの研究では知られていない。そこで本研究の目的は、かにパルサーを電波望遠鏡である臼田と鹿島の観測で得られたデータから GRP を抽出し、GRP の特性に電波においても位相依存性があるのかを調べる。

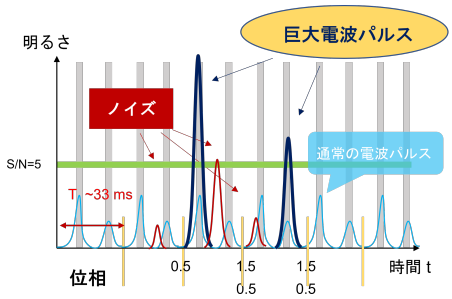


図 1: GRP 抽出のイメージ図。薄い青のパルスがかにパルサーが放つ通常の電波パルス、濃い青のパルスが GRP、赤いパルスがノイズ。

2 Observations and Analysis

本研究では、かにパルサーを電波望遠鏡で観測したデータを使用する。観測した電波望遠鏡は、情報通信研究機構（NICT）が運用する鹿島宇宙科学技術センターの口径 34 m の電波望遠鏡（周波数帯 2194-2226,2258-2322 MHz）と宇宙航空研究開発機構（JAXA）が運用する臼田宇宙空間観測所の口径 64 m の電波望遠鏡（周波数帯 2194-2322 MHz）であり、観測期間は 2017/08/09　2019/08/30 の約 2 年で、累計 104 時間、81300 個の GRP を検出することができた。

かにパルサーをターゲットとする理由として、年齢が若い中性子星で、GRP を放つ頻度が多く、放つ GRP は明るいことからかにパルサーは GRP の統計量を集めやすいが挙げらえる。かにパルサーのパルス波形のイメージ図は図 1 のようになっている。自転周期は約 33 ms で、かにパルサーが放つ通常の電波パルスには一周期に Main Pulse (MP) と Inter Pulse (IP) の主に二つのピークがあることがわかっており、IP は MP から約 0.4 回転後の位相で起こる。また、かにパルサーが放つ GRP は通常の電波パルスと同じ位相で起こることがわかっている。

統計解析するために観測データから GRP を抽出する。抽出は大まかに (i) 観測データ全体をスムージング処理（平滑化）、(ii) 星間空間中の伝搬中に受ける効果を除去し、波源の実際のパルスを復元、(iii) GRP 抽出の流れになっている。それぞれについて詳しく見ていく。

(i) スムージング処理するのは、ある時間で積分（今回は 10 μs）することで GRP が起きた時のノイズと比べた信号の大きさ (S/N) が大きくなり、(iii) で GRP を抽出するときに役立つからである。

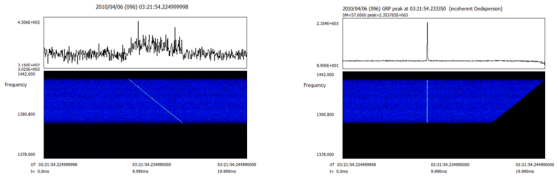
(ii)GRP の観測には dispersion が起きていることが知られているので de-dispersion を行う。de-dispersion とは dispersion と呼ばれる電磁波が星間空間中を伝搬するときに周波数が低くなるにつれ到着時間が遅れる群遅延が起こる現象を修正することで波源での実際のパルス波形を復元することである。到着時間 T は、電磁波の振動数 ω がプラズマ振動数 $\omega_p(\omega_p \equiv \sqrt{4\pi n_0 e^2/m_e}$; ここで、$n_0$ は電子の数密度, e は電子素量, m_e は電子の質量) に比べて非常に大きい ($\omega \gg \omega_p$) 場合、式 (1) でかける。

$$T = \frac{L}{c} + \frac{e^2}{2\pi m_e c f^2} \int_0^L n_0 ds \qquad (1)$$

ここで、L は伝搬する距離,c は光速,$f = \omega/2\pi$ は周波数となっている。したがって、周波数が異なる二つのパルス f_1, f_2 を考えると, それらの到着時間は以下の差が生じる

$$\Delta t_{f_1,f_2} = \frac{e^2}{2\pi m_e c}\left(\frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2}\right)\int_0^L n_0 ds \qquad (2)$$

この現象を群遅延という。ここで、積分の項を観測データから得ることで、群遅延をなくすことができる。de-dispersion 前と de-dispersion した後の図が図 2 となる。図 2a から、実際に低周波が高周波に比べて到着時間に遅れが生じているが、図 2b から、周波数に依存した到着時間の差が補正されているのが確認できる。



(a) de-dispersion 前　　**(b)** de-dispersion 後

図 2: 20 ms のパルス波形。上図は明るさのライトカーブ。下図はフーリエ変換した周波数と強度のライトカーブ。

(iii)GRP を抽出するためにはノイズの影響をできるだけ小さくする必要がある。そのために GRP は明るいためノイズに対する信号の比 (S/N) がある値よりも大きく (今回 S/N≥ 5)、さらにかにパルサーの GRP は起きる位相が決まっており、位相が～ 1.000,～ 1.400 だけのものを GRP として抽出する。そうすることで大部分のノイズは取り除くことができる。その時のイメージ図を図 1 に示す。つまり、GRP 抽出条件は図 1 においてパルスが太い緑の線の S/N=5 より上の領域で明るく、ピークが灰色の領域にくる場合に制限されており、ノイズの大部分は取り除かれ GRP を抽出することができる。

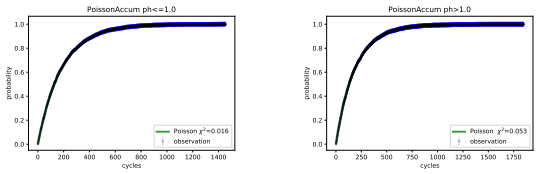
3 Results

GRP の位相依存性を検討するために、先行研究 (Enoto et al. 2021) と同じである MPGRP のピークの位相を 0.992-1.000, 1.001-1.008 の二つに分ける。これは、個々の GRP を一周期分に足し合わせた時にできる大きいパルスの位相においてピークの左と右側で分けた時の位相の領域となり、左側が 0.992-1.000, 右側が 1.001-1.008 に対応する。二つの位相の領域で GRP の発生頻度がそれぞれポアソン分布に従うか（どちらかが周期的に起きたりしないか)、二つのフルエンス分布に違いがないか調べた。

3.1 発生頻度分布から位相依存性

位相で分けた場合に、GRP の発生頻度分布がポアソン過程に従うことを調べたものが図 3 である。

図 3a では、$\chi^2 = 0.016$ の信頼度で観測値がポアソン分布に従い、図 3b では、$\chi^2 = 0.053$ の信頼度で観測値がポアソン分布に従う。よって、どちらの位相の範囲でも GRP がランダムに起きることと矛盾せず、GRP 発生位相の依存性は確認できなかった。



(a) 位相 ≤1.000。MP 発生率は 0.16 回/s　　**(b)** 位相>1.000。MP 発生率は 0.16 回/s

図 3: 位相で分けたときのそれぞれの観測値とポアソン分布。青い点が観測値で緑の線が理論値。2017 年 8 月 9 日のデータ。全体の MPGRP 発生率は 0.32 回/s

3.2 フルエンス分布から位相依存性

次に、位相で分けた時にエネルギーの分布の比較を図 4 に示す。ここで、先行研究 (Enoto et al. 2021) と同じ範囲で傾きを求めた。図 4 は位相を 1.000 を境目に分けたもので、傾きは位相 ≤ 1.000 で-2.92 ± 0.03, 位相 > 1.000 で-3.13 ± 0.06 である。ピークの位相 ≤ 1.000（緑の直線）で起きた GRP は位相 > 1.000（黒の直線）で起きた GRP より高エネルギーの割合が多いことがわかる。

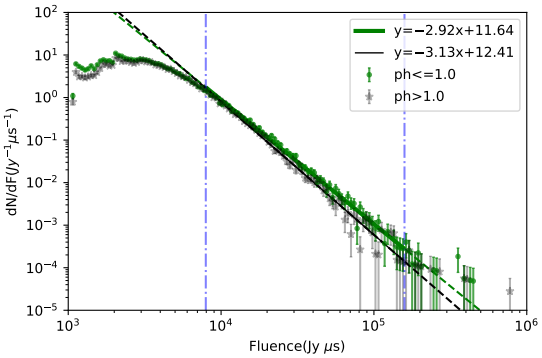


図 4: 位相で分けたフルエンスの微分度数の両対数グラフ。青線の領域の範囲で、緑の直線が位相 ≤ 1.000 で、黒の直線が位相 >1.000 の GRP に対してフィッティングした直線。

4 Discussion

ここまでの結果で、遅いタイミングで起きた GRP は早いタイミングで起きた GRP に比べて電波帯での傾きがソフトであるため全体の発生頻度が高く、X 線での増光率がより大きいことが示唆された。この結果の解釈について議論する。

回転しているパルサーの磁気圏内にある GRP の放射領域について考える。今回、簡単のために、放射領域を静止系とし、観測者が回転して放射領域を見ているとする。イメージ図を図 5 に示す。ここで、

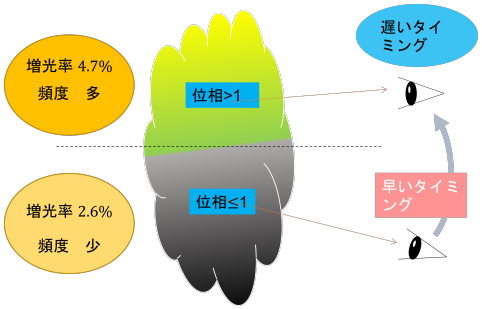


図 5: かにパルサーの GRP の放射領域に対するイメージ図。放射領域が雲、目が観測者。位相 > 1 の領域では、位相 ≤ 1 と比べると頻度が高い。位相 > 1 の領域で、X 線の増光率が大きくさらに頻度が多いことから放射効率大。

放射領域からの放射は相対論的ビーミングの効果で正面にしか出ない。GRP が放射する X 線の放射機構がインコヒーレントなシンクロトロン放射であると仮定すると、放射パワーは粒子のエネルギーと磁場が大きいほど大きくなる。つまり、図 5 において位相 > 1 の領域では位相 ≤ 1 の領域に比べて磁場が大きい、もしくは粒子のエネルギーが大きいことによって放射効率が良く、X 線をより増光させているのではないかと考えた。放射効率の高い領域にて、傾きの違いから GRP の発生頻度が高くなっていると言える。言い換えると、放射領域で磁場が非一様に、もしくは粒子のエネルギーが非一様に分布していることによって今回の結果となったのではないかと考える。これは、パルサー磁気圏の空間構造や GRP の発生条件への新たな制限になりうる。

5 Conclusion

パルサーが放つ GRP は FRB の起源の候補の一つで、この GRP の理解が FRB の解明に進展をもたらすと期待される。最近の研究で、GRP に同期して X 線でも増光が見られ、GRP の放射機構に新しい知見をもたらした。さらに同研究で、GRP の性質の回転に対する位相依存性の手掛かりが得られた。しかし、電波帯域において GRP の性質に発生する位相の依存性はこれまでの研究では知られていない。本研究では、GRP の特性に位相依存性があるのか調べた結果、GRP の発生頻度に対して GRP 発生位相の依存性は見られなかったが、早いタイミングで起きた GRP は高エネルギーの割合が多い兆候が見られ、位相依存性がある可能性が電波観測からも示唆された。

Acknowledgement

指導教員である広島大学先進理工系科学研究科の木坂将大助教、ソフトウェアの提供・開発をして頂いた東京大学宇宙線研究所の寺澤敏夫名誉教授、広島大学宇宙物理学研究室の皆様には多くのアドバイスをいただきましたこと、心より感謝申し上げます。

Reference

Enoto et al. 2021, Science, 372, 187

Lorimer et al. 2007, Science, 318, 777

Thornton et al. 2013, Science, 341, 53

———index へ戻る

コン c02

3次元シミュレーションによる超新星爆発の多次元対流効果の解析

総合研究大学院大学 物理科学研究科
佐々木 俊輔

未提出