

## プロジェクト名(タイトル): 相対論的ジェット形成機構と伝播

利用者氏名: ○水田 晃(1)

理研における所属研究室名: 開拓研究本部 長瀧天体ビッグバン研究室

## 1. 本プロジェクトの研究の背景、目的、関係するプロジェクトとの関係

ガンマ線バーストは数秒から数十秒間、主に数百 keV のエネルギーバンドにおいて明るく輝く突発天体現象(即時放射)である。即時放射に続き X 線から電波まで多波長で残光が観測される場合があり、長いものでは 1 年以上観測される。角度分解能の高い長波長バンドの残光観測によって母銀河が決定されるバーストもあり、中には高赤方偏移( $z \sim 6-8$ )のものもあることから(例えば Kawai+2006)、宇宙論、初期宇宙を探る上でもガンマ線バーストの理解は重要な役割を果たす。即時放射の継続時間が約 2 秒より長いものはロングガンマ線バーストと分類され、大質量星が進化の最期に起こす特異な超新星爆発を起源とするコラプサーモデルが提唱されている。即時放射の継続時間が約 2 秒より短いものは、連星中性子星の合体のようなコンパクト連星の合体に起因すると考えられている。ロングガンマ線バーストに関しては超新星爆発を伴うガンマ線バーストが近傍でおきたガンマ線バーストで観測され(例えば GRB030329/SN2003dh Stanek+(2003))ている。後者も中性子連星合体からの重力波 GW170817 において GRB170817A (Abbott+2017) が観測された。ガンマ線バーストは相対論的流速を持ったジェット状アウトフローからの放射と言われているが、その爆発機構はよくわかっていない。コラプサーモデル、中性子星連星の合体のどちらでも一時的に形成された降着円盤と中心のコンパクト星との相互作用によって相対論的ジェットが形成されると考えられている。生成されたジェットはコラプサーの場合は親星外層、連星合体の場合は合体時に上空へ撒き散らされたダイナミカルエジェクタ中を相対論的ジェットが伝搬し、ブレイクした後にガンマ線が放射されていると考えられている。

どちらのタイプのガンマ線バーストジェットも、ジェットに対して密度の高い親星外層などに穴を掘り、自ら通り道を作りながら伝搬し、最後には突き破る必要がある。ジェット伝搬に伴い、バウ(先行)衝撃波を形成し、ジェットは逆行衝撃波でエネルギーを散逸する。衝撃波圧縮されたジェットガスは横方向に流れ、後方に回り込み高圧のコクーンを形成し、ジェットの収束を維持する。ジェットに対して高密度媒質中

のジェット伝播は多次元性、時間進化が重要であるため、数値流体シミュレーションによる解析が威力を発揮する問題である。これまで軸対称を仮定した 2 次元の相対論的流体シミュレーションによるガンマ線バーストジェット伝搬の研究が我々をはじめ(Mizuta et al. 2006, 2009, 2010, 2011, 2013)、いくつかのグループで行われてきた。

高密度媒質中をジェットが伝播すると、高圧のコクーンによってジェットは閉じ込められながら僅かに横方向に膨張、収縮を繰り返し、ジェット内部には斜め衝撃波が生じる。ジェット界面が横方向に振動運動することによって生じる実効的加速度によってレーリーテラー不安定性等の流体不安定性が成長する(Matsumoto +2013, 2019)。流体不安定性の非線形成長によりジェットの一部が先端に達する前にコクーンになってしまうため、穴掘りの効率が落ちるなど 3 次元計算の重要性が指摘されている。また、穴掘り問題を取り扱う多くの計算は星の内側でのジェット形成、初期の伝播は計算せず、ある半径より外側を計算領域とし、内側の計算領域の一部からジェットを注入するものである。このような計算はどこから計算をスタートさせるかに自由度がある。より内側から計算を始めるのが理想であるが、ジェット形成時にすでにフリーフォールが始まってしまっている領域があり中心エンジン部分を仮定する場合小さすぎる半径を内側の境界とすることも適当ではない。コラプサーモデルでは典型的には親星中心から  $1.e9cm$  が計算領域に取られるが、 $1/10$  程度  $1.e8cm$  からも可能と考えられるが、中心に近づくほど質量密度が高くなり、穴掘り問題としては計算時間がかかるためあまり行われていない、そこで、ジェット注入の半径の依存性を考え親星中、親星表面をブレイクした後のジェット伝播を考える。

## 2. 具体的な利用内容、計算方法

コラプサー中を伝播するガンマ線バーストジェットの伝播の 3 次元シミュレーションを行う。ここでは Ito et al. (2019)を踏襲し、球座標系で計算グリッドをとる。内側の計算境界から注入するジェットのパワーを  $L_j=1.e50egs/s$ , ローレンツ因子  $\Gamma=5$ , 相対論的ベルヌーイ定数  $h\Gamma=500$ , 半開き角  $\theta_j=5$  度 とし、速度成分は計算領域に注入時、動径方向

成分のみを持つという仮定をした。これらも Ito et al. (2019) と同じ仮定である。ジェットを注入させる計算境界を  $1.e8\text{cm}$ ,  $1.e9\text{cm}$ ,  $1.e10\text{cm}$  と変え、ジェット注入半径の位置の影響をみる。用いた親星は Woosley & Heger (2006) で星の進化計算に基づいて計算され、pre-SN stage で中心コアのスピンの速く、ガンマ線バーストジェットを噴出する可能性の高いモデルの 1 次元動径質量密度分布を用いる。この親星は pre-SN stage で半径  $4.e10\text{cm}$ 、質量は 14 太陽質量であり、3つの計算領域の内側はそれぞれ星の半径の 0.25%, 2.5%, 25% の位置に相当する。計算領域の動径の外側は親星半径( $4.e10\text{cm}$ )より外側にとり、ショックブレイクアウトまでを計算する。 $\theta$  方向、 $\Phi$  方向は動径方向内側の計算境界が  $1.e9\text{cm}$ ,  $1.e10\text{cm}$  の場合  $[-45\text{度}:45\text{度}]$ ,  $[0\text{度}:90\text{度}]$  とし、それぞれ等間隔に 360 メッシュずつとる。また、ジェット軸を赤道面上にとった。これは、極軸方向にジェット軸をとるとクーラン条件が厳しくなるためである。 $R_{\text{in}}=1.e10\text{cm}$  の場合、Ito et al. (2019) の計算条件とほぼ同じであるが、等間隔の  $\theta$  方向、 $\Phi$  方向のグリッド数は 1.29(9/7)倍となっており、高解像度になっている。動径方向内側の計算境界が  $1.e8\text{cm}$  の場合  $[-30\text{度}:30\text{度}]$ ,  $[0\text{度}:60\text{度}]$ 、それぞれ等間隔に 240 メッシュとる。 $\theta$  方向、 $\Phi$  方向のメッシュ幅は他の 2 ケースと同じになっている。動径方向のメッシュ幅は  $\Delta r=r \Delta \theta$  ととり、全てのケースでローカルな半径に依存させており、全ての計算で計算領域に含まれる  $r > 1.e10\text{cm}$  ではほぼ同じとり方となる。これによりジェットが占める赤道付近では常にグリッドが立方体に近くなるようにとられている。

### 3. 結果

ここでは HOKUSAI を用いて計算した  $R_{\text{in}}=1.e9\text{cm}$ ,  $1.e10\text{cm}$  のケースについて議論する。図 1 は  $R_{\text{in}}=1.e9\text{cm}$  でのショックブレイクアウト(ジェット先端が親星表面を突き破ること)寸前の質量密度とベルヌーイ定数( $h\Gamma$ )のジェット軸を含む面でのスライスである。ジェットがよい収束を保ちショックブレイクアウトに至っているのがわかる。早い時期からジェットの軸対称性は破られ、このスライス面でも対称性が破れているのがわかる。密度図では先端付近にジェットが方向の変わるパイフック状の角で親星外挿を何度か押したため、複数の不連続面(衝撃波面)が見られる。ジェットは先端の逆行衝撃波まで  $h\Gamma$  が保存され、横方向に回り込むコクーン内部では大きく落ち込んでいる。注入してからショックブレイクアウトするまでにおおよそ 9.35s 要し、その間にコ

クーンに回り込んだ shocked jet 成分が横方向にも親星のガスを押しつけ横方向にも広がったコクーン構造が形成されている。

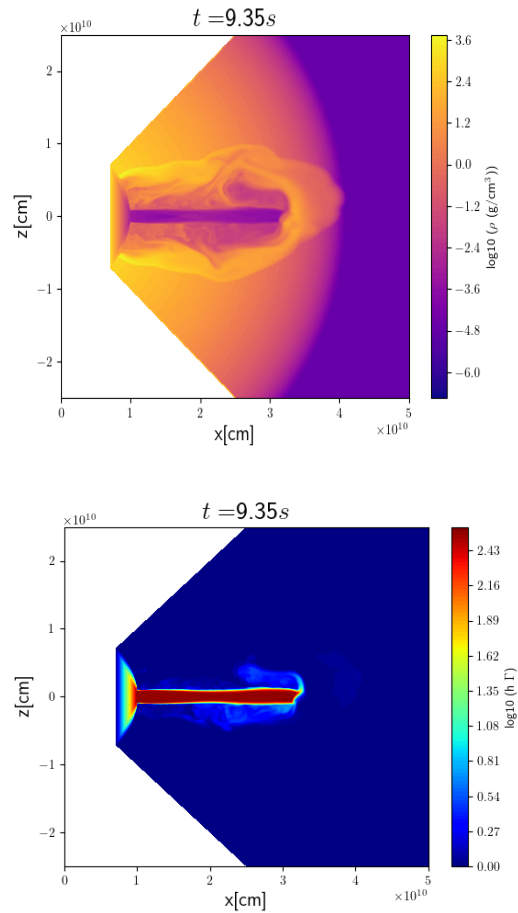


図 1.  $R_{\text{in}}=1.e10\text{cm}$  のケースの質量密度(上)、ベルヌーイ定数( $h\Gamma$ )(下)。ジェット軸を含む面でのスライスで、物理量は共にログスケール。可視化の影響で極座標系での  $R_{\text{in}}$  より内側にも補間され着色されている。

一方で図 2 は  $R_{\text{in}}=1.e9\text{cm}$  のモデルでのショックブレイクアウト(ジェット先端が親星表面を突き破ること)寸前の質量密度とベルヌーイ定数( $h\Gamma$ )のジェット軸を含む面でのスライスである。こちらのモデルでもジェットがよい収束を保ちショックブレイクアウトに至っているのがわかる。ジェットは先端の逆行衝撃波まで  $h\Gamma$  が保存され、横方向に回り込むコクーン内部では大きく落ち込んでいる。注入してからショックブレイクアウトするまでにおおよそ 4.55s 要し、より外側から注入しだした  $R_{\text{in}}=1.e10\text{cm}$  のモデルよりも早くショックブレイクアウトしている。穴掘りが効率よく進んでいるため、横方向の広がりも押さえられている。開き角は同じであるが、 $R_{\text{in}}$  が 1桁小さいため、注入点でのジェット半径も小さくなっており、不安定性の成長などを捕獲する解像度が足りない可能性があるが、 $R_{\text{in}}=1.e8\text{cm}$  のモデルでは、このモデ

ルよりも軸対称性が破れ不安定性も成長しており、注入時の密度(内側のほうがより高密度)も考慮する必要がある。

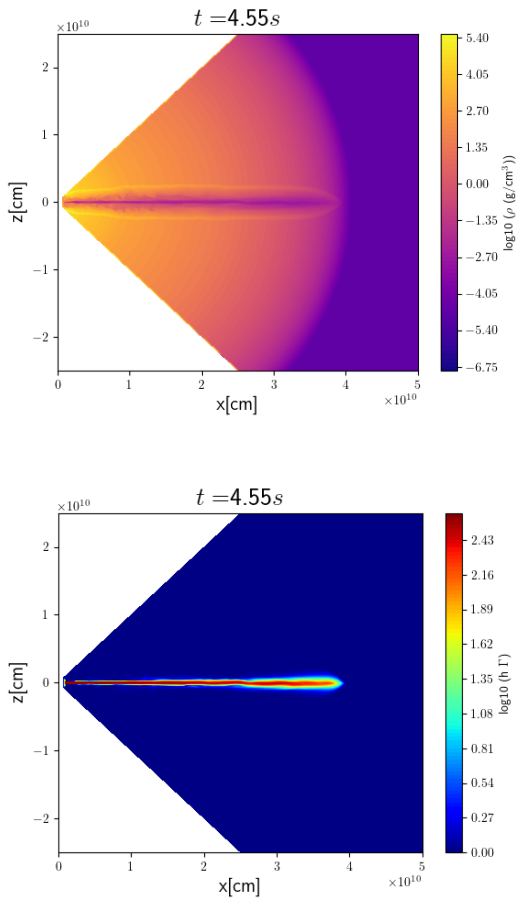


図2.  $R_{in}=1.e9$  cm としたケースの質量密度(上)、ベルヌーイ定数( $h \Gamma$ )(下)。ジェット軸を含む面でのスライスで、物理量は共にログスケール。可視化の影響で極座標系での  $R_{in}$  より内側にも補間され着色されている。

#### 4. まとめ

ガンマ線バーストジェット伝播問題では計算領域の中心をくり抜き、ジェット形成部分を仮定し計算領域内側から形成されたジェットを注入する問題設定となっている。そのため、計算をスタートさせる半径の位置の依存性が問題となっている。より内側から始めるのが理想であるが、ジェット形成時に既にフリーフォールが始まっている半径までは小さくできない。また、小さい半径の領域を含むとクーラン条件が厳しくなるため計算における時間ステップが短くなり計算コストの問題もある。本プロジェクトではこれまで行われなかった  $1.e8$ cm、親星の半径の  $0.25\%$ の位置を計算領域の内側にとるモデルを含んだ計算を、これまでで最高の解像度計算で行っている。ジェットは開き角をもって注入されるが、すぐにジェット内部に斜め衝撃波がたちそれによってジェットは円筒状に近くなり、それを高圧のコクーンが支える。 $R_{in}$

$=1.e10$ cm のモデルではジェット先端の終端衝撃波はバイフォーク形になり、流体不安定性の成長による軸対称性の破れから、フォークの角の方向が変化するため、バウ衝撃波は多重的になる。 $R_{in}=1.e9$ cm あるいは  $1.e8$ cm のモデルでも軸対称性の破れがみられた。 $R_{in}=1.e8$ cm のモデルではベルヌーイ定数となる ( $h \Gamma$ ) がジェット先端まで保存されているが、他のモデルでは親星半ばあたりから初期の  $500$  から数十にまで落ち込んだ。これが解像度のためなのか、不安定性の成長によるものなのか注意しなければならない。

#### 5. 今後の計画・展望

初期のジェット半径が異なる影響、3次元ジェット伝播における流体不安定性の成長による軸対称性の破れなどが見られている。ジェットパラメータに関しても初期の開き角などの依存性を調べ、いくつかのモデルに関しては動径外側計算領域の境界を広げ、ジェットブレイクアウト後の伝播まで追う計算を行う予定である。

2023 年度 利用研究成果リスト

**【口頭発表】**

1. 水田晃、`コラプサー中を伝搬するガンマ線バーストジェット of 3次元シミュレーション」、MHD2023 宇宙プラズマの活動性`天体形成から高エネルギー現象まで`、2023.8 (千葉大/オンライン)

**【ポスター発表】**

1. 水田晃、`親星外層中を伝搬するガンマ線バーストジェット of 3次元相対論的流体シミュレーション、解像度の影響`、高エネルギー宇宙物理研究会 2023、2023.11 (東京大学/オンライン)