

GRB collapsar モデルの親星依存性に関する理論的研究

早川朝康 (京都大学大学院理学研究科)

Abstract

線バースト (以下 GRB) は、線において数秒から数十秒の短時間でエネルギーを放出する全天で最も激しい爆発現象である。GRB は観測的に 2 種類に分けられ、継続時間が 2 秒以上の long GRB とそれよりも短い short GRB に分けられる。long GRB の候補になる系としては、大質量星の重力崩壊モデルが考えられている (collapsar モデル)。 (Woosley 1993)collapsar モデルが long GRB の候補とされているのは、コア崩壊後も、外層から円盤へ降着することで、円盤からブラックホールへの降着率が高いまま維持されるためである。しかし、long GRB の中でも、典型的な継続時間より長いものや、超新星に付随したものも観測され多様性がある。それらをどのように説明するのは未解明である。

先行研究として、Kumar et al. (2008) は外層からの降着、円盤からブラックホールへの降着を単純化した collapsar モデルで数値計算を行った。その結果、高速回転する大質量星で long GRB になりうるということがわかった。また円盤からの質量放出や角運動量の損失によって、外層を吹き飛ばし超新星になる可能性があることが示唆された。しかしながら、降着の仕方は親星の状態によって変わるために、この研究で用いられている親星以外でも同じような結果が得られるかは不明である。そこで本研究では彼らのモデルを参考に、親星の質量分布や、角運動量分布、円盤風の強さをパラメータとして変えて数値計算した。これによって GRB の継続時間に違いが出るのか、また超新星になりうるかを調べた。また計算結果より GRB の発生可能性のある親星の状態に制限がかけられるかも調べた。

1 イントロダクション

GRB は全天で最も激しい爆発現象として知られている。相対論的ジェットが放出され、線で強い放射をし、その典型的な光度は 10^{51} erg/s 以上である。全天で毎日 1 発から数発観測されているが、継続時間や、超新星に付随しているものも観測で見つかり、多様性があることもわかっている。

GRB には、継続時間の頻度に 2 秒を境として、短いもの、長いものにピークがある。この二つのピークは系の違いによるものだと考えられている。継続時間が 2 秒より短いものは short GRB、長いものは long GRB と呼ばれている。Woosley (1993) では short GRB の候補になる系として、コンパクト天体同士の合体衝突によって、ブラックホールとその周りに円盤を作る系が考えられている。また、long GRB の候補としては大質量星の重力崩壊する、collapsar モデルがあげられている。

collapsar モデルは大質量星の重力崩壊モデルであり、中心にブラックホールと円盤そしてそれらを囲

む外層からなる系である。円盤へは外層からの質量降着により、ブラックホールと円盤だけの系よりも、円盤の質量が大きいままであるため、円盤からブラックホールへの降着率は高く、long GRB になると考えられている。

一方で Kohri et al. (2005) では、円盤風により超新星爆発になりうる典型的なエネルギー 10^{52} erg が達成されることが示唆された。collapsar モデルを単純化した Kumar et al. (2008) の数値計算の結果でも円盤風によるエネルギーは超新星の典型的なエネルギーを達成することが確認されたが、円盤風の動圧によって外層が飛ばされる効果が考えられていない。円盤風によって外層が飛ばされることを考慮に入れると、円盤への降着率が落ちるために collapsar でも long GRB になり得ない可能性がある。また外層の密度が大きく、円盤風の動圧で飛ばせない場合には超新星にならず、GRB だけになったりと、多様性への説明につながるかもしれない。

そこで本研究では Kumar et al. (2008) を参考に、

collapsar モデルにおいて、円盤風によって外層を吹き飛ばしたときの GRB と超新星の関係性や、GRB の継続時間を調べた。またそれらの多様性を説明するのに、親星に制限がかけられるかも調べた。その結果、今回用いた親星モデルではすべての親星に対して、円盤風によって外層を吹き飛ばし、またその中でも全角運動量によっては GRB の典型的光度を達成するものもあることがわかった。

2 計算手法

2.1 円盤形成以前

本研究では、Kumar et al. (2008) を参考に collapsar の外層から円盤への降着率、円盤からブラックホールへの降着率を求めている。

重力崩壊を始めると物質はほぼ自由落下をして中心部にブラックホールを形成する。初期条件が与えられると自由落下時間を決めることができ、ある時刻までに中心ブラックホールに落ちてくる質量と降着率を求めることができる。中心での圧力変化が各シェルに伝わるまでの時間を考えると、時刻 $t = t_{eq,i}$ までにブラックホールに落ちた質量と降着率は

$$t_{eq,i} = t_{sound,i} + t_{ff,i} \quad (1)$$

$$M_{BH} = \sum_i M_{shell,i} \quad (2)$$

$$\dot{M}_{BH} = \frac{M_{shell,i}}{t_{eq,i} - t_{eq,i-1}} \quad (3)$$

となる。ここで $t_{sound,i}$ は sound crossing time、 $M_{shell,i}$ は初期条件として与えた星をシェルに分けた時の i 番目のシェルの質量である。

ブラックホールの形成後、ある程度の角運動量をもったシェルはブラックホールの周りに降着し円盤を形成する。外層から円盤に落ちてきたシェルの位置を r_{fb} とすると、角運動量の保存から

$$r_{fb} \simeq r \left(\frac{\Omega(r)}{\Omega_k(r)} \right)^2 \quad (4)$$

となる。これがカー計量でのブラックホールの最内縁安定円軌道 r_{isco} (Innermost stable circular orbit 以下 isco) よりも大きいときに、十分角運動量を持った

ものとして円盤になりうる。すなわち、eq(3) で与えられる降着率で各シェルは (i) $r_{fb} \leq r_{isco}$ のとき、ブラックホールに直接降着し、(ii) $r_{fb} > r_{isco}$ のときにシェルは円盤に降着する。今回の計算では軸方向からの降着はジェットによって阻害されるので、回転軸からとった角度 θ が $\theta \leq 30^\circ$ 以下の立体角にあるものはブラックホール、ないし円盤に降着しないとする。

2.2 円盤形成後

外層から円盤への降着は、各シェルに対して、初期条件で与えた物理状態だけによって、降着率が決まる。この降着率を保ったまま、円盤はブラックホールへの降着、また円盤からの円盤風による円盤進化が進む。円盤は粘性進化によって、ブラックホールへの降着が決まるとすると、粘性タイムスケール t_{acc} からきまる円盤の典型的なブラックホールへの降着率は、

$$\dot{m}_{acc} = \frac{m_{disk}}{t_{acc}} \quad (5)$$

とできる (t_{acc} は粘性タイムスケール)。その一部が円盤風で抜けるとすると、ブラックホールに降着する分 \dot{m}_{BH} は Narayan et al. (2001), Kohri et al. (2005) を参考に、

$$\dot{m}_{BH} = \left(\frac{r_{inner}}{r_{disk}} \right)^s \dot{m}_{acc} \quad 0 \leq s \leq 1 \quad (6)$$

となり、円盤の時間進化は

$$\dot{m}_{disk} = \dot{m}_{fb} - \dot{m}_{acc} \quad (7)$$

である。ここで r_{inner} は円盤風の吹き出す最内縁半径であり、円盤の冷却が何によるかによって決まるものである。ただし、 r_{isco} とコンパラな値である。(詳しくは Kumar et al. (2008) を参照。)

2.2.1 円盤形進化初期

ブラックホールができ、円盤進化初期の段階では外層から円盤へ降着しても円盤からブラックホールへの降着率も高いため、外層から円盤を経由して直接ブラックホールへ降着することになる。すなわち $t_{eq,i} - t_{eq,i-1} \gg t_{acc}$ であるときに、

$$\dot{m}_{acc} \simeq \dot{m}_{fb} \quad (8)$$

となる。

2.2.2 円盤形成後後期

円盤が十分質量を持ち、円盤半径が大きくなると、円盤風の動圧が外層からの動圧を超えることになる。(詳しくは §2.3 を参照) 一度円盤風の動圧が外層からの動圧を超えると、外層は円盤風によって吹き飛ばされ、外層から円盤への降着はなくなる。すなわち $P_{\text{ram}} \leq P_{\text{wind}}$ となってから以降は $\dot{m}_{\text{fb}} = 0$ となるとする。すなわち円盤の進化は

$$\dot{m}_{\text{disk}} = -\dot{m}_{\text{acc}} \quad (9)$$

2.3 ジェット光度と円盤風によるエネルギー

円盤風とジェットの光度とその動圧について考える前に、外層からの動圧を考える。Maeda & Tominaga (2009) を参考にすると、外層による動圧は

$$P_{\text{ram}} = \rho_{\text{initial}} \left(\frac{R_{\text{initial}}}{R_{\text{wind}}} \right)^{3/2} \times \frac{GM_{\text{BH}}}{R_{\text{wind}}} \quad (10)$$

である。ここで R_{initial} , ρ_{initial} は物質の初期半径、 R_{wind} は円盤風と外層が競合する半径である。今回この半径は円盤半径 r_{disk} であるとした。

またジェットの光度と円盤風によって運ばれるエネルギーは McKinney (2005), Kohri et al. (2005) を参考に、

$$L_{\text{jet}} = \eta_{\text{jet}}(a) \dot{m}_{\text{BH}} c^2 \quad (11)$$

$$\eta_{\text{jet}}(a) = 0.07 \left(\frac{a}{\sqrt{1-a^2}} \right)^5 \quad (12)$$

$$L_{\text{wind}} \simeq \frac{s}{2(1-s)} \frac{\eta_{\text{wind}} \dot{m}_{\text{fb}} c^2}{r_{\text{fb}}^s} \left(\frac{1}{r_{\text{inner}}^s} - \frac{1}{r_{\text{fb}}^{1-s}} \right) \quad (13)$$

ここで a はブラックホールスピンパラメータで $0 \leq a \leq 1$ で、 η_{wind} は 0.1 程度の値であり、今回は 0.1 としている。これから求められるジェットの動圧と、円盤風による動圧は、

$$P_{\text{jet}} = \frac{L_{\text{jet}} \delta t}{4/3 \pi r_{\text{disk}}^3} \quad (14)$$

$$P_{\text{wind}} = \frac{L_{\text{wind}}}{4\pi r_{\text{inner}}^2 \sqrt{2GM_{\text{BH}}/r_{\text{inner}}}} \quad (15)$$

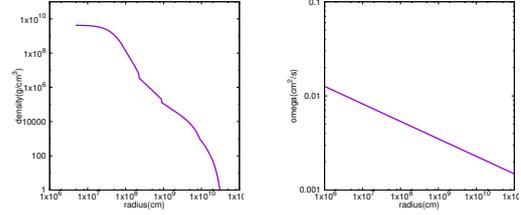


fig 1: 親星の初期密度分布 (左図) と角運動量分布 (右図)。(Woosley & Heger 2006 16TI モデルを参照)

である。 δt は時間ステップ。今回 GRB となるかどうかの判定には、以下の二つの条件を用いた。(i) ジェットの光度は典型的な GRB の光度である 10^{51}erg/s を超えること、(ii) ジェットの動圧が外層からの動圧を超えること ($P_{\text{jet}} \geq P_{\text{ram}}$) である。円盤風については、外層を吹き飛ばすかの判定に球対象な円盤風が吹くとして、その動圧が外層からの動圧を超えること、すなわち $P_{\text{wind}} \geq P_{\text{ram}}$ となったら吹き飛ばすということにした。

2.4 初期条件

今回の collapsar モデルでの親星には、Woosley & Heger (2006) の親星モデルを初期条件の参考にした。密度分布や質量、また角運動量をかえ、円盤風の強さ s をパラメータとして与えて計算をした。親星は主系列から進化していく段階で水素外層やヘリウム外層を失った、炭素酸素などの元素コアがむき出しの大質量星である Wolf-Rayet 星を用いた。 $14M_{\odot}$ での親星の密度分布と角運動量分布を fig1 に示しておく。

3 計算結果

3.1 特定のモデルでの計算結果

まずは Kumar et al. (2008) と同じ親星モデルを用いた時の結果を示す。(fig 2) 今回の計算では、ジェット光度 L_{jet} は Kumar のモデルよりも減衰が早いことがわかり、円盤風によって放出されるエネルギーは超新星の典型的なエネルギーを説明できる $\sim 10^{52} \text{erg}$

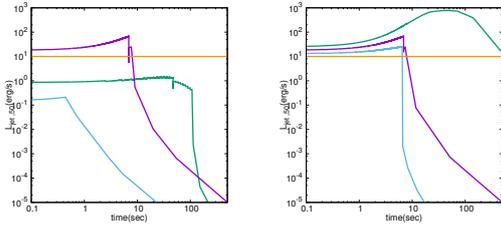


fig 2: 左図:全角運動量の違いによるジェットの光度の時間進化。横軸: 円盤形成からの時刻 (秒) 縦軸: ジェットの光度 $L_{jet,50} = L_{jet}/10^{50}$ erg
紫線:Kumar モデルと同じモデル。 ($s = 0.4$) 緑: 全角運動量を紫線の3倍 水色:紫の 1/3(どちらも $s = 0.4$)。右図:円盤風の強さを変えた結果。紫:左図の紫と同じ。 緑: $s = 0$ 水色: $s = 0.8$ 円盤風の強さにより減衰の仕方が変わる。水平線はどちらの図でも 10^{51} erg/s である。

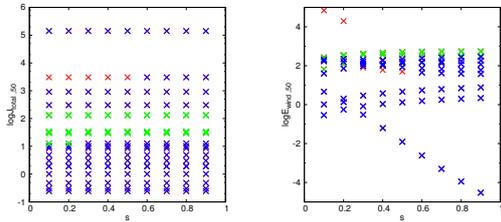


fig 3: 左図:縦軸 全角運動量 $J_{total,50} = J_{total}/10^{50}$ erg · s 横軸:円盤風の強さパラメータ s 。青色:GRB の条件の光度を満たさないもの 赤色:short GRB(継続時間 < 2s) 緑色:long GRB(> 2s)。右図:縦軸 円盤風で放出されるエネルギー 横軸:円盤風の強さパラメータ s 点の色は左図と同じ。

となった。ジェットの光度が急激に減衰するのは円盤が NDAF から ADAF に切り替わることでであると Kumar et al. (2008) で言われているが、今回の計算で新たに円盤風で外層を吹き飛ばす効果を考えるとさらに降着率が減少し、光度の減衰が早くなることがわかった。

3.2 複数モデルでの結果

今回は一つの密度分布 (fig2 左図) で全角運動量の絶対値を変えての結果を示す。円盤風の強さとして s をパラメータにとって、計算結果をプロットしたのが fig3 である。今回の計算結果ではすべてのモデルで円盤風で外層を吹き飛ばし、超新星になり得ることがわかった。さらにその中の一部のモデルでは同時に GRB の条件を満たすものがあり、角運動量の限られた領域で同時に起こる可能性があることがわかる。また継続時間にも違いがあり、short GRB、long GRB どちらも起きる可能性があることがわかる。

4 議論

今回の計算結果では、用いた親星モデル全てについて、円盤風が吹くものは超新星になり得ることが示唆された。しかしながら円盤風が吹き出し、外層と円盤風が競合する半径には不定性が大きい。競合する半径が大きくなれば外層を吹き飛ばせないことも考えられる。また円盤風によって元素合成が起き、 ^{56}Ni ができることが示唆されているが、今回の計算結果では円盤質量が大きくなる前に円盤風として質量が放出されてしまい、超新星爆発の光度を説明するのに必要な典型的な ^{56}Ni の質量 $\geq 0.1M_{\odot}$ を得るのは厳しい。そのため外層が剥がされたからといって超新星になりうるかはわからない。また GRB のジェットの継続時間が短いため、動圧が外層からの圧力を超えていたとしても、実際に突き抜けたときまで光度を保ちジェットとして観測できるかはわからない。さらに今回モデルとして Wolf Rayet 星の角運動量の絶対値を変えたが、実際にこの角運動量をもった Wolf Rayet 星が存在するとは限らない。Wolf Rayet 星以外を親星としたときにどのような結果になるかはわからないため、今後さらに計算する必要がある。

謝辞

基礎物理学研究所 (研究会番号: YITP-W-15-04) 及び国立天文台からのご支援に感謝いたします。また指導教員の前田啓一准教授、京都大学宇宙物理学教室の先輩方に感謝申し上げます。

Reference

Woosley, S. E., 1993, 1993ApJ...405..273W
Kumar, P. and Narayan, R. & Johnson, J. L., 2008, 2008MNRAS.388.1729K
Kohri, K. and Narayan, R. & Piran, T., 2005, 2005ApJ...629..341K
Narayan, R. and Piran, T. & Kumar, P., 2001, 2001ApJ...557..949N
Maeda, K. & Tominaga, N., 2009, 2009MNRAS.394.1317M
McKinney, J. C., 2005, 2005ApJ...630L...5M
Woosley, S. E. & Heger, A., 2006, 2006ApJ...637..914W