

# ショート・ガンマ線バーストの解明：ニュートリノ対消滅ジェット

西野 裕基 (京都大学大学院 理学研究科)

## Abstract

ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst, GRB) は、宇宙論的な距離からのガンマ線を突発的に観測する現象である。一秒間に放出されるエネルギーは太陽の  $10^{17}$  倍を超えて、宇宙最大の爆発現象とも言われる。そこでは地上で起こり得ないニュートリノ対消滅のような高エネルギー反応が起こっている為、高エネルギー物理学の「実験場」として唯一の場所である。以下で着目するのは、特に継続時間が2秒以下のショート GRB である。ショート GRB は激しい時間変化を伴うことから、中性子星・中性子星連星や中性子星・ブラックホール連星が母天体であると考えられる。合体後に形成されるブラックホール降着円盤からはニュートリノと反ニュートリノが大量に放射され、それらは対消滅を起こし高エネルギーの電子・陽電子対を生成する。このようにして大量のエネルギーが注入されジェットを形成すると考えられる。このようなジェットの駆動機構に関する先行研究と研究の途中経過を紹介する。

## 1 Introduction

1990 年代、観測によってガンマ線バーストは継続時間によって2秒以上のロング GRB と2秒以下のショート GRB に分類できることが分かった (図 1)。特にショート GRB は時間変化が非常に短い時間スケールで起こるので、中性子星・中性子星や中性子星・ブラックホールの連星が母天体である説が有力である。

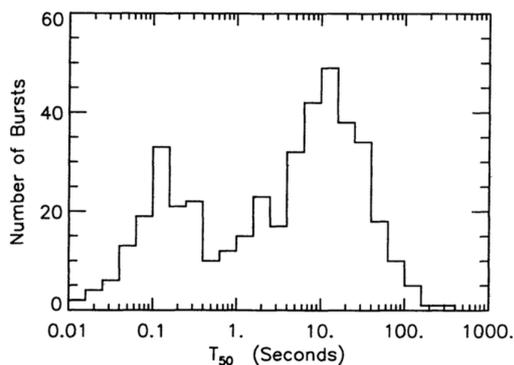


図 1: 継続時間  $T_{50}$  の分布 Meegan et al.(1996) より引用

しかし、その母天体およびそこから出るジェットの駆動機構は、はっきり分かっていない。中性子星・中性子星連星は合体し中心にブラックホールと

周りに降着円盤を作り、中性子星・ブラックホール連星は中性子星を破壊してブラックホールの周りに降着円盤を作る。このようにブラックホール降着円盤は形成される。ただ、このようなブラックホール降着円盤から実際に GRB のジェットが駆動するかどうか明らかにされていない。電波の観測から GRB はジェット構造 (開き角度およそ5度) をしており、そのジェットは、ほぼ光速 (相対論的) で吹き出していると推定された。このような相対論的ジェットの駆動機構としては、Blandford-Znajek 機構 [文献 (2)] のような Magneto Hydro Dynamics (MHD) プロセスとニュートリノ輻射プロセスが提案されている。以下では、ニュートリノによる機構を取り上げる。形成される降着円盤は高温・高密度になるため、円盤の内縁付近からは大量のニュートリノ・反ニュートリノが放射される。その後、ニュートリノと反ニュートリノが衝突すると、高エネルギーの電子・陽電子対を生成しジェットを形成すると考えられる (このとき、回転軸付近の物質は小さな角運動量しか持たず、すぐさまブラックホールに吸い込まれるので、ジェットを形成する上で有利である)。このようにして、ファイアボールが形成できれば、衝撃波放射によって GRB の即時放射や残光を再現できうる。

## 2 Outline

(6) などの先行研究から、形成されるブラックホール降着円盤は最大で  $10^{12}\text{g/cm}^3$ 、 $10^{11}\text{K}$  に達して、大量のニュートリノ・反ニュートリノを放出することがわかっている。主なニュートリノの放出過程は電子・陽電子捕獲反応である。



温度や密度によっては、他にも、電子・陽電子の対消滅、ニュートリノ制動放射、プラズモン崩壊が主となることもある。中心に質量  $4M_\odot$ 、スピン  $a=0.75$  のブラックホールがあり、その周りに約  $0.25M_\odot$  の降着円盤をセットしたときの General Relativistic Magneto Hydro Dynamics (GRMHD) シミュレーションの結果 (6) によると

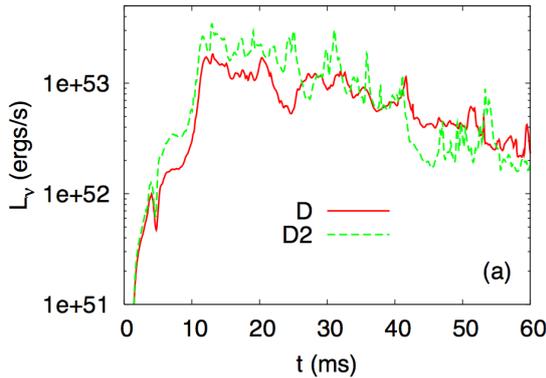


図 2: ニュートリノ光度 Shibata et al.(2007) より引用 (D と D2 は opacity の計算方法の違い)

このようにニュートリノによって、 $\sim 10^{53}\text{erg/sec}$  のエネルギーが解放される。観測からコリメートされたジェットが形成されることが示唆されているが、ジェットを実際に駆動する有力なメカニズムがニュートリノ対消滅である。



$\Gamma (\gtrsim 100)$  の相対論的なジェットを形成するには、エネルギーを注入されるバリオン質量が小さくなければならない。以下でわかるように軸上付近は密度が低く、超相対論的なジェットが駆動できると考えられる。

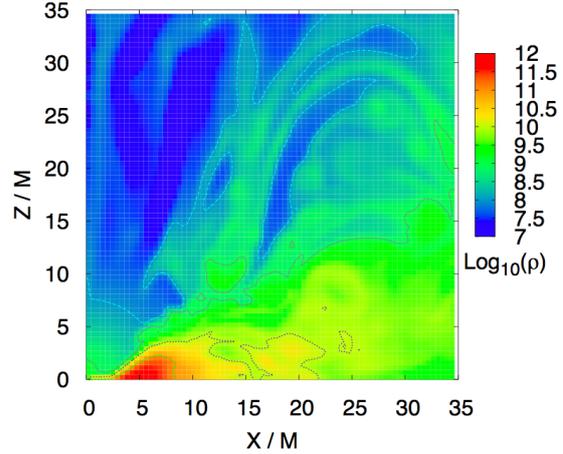


図 3: 密度分布 ( $t \sim 40\text{ms}$ ) Shibata et al.(2007) より引用

## 3 Methods

ニュートリノ対消滅現象を調べるために必要な手法、計算式について以下で述べる。

### 3.1 Ray-Tracing

Kerr 時空での測地線方程式を考える。Boyer-Lindquist 座標を用いるとバックグラウンドの計量は以下のように記述される。

$$ds^2 = g_{tt}dt^2 + 2g_{t\phi}dtd\phi + g_{rr}dr^2 + g_{\theta\theta}d\theta^2 + g_{\phi\phi}d\phi^2 \quad (4)$$

これらの成分は以下の通りである。

$$\begin{aligned} g_{tt} &= -1 + \frac{2Mr}{\Sigma} & g_{t\phi} &= -\frac{2Mar\sin^2\theta}{\Sigma} \\ g_{rr} &= \Sigma/\Delta & g_{\theta\theta} &= \Sigma \\ g_{\phi\phi} &= \left( r^2 + a^2 + \frac{2Ma^2r\sin^2\theta}{\Sigma} \right) \sin^2\theta \end{aligned} \quad (5)$$

粒子の 4 元速度を  $u^a$ 、静止質量を  $\mu$  とすると以下の 4 つの定数が書ける。アフィンパラメータは  $s$  とおく。

Hamiltonian は

$$H = \frac{1}{2}g_{ab}u^a u^b = -\frac{1}{2}\mu^2 \quad (6)$$

Killing ベクトルに対応した保存量は

$$-E = p_t = g_{ab}k^a u^b \quad (7)$$

$$L = p_\phi = g_{ab}m^a u^b \quad (8)$$

である。Carter 定数は以下で与えられる（これは Killing テンソルに関係した保存量である）。

$$Q = \left( \frac{\partial S_\theta}{\partial \theta} \right)^2 + (\mu^2 - E^2)a^2 \cos^2 \theta + L^2 \cot^2 \theta \quad (9)$$

作用 S は次のように書ける。

$$S = -\frac{1}{2}\mu^2 s - Et + L\phi + S'(r, \theta) \quad (10)$$

$r$  と  $\theta$  の変数分離が可能であるため、以下のように書ける。

$$S = -\frac{1}{2}\mu^2 s - Et + L\phi + \int^r \frac{\sqrt{R(r')}}{\Delta} dr' + \int^\theta \sqrt{\Theta(\theta')} d\theta' \quad (11)$$

$R(r)$  と  $\Theta(\theta)$  の定義は以下の通りである。

$$\Theta(\theta) \equiv Q - \mu^2 a^2 \cos^2 \theta - L^2 \cot^2 \theta + a^2 E^2 \cos^2 \theta$$

$$R(r) \equiv -\Delta[Q + \mu^2 r^2 + (L - aE)^2] + [E(r^2 + a^2) - aL]^2$$

実際には、ニュートリノは、ほぼ質量ゼロとみなせるので、 $\mu^2=0$  として、以上の式から数値的に測地線を計算することが必要となる。

### 3.2 ニュートリノ対消滅による電子・陽電子対の生成断面積

電子ニュートリノ対消滅の断面積は以下のように計算できる [参考文献 (3)]。

$$\sigma_{\text{relative}} = \frac{G_F^2}{48\pi EE'} \sqrt{1 - \frac{4m^2}{s}} \times [2(C_V^2 + C_A^2)s^2 + (4C_V^2 - 8C_A^2)m^2 s] \quad (12)$$

上記の  $m$  は電子の質量である。また、フェルミ定数は以下の通りである（定義は文献 (3) を参照）。

$$G_F^2 \equiv \frac{g^4}{32M_W^4} \quad (13)$$

Mandelstam 変数  $s$  は以下のように定義した。

$$s \equiv (q + q')^2 \quad (14)$$

ここでは、考えているエネルギースケール ( $\sim 10\text{MeV}$ ) が W, Z ボソンの質量 ( $\sim 80, 91\text{GeV}$ ) よりも十分に小さいので運動量移行を無視して計算した。

ちなみに、 $\mu, \tau$  ニュートリノの場合は z-boson チャネルがないので

$$C_V \rightarrow C_V - 1 \quad (15)$$

$$C_A \rightarrow C_A - 1 \quad (16)$$

とすればよい。

Weinberg 角の値は、およそ  $\sin^2 \theta_W \simeq 0.23$  である。

### 3.3 Energy Deposition Rate

EnergyDepositionRate を求める。関数  $f$  は、ニュートリノ、反ニュートリノの分布関数を表す。

$$Q_+^\mu = \frac{4}{(2\pi)^6} \int d^3 q d^3 q' f_\nu f_{\bar{\nu}} (p + p')^\mu v \sigma \quad (17)$$

分布関数  $f_\nu, f_{\bar{\nu}}$  はボルツマン方程式を解くことによって得られるが、先に見たように密度の低い領域で考えるので、測地線に沿って一定とみなしてもよい。そして、ニュートリノは降着円盤の comoving 系では等方な輻射をしているとして分布関数を決める。

## 4 Discussion

本稿では取り上げなかったが、BZ 機構もまた有力なジェットの駆動機構である。BZ 機構はブラックホールの回転エネルギーを磁場を介して抽出する機構である。ただ、十分なエネルギーをブラックホールから抜き出すには、非常に速いスピンとグローバルな形状の強磁場が実現するかどうかという問題があった。しかし、近年のシミュレーション [文献 (5)(7)] によって、中性子連星の合体後にスピン ( $a \sim 0.7$ ) のブラックホールが形成しうることや、磁場の増幅メカニズムによって強磁場 ( $\sim 10^{14}\text{G}$  以上) が達成可能であることが分かってきた。そのため、今後は MHD 過程も考慮していくことが望ましい。

## Acknowledgement

基礎物理学研究所 (研究会番号: YITP-W-15-04)、  
国立天文台からのご支援に感謝いたします。

## Reference

- [1] Meegan et al. 1996, *Astrophysical Journal Supplement Series*, **106**, 65
- [2] Blandford, R.D., & Znajek, R. L. 1977, *MNRAS*, **179**, 433
- [3] Dicus, D. A. 1972, *Physical Review D*, **6**, Issue 4, 941
- [4] Zalamea, I., & Beloborodov, A. M. 2011, *MNRAS*, **410**, 2302
- [5] Shibata, M., & Taniguchi, K. 2006, *PhRvD*, **73**, 064027
- [6] Shibata et al. 2007, *Progress of Theoretical Physics*, **118**, No. 2, 257
- [7] Kiuchi et al. 2014, *PhRvD*, **90**, 041502(R)