

## GRB ジェットからの重力波メモリ

中田 めぐみ (日本大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

ガンマ線バースト (GRB) において、相対論的なジェットにより重力波が放射されることが先行研究によって指摘されている。この放射にともなう重力波は、ジェットのエネルギーと速度に応じて振幅が最終的に一定の値をもつので、「重力波メモリ」と呼ばれている。しかし、重力波はジェットの正面方向から角度  $\gamma^{-1}$  以上ずれないとアンチビーミングされることが知られている (Segalis & Ori(2001))。なので、GRB と同時に重力波を観測することは難しいと考えられていた (Sago, Ioka, Nakamura & Yamazaki(2004))。今回私たちは、ジェットから放射されるガンマ線からの重力波メモリを考察し、内部衝撃波モデル (Kobayashi, Piran & Sari(1997)) を用いて GRB ジェットからの重力波メモリの波形およびスペクトルを計算した。そして、GRB と同時にジェットからの重力波メモリが観測される可能性について考察した。

## 1 Introduction

ガンマ線バースト (GRB) とは、数秒から数十秒程度の短い時間に天球上のある方向から強いガンマ線が到来する天体現象である。起源は連星中性子星の合体や大質量星の重力崩壊と推測され、その全エネルギーは  $10^{51} \sim 10^{53} \text{erg}$  に達する。そのとき形成されたブラックホールに降着円盤の物質が急激に落ち込むことにより、光速に近い相対論的な速さのジェットを放出する。そして、そのジェットの内部衝撃波の中で速度の異なるシェル同士が衝突することによりガンマ線を放射する。

ジェットのエネルギー  $\gamma mc^2$  とガンマ線の放射エネルギー  $E_\gamma$  が同じ程度とおくと、重力波の“メモリ (振幅)”の大きさは、

$$\Delta h = \frac{G}{c^4} \frac{4E}{d} \sim 1.1 \times 10^{-22} \left( \frac{E}{10^{51} \text{erg}} \right) \left( \frac{d}{1 \text{Mpc}} \right)^{-1} \quad (1)$$

となる。ただし、 $m$  はジェット全体の質量、 $c$  は光速、 $G$  は万有引力定数、 $d$  はバーストの距離、 $\gamma$  はローレンツ因子 (GRBs では  $\gamma = 100 \sim 1000$ ) である。以降、簡単のため  $c = G = 1$  で計算する。

## 2 重力波メモリの角度依存性

まず、物質であるジェットと光であるガンマ線が放射する重力波メモリの放射角度の分布を考える。ジェットの正面から角度  $\theta$  のところで観測される重力波メモリはそれぞれ次のように表される。物質 (ジェット) がつくる重力波メモリ  $h_{jet}$  は Segalis & Ori(2001) より

$$h_{jet} = \frac{2\gamma m \beta^2}{d} \frac{\sin^2 \theta}{1 - \beta \cos \theta} e^{2i\phi} \quad (2)$$

である。光 (ガンマ線) がつくる重力波メモリ  $h_\gamma$  は  $h_{jet}$  の  $\beta$  を 1 にする極限をとると

$$h_\gamma = \frac{2\gamma m}{d} \frac{\sin^2 \theta}{1 - \cos \theta} e^{2i\phi} = \frac{2E_\gamma}{d} (1 + \cos \theta) e^{2i\phi} \quad (3)$$

となる。この 2 つの重力波メモリを放射角度  $\theta$  において  $\gamma^{-1}$  より小さいときと比較すると、物質からの重力波メモリはアンチビーミングが起り観測されないのに対し、光からの重力波メモリはジェットの進行方向であるジェット正面でも大きな値をもつことがいえる。

次に、ガンマ線放射は広がり角度  $\theta \sim 0.1$  なので、 $\theta = 0.1$  (約 6 度)、 $0.005$  (約 0.3 度) の放射におけるそれぞれの重力波メモリの時間変化について具体的に考える。すると、ジェット正面から大きな放射角度  $\theta = 0.1$  をもつとすると、ジェットによるメモリが減少した分だけ、ガンマ線によるメモリが増加するの

で、全体の重力波メモリは変化せず一定となる。一方、ほぼジェット正面方向である放射角度  $\theta = 0.005$  のときは、ジェットによるメモリはアンチビーミングされて小さい値をもつが、ガンマ線によるメモリの増加は変わらないため、全体の重力波メモリは増加することがわかった (図 1)。

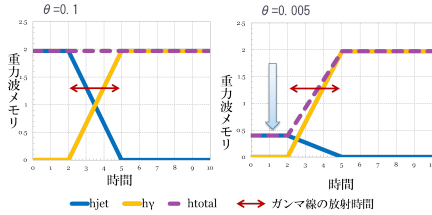


図 1: 重力波メモリの時間変化

### 3 重力波の偏光

$x^i = (x, y, z)$  の  $z$  軸方向に進む平面波を考えると、

$$h_{ij}^{TT} = \psi_{ij}^{TT} = \text{Re}(h_{ij}^{TT} e^{-ik(ct-z)}) \quad (4)$$

TT ゲージ条件より重力波メモリ  $h_{ij}^{TT}$  は独立な 2 つの偏光成分で表せる。Segalis & Ori(2001) より、+モード、 $\times$ モードのそれぞれの重力波メモリは

$$h_+ \equiv h_{xx}^{TT} = -h_{yy}^{TT} = \frac{2\gamma m \beta^2}{d} \frac{\sin^2 \theta}{1 - \beta \cos \theta} \cos 2\phi \quad (5)$$

$$h_\times \equiv h_{xy}^{TT} = h_{yx}^{TT} = \frac{2\gamma m \beta^2}{d} \frac{\sin^2 \theta}{1 - \beta \cos \theta} \sin 2\phi \quad (6)$$

である。ここで、視線となる  $z$  軸を選ぶ。d は源からの観測者までの距離、 $z'$  軸はジェットの進行方向、 $\theta$ 、 $\phi$  は球座標での極角と方位角で、それぞれジェットの広がり角を示している。

ここで、この 2 つの偏光成分  $h_+$ 、 $h_\times$  の観測角度  $\theta$  の依存性について考えていく。まず、物質であるジェットが相対論的速度  $\gamma \gg 1$  かつジェットの正面方向  $\theta \ll 1$  で観測するとき、

$$h(\theta) \equiv \frac{\sin^2 \theta}{1 - \beta \cos \theta} \cong \frac{2\theta^2}{\gamma^{-2} + \theta^2} \quad (7)$$

とかけ、 $\theta \gg \gamma^{-1}$  のときは

$$h(\theta) \cong 1 + \cos \theta \quad (8)$$

となる。この角度依存性は  $\theta < \gamma^{-1}$  のときジェット正面方向では重力波メモリが減少することを示している。これをアンチビーミングと呼ぶ。つまりジェット正面方向では重力波を観測することは困難であるといえる。

次に光子の重力波メモリを考えていく。(5)、(6) 式において  $\gamma m \rightarrow E$ 、 $\beta \rightarrow 1$  という簡単な置換すると

$$\begin{aligned} h_+ &= \frac{2E}{d} (1 + \cos \theta) \cos 2\phi \\ h_\times &= \frac{2E}{d} (1 + \cos \theta) \sin 2\phi \end{aligned} \quad (9)$$

とかける。また、光子はアンチビーミングが起こらないので、ジェット正面方向でも重力波を観測可能であるといえる。

ジェットは  $z'$  軸の正方向へ動き、 $z$  軸は視線と一致する。観測角度は  $\theta_v$  である。ここで、球座標へと変換するとき  $\theta$ 、 $\phi$  そして  $\theta'$ 、 $\phi'$  の間では次のような関係がある。

$$\begin{aligned} \sin \theta \cos \phi &= -\sin \theta_v \cos \theta' + \cos \theta_v \sin \theta' \cos \phi' \\ \sin \theta \sin \phi &= \sin \theta' \sin \phi' \\ \cos \theta &= \sin \theta_v \cos \theta' + \cos \theta_v \sin \theta' \cos \phi' \end{aligned} \quad (10)$$

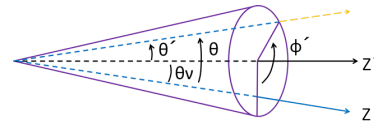


図 2: 光子放射の視線

このとき重力波メモリは光子の角度分布の平均をとることにより、

$$\begin{aligned} h(\theta_v) &\equiv h_+(\theta_v) + ih_\times(\theta_v) \\ &= \frac{2E}{d} \int \int \sin \theta' d\theta' d\phi' f(\theta', \phi') (1 + \cos \theta) e^{2i\phi} \end{aligned} \quad (11)$$

となる。 $f(\theta', \phi')$  は分布関数、立体角  $d\Omega' = \sin \theta' d\theta' d\phi'$  での光子放射のエネルギー関数は、 $f(\theta', \phi') d\Omega'$  によって与えられる。

質点からの光子放射による重力波メモリを 2 つの偏光成分  $h_+$  と  $h_\times$  を用いて表し、角度依存性を考え

る。静止座標系で質点からの光子放射の角度分布関数は、等方的な放射のとき

$$f(\theta', \phi) d\Omega' = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{\gamma^4 (1 - \beta \cos \theta')^3} d\Omega' \quad (12)$$

とかける。また、偏光観測 (ex. Yonetoku et al. 2011) より、ガンマ線放射に非等方性があることが示唆されている。光子がある方向のみに依存しているような非等方的な放射の場合は

$$f(\theta', \phi) d\Omega' = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{\gamma^4 (1 - \beta \cos \theta')^3} \delta(\phi' - \phi_0) d\Omega' \quad (13)$$

なので、観測角度  $\theta_v$  における重力波メモリ (実線) と、同じエネルギー  $E = \gamma m$  をもつ質点からの重力波メモリ (点線) を計算した。

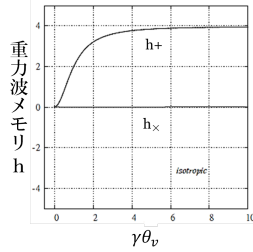


図 3: 等方的な放射の重力波メモリ

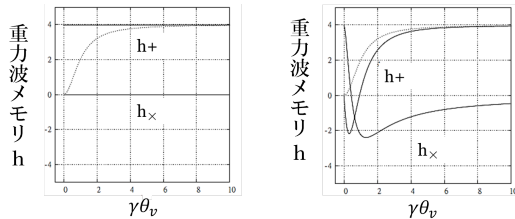


図 4: 非等方的な放射の重力波メモリ ( $\phi_0 = 0$  (左)、 $\phi_0 = \pi/4$  (右))

今回、物理的なモデルとして一様な磁場中の電子からのシンクロトロン放射を考えていく。シンクロトロン放射の力は  $(\sin \xi)^{a+1}$  に比例しているので、角度分布関数は

$$f(\theta', \phi) d\Omega' = \frac{K (\sin \xi)^{a+1}}{\gamma^4 (1 - \beta \cos \theta')^3} d\Omega' \quad (14)$$

となる。ただし、 $K$  は規格化定数である。図 5 より、観測角度  $\theta_v = 0$  のとき最大振幅は  $1/4$  に減少することがわかった。

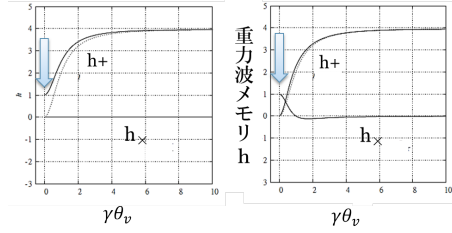


図 5: シンクロトロン放射の重力波メモリ ( $\phi_B = \pi/2$  (左)、 $\phi_B = 3\pi/4$  (右))

## 4 内部衝撃波モデル

ここでガンマ線放射について内部衝撃波モデル (Kobayashi, Piran, & Sari (1997)) を用いて考えていく。まず、中心エンジンからいくつかのシェルが放出され、このシェル同士が衝突することによりほんのわずかな運動エネルギーがガンマ線の熱エネルギーに転換される (ガンマ線放射)。そしてこの衝突したシェル同士は合体し 1 つのシェルになる。これをいくつも繰り返すモデルのことを内部衝撃波モデルという。

簡単のために 2 つのシェルの衝突を考える。質量  $m_r$  の速いシェルとローレンツ因子  $\gamma_r$  が質量  $m_s$  の遅いシェルとローレンツ因子  $\gamma_s$  と衝突する。そして、質量  $m_r + m_s$  とローレンツ因子  $\gamma_m$  の合体した形をとる。エネルギーと運動量は保存するので

$$m_r \gamma_s + m_s \gamma_s = (m_r + m_s + e) \gamma_m \quad (15)$$

$$m_r \sqrt{\gamma_r^2 - 1} + m_s \gamma_s = (m_r + m_s + e) \gamma_m \quad (16)$$

となる。e はシェルが合体したときに解放される内部エネルギーである。 $\gamma_r, \gamma_s \gg 1$  より  $\gamma_m$  は

$$\gamma_m \approx \sqrt{\frac{m_r \gamma_s + m_s \gamma_s}{m_r / \gamma_s + m_s / \gamma_s}} \quad (17)$$

と求まり、このとき保存される放射エネルギー  $E$  は

$$E_\gamma = \gamma_m e = m_r (\gamma_r - \gamma_m) + m_s (\gamma_s - \gamma_m) \quad (18)$$

となる。

次に GRB ジェットからの重力波メモリの時間変化について内部衝撃波モデルを用いて考える。2 つのシェルの衝突にともなうメモリの変化は

$$\Delta h(\theta_v, \phi_B) = \Delta h_{\text{photon}}(\theta_v, \phi_B) \Delta h_{\text{jet}}(\theta_v) \quad (19)$$

と表せ、光子の寄与とシェル中の流動的な寄与より、このメモリの変化は一定の時間  $\Delta t$  の間隔で起こる。

ジェットの広がり角度  $\Delta\theta$ 、観測角度  $\theta_v$  を考慮し、一様な磁場中のシンクロトロン放射の場合を考えると

$$h = \int \frac{\sin \theta' d\theta' d\phi'}{\Delta\Omega} \Delta h(\xi, \phi_B) e^{2i\phi} \quad (20)$$

ただし、ピッチアングル  $\xi$  は視線方向と  $(\theta', \phi')$  のなす角である。  $E_\gamma/d$  で標準化した重力波メモリは

$$h = \sqrt{|h_+|^2 + |h_\times|^2} \quad (21)$$

となり、ガンマ線の全エネルギーは  $E_\gamma$  である。広がり角度  $\Delta\theta = 0.1$ 、 $\alpha = \pi/2$ 、時間  $t$  は任意のメモリで、ガンマ線のパルスも任意、シェルの衝突回数  $N = 100$ 、ローレンツ因子  $\gamma = 10^2 \sim 10^3$  としたときの重力波メモリの波形を計算した。左が観測角度  $\theta_v = 0$ 、右が  $\theta_v = 0.001$  での波形である。

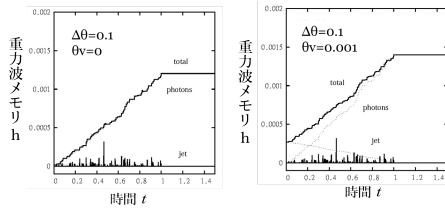


図 6: 重力波メモリの波形

次に振幅特性  $h_c(f)$  を調べる。

$$h_c(f) = f |\tilde{h}(f)| \quad (22)$$

$$2\pi i f \tilde{h}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{h}(t) e^{-2\pi i f t} dt \quad (23)$$

広がり角度  $\Delta\theta = 0.1$  のときの源から観測者までの距離  $d$  を (1)  $d = 10 \text{ kpc}$  (2)  $d = 1 \text{ Mpc}$  で計算すると、重力波メモリのスペクトルは図 7 のようになる。

## 5 まとめ

GRB ジェットが放射により減速すると、物質 (ジェット) からの重力波メモリが減少し、光 (ガンマ線) からのメモリが増加し、全体のメモリも増加した。そして、光からの重力波メモリはアンチピーミングさ

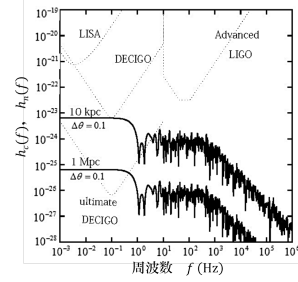


図 7: 重力波メモリのスペクトル

れないので観測角度  $\theta_v$  が小さい時にも大きな値を持つ。つまり、ガンマ線放射が非等方ならば、重力波の偏光方向が揃い GRB ジェットからの重力波メモリが観測される可能性がある。GRB ジェットからの重力波メモリの変化は、ガンマ線放射の時間変動と強い相関を示した。実際に GRB ジェット起源の重力波メモリが観測された場合、ジェットの向き、広がり角度、ガンマ線放射機構などの GRB の特徴が解明されると期待される。

## 6 参考文献

- PRD, 64, 064018,?
- PRD, 70, 10142,(?)
- ApJ, 490, 92,(?)
- ApJ, 743, L30,(?)
- Publ. Astron. Soc. Japan 65, 59,(?)

## Reference

- Segalis and Ori, 2001,PRD, 64, 064018
- Sago, Ioka, Nakamura and Yamazaki,2004,PRD, 70, 10142
- Kobayashi, Piran and Sari,1997, ApJ, 490, 92
- Yonetoku et al., 2011, ApJ, 743, L30
- Akiba, Nakada, Yamaguchi and Iwamoto,2013, Publ. Astron. Soc. Japan 65, 59