

## 中性子星の状態方程式と質量

橋詰 享亮 (首都大学東京大学院 宇宙理論研究科)

### Abstract

中性子星の実際の質量の観測値は約  $1.4 M_{\odot}$  となっており、これは中性子の縮退圧だけでなく、核力などの影響も考慮に入れなければ説明することができない。中性子星の内部に関してはまだ不明確な点が数多く存在するため、内部状態を考えるには仮定と原子核実験による具体的な値が必要となる。様々な仮定と実験による値から中性子星の内部の状態方程式 (EOS) は調べられてきており、今までにいくつもの予想された EOS が作られてきている。これらの EOS を、一般相対性理論における重力と圧力勾配のつり合いを表す TOV 方程式に代入して解くことにより、中心密度と半径、質量の関係を調べることができる。ただし、TOV 方程式は時間不変で球対称な計量のもとで Einstein 方程式を解いて導かれたものであるため、中性子星の自転や磁場は考慮されていない。この計算を行うと、それぞれの EOS において中性子星の最大質量が存在することが分かる。そのため、実際に観測されている中性子星の質量から EOS の制限を行うことが可能である。本研究では、考慮された状態が異なる3つの EOS に関して実際に TOV 方程式を用いて計算を行った。TOV 方程式は圧力  $P$  と密度  $\rho$  が polytrope の関係 ( $P \propto \rho^{\Gamma}$ ,  $\Gamma = \text{const.}$ ) であれば数値的に解くことができる。しかし、実際の EOS では  $\Gamma$  が一定ではないため、直接代入して計算を行うことは難しい。そこで、EOS を七つに区分化し、それぞれを polytrope に近似した EOS (piece-wise polytrope EOS) を使って計算を行った。そして、各 EOS のグラフと最大質量の関係性を調べた。

## 1 Introduction

中性子星の内部構造は、外側から outer crust、inner crust、core の三層構造になっていると考えられている。crust の部分は主に電子の縮退圧によって支えられており、白色矮星と同じ状態になっている。core は crust に比べてとても厚く、主に核子の縮退圧によって支えられている (Shapiro S.L. & Teukolsky S.A. 1983)。直接的に中性子星の内部を調べることは不可能であるため、様々な予測と実験から内部状態を推定する必要がある。

中性子星の内部状態に関しては、今までに様々な予想が立てられている。中心部のような高密度状態でも核子の構造が保たれている場合を考えたものがあれば、高密度状態であるがために中心部で核子が hyperon や quark 物質に相転移することを考慮入れたものなど、様々な EOS が考えられている。

今回、ここでは先行研究 (Jocelyn S. Read et al. 2009) で挙げられたうちの3つの EOS を用いて中性子星の質量と半径、中心密度の関係を調べた。扱った EOS は SLyEOS、H4EOS、PCL2EOS の3つで

ある。SLyEOS は核子の相互作用を考慮した EOS である (F. Douchin & P. Haensel 2001)。H4EOS は核子に加えて hyperon への相転移を考慮に入れた EOS のうちの1つ、SLy2EOS は hyperon と quark 物質の両方への相転移を考慮した EOS である。それぞれを、TOV 方程式を用いて数値計算を行い、質量と半径の関係を調べた。

## 2 Methods

まず初めに、SLyEOS を用いた計算方法について説明する。TOV 方程式で計算を行いやすくするために EOS を7つに区分化し、それぞれが polytrope の関係になるように近似を行なった EOS (SLyppEOS) を用いる (Jocelyn S. Read et al. 2009)。区分する場所については図1と表1に示した。 $\rho < 6.18 \times 10^6$ , g/cm<sup>3</sup> に関しては、大気の領域であり、十分に薄いため中性子星の質量と半径の計算に影響しないと考えて無視をした。

これにより、それぞれの区分において EOS を (1)

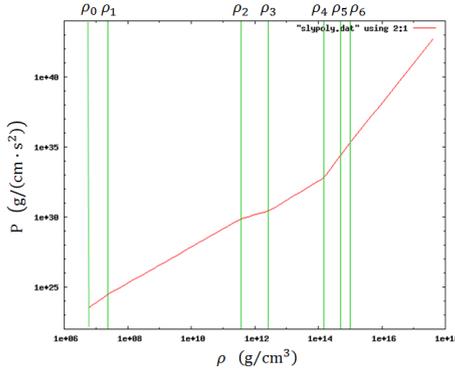


図 1: SLyppEOS

表 1: 図 1 の区分

| $\rho$   | $\text{g/cm}^3$       |
|----------|-----------------------|
| $\rho_0$ | $6.18 \times 10^6$    |
| $\rho_1$ | $2.43 \times 10^7$    |
| $\rho_2$ | $3.78 \times 10^{11}$ |
| $\rho_3$ | $2.63 \times 10^{12}$ |
| $\rho_4$ | $1.46 \times 10^{14}$ |
| $\rho_5$ | $5.01 \times 10^{14}$ |
| $\rho_6$ | $1.00 \times 10^{15}$ |

式のように扱うことができる。

$$P = K\rho^\Gamma \quad (1)$$

$P$  は圧力、 $\rho$  は静止質量密度、 $\Gamma$  と  $K$  は定数を表す。また、TOV 方程式は次のような式になる。

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G}{r^2} \frac{\left(m + \frac{4\pi r^3 P}{c^2}\right) \left(\frac{\epsilon}{c^2} + \frac{P}{c^2}\right)}{\left(1 - \frac{2Gm}{rc^2}\right)} \quad (2)$$

$r$  は中心からの距離、 $\epsilon$  はエネルギー密度を表している。 $m$  は半径  $r$  の中の重力質量を表しており、

$$m = 4\pi \int_0^r r'^2 \frac{\epsilon}{c^2} dr' \quad (3)$$

で与えられる。エネルギー密度は、断熱状態での単位質量あたりの熱力学第 1 法則

$$d\frac{\epsilon}{\rho} = -Pd\frac{1}{\rho} \quad (4)$$

から決めることができる。(1)~(4) の式を用いて 1 つの式にまとめ、 $r$  についての微分方程式にする。ま

た、ppEOS の各区分間において圧力  $P$  と圧力勾配  $dP/dr$  が連続になるようにして境界条件を課す。後は、中心密度  $\rho_c$  を与えて Runge-Kutta 法を用いて数値計算を行い、中心からの距離に対するエネルギー密度の変化を導いた。この数値計算の結果を用いて中性子星の半径  $R$  と質量  $M$  を求めることができる。そして、中心密度の値を変化させて、それぞれにおける  $M$  と  $R$  の値を導いた。

H4EOS と PCL2EOS に関しても同様に計算を行った。3 つの ppEOS それぞれの圧力  $P$  と密度  $\rho$  の関係を重ね合わせたものを図 2 に示す。

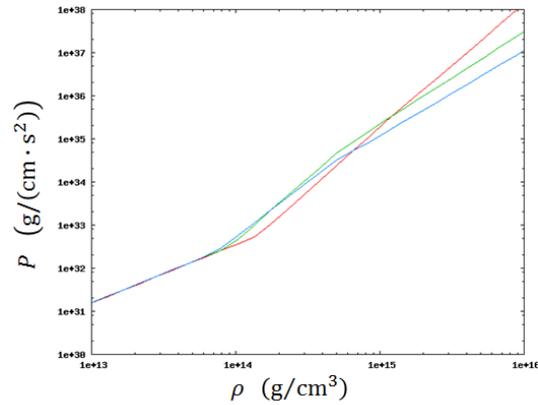


図 2: 3 つの EOS の圧力と密度の関係

赤線は SLyEOS、青線は H4EOS、緑線は PCL2EOS を示している (図 4、図 5 についても同様)。 $\rho \leq 10^7 \text{ g/cm}^3$  の領域に関しては、3 つとも同じ状態になっていると考え、SLyEOS に統一した。

### 3 Result

中心密度を  $\rho_c = 1.0 \times 10^{15} \text{ g/cm}^3$  とした時の、SLyEOS における TOV 方程式の解は図 3 のようになった。この結果において、中心からの距離の端点を半径  $R$  とし、(3) 式を用いて全重力質量  $M$  を導くことができる。ここにおけるそれぞれの値は、 $R = 11.5 \text{ km}$ 、 $M = 1.54 M_\odot$  となった。また、図 3 において中性子星の crust の部分でエネルギー密度が急激に下がっており、crust が core に対して薄いことを確認することができた。

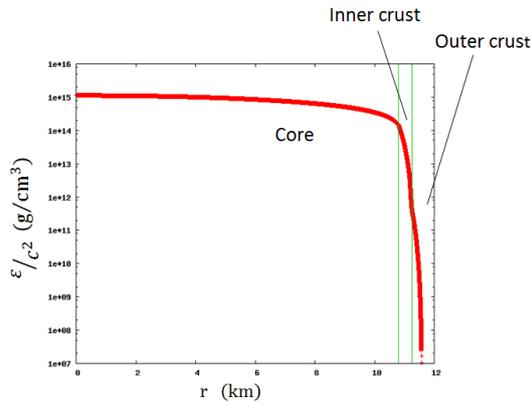


図 3: SLyEOS における中心からの距離  $r$  に対するエネルギー密度の変化

そして、中心密度  $\rho_c$  を変化させて中性子星の半径  $R$  と質量  $M$  の関係を調べた。同様のことを H4EOS と PCL2EOS にも行なった。3つの EOS における中性子星の半径  $R$ 、質量  $M$ 、中心密度  $\rho_c$  の関係の計算結果は図4、図5のようになった。

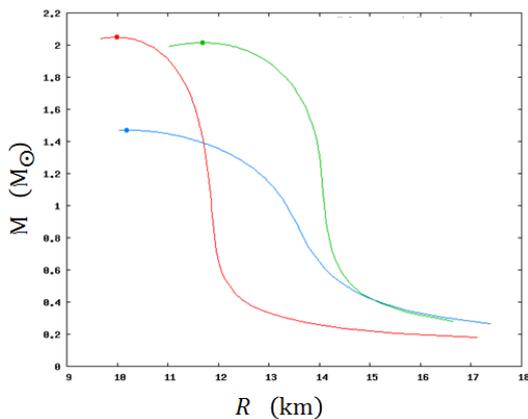


図 4: 3つの EOS の質量と半径の関係

図4において、点で示した最大質量の場所より左側の部分に関してはエネルギー的に不安定になるため、その点より右側の部分が中性子星となりうる領域となる。それぞれの最大質量は、SLyEOSが  $2.05 M_\odot$ 、H4EOSが  $2.01 M_\odot$ 、PCL2EOSが  $1.47 M_\odot$  となった。これは、先行研究 (Jocelyn S. Read et al. 2009) の値 (SLyEOS:  $2.049 M_\odot$ 、H4EOS:  $2.032 M_\odot$ 、PCL2EOS:  $1.482 M_\odot$ ) とかなり近いものであった。

図2において、3つの EOS における高密度の領

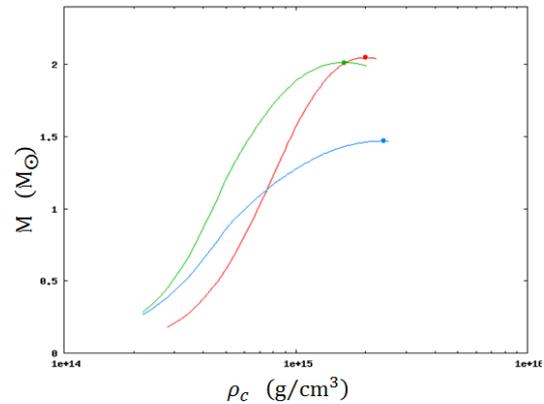


図 5: 3つの EOS の質量と中心密度の関係

域での圧力を比較してみると、SLyEOSが最も高くなっており、PCL2EOSが最も低くなっていることがわかる。高密度の状態では圧力を大きくすることができれば、その分重力を支えることができる。そのため、図4のようにSLyEOSの最大質量が最も高くなったと考えられる。

## 4 Discussion

最大質量の違いから、観測結果を用いてEOSの制限を行うことが可能である。中性子星の質量観測において最大なのは PSR J1614-2230 の  $1.97 \pm 0.04 M_\odot$  である。この中性子星は PCL2EOS で再現することができないため、このEOSを否定することができる。

また、中性子星の半径を観測することができれば、さらなるEOSの制限を行うことができる。例えば、ある中性子星の質量が  $1.4 M_\odot$  だとわかっていた場合、図3より半径はSLyEOSでは約12km、H4EOSでは約14kmの中性子星となり、大きさに差が生じるためである。しかし、中性子星の半径はとて小さいため、直接的な観測は不可能である。そこで、X-ray pulsar の pulse profile を使った間接的な半径の観測方法がある。accretion-powered X-ray pulsar などのように星表面で熱的放射が起こる場合、pulse profile に  $M/R$  の情報が含まれる可能性がある。しかし、放射が等方的でないことや limb-darkening の効果によってその情報が薄められてしまい、誤差が非常に大きいものとなる。また、rotation-powered pulsar の場

合、中性子星表面から離れた outer-gap で X 線を放射しているため、半径の情報を得ることは難しい。

## 5 Conclusion

今回扱った EOS の他にも様々なものが存在するが、とりあえずこの3つの EOS について近似的に計算を行うことができた。そして、それぞれの EOS における最大質量の違いなどを確認することができた。

hyperon や quark 物質への相転移を考慮に入れた場合、密度が上がった時にフェルミエネルギーを使って相転移を起こすため、圧力は上がりにくくなる。そのため、H4EOS と PCL2EOS は SL<sub>y</sub>EOS に比べて最大質量が低くなると考えられる。

## Reference

- Shapiro S.L., Teukolsky S.A. 1983, Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars, (Wiley, New York)
- F. Douchin and P. Haensel 2001, arXiv:astro-ph/0111092
- J.S. Read, B.D. Lackey, B.J. Owen, & J.L. Friedman 2009, 10.1103/PhysRevD.79.124032

# スーパーチャンドラセカール超新星候補 SN Ia 2012dn の赤外線超過： 星周ダストの空間分布と親星への示唆

長尾 崇史 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

## Abstract

近年、典型的なものより明るい Ia 型超新星が発見されてきた。これらの超新星の光度を  $^{56}\text{Ni}$  などの放射性崩壊で説明するには、爆発した天体としてチャンドラセカール限界質量より重い白色矮星を考える必要がある。その為、これらはスーパーチャンドラセカール超新星 (SCSN) と呼ばれており、その起源が大きな注目を集めている。Ia 型超新星の親星として、二つの有力なモデルが提案されている。白色矮星と非縮退星の連星である SD モデルと二つの白色矮星の連星である DD モデルである。しかし、このどちらが主な親星なのかは分かっていない。これらを観測的に区別する方法の一つに、星周物質を調べる方法がある。SD モデルでは、爆発前に伴星からの大きな質量放出が期待される為、比較的多くの星周物質を持つと予想されている。近年、SCSN 2012dn において、近赤外光度曲線の後期に超過が発見された (Yamanaka et al. 2016)。Yamanaka et al. (2016) と Nagao et al. (2017) では、超新星周囲のダストによる吸収/再放射がこの赤外線超過の起源であると、簡単なモデルを用いて提案した。本研究では、3次元モンテカルロ輻射輸送計算を用いて、この赤外線超過を説明できる星周ダストの空間分布を詳細に調べた。その結果、ダストの分布の形状は、開き角が 50[度] 程度、内側半径が 0.04[pc] 程度の円盤形状であることがわかった。得られたダスト質量から親星の質量放出率を推定すると、 $1.6 \times 10^{-5} [M_{\odot}/\text{yr}]$  であった。これらの結果は、SCSN 2012dn の親星として SD モデルを強く支持する。また、星周ダストによる散乱により偏光した可視散乱エコーが生じることが予想される。本研究では、赤外線超過から予想されるダスト円盤からの可視散乱エコーによる偏光も計算した。その結果、円盤を  $\sim 30$  度以上の角度で見込むような系では  $\sim 2\%$  以上の偏光が観測されることを明らかにし、赤外線とはまた別の可視偏光の観測から Ia 型超新星の星周環境を探る方法を新たに提案した。

## 1 Introduction

Ia 型超新星は比較的絶対光度が一定なことから、宇宙の距離測定における標準光源として使われている (e.g., Riess et al. 1998; Perlmutter et al. 1999)。連星系をなす白色矮星が、伴星から質量を受け取り、チャンドラセカール質量に達して Ia 型超新星として爆発すると考えられている。しかし、伴星がどのような星かということは分かっておらず、大きな問題となっている。Ia 型超新星の親星として、二つの有力なモデルが提案されている。白色矮星と主系列星 (あるいは赤色巨星) から生じる SD (Single Degenerate) モデルと白色矮星同士の合体である DD (Double Degenerate) モデルの二つである。しかし、このどちらが主な親星なのかは分かっていない。

これらを観測的に区別する方法の一つに、星周物

質を調べる方法がある。SD モデルでは、爆発前に伴星からの大きな質量放出が期待される為、比較的多くの星周物質を持つと予想されている。星周物質が超新星の周りに存在すると、その中のダストが超新星の光を吸収し、赤外線で再放射したり、超新星の光を散乱して可視光の偏光を作ったりする。これらの兆候を捉えることで、星周物質の情報を引き出すことができる。

近年、スーパーチャンドラセカール超新星 (SCSN) 2012dn において、近赤外光度曲線の後期に超過が発見された (Yamanaka et al. 2016)。Yamanaka et al. (2016) と Nagao et al. (2017) では、簡単なモデルを用い、超新星周囲のダストによる吸収/再放射がこの赤外線超過を説明できることを示した。さらに、求めた星周物質の量から、SD モデルが支持されることを示した。

本研究では、3次元モンテカルロ輻射輸送計算を用いて、この赤外線超過を説明できる星周ダストの空間分布を詳細に調べた。また、同時に偏光を計算することで赤外線とは異なる観測から星周環境に制限をかけられる可能性を議論した。

## 2 Methods

3次元輻射輸送計算コードを用い、様々な分布を持つ星周ダストを持つIa型超新星からの赤外線エコーと可視偏光を計算した。インプットの超新星の光として、典型的なIa型超新星のテンプレート(Hsiao et al. 2007)を用いた。ダストとしては、炭素ダストを用いた。ダストの分布としては、図1に示すような円盤形状を考えた。ダスト密度の分布は、半径のマイナスの二乗で減っていくような分布を仮定した。

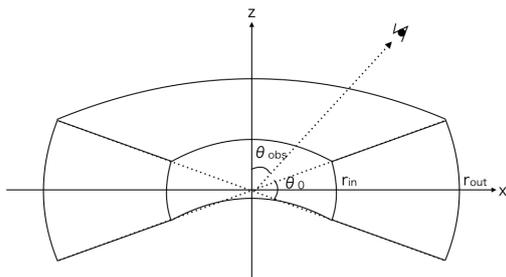


図1: 星周ダスト分布。

## 3 Results

Nagao et al. 2017で簡単なモデルを用いて求められた、星周ダストの量と分布のベストフィットモデルに対して、モンテカルロ法による輻射輸送計算を行った(図2)。

diskモデルでは上手く再現できているのに対し、jetモデルでは再現できていない。Nagao et al. 2017では減光の効果を無視しており、特にjetモデルではこの効果が効いていることがわかる。

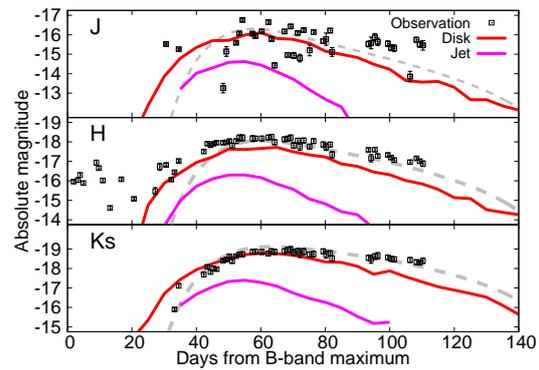


図2: ベストフィットモデルでの近赤外エコー。

減光の効果を含めて、この赤外線超過を星周ダストからの赤外線エコーで説明するための新たなベストフィットパラメータを求めた。表1にそのパラメータを示す。

そのベストフィット円盤を様々な視線方向から見た時の偏光の時間進化を図3に示す。

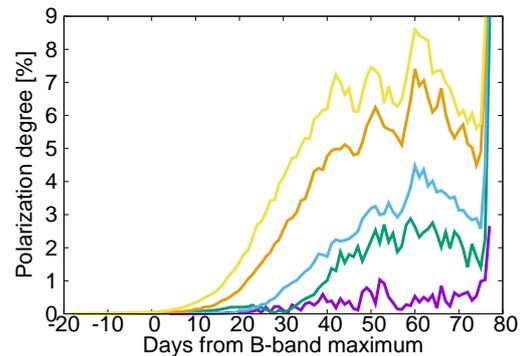


図3: ベストフィットモデルでの偏光の時間進化。色は観測者の視線方向の違い(紫:10度、緑:30度、水色:50度、橙:70度、黄:90度)。

face-onに近い視線方向から観測した場合ほとんど偏光が観測されない。また、viewing angleが大きくなるにつれ、観測される偏光度は大きくなる。円盤をedge-onで見ると、最大~8%の偏光が期待されることがわかった。

表 1: ベストフィットパラメータ

| $\theta_0$ | $r_{\text{in}}[\text{pc}]$ | $r_{\text{out}}[\text{pc}]$ | $\theta_{\text{obs}}$ | $\rho_{\text{dust}}(r_{\text{in}}) [\text{g}/\text{cm}^3]$ | $dM/dt(\text{gas+dust})[\text{M}_{\odot}/\text{yr}]$ |
|------------|----------------------------|-----------------------------|-----------------------|--|--|
| $\sim 50$  | 0.04                       | 0.1                         | 0                     | 1.3E-22  | 1.6E-5   |

## 4 Conclusion

本研究では、3次元モンテカルロ輻射輸送計算を用いて、この赤外線超過を説明できる星周ダストの空間分布を詳細に調べた。その結果、ダストの分布の形状は、開き角が50[度]程度、内側半径が0.04[pc]程度の円盤形状であることがわかった。得られたダスト質量から親星の質量放出率を推定すると、 $1.6 \times 10^{-5} [\text{M}_{\odot}/\text{yr}]$ であった。これらの結果は、SCSN 2012dnの親星としてSDモデルを強く支持する。また、星周ダストによる散乱により偏光した可視散乱エコーが生じることが予想される。本研究では、赤外線超過から予想されるダスト円盤からの可視散乱エコーによる偏光も計算した。その結果、円盤を $\sim 30$ 度以上の角度で見込むような系では $\sim 2\%$ 以上の偏光が観測されることを明らかにし、赤外線とはまた別の可視偏光の観測からIa型超新星の星周環境を探る方法を新たに提案した。

## Acknowledgement

計算には国立天文台の計算機サーバーを使用しました。

## Reference

- Hsiao, E. Y., Conley, A., Howell, D. A., et al. 2007, ApJ, 663, 1187
- Nagao, T., Maeda, K., & Yamanaka, M. 2017, ApJ, 835, 143
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al. 1999, ApJ, 517, 565
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, AJ, 116, 1009
- Yamanaka, M., Maeda, K., Tanaka, M., et al. 2016, PASJ, 68, 68

## コンパクト天体を含む 4 体系の相対論的軌道安定性

鈴木 遼 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

### Abstract

1990 年代以降の観測技術の目覚ましい発展により、2017 年 7 月現在で 3000 以上もの系外惑星の存在が確認されている。本研究では、特徴的な系外惑星の一つであるパルサー・プラネットに着目した。代表的なパルサー・プラネットである PSR B1257+12 系は、パルサーを中心に惑星が 3 つ公転している 4 体系である。4 体系の軌道安定性については先行研究があり、Chambers et al. (1996) は 4 体系において「惑星間距離」と「軌道が安定性を保てられる時間」に相関関係があることを示した。彼らの研究では「離心率や軌道傾斜角が 0」「中心天体から惑星までの距離は 1AU」等の条件を課したモデルを使用しており、また、Newton 力学を用いて軌道を計算している。しかしながら、観測されているパルサー・プラネットの軌道は彼らの研究で課していた条件を満たさない。さらに、パルサー・プラネットの軌道の時間変化を考える際には、一般相対論的な効果は無視することはできない。そこで本研究では、1 次のポストニュートン近似を用いた運動方程式を採用してパルサー・プラネットの相対論的な軌道を計算し、「惑星間距離」と「軌道が安定性を保てられる時間」の関係調べ、先行研究との比較を行った。

### 1 Introduction

1990 年代以降の観測技術の目覚ましい発展により、2017 年 7 月現在で 3000 以上もの系外惑星の存在が確認されている。系外惑星を構成する天体は様々で、太陽系の天体とはかけ離れた性質を示すものも少なくない。本研究では、特徴的な系外惑星の一つであるパルサー・プラネットに着目した。パルサー・プラネットとは、パルサーを中心天体とする系外惑星のことである。パルサーは周期的な電波を放出する中性子星で、超新星爆発のあとにできる天体であると考えられている。そのため、パルサー・プラネットの軌道や形成過程は超新星爆発についても新たな情報を提供する可能性があり、非常に興味深い。

代表的なパルサー・プラネットである PSR B1257+12 系は、パルサーを中心に惑星が 3 つ公転している 4 体系である (Wolszczan & Frail 1992)。4 体系の軌道安定性については先行研究があり、Chambers et al. (1996) は、4 体系では「惑星間距離」と「軌道が安定性を保てられる時間」に相関関係があることを示した。彼らの研究では、「惑星の質量は木星以下」「離心率や軌道系射角は 0 とする」等いくつかの条件を課したモデルを設定し、各モデルの軌道をニュートン力学を用い計算してい

た。しかしながら、PSR B1257+12 系のようなパルサー・プラネットでは、軌道は離心率や軌道長半径を持ち、パルサーと惑星の距離は先行研究において想定されていたものよりも近く、彼らの研究においてモデルに課されていた条件を満たさない。また、惑星が水星軌道よりも中心天体に近い距離を公転していることから、水星軌道との類推により、軌道の時間変化には一般相対性理論の効果が現れてくると予想される。

そこで本研究では、軌道計算を一般相対論を考慮したもの拡張し、パルサー・プラネットを想定した 4 体系に対して「惑星間距離」と「軌道が安定性を保てられる時間」の相関関係を調べた。計算においては、1 次のポストニュートン近似を用いた相対論的な運動方程式を採用し、それを Implicit Runge-Kutta 法を用いて直接数値積分した。「軌道が離心率をもつ場合」「軌道が傾いている場合」「惑星が重い場合」等先行研究から条件を 1 つ 1 つ変化させて結果の違いを調べたほか、特に「惑星が重い場合」「中心天体と惑星が近い場合」等の強い重力が期待される状況については、ニュートン力学による計算と相対論を考慮した計算の結果を比較し、相対論的効果がどのように現れてくるのかを調べた。

## 2 Methods

本研究では、観測されているパルサー・プラネットを参考にして様々な状況下にある 4 体系のモデルを設定し、それぞれのモデルについて軌道の時間変化を数値計算で調べた。軌道の時間変化における相対論的な効果を評価するため、運動方程式として 1 次のポストニュートン近似を用いた Einstein-Infeld-Hoffmann 方程式を採用した (式 (1))。この運動方程式を 3 段の Implicit Runge-Kutta 法 (Butcher 1964) を用いて数値積分することにより、軌道の時間変化を調べた。

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}_k}{dt} = & -G \sum_{n \neq k} m_n \frac{\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_n}{|\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_n|^3} \left[ 1 - 4G \sum_{n' \neq k} \frac{m_{n'}}{|\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_{n'}|} \right. \\ & - G \sum_{n' \neq n} \frac{m_{n'}}{|\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_{n'}|} \left\{ 1 - \frac{(\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_n) \cdot (\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_{n'})}{2|\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_{n'}|^2} \right\} \\ & \left. + v_k^2 + 2v_n^2 - 4\mathbf{v}_k \cdot \mathbf{v}_n - \frac{3}{2} \left\{ \frac{(\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_n) \cdot \mathbf{v}_n}{|\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_n|} \right\}^2 \right] \\ & - G \sum_{n \neq k} \frac{m_n (\mathbf{v}_k - \mathbf{v}_n)}{|\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_n|^3} (\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_n) \cdot (3\mathbf{v}_n - 4\mathbf{v}_k) \\ & - \frac{7}{2} G^2 \sum_{n \neq k} \frac{m_n}{|\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_n|} \sum_{n' \neq n} \frac{m_{n'} (\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_{n'})}{|\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_{n'}|}. \quad (1) \end{aligned}$$

設定した各モデルに関して、惑星間の軌道の距離を軌道長半径の差で評価し、mutual Hill radius  $R'_{\text{Hill}}$  で規格化すると、次式のようになる。

$$a_{i+1} - a_i = \Delta R'_{\text{Hill}}. \quad (2)$$

ここで、 $a_i$  は内側から  $i$  番目の惑星の軌道長半径を表し、 $R'_{\text{Hill}}$  は

$$R'_{\text{Hill}} = \left( \frac{\mu_i + \mu_{i+1}}{3} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{a_i + a_{i+1}}{2}. \quad (3)$$

で定義される。 $\mu_i$  は  $i$  番目の惑星の質量の主星質量に対する比を表す。各モデルについて、 $\Delta$  を 2.0 から 6.0 まで 0.2 刻みで変え、それぞれについて軌道の時間変化を計算し、軌道が不安定になるまでの時間  $t_{\text{stab}}$  を調べた。「軌道が不安定になった」と判断される条件は、「2 つの惑星軌道の距離もしくは惑星と主星の距離がそれぞれの星の Hill 半径よりも近くなったとき」である。 $i$  番目の惑星の Hill 半径は次のよう

に定義される。

$$R_{\text{Hill},i} = \left( \frac{\mu_i}{3} \right)^{\frac{1}{3}} a_i. \quad (4)$$

Chambers et al. (1996) は、惑星間距離を表すパラメータ  $\Delta$  と軌道が不安定になるまでの時間  $t_{\text{stab}}$  の間に

$$\log t_{\text{stab}} = b\Delta + c \quad (5)$$

という関係があることを発見した。ここで、 $b$  と  $c$  はそれぞれ質量比  $\mu$  に依存する定数である。さらに彼らは、距離の規格化を  $R'_{\text{Hill}} \propto \mu^{1/3}$  から  $\mu^{1/4}$  に変えることで傾きが質量比に依らなくなることを発見した。Youdin et al. (2012) は彼らの計算結果をフィッティングし、

$$\log \frac{t_{\text{stab}}}{P_1} = -9.11 + 4.39\Delta\mu^{\frac{1}{2}} - 1.07 \log \mu \quad (6)$$

という式を得た。ここで、 $P_1$  は最も内側の惑星の軌道周期を表す。

本研究では、先行研究で得られた式 (6) は、先行研究において課されていた条件を満たさないようなパルサー・プラネットに対して適用できるのかどうか調べた。また、Newton 力学で計算した結果と式 (6) (EIH) を用いて計算した結果を比較し、相対論的な効果を考慮したとき結果はどのように変わるのかを調べた。

## 3 Results and Discussion

### 3.1 fitting formula の検証

まず、Chambers et al. (1996) が用いたモデルと全く同じものを設定してニュートン力学で計算を行い、本研究で用いたコードで先行研究の結果を再現できるかを調べた。結果を図 1 に示す。図 1 において、青い点は本研究での計算結果、赤い線は式 (6) を表す。図 1 より、本研究で用いたコードで先行研究の結果を再現できたことがわかった。

次に、Chambers et al. (1996) が用いたモデルから条件を 1 つだけ変えたモデルを用意し、ニュートン力学で計算して式 (6) との比較を行った。図 2 と図 3 はそれぞれ Chambers et al. (1996) のモデルに PSR B1257+12 系と同じ離心率、軌道傾斜角を与え

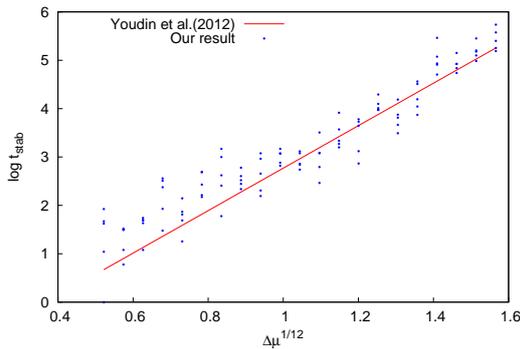


図 1: Chambers et al. (1996) による結果の再現

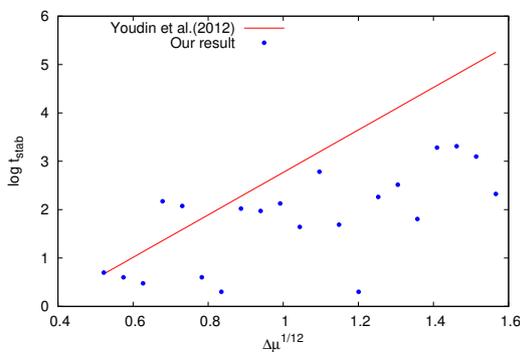


図 2: Chambers et al. (1996) のモデルに離心率を与えたモデル

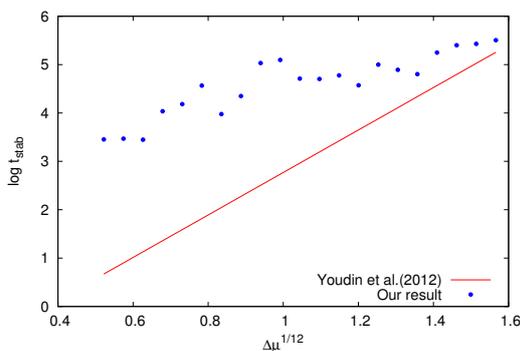


図 3: Chambers et al. (1996) のモデルに軌道傾斜角を与えたモデル

た際の結果である。図 2, 図 3 とともに, log-linear な関係は得られているものの, 式 (6) とは大きくずれていることがわかる。これらの結果により, 式 (6) が適用できるのは, 円軌道かつ同一平面内で運動する

モデルのみに限定されることがわかった。

### 3.2 相対論的効果の検証

次に, 中心天体から惑星までの距離や惑星質量などの重力に関わるパラメータを変化させたモデルを設定し, 4 体系の安定性に対する相対論的効果について検証した。Chambers et al. (1996) のモデルでは, 中心天体から一番内側の惑星までの距離は 1AU に固定し, 惑星質量比  $\mu$  は  $10^{-7}$  で与えていた。図 4 は, 中心天体から一番内側の惑星までの距離を PSR B1257+12 系と同じ 0.18850AU にした際の結果である。図 4 において, 丸い点はニュートン力学の結果, 三角は式 (1) の結果を示し, それぞれの点と同じ色の破線は計算結果を線形フィッティングしたものである。赤い線は式 (6) を表す。図 4 より, 中心天体から惑星までの距離を変えたモデルにおいても, 計算結果は式 (6) とはずれていることがわかる。また, このモデルにおいては, ニュートン力学の結果と式 (1) の結果をフィッティングした直線はほぼ一致し, 相対論的効果を見ることはできなかった。

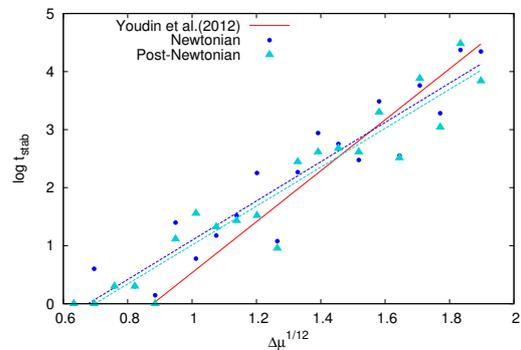


図 4: 中心天体から内側の惑星までの距離が近いモデル

図 5 は, 中心天体から内側の惑星までの距離を図 4 のモデルと同様に与え, かつ軌道に離心率を与えた際の結果である。図 5 より, ニュートン力学の結果と相対論を考慮した際の結果に違いがあることがわかる。この場合相対論を考慮した場合の方が軌道が不安定になるのが早く, 相対論的効果が軌道をより不安定にしている可能性が考えられる。

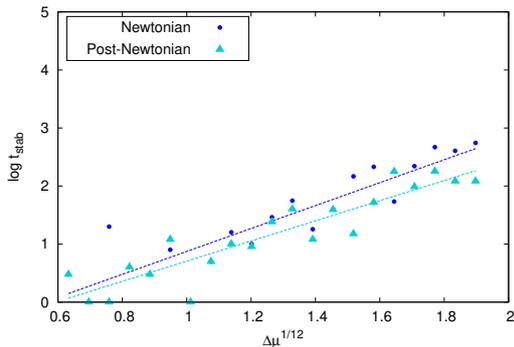


図 5: 中心天体から内側の惑星までの距離が近く、かつ離心率を与えたモデル

最後に、中心天体から内側の惑星までの距離を

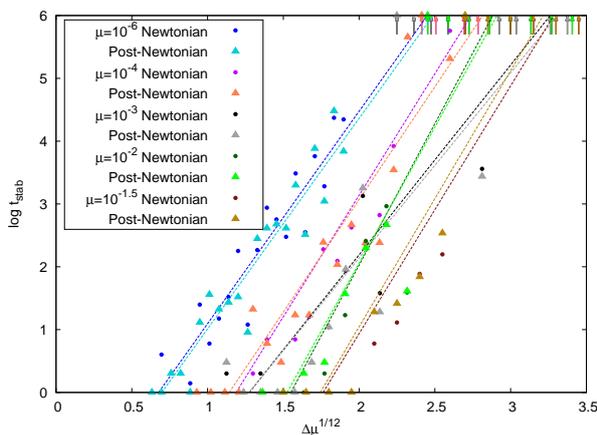


図 6: 中心天体から内側の惑星までの距離が近く、かつ惑星の質量を重くしたモデル

4 のモデルと同様に与え、かつ惑星質量を重くした場合の結果を図 6 に示す。計算は  $10^6$  年まで行い、 $10^6$  年経っても安定だった場合の結果は、図中に矢印で示した。線形フィッティングを行う際は、各モデルにおける矢印のうち、最も左にあるもののみをプロットとして考慮し、それより右に現れた矢印は無視した。図 6 から、惑星の質量が軽いときは線形のフィッティングでよく近似できているが、惑星の質量が木星よりも重いとき ( $\mu \gtrsim 10^{-3}$ )、線形のフィッティングとのずれが大きくなっていることがわかる。 $\mu \gtrsim 10^{-3}$  のモデルでは、 $\Delta\mu^{1/12}$  を大きくしていくと急激に  $t_{\text{stab}}$  が長くなっているため、線形のフィッティングではな

く 2 次関数でのフィッティングの方が適切である可能性や、 $\Delta\mu^{1/12}$  においてその値を超えると軌道が急激に安定になるような閾値が存在するという可能性が考えられる。それぞれのモデルに関して、ニュートン力学と相対論を考慮した場合の結果に特徴的な差異は見られなかった。

## 4 Conclusion

Chambers et al. (1996) が用いたモデルから惑星の質量を変えずに他の軌道要素を変えたモデルでは、 $\Delta\mu^{1/12}$  と  $t_{\text{stab}}$  の間に log-linear な関係を得ることはできたが、Youdin et al. (2012) の fitting formula (式 (6)) とは合わなかった。このことから、式 (6) が適用できるのは、円軌道かつ同一平面内で運動するモデルのみに限定されることがわかった。

惑星軌道が中心天体に近く、軌道の離心率が大きいとき、ニュートン力学での計算と式 (1) を用いた計算では結果に違いが生じた。本研究で用いたパラメータでは、相対論を考慮した場合の方が軌道が不安定になるのが早く、相対論的効果が軌道をより不安定性にしている可能性が考えられる。離心率と中心天体から惑星までの距離に関して、今後の研究で広いパラメータ領域の調査を行い、傾向を検証する必要がある。

惑星の質量が木星よりも重いとき、線形のフィッティングとのずれが大きくなった。 $\mu \gtrsim 10^{-3}$  のモデルでは、 $\Delta\mu^{1/12}$  を大きくしていくと急激に  $t_{\text{stab}}$  が長くなっていた。線形のフィッティングではなく 2 次関数でのフィッティングの方が適切であるという可能性や、 $\Delta\mu^{1/12}$  においてその値を超えると軌道が急激に安定になるような閾値が存在する可能性が考えられる。

## Reference

- Butcher J. C., 1964, Math. Comp., 18, 50
- Chambers J. E., Wetherill G. W., & Boss A. P., 1996, Icarus, 199, 261
- Wolszczan A., & Frail D. A., 1992, Nature, 355, 145
- Youdin A. N., Kratter K. M., & Kenyon S. J. 2012, ApJ, 755, 17

# Suzaku/WAM 単独の到来方向決定による ガンマ線バーストのスペクトル解析

小高 勝也 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst:GRB) とは宇宙最大規模の爆発現象であり、数秒間に  $10^{51-54}$  erg ものエネルギーが放出される。一日一回程度と高頻度で発生しているながら、背景の物理現象は未だ明らかになっていない。GRB は全天で発生するため、スペクトル解析するためにその到来方向を特定することは検出器における重要な役割である。X 線天文衛星「すざく」に搭載されていた広帯域全天モニタ (Wide-band All-sky Monitor:WAM) は全天の半分の視野を持ち、硬 X 線の帯域で  $800\text{cm}^2@100\text{keV}$  もの大きな有効面積を持つため、GRB のような突発的な天体現象の観測に適している。だが、到来方向の特定が行えないために他衛星などで決定された到来方向を用いなければスペクトル解析が行えない。検出されていても到来方向が不明なために、スペクトル解析が行えなかったイベントは約 1000 にも及ぶ。藤沼洸修士論文において、シミュレーションツールキットの Geant4 を用いた GRB の到来方向決定方法が開発された。この方法を用いることで、過去に WAM で観測された GRB の WAM 単独でのスペクトル解析が可能となった。本研究ではまず、WAM で到来方向決定を行った GRB のスペクトル解析で得られるパラメーターの精度評価を行った。その方法として、他衛星の決定した到来方向を用いた解析結果と WAM で決定した到来方向を用いて解析した結果の比較を行った。精度は光子指数、 $E_{peak}$ 、Fluence でそれぞれ 18%、13%、40%と藤沼洸修士論文と矛盾しない値が得られた。次に、Tashiro et al. (2012) で到来方向が不明なためにスペクトル変動の解析が行えなかった GRB のスペクトル解析を行った。その結果、規格化因子はほぼ一定の値を示し、 $E_{peak}$  の時間依存性は  $E_{peak} \sim t^{-0.88^{+0.29}_{-0.30}}$  と求められた。これは GRB060922 において slow cooling が起きている可能性があることを示唆する。

## 1 イントロダクション

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst:GRB) は特徴として、非熱的な MeV 以上の  $\gamma$  線帯域での放射と全天で一様に発生することがよく知られている。これを検出する検出器には高い  $\gamma$  線阻止能力と広い視野が要求される。また、検出器の応答は GRB の入射角に依存するためスペクトル解析を行う際には GRB の到来方向を特定することが必要である。

GRB の初期放射において、素早く立ち上がり指数関数で減光する (Fast Rise Exponential Decay: FRED) GRB が稀に存在する。これらの GRB は複数のピークをもち急激な時間変動をみせる他の GRB に対して、パルスが重なっていないシンプルな GRB であると考えられている。GRB の減光過程として曲率効果と放射冷却が考えられる。曲率効果とは、GRB

に対する観測者の位置といった幾何学的な位置関係によって光子のエネルギーごとに減光の見え方に差異が生まれる効果である。この効果によると、高エネルギー光子は低エネルギー光子に比べて早く減光することが予想され、これは時間の冪関数で減光することが知られている。一方、黒体放射やシンクロトロン放射などによる放射冷却では指数関数で減光する。よって FRED GRB ではこれらの放射冷却による減光が支配的であると考えられる。

シンクロトロン放射をしている電子のローレンツファクターはそのスペクトルの時間変動と相関があることが知られている。(?) よって、シンプルな減光がみられる FRED GRB のスペクトル変動の解析をすることで電子のローレンツファクターに制限を与えることができる。

## 2 X線天文衛星「すざく」搭載 広帯域全天モニター

X線天文衛星「すざく」は広帯域全天モニター (Wide-band All-sky Monitor:WAM) と呼ばれる検出器を搭載している。Suzaku/WAM は 50-5000 keV という広帯域を  $2\pi$  sr という広視野で常時観測することができ、2005 年の観測開始以降 10 年間で 1284 個の GRB を検出した。

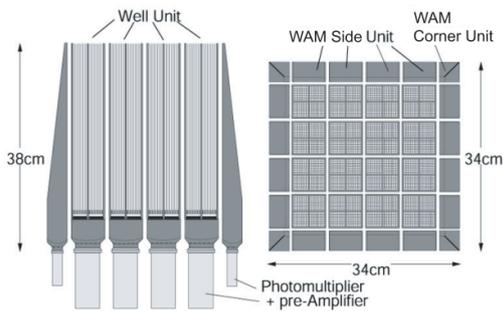


図 1: WAM 概略図。(?)  $4 \times 4$  の Well Unit を囲うように 4 面からなる WAM が存在する

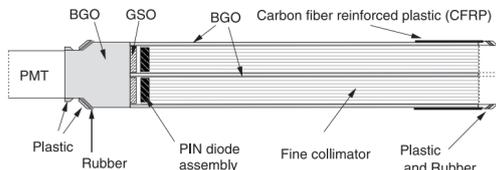


図 2: Well Unit(?)

しかしながら、スペクトル解析に必要なエネルギー応答関数は GRB の光子の入射角に依存することに加え、WAM は単独で GRB の到来方向を決定する機能を持たないことから、スペクトル解析には他衛星の決定した位置情報が必要である。そのため、最終的にスペクトル解析されている GRB は全検出数の 15% である 197 イベントにとどまっている。しかし、本学の藤沼洗修士論文において WAM 単独の到来方向決定法が開発され、これを用いることで到来方向が未知であった GRB もスペクトル解析を行うことが可能になった。具体的な手法は、WAM が四面独立に観測を行っていることを用いて明るい WAM の二面と Well Unit(図??) の底面に存在する BGO 結晶

と GSO 結晶 (WANTI) のカウント比を求めることで到来方向を推定する手法である。ある方向から到来した GRB が WAM で検出される際には、WAM が衛星内部に存在するために WAM 周辺の物質による吸収、散乱を考慮しなければならないため精密なシミュレーションが必要である。シミュレーションした様々な入射角度の時のカウント比と実際に検出されたカウント比を比較することで入射方向を二つに絞ることに成功している。(図??)

定められた二方向のうち一方が GRB の真の方向に近く、もう一方は WAM の座標系において対称な方向を示すがこれは WANTI の応答が対称なことに起因する。同論文にて、定まった二方向それぞれのエネルギー応答関数は振る舞いが近いためスペクトル解析の際にはどちらの方向を用いても問題ないと述べられている。

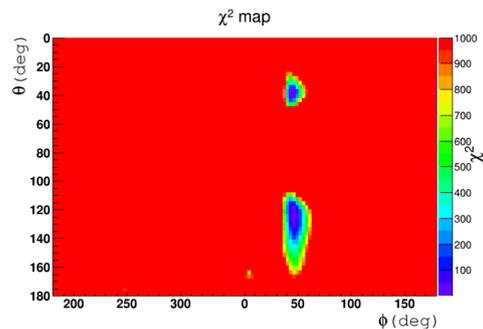


図 3: WAM で GRB140306A の到来方向決定をした時の観測とシミュレーションの  $\chi^2$  分布。(藤沼修論)  $\theta$  は Well Unit 開口部を 0 deg、 $\phi$  は WAM1 正面方向を 0 deg としている

## 3 解析

本研究ではまず、他衛星によって位置決定されている GRB について、WAM チームが過去に解析した解析結果と WAM 単独で到来方向決定した場合の解析結果を比較した。次に、到来方向決定法を用いて Tashiro et al. (2012) において到来方向が不明なためスペクトル変動の解析が行えなかった FRED GRB についてスペクトル変動の解析を行った。スペクトル解析の際には WAM チームが構築したエネルギー

応答関数作成ツールを用いた。バックグラウンドはソース領域の前後400 s程度をとりスペクトル解析を行った。フィッティングの際には図??に示す Powerlaw (PL)、Cutoff Powerlaw (CPL)、Band Function (?) の三種類のうち  $\chi^2/\text{d.o.f}$  が最小となるものをベストフィットモデルとした。誤差は90%信頼区間を示す。

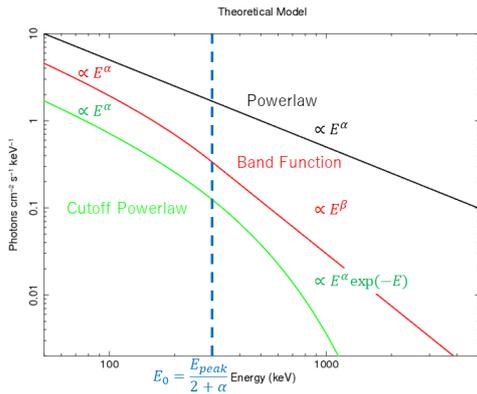


図 4: 各モデル関数

### 3.1 スペクトルのパラメータ精度評価

明るい4GRBsについて光子指数、 $E_{peak}$ 、100-1000 keV Fluence の比較を行った。以下の4イベントを解析した。求められたスペクトルのパラメータのWAM

表 1: 精度評価に用いた GRB

| GRB ID     | Trigger time | T90 [s] |
|------------|--------------|---------|
| GRB090510  | 00:23:00     | 0.33    |
| GRB090424  | 14.12.09     | 4.2     |
| GRB090401B | 08:35:24     | 9.1     |
| GRB071125  | 13:56:41     | 7.1     |

チーム解析結果との相対誤差、藤沼修論で求められた系統誤差を??に示す。ここでは定められた二方向を同等に評価している。藤沼修論において32GRBを解析して求められたパラメータ毎の系統誤差はベストフィットモデルごとにパラメータの誤差を求めてあったが、今回の4イベントはPL 2例、CPL 1例、Band 1例であったため重みをつけて算出してある。

表 2: 求めたそれぞれのパラメータの相対誤差及び藤沼修論で求められた系統誤差

|      | 光子指数  | $E_{peak}$ | Fluence |
|------|-------|------------|---------|
| 相対誤差 | 17.4% | 12.3%      | 39.5%   |
| 系統誤差 | 7.3%  | 14.7%      | 151%    |

### 3.2 FRED GRB のスペクトル変動解析

Tashiro et al. (2012) でライトカーブの解析が行われたが減光時のスペクトル変動解析が行えなかった、2006-09-22 17:21:21 にトリガーされた GRB060922 についてスペクトル変動の解析を行った。

PL、CPL でフィットすると  $\chi^2/\text{d.o.f} = 44.05/19$ 、 $22.63/18$  となった。一方 Band では一番よくフィットでき  $\chi^2/\text{d.o.f} = 19.32/17$  であった。

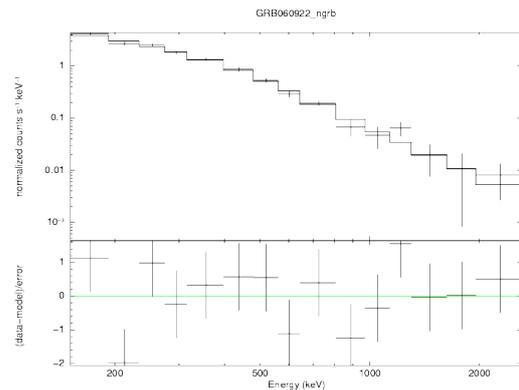


図 5: Band でフィッティングした GRB060922 下の図は各ビンのモデルとの  $\chi$  の値

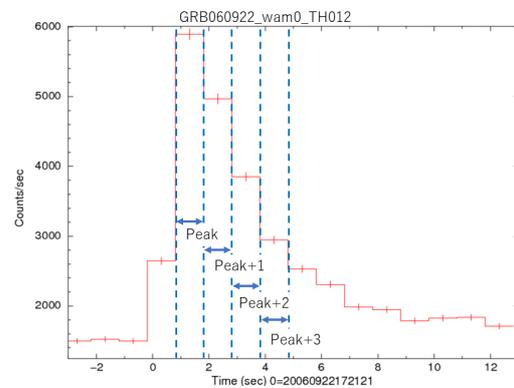


図 6: GRB060922 の時間分解

時間分解スペクトルについて、各時間は Band でよくフィットできたが ( $\chi^2/\text{d.o.f.} = 61/49$ ) 減光するにつれてエラーが求まらなくなるなど、正確なパラメータが求まらなくなった。(図??)

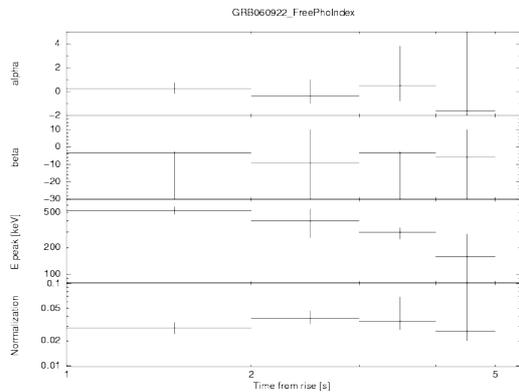


図 7: 各パラメータの時間変化  
ライトカーブの立ち上がりを  $T = 0$  s としている。

そこで、光子指数を時間平均スペクトルの光子指数である  $\alpha = -0.48, \beta = -2.63$  と固定したうえで  $E_{peak}$ 、100 keV での規格化因子  $K$  の時間変化を図??に示す。 ( $\chi^2/\text{d.o.f.} = 84.36/57$ )

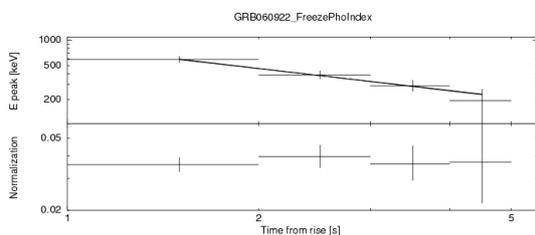


図 8: 光子指数を固定してフィットした  $E_{peak}$ 、 $K$  の時間変化

規格化因子はほぼ一定の値を示し、 $E_{peak}$  の時間依存性は  $E_{peak} \propto t^{-0.88^{+0.29}_{-0.30}}$  と求められた。 ( $\chi^2/\text{d.o.f.} = 0.3/2$ )

## 4 議論

### 4.1 スペクトルのパラメータ精度評価

光子指数の相対誤差は藤沼修論の値と 10 % ほど離れているが、これは藤沼修論において X 線分光器

の冷却タンクが存在するために位置決定精度が悪いと報告されている WAM2 方向から来る GRB が、藤沼修論では 8GRB/32GRB であったのに対し本研究では 2GRB/4GRB であったためにパラメータの精度が悪くなっていると考えられる。Fluence の誤差が大きく離れているのは藤沼修論で求めた PL モデルの時の系統誤差は PL が 32GRB 中 1 例しか存在せず統計がよくなかったのに対し、今回解析した 4GRB は 2 例が PL でフィットされたため藤沼修論の系統誤差よりも小さく見積もられたと考えられる。PL でフィットされる GRB については統計をよくして系統誤差を見積もる必要がある。

### 4.2 FRED GRB のスペクトル変動

GRB060922 の冷却時における放射は Tashiro et al. (2012) で求めた減光の時定数のエネルギー依存性より、シンクロトロン放射が支配的であると考えられる。ローレンツファクター  $\gamma_e \geq \gamma_m$  を持つ電子が  $N_{\gamma_e} d\gamma_e = \gamma_e^{-p} d\gamma_e$  の分布に従う場合の冷却過程は、電子の最小ローレンツファクター  $\gamma_m$  の値によって Fast cooling (FS)、Slow cooling (SC) の二種類の冷却過程が考えられている。FC においては  $E_{peak} \propto t^{-3/2}$ 、 $K \propto t^{-1/4}$  となり、SC においては  $E_{peak} \propto t^{-1/2}$ 、 $K = const$  となる。(?) 3.2 で求めた  $E_{peak} \sim t^{-0.88^{+0.29}_{-0.30}}$  は、99% 信頼区間で SC の値である  $E_{peak} \propto t^{-1/2}$  を許容する。また、 $K$  も一定の値を示しているため、GRB060922 の冷却過程では SC が起きている可能性が示唆される。

## Reference

Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, ApJl, 497, L17  
 Yamaoka, K., Endo, A., Enoto, T., et al. 2009, PASJ, 61, S35  
 Takahashi, T., Abe, K., Endo, M., et al. 2007, PASJ, 59, 35  
 Band, D., Matteson, J., Ford, L., et al. 1993, ApJ, 413, 281  
 Tashiro, M. S., Onda, K., Yamaoka, K., et al. 2012, PASJ, 64, 26  
 藤沼洗, 2015, 埼玉大学修士論文

## 機械学習による High-z GRB の選定

杉山 真也 (埼玉大学大学院 理工学研究科 田代・寺田研究室)

### Abstract

本研究では、*Swift* によって得られるガンマ線バースト (GRB) のデータを用いて、サポートベクターマシン (SVM) という機械学習の手法により、赤方偏移の値  $z > 5$  となる高赤方偏移のガンマ線バースト (High-z GRB) の候補を迅速に選定できるようにすることを目標としている。この手法で、高い信頼度で High-z GRB の候補の選定ができるようになれば、High-z GRB の可視光残光が明るいうちにすばる望遠鏡等の大型光学望遠鏡観測が可能となる。これにより、High-z GRB の残光の早期観測が可能となることで大型光学望遠鏡への迅速な利用申請及びそれを用いた初期宇宙の環境を探るための良質なサンプルを数多く得られることが期待できる。*Swift* によって 2015 年 11 月時点までに観測された GRB の中で、赤方偏移が決定された GRB は 258 個あり、その中で High-z GRB の数は 9 個である。本研究では 9 個の High-z GRB から 1 個を選びこれを評価対象とし、残りの 257 個の GRB のデータで評価対象のデータを SVM を用いて評価し、High-z GRB であると判別されるかを確認する。この過程を High-z GRB の数だけ行った結果、すべての High-z GRB は  $z > 5$  であると正しく判別されなかった。本論文では、この原因の究明と改善策の考案を報告する。

## 1 イントロダクション

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst ; GRB) とは、宇宙で最も光度が高い爆発現象であり、宇宙空間のある方向からガンマ線が数ミリ秒から数 1000 秒降り続く現象である。ガンマ線放射後、GRB が発生した位置で残光が観測できる。この残光からの放射は、X 線から電波の広いエネルギー帯域で観測される。大型望遠鏡では、この可視光の残光を観測、スペクトル化し、水素等の吸収線が実験室系で計測された値とどれだけずれているかを調べることで、GRB がどの程度の距離で発生したかを示す赤方偏移の値  $z$  を求めることができる。GRB は  $z \sim 8$  のものも観測 (Tanvir et al. 2009) されており、この残光を分光観測することは謎の多い初期宇宙の解明の一助になると考えられている。しかし、GRB は突発現象であることに加え、時間のべき乗で急激に減光してしまうため、利用申請の必要な大型望遠鏡では観測が難しい。そこで本研究では、赤方偏移の値が  $z > 5$  の GRB を高赤方偏移領域 (High-z) GRB と定義し、この High-z GRB の残光を大型望遠鏡を緊急利用することで迅速に観測できるようにすることを大きな目的としている。大型望遠鏡の緊急利用申請には、相応の強い根拠と説得力を要する。したがって、

この研究では *Swift* が GRB 検出から数時間以内に得るデータで、High-z GRB と Low-z GRB ( $z < 5$ ) を明確に区別できるようにするためのアルゴリズムの作成を目指す。

## 2 実験方法と結果

機械学習とは、明示的にプログラミングしなくてもデータさえあれば簡単に扱えるコンピュータアルゴリズムの研究分野である。本研究で用いるサポートベクターマシン (SVM) は、正解例であるデータから判断基準を構築し、その判断基準を用いてクラス分けしたいデータをクラス分類することができる。この時、正解例であるデータを訓練データ、クラス分けしたいデータを評価データと呼ぶ。本研究では訓練及び評価データのサンプルとして、*Swift* によって 2015 年 11 月時点までに観測された Low-z GRB 249 個、High-z GRB 9 個、計 258 個の GRB を用いる。

以下の表 1 は、クラス分けをするために用いたパラメータを示しており、これらを特徴量と呼ぶ。表 1 上の特徴量は全て *Swift* GRB Table ([https://swift.gsfc.nasa.gov/archive/grb\\_table/](https://swift.gsfc.nasa.gov/archive/grb_table/)) から得られ

る。表2では、それぞれの特徴量と赤方偏移の相関係数を表している。表2から分かるように赤方偏移と強く相関がある特徴量はないが、本研究ではこのデータテーブルで得られる特徴量のみをSVMで用いた場合、どの程度の精度でHigh-z GRBを判別できるかを試験した。実験は全部で3つ行なった。

表1: High-z GRBの選定に用いる特徴量

| 特徴量  | 説明   |
|--|--|
| $T_{90}$ [s]                                     | Swift/BATによるライトカーブから得られる、バースト本体の継続時間の指標          |
| Fluence (15-150keV) [ $\text{erg}/\text{cm}^2$ ] | Swift/BATで観測される単位面積あたりのエネルギー                     |
| 1-sec peak photon flux [/s]                      | Swift/BATで検出したエネルギーフラックスの最大値                     |
| Photon index                                     | Swift/BATによるスペクトル曲線をべき関数でフィッティングした際の指数           |
| $T_{90}/1\text{-sec peak photon flux}$           | $T_{90}$ を明るさで規格化したバースト本体の継続時間                   |
| Initial temporal index                           | Swift/XRTによるX線残光が急速に減光するべき部分における指数               |
| Spectral index                                   | Swift/XRTによるスペクトル曲線をべき関数でフィッティングした際の指数           |
| Column density [ $/\text{cm}^2$ ]                | Swift/XRTによるスペクトルから得られる、GRBの位置から観測されるまでの水素原子の柱密度 |

表2: それぞれの特徴量と赤方偏移に対する相関係数

| 特徴量  | 赤方偏移に対する相関係数 |
|--|--------------|
| $T_{90}$ [s]                                     | 0.14         |
| Fluence (15-150keV) [ $\text{erg}/\text{cm}^2$ ] | -0.12        |
| 1-sec peak photon flux [/s]                      | -0.16        |
| Photon index                                     | -0.15        |
| $T_{90}/1\text{-sec peak photon flux}$           | -0.02        |
| Initial temporal index                           | -0.02        |
| Spectral index                                   | -0.08        |
| Column density [ $/\text{cm}^2$ ]                | 0.40         |

## 2.1 実験1と結果

Swiftが新たにHigh-z GRBを検出した場合を想定する。9個あるHigh-z GRBから1個を評価データとし、残りの8個のHigh-z GRBと249個のLow-z GRBを訓練データとし、SVMを用いて評価データを評価した。評価するHigh-z GRBを順番に変えて、計9回行うことで、それぞれのHigh-z GRBが正しく判別されるかを確認する。この訓練データが評価データをHigh-z GRBと判定した場合、257個のGRBのデータからなる訓練データが実用化が可能となる。

しかしこの実験の結果、全てのHigh-z GRBは257個からなる訓練データではLow-z GRBであると誤判定された(表3)。この結果の原因として、不均衡データ問題が考えられる。不均衡データ問題とは、訓練データを構成する2グループのデータの数に多大な偏りが生じることで、評価データの判定にも偏りが出ることである。今回、訓練データとしたGRBは、High-z GRBが8個、Low-z GRBが249個で構成されている。よって、それぞれのクラスの数が大きく違い、不均衡データ問題が生じていると考えられる。

表3: 実験1の結果

| 評価ファイル内のHigh-z GRB      | SVMによる判定        |
|-------------------------|-----------------|
| GRB050814 ( $z=5.30$ )  | Low-z GRB (誤判定) |
| GRB050904 ( $z=6.10$ )  | Low-z GRB (誤判定) |
| GRB060522 ( $z=5.11$ )  | Low-z GRB (誤判定) |
| GRB060927 ( $z=5.60$ )  | Low-z GRB (誤判定) |
| GRB080913 ( $z=6.44$ )  | Low-z GRB (誤判定) |
| GRB090423 ( $z=8.00$ )  | Low-z GRB (誤判定) |
| GRB130606A ( $z=5.91$ ) | Low-z GRB (誤判定) |
| GRB140304A ( $z=5.28$ ) | Low-z GRB (誤判定) |
| GRB140515A ( $z=6.32$ ) | Low-z GRB (誤判定) |

## 2.2 実験2と結果

実験2では、訓練データとして用いる2グループのデータの数を均衡にする。具体的には、High-z GRBとLow-z GRBからそれぞれ同じ数をランダムに選定し訓練データとして利用し、残りのGRBを全て評価する。できるだけ多くのHigh-z GRBを訓練データ、そして評価データとするため、High-z

GRB の 5 個を訓練データにし、4 個を評価データにする。つまり、訓練データとして High-z GRB を 5 個、Low-z GRB を 5 個、それぞれランダムに選び、残りを評価する (表 4)。このプロセスを 100 回行い、評価データである 4 個の High-z GRB の評価と、244 個の Low-z GRB の評価で誤判定した数とその回数を測定し、それぞれの結果を図 1、図 2 に示した。

これらのグラフは累積グラフであり、横軸がそれぞれの評価で許容した誤判定の数、縦軸が 100 回中何回あてはまるか、を示している。縦軸のラベルは、簡単に正解率と呼ぶこととする。横軸は判別精度になおすこともでき、本論文では正解率が 100% になった時の横軸の値から判別精度を求めている。

例えば図 1 を用いた場合、横軸 4 の時に正解率が 100% に達している。この時、High-z GRB の評価で 4 個中 4 個まで誤判定を許容した場合を示す。つまり、4 個中 0 個以上正しいので、判別精度に変換すると 0% と示すことができる。

評価データとした 244 個の Low-z GRB の評価 (図 2) を見ると、244 個の Low-z GRB の中で 220 個まで誤判定を許容した時、正解率が 100% に達することが理解できる。すなわち、244 個中 24 個以上が正しい場合であり、判別精度は約 10% である。

実験 2 の結論として、5 個の High-z GRB と 5 個の Low-z GRB で構成された訓練データでは、それぞれの評価で正解率が 100% に到達した時の判別精度が悪く、実用的でないことが理解できる。

この原因の理由として、訓練データとする GRB の数が極端に少ないことにより、High-z GRB と Low-z GRB を判別するための基準が不正確であったことが考えられる。

表 4: 実験 2 における、訓練データ及び評価データとしたそれぞれの GRB の数

|       | High-z GRB | Low-z GRB |
|-------|------------|-----------|
| 訓練データ | 5          | 5         |
| 評価データ | 4          | 244       |

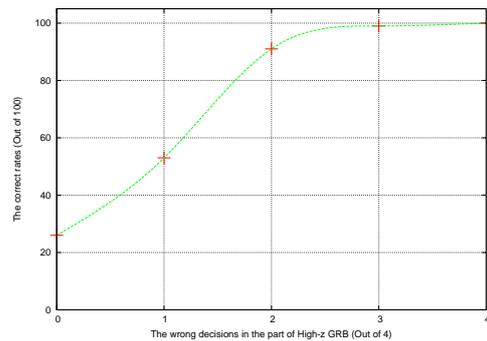


図 1: 4 個の High-z GRB ( $z > 5$ ) の評価で許容した誤判定の数と正解率

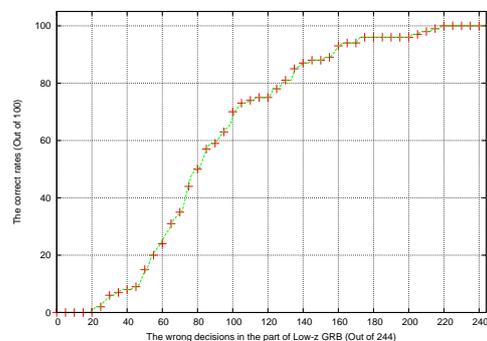


図 2: 244 個の Low-z GRB ( $z < 5$ ) の評価で許容した誤判定の数と正解率

### 2.3 実験 3 と結果

訓練データの数をより多くするために、高赤方偏移とする  $z$  の閾値を下げ、 $z > 3$  と定義する。したがって、High-z GRB は全部で 56 個に、Low-z GRB は 202 個になる。そこで、50 個の High-z GRB と 50 個の Low-z GRB を訓練データとし、残りを評価する (表 5)。実験の流れは実験 2 と同様である。

表 5: 実験 3 における、訓練データ及び評価データとしたそれぞれの GRB の数

|       | High-z GRB | Low-z GRB |
|-------|------------|-----------|
| 訓練データ | 50         | 50        |
| 評価データ | 6          | 202       |

実験 3 の結果は実験 2 と同様に、評価データとした 6 個の High-z GRB の評価の結果と、152 個の Low-z GRB の評価の結果を累積グラフにまとめ、そ

れぞれを図 3 と図 4 に示す。

まず、評価データである 6 個の High-z GRB の評価 (図 3) を見る。6 個の High-z GRB の中で 6 個まで誤判定を許容した時、正解率が 100 % に達することが理解できる。すなわち、6 個中 0 個以上が正しい場合であり、判別精度は約 0 % である。

次に、評価データである 152 個の Low-z GRB の評価 (図 4) を見ると、152 個の Low-z GRB の中で 100 個まで誤判定を許容した時、正解率は 100 % に達する。つまり、152 個中 52 個以上が正しい場合であり、判別精度は約 34 % である。

実験 2 の結果と比較すると、High-z GRB の評価では判別精度は同じであり、Low-z GRB の評価では判別精度は良くなった。この結果から、まだ実用的ではないことが理解できる。

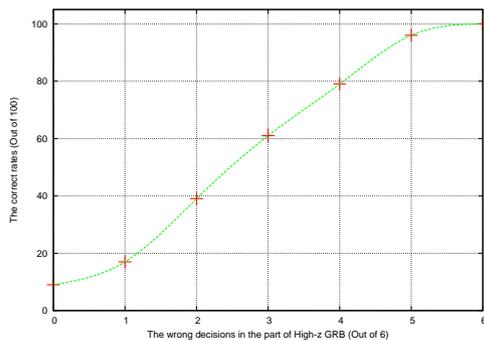


図 3: 6 個の High-z GRB ( $z > 3$ ) の評価で許容した誤判定の数と正解率

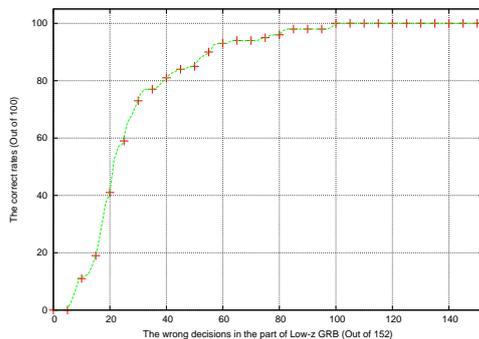


図 4: 152 個の Low-z GRB ( $z < 3$ ) の評価で許容した誤判定の数と正解率

### 3 まとめ

実験 1 では、本番を想定して 1 個の High-z GRB を残りの 257 個の GRB データで評価した。これを High-z GRB を入れ替えて、計 9 回行ったが、すべての High-z GRB は SVM によって正しく判定されなかった。実験 2 では、訓練データとした High-z GRB と Low-z GRB の数を平等に 5 個ずつにした。実験 3 では High-z とする閾値を 3 に下げて、訓練データとした High-z GRB と Low-z GRB の数を平等に 50 個ずつにしたが、どちらも実用できる程の判別精度はなかった (表 6)。

表 6: 実験結果

|      | High-z GRB の評価における判別精度 [%] | Low-z GRB の評価における判別精度 [%] |
|------|----------------------------|---------------------------|
| 実験 2 | 0                          | 10                        |
| 実験 3 | 0                          | 34                        |

### 4 考察と課題

これらの実験結果から、*Swift* GRB Table のデータを特徴量として用い、訓練データ内の 2 つのグループの GRB の数が均等であり、数を 10 個から 100 個としても、判別の精度が大きく改善することはなかった。課題として、赤方偏移により相関があるであろう特徴量を選定することを考えている。例えば、Amati relation (Amati et al. 2002) から、 $E_{peak}$  と BAT のデータから得られる光子の全エネルギーのみを特徴量として判別精度がどのように変化するかを確認することを次の課題としている。

### 参考文献

T. N. Ukwatta et al. 2009, GAMMA-RAY BURST: Sixth Huntsville Symposium. AIP Conference Proceedings, Volume 1133, pp. 437-439  
<https://arxiv.org/abs/0901.2928>  
 Swift GRB Table  
[https://swift.gsfc.nasa.gov/archive/grb\\_table/](https://swift.gsfc.nasa.gov/archive/grb_table/)  
 本研究で用いた SVM のライブラリである LIBSVM のサポートページ  
<https://www.csie.ntu.edu.tw/~cjlin/libsvm/>  
 Tanvir et al. 2009, Nature, V461, Issue 7268, pp.1254-1257

## W50 と SS433 ジェットの相互作用領域の磁場観測研究

酒見 はる香 (九州大学 宇宙物理理論研究室)

### Abstract

我々は系内 X 線連星 SS433 のジェットに着目して研究を行っている。SS433 は電波星雲 W50 の中心に存在しており、SS433 ジェットが W50 の形態に影響を与えていることは推測されているが、その詳細は明らかになっていない。SS433/W50 系は比較的近くに存在するために、その詳細な構造を観測することが可能であり、電波や X 線による多数の観測によって、らせん状のジェットが東西に噴出していることが知られている。しかし、ジェットの先端領域である W50 東端に注目した研究はこれまでほとんど行われておらず、特に磁場構造については明らかになっていない。磁場は、ジェットの加速やジェット形状などに影響を与える因子であるため、その観測的な情報を得ることが重要である。

そこで我々は Australia Telescope Compact Array (ATCA) で観測した 1.4 – 3 GHz の広帯域・多周波数のデータを用いて、W50 東端領域の偏波解析を行った。その結果として W50 東端領域の intrinsic な磁場構造を明らかにした。

## 1 Introduction

宇宙ジェットは銀河系内外を問わず多く観測されている高エネルギー現象である。活動銀河核から噴出される AGN ジェットや X 線連星ジェット、原始星ジェットなどの種類があり、その規模も様々である。中でも AGN ジェットは巨大質量ブラックホールから相対論的速度で噴出される大規模なジェットで、数百 kpc の距離にわたって宇宙空間に伸びている。ジェットにより形成される衝撃波による圧縮のために、高エネルギー宇宙線の加速サイトの候補として注目されている。また、銀河間物質の攪拌の生成にも寄与している。このようなことから、AGN ジェットを研究することは、宇宙進化を明らかにする上で大変重要である。しかし、AGN ジェットは距離や望遠鏡の分解能の問題で、観測研究を行うのが難しい。そこで我々は系内 X 線連星ジェットを観測し、明らかになった物理的性質を AGN ジェットに応用することを目指している。特に、ジェットの形成・収束に影響を及ぼしていると考えられる磁場の情報をもとに、ジェット先端領域の構造や性質を明らかにすることを試みている。

系内 X 線連星ジェットのうち、我々はマイクロクエーサー SS433 に着目している。SS433 は星雲 W50 の中心付近に存在して東西にジェットを噴出しているが、

W50 の形態にどのような影響を及ぼしているかは未解明である。SS433 のジェット噴出領域、すなわち X 線連星系に近い領域の観測はこれまでも多く行われてきた。しかし、ジェット先端領域である W50 の東西の先端の観測例は少なく、その詳細な構造を明らかにしているのは、電波観測では W50 全体を観測した 2 例のみである (Dubner et al. 1998; Farnes et al. 2017)。そこで我々は Australia Telescope Compact Array (ATCA) を用いて 1.4 – 3 GHz で観測された W50 の東端領域の解析を行った。特にジェット先端領域の詳細な磁場構造を明らかにするために、偏波解析を行った。

## 2 Polarization

磁場構造を観測的に明らかにする上で重要なのが偏波である。偏波とは、放射される電磁波の電場の振動面が偏った状態のことである。偏波には 3 つの種類がある。電波源から放射が伝搬してくる方向に対し垂直な二つの方向に電場を分解した際、それらの振幅が等しく位相差が  $\pm 90^\circ$  の場合を円偏波、振幅が等しく位相差が  $0^\circ$  あるいは  $180^\circ$  である場合を直線偏波、それ以外の場合を楕円偏波という。天体からの放射の偏波特性を記述するパラメータをストー

クスパラメータといい、放射の全強度を表す  $I$ 、直線偏波成分を表す  $Q$ 、 $U$ 、円偏波成分を表す  $V$  の 4 つの成分が存在する。ただし今回円偏波成分の  $V$  は非常に小さく無視できると考える。これらのパラメータを用いて重要な測定量を表す。まず直線偏波強度は  $Q$ 、 $U$  を用いて

$$P = \sqrt{Q^2 + U^2} \quad (1)$$

と表される。また、一般に放射が 100% 偏波しているということはないため、全強度に対する偏波強度の割合である偏波率を、

$$m = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \quad (2)$$

と表す。さらに、直線偏波面が北銀極方向からどの程度傾いているかを表す偏波角は、

$$\chi = \frac{1}{2} \arctan \frac{U}{Q} \quad (3)$$

と表される。

偏波を起こす放射の一例として、シンクロトロン放射が挙げられる。シンクロトロン放射は高速荷電粒子が磁場によって制動される際に発する電磁波である。このとき、磁場の向きと偏波の向きが垂直であるというのが、重要な特徴である。すなわち、偏波角  $\chi$  がわかれば、必然的に磁場の方向もわかるということである。

### 3 Observation Data

W50 東端領域、すなわち SS433 ジェット先端領域の磁場構造を明らかにするために、我々は偏波解析を行った。観測は ATCA で 2013 年の 7 月から 9 月にかけて行われた (Farnes et al. 2017)。観測に採用された The Compact Array Broadband Backend system では、2.1 GHz を中心として 2GHz の同時帯域、2048 のチャンネル数を取ることができる。ただし、電波周波数障害の影響を考慮して、1.4 GHz よりも低い周波数のデータは解析に用いていない。

### 4 Analysis

偏波解析を行う上で問題となるのがファラデー回転である。これは、天体からの放射が観測されるま

での間に存在する磁気流体の影響で、偏波面が観測する波長の 2 乗に比例して回転するという現象であり、回転の度合いを表す Rotation Measure (RM) を用いて

$$\chi = RM \times \lambda^2 + \chi_0 \quad (4)$$

と表される。ここで  $\chi_0$  はファラデー回転を受けていない、天体における intrinsic な偏波角である。また、左右偏波の位相差の伝搬を考慮すると、RM は

$$RM = 0.81 \int n_e B_{\parallel} dl \quad (5)$$

と定義され、 $n_e$  は電子数密度、 $B_{\parallel}$  は視線方向磁場、 $l$  は距離である。すなわち、各周波数で得られる偏波角は、天体における intrinsic な偏波角ではないということである。intrinsic な偏波角を得るためには、W50 東端領域をビームサイズ程度の領域で分け、各領域内で各周波数での偏波角を求め、 $\lambda^2 - \chi$  のプロットに対して最小 2 乗法で直線近似をする必要がある。その結果、波長ゼロにおける偏波角が intrinsic な偏波角だと考えられる。また、intrinsic な偏波角に  $\frac{\pi}{2}$  を足したものが、天体における intrinsic な磁場の向きである。ただしこの近似で求められる直線の傾き、すなわち観測結果の解析から得られる RM と (5) 式の RM は、放射源と観測値との間の分布が一樣である場合にのみ一致する。これらの違いを明確にするために、(5) 式によって理論的に定義される RM を Faraday depth と呼ぶ。

以上の操作により intrinsic な偏波角が求められるのであるが、近似を行うに際して一つ問題が生じる。偏波角はその式の性質上、 $-\frac{\pi}{2}$  から  $+\frac{\pi}{2}$  の範囲でしか求められない。例えば RM の値が正で、 $\lambda^2$  が大きくなるにつれて偏波角が大きくなるような状況を考える。ある点で、偏波角が  $+\frac{\pi}{2}$  を  $\alpha$  だけ超えたとき、結果は  $-\frac{\pi}{2} + \alpha$  と出力される。これでは直線近似をすることができない。そこで、 $\lambda^2 - \chi$  のプロットを作成し、明らかに偏波角が  $+\frac{\pi}{2}$  を超えて出力値が下がってしまっているところには  $\pi$ 、 $2\pi$ 、 $\dots$  を足すという補正を行った。

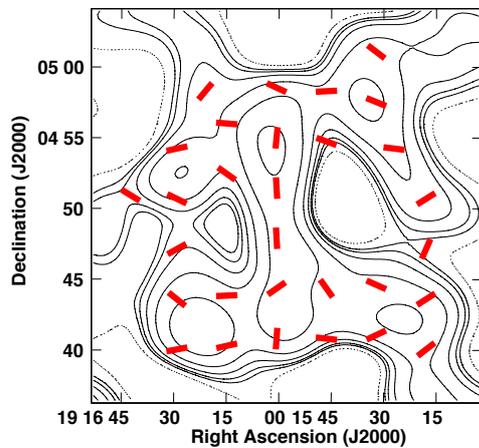


図 1: intrinsic な磁場ベクトルのマップ。等高線は 3 GHz の全強度。ただしベクトルの長さは磁場の強さを表していない。

## 5 Results / Discussion

図 1 は W50 東端の intrinsic な磁場の構造を示しており、SS433 ジェットはこの領域まで到達していると考えられている (Sakemi et al. submitted to PASJ)。図 1 では RA:19<sup>h</sup>16<sup>m</sup>0<sup>s</sup> の辺りに、南北にわたって強度の高い領域が確認できる。この構造がジェットの先端より少し内側に形成されるターミナルショックであるということは、これまでも指摘されている。図 1 から磁場ベクトルがこの構造に平行に沿っている様子が確認できるため、ショックが形成されていると推測される。また、東端表面でも同様に磁場ベクトルが等高線に平行に沿っている。このことから、ジェットの先端に形成されるバウショックが存在することが明らかになった。

図 2 は RM のマップである。注目すべき点は、ターミナルショックの南側で RM が極端に大きくなっていることである。ターミナルショックの中央部から北部にかけては、RM の値は数十 rad/m<sup>2</sup> であるが、南部では約 300 rad/m<sup>2</sup> と値が大きく異なる。

今回の解析では W50 東端領域をビームサイズ程度の領域で分け、各領域に対して  $\lambda^2 - \chi$  のプロットを作成し、直線近似をするという解析を行った。しかし幾つかの領域で、この直線近似が成り立たないと

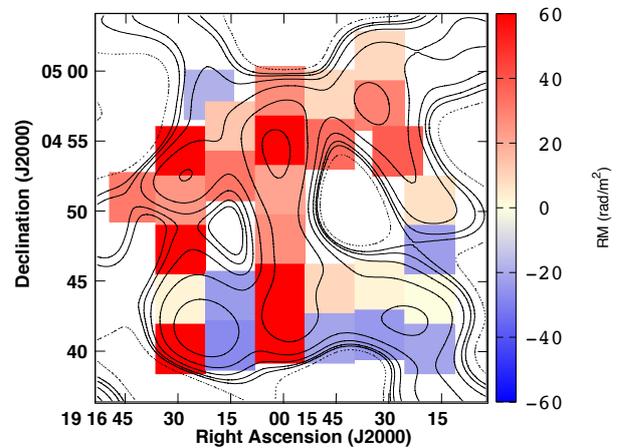


図 2: RM マップ。等高線は 3 GHz の全強度。

ということが判明した。このような現象は、観測結果の解析から得られる RM と理論的に定義される RM、すなわち Faraday depth が一致しない場合に起こる。より詳細には、Faraday depth の大きさが異なる複数の構造が視線、あるいはビームエリア内に存在し、それぞれが異なる周波数でよく放射をしている場合に起こる現象である。そこで直線近似が成り立たない領域で、 $\lambda^2$  に伴う偏波強度の変動を調べた。通常は波長が大きくなるに従って偏波強度が減少するのであるが、直線近似が成り立たない領域では、2.1 GHz 付近で偏波強度がピークを持つことが明らかになった。この構造の影響で、直線近似が成り立たなかったものと思われる。

## 6 Conclusion

本研究では、SS433 ジェットが到達していると考えられる W50 東端の偏波解析を行い、本集録ではその結果のうち、intrinsic な磁場の分布・RM の分布を紹介した。それ以外の結果については Sakemi et al. (submitted) で詳細に述べている。今後は、数値計算との比較や他の手法を用いた偏波解析、より高分解な追観測などを行う。

## Acknowledgements

基礎物理学研究所、国立天文台及び野辺山宇宙電波観測所からのご支援に感謝いたします。また本研究は Sakemi et al. (submitted) を基としており、共同研究者は九州大学 町田真美助教、鹿児島大学 赤堀卓也特任准教授、中西裕之准教授、SRON 赤松弘規さん、鹿児島大学 M2 藏原昂平さん、Radboud 大学 Jamie Farnes さんです。

## Reference

- Dubner, G. M., Holdaway, M., Goss, W. M., & Mirabel, I. F. 1998, AJ, 116, 1842
- Farnes, J. S., Gaensler, B. M., Purcell, C., et al. 2017, MNRAS, 467, 4777
- Sakemi, H., Machida, M., Akahori, T., et al., submitted to PASJ

# Radio afterglow of binary neutron star merger

林 浩翔 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

Binary neutron star mergers are one of the most promising targets of gravitational-wave detection. In addition to producing strong gravitational waves, they can also launch subrelativistic and mildly relativistic outflow accompanied with electromagnetic signals. Nakar & Piran (2011) predict robust radio flares generated during free expansion and deceleration phase of the ejecta. The interaction of ejecta with the interstellar medium will generate blast waves, in which the amplified magnetic field accelerates electrons to emit synchrotron radiation. Although such radio signals have been studied subsequently with numerical simulation (e.g. Piran et al. 2013; Hotokezaka & Piran 2015), the calculations are based on some simplified treatments without detailed modeling of the blast wave dynamics.

Following this scenario, we aim to calculate a precise radio light curve from ejecta with quantitative modeling of the blast wave injections. We are utilizing numerical simulation results to determine the density and velocity distribution of ejecta, with which we calculate the evolution of blast wave as well as its radio emission.

## 1 Introduction

Binary neutron star (BNS) mergers are one of the most promising targets of gravitational-wave (GW) detectors such as Advanced LIGO, Advanced Virgo, and KAGRA. Detection of an electromagnetic (EM) counterpart will increase the detection confidence of GW detection, help localize the source and identify its host galaxy and redshift, and also provide invaluable information on the physics of the merger process and merger rates. A thorough study of the expected EM signals is thus essential for the follow-up of GW detection.

BNS mergers have been recognized as the possible progenitors of short gamma-ray bursts (short GRBs), and short GRBs and their afterglows are one of the most promising EM counterparts of GW events. However, GRBs and their early afterglows are believed to be highly beamed with a half-opening angle  $\theta_j \simeq 10^\circ$ . This results in low probability to detect a short GRB in coincidence with the GW signal. In addition to the short GRB beamed emission, quasi-isotropic EM signals are

also expected in later stages, such as kilonovae (or macronovae) powered by radioactive decay of the heavy elements nucleosynthesis in the ejecta.

Recently Nakar & Piran (2011) predicts another robust radio signals that can last up to years. The interaction between the mildly relativistic ejecta and interstellar medium (ISM) will generate a blast wave, and in the shocked region the accelerated electrons can emit synchrotron emission that peaks in the radio band. This scenario is subsequently studied with numerical simulations, based on some simplified treatment of the blast wave evolution (e.g. Piran et al. 2013; Hotokezaka & Piran 2015).

The motivation of this work is to calculate a most precise early radio light curve as possible, combined with numerical simulation results taken from Kiuchi et al. (2014). We describe the theory for modeling the blast wave evolution in Section 2, and the radio light curves as results of calculation are shown in Section 3.

## 2 Theory

### 2.1 Blast wave with a single injection

Consider one single, spherical ejecta outflow of mass  $M$ , moving radially outwards with a bulk Lorentz factor  $\Gamma$ , is injected into the interstellar medium (ISM). The already swept-up ISM mass is denoted as  $m$ , the comoving thermal energy in the blast wave is denoted as  $U$ . In the observer frame, energy-momentum conservation yields

$$d[\Gamma(M + m + U/c^2)] = dm + \Gamma dU_{\text{rad}}/c^2 \quad (1)$$

$$d[\sqrt{\Gamma^2 - 1}(M + m + U/c^2)] = \sqrt{\Gamma^2 - 1}dU_{\text{rad}}/c^2 \quad (2)$$

Here  $c$  is the speed of light,  $dU_{\text{rad}} < 0$  is the energy loss by radiation in the comoving frame,

$$dU_{\text{rad}} = -P dt' \quad (3)$$

where  $P$  is the invariant radiation power, the comoving time  $dt'$  is related to observer time  $t$  by  $dt' = dt/\Gamma$ . Elimination of  $dU$  and  $d\Gamma$  respectively from (8)(9) then yield two differential equations

$$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M + m + U/c^2} \quad (4)$$

$$dU = (\Gamma - 1)dm c^2 - P dt/\Gamma \quad (5)$$

The swept-up rate of ISM with particles of average mass  $m_p$  and density  $n$  is

$$dm = 4\pi r^2 n m_p dr \quad (6)$$

The motion of the shell is

$$dr = (1 - \Gamma^{-2})^{1/2} c dt \quad (7)$$

(4)(5)(6)(7) are the basic equations that determine blast wave evolution with one single injection.

### 2.2 Extensions to multiple injections case

When another cold ejecta of mass  $M_i$  with Lorentz factor  $\Gamma_i$  (in observer's frame) is injected

into the blast wave, the jumps in  $\Delta\Gamma$  is given by the energy conservation

$$\Gamma_i M_i + \Gamma(M + m + U/c^2) \quad (8)$$

$$= (\Gamma + \Delta\Gamma)(M + M_i + m + U/c^2 + \Delta U/c^2)$$

$$\sqrt{\Gamma_i^2 - 1}M_i + \sqrt{\Gamma^2 - 1}(M + m + U/c^2) \quad (9)$$

$$= \sqrt{(\Gamma + \Delta\Gamma)^2 - 1}(M + M_i + m + U/c^2 + \Delta U/c^2)$$

Define the injection parameter  $\zeta = M_i/(M + m + U/c^2)$ , the exact solution to (8)(9) is

$$\Delta\Gamma = \frac{\Gamma + \Gamma_i \zeta}{\sqrt{1 + 2\Gamma_i \Gamma(1 - \beta_i \beta)\zeta + \zeta^2}} - \Gamma \quad (10)$$

$$\frac{\Delta U/c^2}{M + m + U/c^2} \quad (11)$$

$$= \sqrt{1 + 2\Gamma_i \Gamma(1 - \beta_i \beta)\zeta + \zeta^2} - \zeta - 1$$

To sum up, given the radiation power  $P$ , together there are four differential equations of four variables  $\Gamma$ ,  $U$ ,  $m$  and  $r$  as functions of  $t$ ,

$$\dot{\Gamma} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M + m + U/c^2} \dot{m} \quad (12)$$

$$\dot{U} = (\Gamma - 1)\dot{m}c^2 - P/\Gamma \quad (13)$$

$$\dot{m} = 4\pi r^2 n m_p \dot{r} \quad (14)$$

$$\dot{r} = (1 - \Gamma^{-2})^{1/2} c \quad (15)$$

Given the radius  $r_i$  and velocity  $\beta_i$  of the  $i$ th follow-up ejecta at  $t = 0$ , its injection time  $t_i$  is determined by (numerically) solving the catch-up equation

$$r(t_i) - r_i = \beta_i c t_i \quad (16)$$

where  $r(t)$  is the radius of the forward shock shell. When the injection happens, i.e.  $t = t_i$ , apply the change by (10)(11)

$$\Gamma \rightarrow \Gamma + \Delta\Gamma \quad (17)$$

$$U \rightarrow U + \Delta U \quad (18)$$

$$M \rightarrow M + M_i \quad (19)$$

$$r \rightarrow r \quad (20)$$

then continue the calculation by (12)(13)(14)(15).

## 2.3 Radiation power

The radiation power estimated by synchrotron emission by the electrons.

$$P = \int P_{\text{syn}}(\gamma_e) \frac{dN_e}{d\gamma_e} d\gamma_e \quad (21)$$

where  $P_{\text{syn}}(\gamma_e)$  is the radiation power by a single electron,

$$P_{\text{syn}}(\gamma_e) = \frac{4}{3} \sigma_{\text{T}} c \left( \frac{B^2}{8\pi} \right) (\gamma_e^2 - 1) \quad (22)$$

$\frac{dN_e}{d\gamma_e}$  is the electron energy distribution, and the integral is done over all possible electron Lorentz factor  $\gamma_e$ .

To estimate the magnetic field  $B$ , define  $\epsilon_B$  as the ratio of magnetic field energy density to the thermal energy density  $\epsilon_B = (B^2/8\pi) / (\rho c^2 \epsilon_{\text{th}})$ . where  $\rho$  and  $\epsilon_{\text{th}}$  is the comoving density and specific thermal energy of the shocked region. The density is determined via shock jump condition (Blandford & McKee 1976)

$$\rho = \frac{m}{\frac{4}{3}\pi r^3/\chi} = \chi n m_p \quad (23)$$

where  $\chi$  is the volume compression ratio,  $\chi = (\hat{\gamma}\Gamma + 1)/(\hat{\gamma} - 1) \simeq 4$  (with adiabatic index  $\hat{\gamma} = 5/3$ , note that  $\Gamma \simeq 1$  generally does not affect this ratio). Specific thermal energy  $\epsilon_{\text{th}}$  is given by

$$\epsilon_{\text{th}} = \frac{U/c^2}{M + m}. \quad (24)$$

The magnetic field is given as

$$B = (8\pi\epsilon_B\chi n m_p c^2 \epsilon_{\text{th}})^{1/2} \quad (25)$$

Assuming electrons have developed a power-law energy distribution in the shock  $\frac{dN_e(\gamma_e)}{d\gamma_e} \propto \gamma_e^{-p}$ . Define  $\epsilon_e$  as the fraction of thermal energy that goes into electron random motions, the minimum Lorentz factor is given by

$$\gamma_m = \frac{p-2}{p-1} \frac{m_p}{m_e} \epsilon_e \epsilon_{\text{th}} + 1 \quad (26)$$

while the maximum Lorentz factor  $\gamma_M$  is determined by equating the acceleration timescale to the synchrotron cooling timescale.

## 2.4 Synchrotron spectrum

The synchrotron spectrum is given by (e.g. ?)

$$F_\nu(T) = \frac{1}{4\pi d^2} \int_{-1}^1 \frac{1}{\Gamma^3(1-\beta\mu)^3} P_{\nu'}(t) 2\pi d\mu \quad (27)$$

where  $\mu = \cos\Theta$ ,  $\Theta$  the angle between velocity of the emitting matter and the observer's line of sight;  $T$  is the arrival time of the photon emitted at (observer-frame) time  $t$  and position  $r$ , related by  $T = t - r\mu/c$ ; comoving frequency  $\nu'$  is related to observed frequency  $\nu$  by  $\nu' = \nu\Gamma(1-\beta\mu)$ . The power spectrum emitted by the electrons is

$$P_{\nu'} = \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \frac{e^3 B}{m_e c^2} \int_{\gamma_m}^{\gamma_M} F\left(\frac{\nu'}{\nu'_c(\gamma_e)}\right) \frac{dN_e}{d\gamma_e} d\gamma_e \quad (28)$$

where  $\nu'_c = \gamma_e^2 eB/(m_e c)$ ,  $F(x) \equiv \int_x^\infty x K_{5/3}(x) dx$  and  $K_{5/3}(x)$  is the modified Bessel function of order 5/3. The self-absorption frequency  $\nu_a$  is estimated by setting the optical depth along the line of sight to be 1

$$\alpha'_{\nu'_a} \delta r' = 1 \quad (29)$$

where  $\delta r'$  is the thickness of the line-of-sight emission region estimated by  $\delta r' \simeq (M + m)/(4\pi r^2 \rho)$ . and  $\alpha'_{\nu'}$  is the self-absorption coefficient

$$\alpha'_{\nu'} = \frac{(p+2)}{8\pi m_e \nu'^2} \int_{\gamma_m}^{\gamma_M} \sqrt{3} \frac{e^3 B}{m_e c^2} F\left(\frac{\nu'}{\nu'_c(\gamma_e)}\right) \frac{dn_e}{d\gamma_e} \frac{d\gamma_e}{\gamma_e} \quad (30)$$

Once  $\nu'_a$  are known, the absorbed synchrotron spectrum  $F_\nu$  can be completely determined (see e.g. Pirran et al. 2013).

## 3 Results

We determine the ejecta mass and velocity distribution from high-resolution magnetohydrodynamics simulations of BNS mergers in numerical relativity on the Japanese supercomputer K (Kiuchi et al. 2014). The neutron stars are set to have equal mass of  $1.35 M_\odot$ . A snapshot of the ejecta profile about 6 ms after merger is shown in [Fig. 1](#).

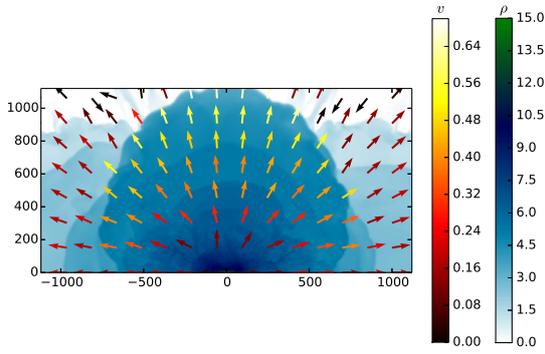


図 1: The profile of the ejecta density (logarithm scale in  $\text{g}/\text{cm}^{-3}$ ) and velocity (in  $c$ ) in the  $x$ - $z$  (km) plane, about 6 ms after the merger of two  $1.35 M_{\odot}$  neutron star. It is clearly seen that the ejecta is rapidly expanding, with sub-relativistic speed up to  $0.7c$ .

The mass of the ejecta is sliced into distinct components  $M_i$  according to their velocities, for each component we calculate their average velocities  $\beta_i$  ( $\beta_0 > \beta_1 > \dots$ ). The component with highest average velocity ( $M_0, \beta_0$ ) is set to be the first ejecta that propagates into the medium and creates a blast wave, and the other components are subsequently injected into the blast wave as the first ejecta decelerates by sweeping-up ejecta. Applying the model from section 2, we set  $p = 2.5$ ,  $\epsilon_B = \epsilon_e = 0.1$ , the radio light curves with different ISM density  $n = 0.1, 1 \text{ cm}^{-3}$  as results of calculation are shown in 図 2.

## Acknowledgement

We are grateful to Totani T., and Yamasaki, S., Kiuchi K. for fruitful discussions, and we also acknowledge Kiuchi K. for providing the numerical simulation results.

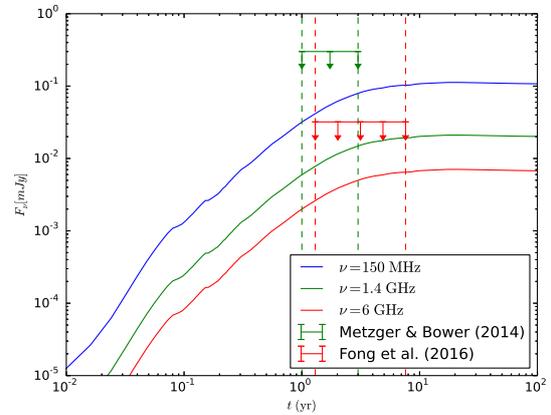
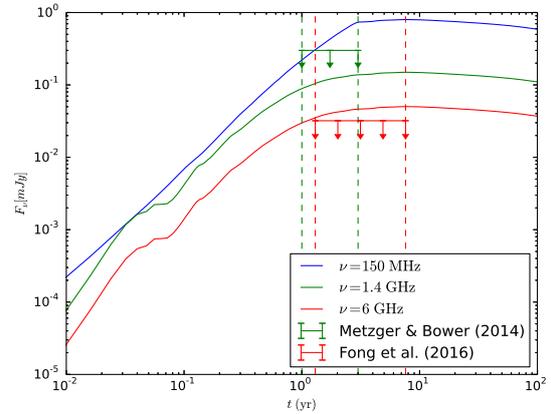


図 2: Radio light curves in three radio band 150 MHz, 1.4 GHz and 6 GHz with  $n = 1 \text{ cm}^{-3}$  (upper) and  $n = 0.1 \text{ cm}^{-3}$  (lower). The upper-limit constraints given by non-detection of radio emission of short GRBs are shown with down arrow.

## Reference

- Blandford, R. D., & McKee, C. F. 1976, *Physics of Fluids*, 19, 1130
- Hotokezaka, K., Kiuchi, K., Kyutoku, K., et al. 2013, *Phys. Rev. D.*, 87, 024001
- Hotokezaka, K., & Piran, T. 2015, *MNRAS*, 450, 1430
- Kiuchi, K., Kyutoku, K., Sekiguchi, Y., Shibata, M., & Wada, T. 2014, *Phys. Rev. D.*, 90, 041502
- Nakar, E., & Piran, T. 2011, *Nature*, 478, 82
- Piran, T., Nakar, E., & Rosswog, S. 2013, *MNRAS*, 430, 2121

# Failed Supernova におけるニュートリノ振動

財前 真理 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

Failed Supernova は衝撃波が外へ抜けられずに押しつぶされてそのまま中心でブラックホールを生成するものであり、普通の超新星爆発とは異なる特徴を持ったニュートリノが放出されることになる。電磁波を頼れない高温高密度条件下での状態方程式やブラックホール形成理論を知る上ではこの大量に放出されるニュートリノが鍵となる。Super-Kamiokande などの現在稼働している検出器なら近くのイベントに対してスペクトルが得られると推定されているが、それらはニュートリノ振動による影響を受けているため全貌を把握するにはニュートリノ振動の詳細な理解が必要である。

星内部でのニュートリノ振動は真空振動、物質振動 (MSW 効果)、そして集団振動 ( $\nu\nu$  相互作用) の3つが存在する。最後の集団振動は超新星中心部の超高密度ニュートリノ同士の衝突による非線型効果であり、観測がなされていないため未だにわかっていないことが多い。本研究では  $40M_{\odot}$  の親星への1次元シミュレーションで得られた複数の時間帯での密度分布と初期スペクトルに対してこれらの振動効果を計算した。中性子化バーストが起きている時間帯では集団振動の効果は見られないものの、これが落ちついた後期の時間帯では同じような影響が見られることがわかった。最後に検出数を見積もってみると、50 kpc の地点でも十分な数が受かると想定できることもわかった。

## 1 Introduction

ニュートリノは光と違ってその透過性の高さから星の中心部で起きている現象を把握するのに適していると考えられている。例えば超新星の中心部では原子核密度に到達した領域が存在し、それを利用して核物理の状態方程式を知る手段として重力波と並んで非常に重要視されている。特に Failed Supernova では質量が大きすぎるせいで重力崩壊に伴う降着によって衝撃波が押しつぶされ爆発できない現象が起きる。このとき中心部では原子核密度を超えても原始中性子星へ質量降着が続くために途中でブラックホールへと潰れると考えられている。それ故に中心温度は上昇し続けるので、ブラックホールの事象の地平線がニュートリノ球を飲み込むまで高エネルギーで高ルミノシティのニュートリノが放出される。従ってニュートリノ観測によって得られる情報はブラックホール形成理論を理解する助けになると考えられている。

ニュートリノ振動には真空振動と物質振動そして集団振動の3種類が存在しているが、前2つに関しては線型解析が可能であるためこれによる振動効果を加

えることは簡単にできる。そのため元素合成計算やニュートリノ検出などを考える際にはよく考慮されてきた。しかし最後の集団振動はニュートリノ同士の運動量交換が原因の非線型効果を示すものなので解析解が存せず、また計算自体も複雑であるために今まであまり考慮に入れられることが無かった。そこで本研究ではこの3種類の振動すべてを考慮に入れて計算することでより現実的な結果を得ることを目指す。

## 2 Methods

### 2.1 Neutrino oscillations

本研究では3種類それぞれのニュートリノ振動のハミルトニアン (Dasgupta et al. (2008)) を用いて存在確率の時間進化を計算してやることが目標になる。真空振動のハミルトニアンは

$$H_{\text{vac}}(E) = U \frac{\text{diag}(m_1^2, m_2^2, m_3^2)}{2E} U^\dagger$$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U(\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}) \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

と表される。ここで行列  $U$  は MNS 行列と呼ばれるもので、弱い相互作用の固有状態 ( $e, \mu, \tau$ ) と質量固有状態 (1, 2, 3) の間を繋ぐ変換行列である。それぞれの質量  $m_i$  が異なる値を持つことによって固有状態の間で位相のずれが生じてくるためフレーバー間の振動が起きる。今回ニュートリノのパラメータは質量差 ( $\Delta m_{12} = 7.37 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \Delta m_{13} = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ ) と混合角 ( $\sin^2 \theta_{12} = 0.297, \sin^2 \theta_{13} = 0.0218$ ) として Particle Data Group 2016 のものを使用している。また CP 位相はゼロとしている。

次に物質振動のハミルトニアンは

$$H_{\text{mat}} = \sqrt{2}G_F n_{e^-}(\mathbf{r}, t) \text{diag}(1, 0, 0)$$

である。これはニュートリノの背景に存在する電子密度からポテンシャルを受けて質量固有状態の有効質量が変化するというもので、(反)電子ニュートリノのみが電子と荷電カレント反応を起こすことができることに起因している。これは電子密度で決まる H, L resonance と呼ばれる 2 箇所領域を通過する際に全エネルギーでスペクトルが入れ替わるような効果を及ぼす。これはニュートリノの質量階層が順階層性なのか逆階層性なのかで H resonance での振る舞いが変わる。NH ならニュートリノが、IH なら反ニュートリノが変化を起こす。

最後に集団振動だがこれが非線形で複雑であり

$$H_{\nu\nu}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) = \sqrt{2}G_F \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} (1 - \cos \theta_{\mathbf{p}\mathbf{q}}) \\ \times \{n_\nu(\mathbf{q}, \mathbf{r}, t)\rho(\mathbf{q}, \mathbf{r}, t) - \bar{n}_\nu(\mathbf{q}, \mathbf{r}, t)\bar{\rho}(\mathbf{q}, \mathbf{r}, t)\}$$

と書かれる。ここで  $\rho, \bar{\rho}$  はそれぞれニュートリノと反ニュートリノの密度行列である。物質振動とは違ってこちらはニュートリノ同士の相互作用であるので非線型効果になっており、相互作用としてお互いの角度やエネルギーを考慮しなければならないので運動量で積分する必要がある。この運動量積分において今回は single-angle と呼ばれる角度に対する近似を用いて計算を行ってある。

集団振動には密度行列が含まれているので、Schrödinger 方程式ではなく von Neumann 方程式

$$i \frac{\partial}{\partial t} \rho = [H_{\text{vac}} + H_{\text{mat}} + H_{\nu\nu}, \rho]$$

で時間発展を解く。ニュートリノは質量がほぼゼロであるので光速で運動すると仮定でき、そうすることで中心からの時間発展をそのまま星の動径半径での位置の変化に読み替えることができる。このまま  $3 \times 3$  の複素行列を解いてもいいが、ここでは Gell-Mann 行列と単位行列を用いてそれぞれの行列を線型分解し、その結合係数の 8 次元ベクトルの形になおしてやる。結局解くべき方程式形としては

$$i \frac{d}{dt} \mathbf{P} = [+ \omega \mathbf{B} + \lambda \mathbf{L} + \mu \mathbf{D}] \times \mathbf{P} \\ i \frac{d}{dt} \bar{\mathbf{P}} = [- \omega \mathbf{B} + \lambda \mathbf{L} + \mu \mathbf{D}] \times \bar{\mathbf{P}}$$

と書き換えられることになる。ベクトル  $\mathbf{P}$  の元は密度行列なのでこれを解くことによってフレーバーの存在確率へ変換することができる。

## 2.2 Models

今回使用した超新星のモデルは Sumiyoshi et al. (2007) の親星が WW95 の  $40M_\odot$  のもので、状態方程式としては LS220 を用いて爆発計算を行ってある。このモデルではコアバウンス後約 0.8 sec で中心に BH が生成されている。ニュートリノは光速で進むので密度分布などの変化は静止しているものとしてみならず。全部の時間帯に対して振動計算を行うのは難しいので、本研究ではコアバウンス後 30, 100, 600, 750 ms の時点でのモデルに対して計算を行ってある。

## 2.3 Detection

最後にこのスペクトルからニュートリノ検出器でどれだけ検出できるか考えてみる。検出器としては Super-Kamiokande (SK, 22.5 kt) を考える。SK では主に

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$$

とした逆ベータ崩壊反応 (IBD) に感度を強く持っている。これは陽子との散乱を考えているので、タン

ク内の水に含まれる陽子数が多ければ多いほど検出数が増えることになる。距離  $d$  だけ離れた天体からニュートリノが放出されたとして陽子数  $N_p$  の検出器でそれを受けることを想定すると、理想的には

$$\frac{dN_\nu}{dt} = \frac{N_p}{4\pi d^2} \int_{E_{th}}^{\infty} N(E)\sigma(E) dE$$

だけの反電子ニュートリノが単位時間当たり検出されることになる。これはスペクトルに対して感度のある反応の散乱断面積を掛けて積分したものである。計算の際には SK のエネルギー閾値を  $E_{th} = 4.79$  MeV とし、散乱断面積は Strumia et al. (2003) のものを用いている。

### 3 Results and Discussions

ここでは具体例としてコアバウンス後 600 ms かつニュートリノ質量が逆階層の場合での振動計算結果を図 1 と図 2 に示す。これらのスペクトルは集団振動が十分に完了した位置 (ここでは  $r = 1500$  km) までニュートリノ振動を計算したときのもので、MSW 効果の resonance 領域はまだ通過していない。それぞれ電子フレーバーのニュートリノ (赤実線) に注目してやる。まずは図 1 の電子ニュートリノのスペクトルを見てやると、12 MeV あたりで大きく入れ替わっている様子がわかる。20 – 40 MeV あたりの電子ニュートリノが減ってしまった代わりに 50 MeV

以上の高エネルギー成分が増えたことになる。このように特定のエネルギーを境にしてフレーバーが入れ替わるのが集団振動の大きな特徴である。次に図 2 の反電子ニュートリノを見てみると、5 MeV 付近として電子ニュートリノの場合よりも小さいエネルギーを境にしてほとんど全てが変化していることがわかる。特定エネルギーが多少違えどもこのような変化が  $t_{pb} = 100, 750$  ms の他 2 つの時間帯でも見られた。それに対して  $t_{pb} = 30$  ms の中性子化バーストが起きた時間帯ではこの集団振動の効果が見られなかった。これは電子ニュートリノだけが他のフレーバーと比べて過剰に存在したからである。

最後に検出される単位時間あたりの反電子ニュートリノ数を見積もる。今回は地球までの距離を 50 kpc として、LMC あたりで Failed Supernova が発生したと想定する。ニュートリノの質量階層性はまだ観測実験で確定できていないので逆階層、順階層、振動なしの 3 パターンでどれくらい検出されるか計算し、結果を表 1 に示す。表 1 を見ると時間経過に伴って検出されるイベント数が増えていることがわかる。これは平均エネルギーやルミノシティが上昇していることを意味している。また集団振動の効果が見られた  $t_{pb} = 100, 600, 750$  ms においては逆階層の場合と順階層の場合での検出数が同じになっている。これは逆階層において、集団振動でほぼ全エネルギーの反電子ニュートリノが入れ替わった後に MSW 効果の H resonance で再び全エネルギーが入れ替わるという

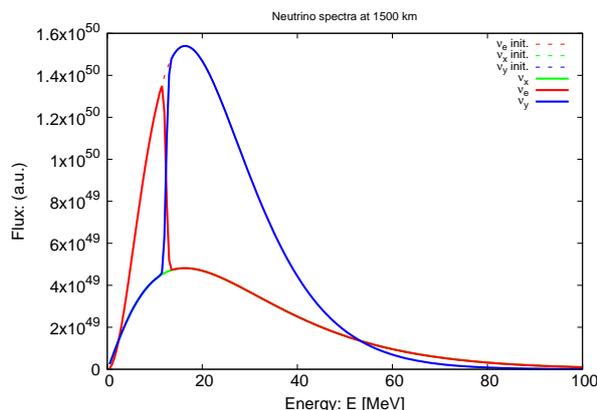


図 1: 集団振動を受け終わった後のニュートリノスペクトル。

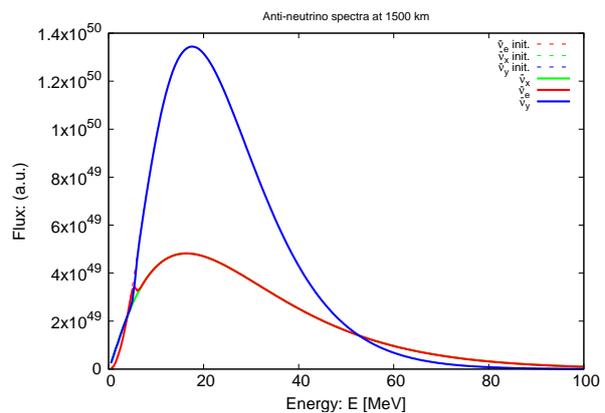


図 2: 集団振動を受けた終わった後の反ニュートリノスペクトル。

ことが起きていたからである。すなわち H resonance を過ぎた時点で反電子ニュートリノのスペクトルは初期のものに戻っている。それに対して順階層では集団振動の効果がほとんどみられず、更に H resonance での MSW 効果は電子ニュートリノに対してなのでこちらの効果も見られない。すなわちこちらはほとんど振動していない故に初期のスペクトルを示していたのである。最後に L resonance は順階層でも逆階層でも同じ振動を起こすため最終的に検出されるスペクトルはお互いほぼ等しく、検出数が一致したということになる。集団振動を考慮に入れたことで逆階層での検出数が明らかに変化したことがわかる。ただしこの結果が見られたのは反電子ニュートリノを見ていたからであり、電子ニュートリノを検出するとなるとこうならないので注意が必要である。今は 50 kpc の地点を仮定していたが、フラックスは距離の 2 乗に反比例するのでもう少し近くであればもっと検出数が増えることになる。例えば銀河中心の 10 kpc で起きれば、25 倍で 1 万個近く受かることになる。また今回は SK の場合で計算したが将来的に Hyper-Kamiokande(HK, 380 kt) が稼働すれば、単純に陽子数が  $380/22.5 = 16.9$  倍になるのでそれによっても更にニュートリノ検出数が大きく増えることになる。

## 4 Conclusion

本研究では集団振動を含めた 3 種類のニュートリノ振動を Failed Supernova に対して計算を行った。中性子化バーストを起こしている時間帯以外では、反電子ニュートリノが集団振動によってほぼ全エネルギーでスペクトルが入れ替わることが分かった。

今回の計算では集団振動に対して single-angle という近似を使用していた。これに対して運動量積分を真面目にやった multi-angle という近似を用いたり、軸対称性を外していくとスペクトルの変化に違いが出てくるのが最近わかってきている (Mirizzi et al., 2016)。現在は single から multi-angle へ切り替えて、密度行列に角度方向の違いを残して計算している最中である。

## Acknowledgement

本研究はまだ進捗状況にありますが、Failed Supernova のモデルを提供して下さった住吉光介さんと研究指導をして下さった指導教官の梅田秀之准教授、吉田敬研究員にはこの場を借りて感謝申し上げます。

## Reference

- A. Strumia & F. Vissani, Phys. Lett. B 564, 42 (2003)  
 K. Sumiyoshi, S. Yamada & H. Suzuki, Astrophys. J. 667, 382 (2007)  
 B. Dasgupta & A. Dighe, Phys. Rev. D 77, 113002 (2008)  
 A. Mirizzi, I. Tamborra, H.-T. Janka, N. Saviano, K. Scholberg, R. Bollig, L. Hüdepohl and S. Chakraborty, Riv. Nuovo Cim. 39, no. 1-2, 1 (2016)

| コアバウンス後の時刻        | 逆階層 | 順階層 | 振動なし |
|-------------------|-----|-----|------|
| $t_{pb} = 30$ ms  | 155 | 62  | 23   |
| $t_{pb} = 100$ ms | 204 | 204 | 207  |
| $t_{pb} = 600$ ms | 582 | 582 | 622  |
| $t_{pb} = 750$ ms | 522 | 522 | 478  |

表 1: 50 kpc に位置する Failed Supernova を想定し、それぞれの時間帯において SK で検出されるニュートリノ数。

## 超新星コアにおける流体力学不安定性の線形解析

杉浦 健一 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

### Abstract

超新星の爆発機構は未解明の部分が多く、特に停滞衝撃波復活の機構は古くから議論されてきた。衝撃波復活の代表的な機構としてニュートリノ加熱機構が挙げられるが、近年の数値計算の発展により多次元的な効果に着目されるようになってきた。例えば、定在降着衝撃波不安定 (SASI) と呼ばれる流体力学的な不安定性による衝撃波面の変形が爆発に寄与すると考えられている。一方でニュートリノ加熱機構以外にも、原始中性子星 (PNS) の  $g$ -モード振動によって発生する音波の散逸によって爆発のエネルギーが供給されるという機構も提唱されており、これは本質的に非球対称な現象である。超新星コアにおける流体力学的不安定性の性質を明らかにするため、非球対称な物質降着に加えて PNS の振動による音波発生を摂動として考慮したモデルを用いて、停滞衝撃波の不安定性の線形解析を行った。本研究を通して、PNS からの音波の発生が不安定性を励起することが明らかになった。

## 1 Introduction

重力崩壊型超新星爆発は大質量星が最後に起こす爆発現象である。超新星爆発は星の重力崩壊後に形成される衝撃波がコアを突き抜けることによって起きると考えられているが、この衝撃波はニュートリノ放出等によってエネルギーを失い、一度停滞することが知られている。この停滞衝撃波の復活が超新星爆発を起こすために必要だが、その機構については解明されていない。

超新星爆発の後には、中性子星もしくはブラックホールが形成されると考えられているが、例えば中性子星は強磁場を持っている、高速回転している、等の特徴的な性質を持っており、その起源は未だ未解明の部分が多い。超新星の爆発機構を理解することは様々な天体現象の理解にもつながる重要なことである。

衝撃波復活の代表的な機構として考えられているのがニュートリノ加熱機構である。この機構は超新星コアで生成されたニュートリノの一部が衝撃波面下流の物質を加熱し衝撃波を復活させる機構であるが、一次元数値計算では爆発が再現されなかった。ところが、多次元の数値計算の発達により、対流の影響や、流体力学的な不安定性による衝撃波面の変形が爆発に寄与することが明らかにされつつあり、後者は定在降着衝撃波不安定 (SASI) と呼ばれている。

多次元的な効果は数値計算によって見つけられて

きた性質であるが、定性的な性質を理解するためには線形解析が有用である。Takahashi et al. (2016) では非球対称非定常な物質降着により誘引される SASI の線形解析が行われ、摂動を球面調和関数展開した時の  $l = 1$  等の低次モードほど励起されやすいことが明らかにされた。

しかし一方で、ニュートリノ加熱機構以外にも衝撃波復活の機構が提唱されており、その一つが原始中性子星 (PNS) の  $g$ -モード振動によって発生する音波の散逸によって爆発のエネルギーが供給されるという機構である (Burrows et al. 2006)。ニュートリノ加熱機構は、ニュートリノの反応率の低さのため非効率な加熱機構である一方で、音波のエネルギーは衝撃波面下流の物質にほぼ全て散逸するため極めて効率の良い加熱機構であると考えられている。

そこで本研究では、非球対称な物質降着に加えて PNS の振動による音波発生を同時に考慮したモデルを用いて、停滞衝撃波の不安定性の線形解析を行った。線形化した系の解析は、Laplace 変換を用いて行う。この手法の利点は、偏微分方程式の初期値・境界値問題を常微分方程式の境界値問題として扱うことができ、かつ指数関数的に時間発展する不安定に対しても有用であることにある。本研究を通して超新星コアにおける不安定性の定性的な性質を明らかにすることを目的とする。

## 2 Methods

### 2.1 基礎方程式とその線形化

本研究では、停滞衝撃波の流体力学的不安定性の線形解析を行う。超新星コアにおける降着流の基礎方程式は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + p \mathbf{I}) = -\rho \frac{GM}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r}, \quad (2)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} + p \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\rho} \right) = q, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (n Y_e) + \nabla \cdot (n Y_e \mathbf{v}) = \lambda, \quad (4)$$

と状態方程式で与えられる。ここで  $\rho$ ,  $p$ ,  $n$ ,  $Y_e$ ,  $\varepsilon$ ,  $\mathbf{v}$  は密度、圧力、粒子数密度、電子混在度、単位質量あたりの内部エネルギー、速度である。  $M$  は PNS の質量で定数であるとする。状態方程式は Shen EoS を用いた。  $q$ ,  $\lambda$  は電子型ニュートリノと超新星物質の間の反応の正味の放熱率、正味の反応率で Bruenn (1985) の定式化を用いた。これらの方程式について、球対称定常流からの摂動を考える。衝撃波上流は自由落下流体とし、衝撃波の上流、下流の間の物理量の関係は Rankine-Hugoniot 関係を用いる。

線形化にあたって、系の摂動はスカラー量  $\delta X(\mathbf{r}, t)$ 、ベクトル量  $\delta \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$  についてそれぞれ

$$\delta X = \sum_{l,m} \delta X^{(l,m)}(r, t) Y_{l,m}(\theta, \phi) \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \delta \mathbf{v} = & \sum_{lm} \delta v_r^{(l,m)}(r, t) Y_{lm}(\theta, \phi) \hat{\mathbf{r}} \\ & + \delta v_{\perp}^{(l,m)}(r, t) \left( \hat{\boldsymbol{\theta}} \frac{\partial Y_{lm}}{\partial \theta} + \frac{\hat{\boldsymbol{\phi}}}{\sin \theta} \frac{\partial Y_{lm}}{\partial \phi} \right) \\ & + \delta v_{rot}^{(l,m)}(r, t) \left( -\hat{\boldsymbol{\phi}} \frac{\partial Y_{lm}}{\partial \theta} + \frac{\hat{\boldsymbol{\theta}}}{\sin \theta} \frac{\partial Y_{lm}}{\partial \phi} \right) \end{aligned} \quad (6)$$

と球面調和関数を用いて展開する。ここで  $\hat{\mathbf{r}}$ ,  $\hat{\boldsymbol{\theta}}$ ,  $\hat{\boldsymbol{\phi}}$  は極座標の基底ベクトルである。これらの表式を用いると、線形化方程式はバックグラウンドが球対称であるために異なる  $(l, m)$  モードは互いに独立になるので、添え字  $(l, m)$  を省略して模式的に

$$\frac{\partial \mathbf{y}}{\partial r} = A(r) \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial t} + B(r) \mathbf{y} \quad (7)$$

とかける。ここで

$$\mathbf{y}(r, t) = \left( \frac{\delta \rho}{\rho_0}, \frac{\delta v_r}{v_{r0}}, \frac{\delta v_{\perp}}{v_{r0}}, \frac{\delta \varepsilon}{\varepsilon_0}, \frac{\delta Y_e}{Y_{e0}}, \frac{\delta v_{rot}}{v_{r0}} \right)^T \quad (8)$$

であり、下付き添え字 0 は球対称定常流の値であることを表す。Rankine-Hugoniot 関係も同様に模式的に以下のようにかける。

$$\mathbf{y}(r_{sh}, t) = R(r_{sh}) \mathbf{z}(r_{sh}, t) + \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\delta r_{sh}}{r_{sh}} \right) \mathbf{c} + \frac{\delta r_{sh}}{r_{sh}} \mathbf{d} \quad (9)$$

ここで、 $r_{sh}$  は衝撃波半径、 $\mathbf{z}$  は衝撃波面直上での  $\mathbf{y}$  の値である。また、 $A$ ,  $B$ ,  $R$ ,  $\mathbf{c}$ ,  $\mathbf{d}$ , は全て球対称定常流の物理量のみで書かれている。これらの成分の具体的な表式は Takahashi et al. (2016) Appendix A を参照されたい。

本研究では、衝撃波上流での摂動  $\mathbf{z}(r_{sh}, t)$  と、PNS 表面で発生する音波に関する境界条件

$$f(\mathbf{y}(r_{\nu}, t), t) = 0 \quad (10)$$

を与えて、(7) を初期値・境界値問題として解き、 $\delta r_{sh}/r_{sh}$  の時間発展を調べる。ここで  $r_{\nu}$  は PNS 表面の半径である。

具体的には衝撃波直上の摂動  $\mathbf{z}$  としては

$$\frac{\delta \rho}{\rho_0} = \sin(\omega_{up} t) \quad (11)$$

$$\frac{\delta v_r}{v_{r0}} = -0.5 \sin(\omega_{up} t) \quad (12)$$

$$\frac{\delta \varepsilon}{\varepsilon_0} = \sin(\omega_{up} t) \quad (13)$$

を与え、PNS 表面での境界条件  $f$  は

$$\frac{\delta p}{v_{r0} c_s \rho_0} + \frac{\delta v_r}{v_{r0}} = \sin(\omega_{PNS} t) \quad (14)$$

を課した。  $c_s$  は PNS 表面における音速である。

### 2.2 Laplace 変換

線形化方程式の解析には Laplace 変換を用いる。  $t \in [0, \infty)$  で定義された関数  $f$  の Laplace 変換は以下で定義される。

$$\mathcal{L}[f](s) := \int_0^{\infty} f(t) e^{-st} dt. \quad (s \in \mathcal{C}). \quad (15)$$

以下では  $\mathcal{L}[f](s) = f^*(s)$  と書くことにする. Laplace 変換は, ある実数  $K, \alpha, t_0$  が存在して任意の  $t \geq t_0$  について  $f(t) \leq Ke^{\alpha t}$  となる関数に対して可能で, 指数関数的に発展する系に対しても手法が有用な点が大きな利点である.

(7) 及び (9), (14) に Laplace 変換を施すと模式的に

$$\frac{d\mathbf{y}^*}{dr}(r, s) = (sA + B)\mathbf{y}^* - A\mathbf{y}_0(r), \quad (16)$$

$$\mathbf{y}^*(r_{sh}, s) = (s\mathbf{c} + \mathbf{d})\frac{\delta r_{sh}^*}{r_{sh}} + R\mathbf{z}^*(r_{sh}, s), \quad (17)$$

$$f^*(\mathbf{y}^*(r_\nu, s), s) = 0, \quad (18)$$

のようになる. Laplace 変換を施したことによって, 系は  $s$  をパラメータとする常微分方程式の境界値問題となり, 各  $s$  に対して  $\delta r_{sh}^*/r_{sh}(s)$  を求める問題になった.

### 3 Results

モデルの物理量は以下のように設定した. PNS 質量  $M = 1.4M_\odot$ , 質量降着率  $\dot{M} = 0.6M_\odot/s$ , PNS 表面での密度  $\rho = 10^{11}g/cm^3$ , 電子ニュートリノ, 反電子ニュートリノの温度  $T_{\nu_e} = T_{\bar{\nu}_e} = 4.5MeV$ , 衝撃波上流の電子混在度  $Y_e = 0.5$ , エントロピー  $S = 3k_B$  として, ニュートリノ光度をパラメータとして変化させた. また,  $\omega_{PNS} = 2\pi/3ms$  とした. この周期は Burrows et al.(2008) で数値計算によって見つかった g-モード振動の周期である. 衝撃波上流の摂動の振動数  $\omega_{up} = 100s^{-1}$  とした.

衝撃波半径の時間変化を

$$\frac{\delta r_{sh}}{r_{sh}} = \sum_i a_i e^{\Omega_i t} e^{i\omega_i t + \phi_i} \quad (19)$$

と展開できるとすると

$$\frac{\delta r_{sh}^*}{r_{sh}} = \sum_i a_i \frac{e^{\phi_i}}{(s - \Omega_i) - i\omega_i} \quad (20)$$

とかける. よって, 衝撃波半径の成長率  $\Omega_i$ , 振動数  $\omega_i$  のモードは  $\delta r_{sh}^*/r_{sh}(s)$  の極として現れることがわかる. 系が不安定で  $\delta r_{sh}$  が指数関数的に発展するのは,  $\Omega_i \geq 0$  の時であり, したがって  $\delta r_{sh}^*/r_{sh}(s)$  の極で実部が正のものが現れるときである.

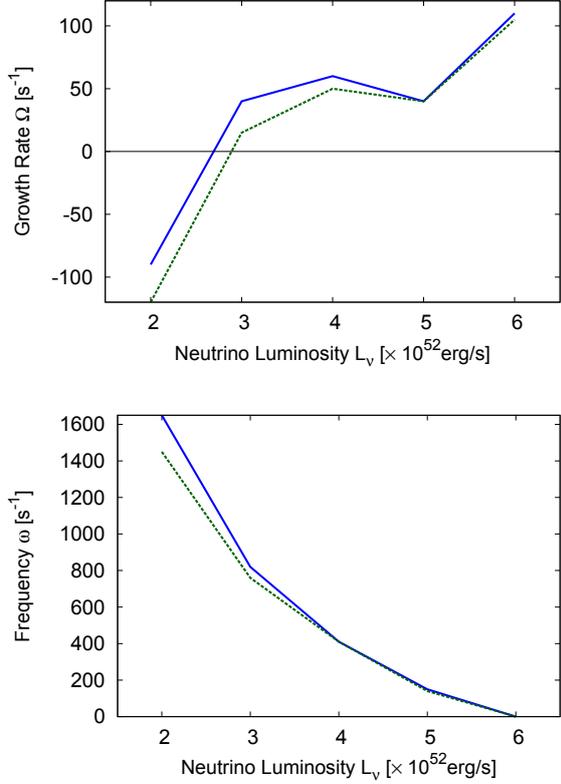


図 1: ニュートリノ光度を変化させたときの成長率の変化 (上図) と振動数の変化 (下図). 実線が (14) を境界条件として課したとき, 点線が  $\delta v_r = 0$  を課したときの極を表す.

g-モード振動は双極的に音波を放出することが知られているので, ここでは球面調和関数の  $l = 1$  の場合の結果のみを示す. 図 1 は光度を変化させた時の最も主要な極の位置の変化を表したものである. 点線は Takahashi et al.(2016) での結果で, PNS 表面で  $\delta v_r = 0$  とした時の極の変化, 実線が PNS 表面の境界条件が (14) で与えられた時の極の変化である. 二つを比較すると, 音波が発生している時の極の実部の値は音波なしの時と比べて  $L_\nu$  が小さい時は大きくなり,  $L_\nu$  が大きい時は大きく変化しないことがわかる. 以上から特に光度が小さい時, 音波の発生によって不安定性が増していることがわかる.

(19) の振幅  $a_i$  は極の留数を計算することによ

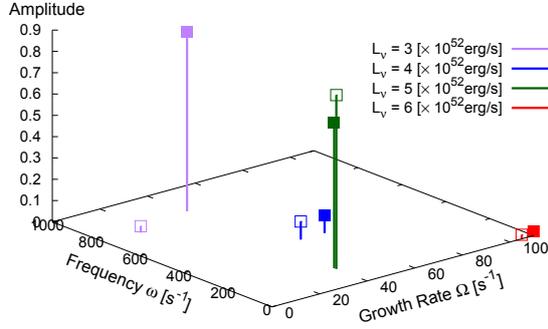


図 2: ニュートリノ光度を変化させたときの、振幅の変化. ■ が (14) を境界条件として課したとき, □ が  $\delta v_r = 0$  を課したときの極を表す.

て求めることができる. Cauchy の定理より

$$\text{Res}_{s=\Omega_i+i\omega_i} \frac{\delta r_{sh}}{r_{sh}} = \frac{1}{2\pi i} \oint_{C_i} \frac{\delta r_{sh}^*(z)}{r_{sh}} dz \quad (21)$$

であり, ここで  $C_i$  は  $i$  番目の極のみを含む閉曲線である. 一方で (20) から直接留数を導くことができ

$$\text{Res}_{s=\Omega_i+i\omega_i} \frac{\delta r_{sh}}{r_{sh}} = \frac{a_i}{2\pi i} e^{i\phi_i} \quad (22)$$

となる. よって振幅  $a_i$  は以下で与えられる.

$$a_i = e^{-i\phi} \oint_{C_i} \frac{\delta r_{sh}^*(z)}{r_{sh}} dz. \quad (23)$$

図 2 は各光度の時の主要な不安定モードの振幅を描いたものである. 振幅の変化が顕著であるのは,  $L_\nu = 3 \times 10^{52} \text{erg/s}$  のときであり, 光度の低いときほど g-モード振動による影響が大きいことを示唆している.

## 4 Discussion and Conclusion

境界条件を変えたことによって極の位置が変化することは以下のように説明できる. まず, (16) から (18) の形式的な解は以下で与えられる (Takahashi et al. 2016).

$$\frac{\delta r_{sh}^*}{r_{sh}} = - \frac{\mathbf{a}^* \cdot \tilde{\Lambda}^*(s) R \mathbf{z}^*(s) - \mathbf{b}^*(s)}{\mathbf{a}^* \cdot \tilde{\Lambda}^*(s) (s \mathbf{c} + \mathbf{d})}. \quad (24)$$

ここで,

$$\tilde{\Lambda}^*(s) := \mathcal{P} \left( \exp \left( \int_{r_{sh}}^{r_\nu} dr' (sA + B) \right) \right), \quad (25)$$

$$f^*(\mathbf{y}^*(r_\nu, s), s) = \mathbf{a}^*(s) \cdot \mathbf{y}^*(r_\nu, s) + \mathbf{b}^*(s) = 0, \quad (26)$$

であり,  $\mathbf{y}_0(r) = 0$  とした. (24) から  $\delta r_{sh}^*/r_{sh}$  の極は主に分母が 0 になるときに現れることがわかる. 従って, 境界条件  $\delta v_r = 0$  と境界条件 (14) で  $\mathbf{a}^*(s)$  が変化していることが極の位置の変化として現れたと考えられる. 上記の議論では, 極の位置がどのように変化するかはわからないが, 結果として PNS からの音波を考慮したとき, 極の実部の大きさが大きくなる方向にしか変化しないことは興味深い結果であると言える.

ここまでの解析によって, PNS 表面における音波の発生は, 系の流体力学的不安定を起こしやすくなることが明らかになった.

本研究では特に g-モード振動による不安定性への影響を考察してきたが, 近年これ以外の多次元的効果も提唱され始めている. その一つが LESA (Lepton-number Emission Self-sustained Asymmetry) と呼ばれるレプトン数流速 ( $\nu_e - \bar{\nu}_e$ ) が球対称にはならず, 双極子成分が大きく励起される現象である. Tomborra et al.(2014) では, LESA によってレプトン数フラックスの低い方向でニュートリノ加熱が促進され, 衝撃波を押し上げる働きをすることが提唱された.

本研究においては, 電子, 反電子ニュートリノ共に同じ温度に設定しており, かつニュートリノ光度も球対称のため, LESA の効果は全く入っていない. 今後, LESA が流体力学的不安定性に与える影響についても調べていく予定である.

## Reference

- Bruenn, S.W. 1985, ApJS, 58, 771  
 Burrows, A., Livne, E., Dessart, L., Ott, C.D., & Murphy, J., 2006, ApJ, 640, 878  
 Takahashi, K., Iwakami, W., Yamamoto, Y., & Yamada, S., 2016, ApJ, 831, 75  
 Tomborra, I., Hanke, F., Janka, H.Th., Müller, B., Raffelt, G.G., & Marek, A., 2014, 792, 96

# マージャープロセスにおけるブラックホールへの質量降着

川口 雄大 (鹿児島大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

高赤方偏移 quasar で大質量ブラックホールが形成されていることから、非常に大きな質量降着が大質量ブラックホールの形成に不可欠であると考えられている。しかし、銀河合体時にガスが銀河中心領域に降着したとしても、すべてがブラックホールの成長に寄与するわけではない。一部は星になり、一部はアウトフローで失われるであろう。このようなマージャープロセスによるブラックホール成長モデルは銀河形成シミュレーションには入っているが、これまでのシミュレーションでは銀河中心領域の分解能がなく、ブラックホール近傍の降着プロセスを明らかにすることができていない。そこでマージャープロセスのみを取り出した高分解能計算を行い、マージャーにより銀河中心部に星+ガス+ブラックホールが持ち込まれた時に銀河のブラックホールの成長にそれらがどのように寄与するかについて議論する。計算には N-body SPH コード ASURA を用いて、母銀河 (BH+Stellar System) へ衛星銀河 (BH+Gas+Stellar System) を落とすシミュレーションを行い、ブラックホールへの質量降着及び、ブラックホール周辺のガスの分布について調べた。その結果、連星ブラックホールの形成に伴い、質量降着の大きな上昇が見られた。そして持ち込まれたガスの半分以上がブラックホールの成長に用いられ、約 4 割がブラックホールの周辺に残り、残りがアウトフローによって失われる。また、これらは持ち込まれるガスの質量や落とす軌道に関係なく現れることがわかった。

## 1 Introduction

高赤方偏移 quasar で大質量ブラックホール (SMBH) がすでに形成されていることから、非常に大きな質量降着が SMBH の形成に不可欠であると考えられている。合体する銀河の質量比が大きき、母銀河と衛星銀河がともに大質量ブラックホールを持つ場合、連星ブラックホールが形成されることでガス円盤のダイナミクスに大きな影響を及ぼし、激しい星形成とブラックホール (BH) への質量降着を起こすことが指摘されている (Taniguchi & Wada 1996)。また、2つ以上の SMBH を持つ銀河が多く観測されていることから (C. Ricci et al. 2017)、非常に大きな質量降着を引き起こす現象として銀河の衝突、合体が考えられる。しかし、銀河合体時にガスが銀河中心領域に降着したとしても、すべてが BH の成長に寄与するわけではない。一部は星になり、一部はアウトフローで失われるであろう。このようなマージャープロセスによる BH 成長モデルは銀河形成シミュレーションには入っているが (R. Rosker et al. 2014, M. Tremmel et al. 2017)、これまでのシミュレーションでは銀河中心領域の分解能がなく、BH 近

傍の降着プロセスを明らかにすることができていない。そこでマージャープロセスのみを取り出した高分解能計算を行い、マージャーにより銀河中心部に BH+ガス+星 が持ち込まれた時に銀河の BH の成長にそれらがどのように寄与するかについて議論する。

## 2 Models & Methods

N-body SPH コード ASURA を用いて、母銀河 (BH+Stellar System) へ衛星銀河 (BH+Gas+Stellar System) を落とすシミュレーションを行う。母銀河及び、衛星銀河は BH を持つとし (以後これを PBH、SBH と呼ぶ)、マージャープロセスによるブラックホールへの質量降着及び、ブラックホール近傍のガス、星の分布を調べる。

### 2.1 Models

母銀河は BH+Stellar System を持ち、衛星銀河は BH+Gas+Stellar System を持つとする。計算では簡単なモデルとして一様なガス円盤を考え、ガ

ス円盤の半径を  $R = 100\text{pc}$ , 質量を  $10^6 M_\odot$  とし、SPH 粒子の数を  $10^5$  体としている。また、Stellar System は質量  $10^7 M_\odot$ , スケール半径  $100\text{pc}$ , 粒子数  $10^5$  体を考える。BH として Sink 粒子を用い、質量を  $10^5 M_\odot$  とし、Sink 粒子の降着半径は  $1\text{pc}$  としている。

母銀河は  $(0, 0, 0)\text{pc}$  に位置し、衛星銀河は  $(1000, 0, 1000)\text{pc}$  の位置から、速度  $(-1.25, 2.5, -1.25)\text{pc/Myr}$  で落とす。

## 2.2 Methods

計算には N-body SPH コード ASURA(Saitoh, T. R, et. al 2008, 2009) を使用する。

放射冷却関数として、Spaans & Norman(1997) を使用。温度については、 $10 \sim 10^8\text{K}$  までを考慮し、放射冷却に関しては  $10^4\text{K}$  以上の冷却を考慮している。

BH への質量降着として、1. 粒子が降着半径内に存在, 2. BH の重力に束縛, 3. 角運動量が小さいという3つの条件の時に、Sink 粒子へ SPH 粒子、星粒子が降着する。

## 3 Results

### 3.1 Morphology and Mass Accretion to BH

図1, 2 より Single-Merger における Prograde, Retrograde 軌道によるガス円盤及び、Stellar System の形態の変化を見ることができる。また、図3はそれぞれの BH への質量降着率を示しており、質量降着率は軌道等には関係なく大きく上昇することがわかる。

1. *Prograde* — 250Myr 付近で PBH と SBH による BH バイナリの形成が始まり、400Myr 付近で大きな渦巻きの腕のような構造ができる。これに伴い、BH へ大きなガスの降着が起きる。その後、連星 BH が出来上がり、連星 BH の周りにガス球及び、Stellar System が形成する。連星 BH の形成後からガス球の形成の間に大きなガスの降着が再び現れる ( $\sim 600\text{Myr}$ )。

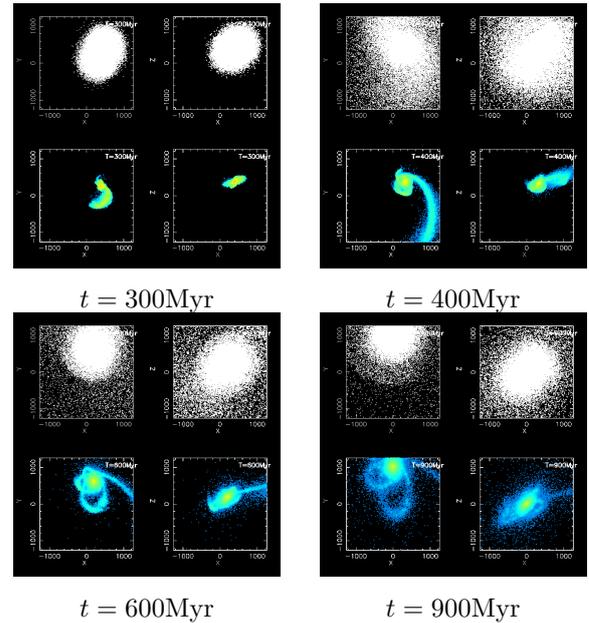


図1: Single - Merger Model の prograde 軌道におけるガス円盤と Stellar System の分布。各図それぞれ左上:  $X - Y$ , 右上:  $X - Z$  平面の星粒子の分布、左下:  $X - Y$ , 右下:  $X - Z$  平面の SPH 粒子の密度分布を示している。

2. *Retrograde* — *Prograde* と同じく 250Myr 付近で連星 BH の形成が始まるが、大きな渦巻きの腕のような構造はできず、BH 周辺でガス円盤の形状が乱されるだけである。その分 *Prograde* に比べ、ガス球の形成に伴う質量降着が長く続く。

## 4 Discussion

### 4.1 Stage of Merger Process

質量降着率及び、銀河の構造に注目したマージャープロセスの段階は4つに分けられる。

#### 1. Stellar System の衝突

マージャープロセス初期では BH、ガス円盤の外層である Stellar System 同士の衝突、散乱が見られるが、これらは BH 及びガス円盤のダイナミクスに大きな

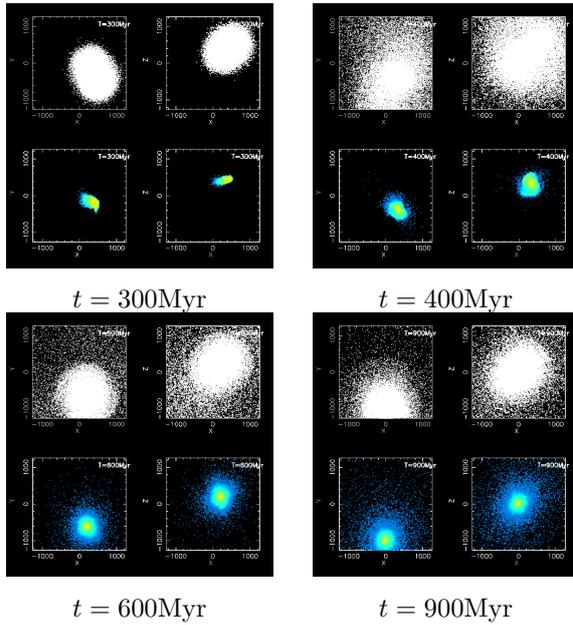


図 2: Single - Merger Model の retrograde 軌道におけるガス円盤と Stellar System の分布。左上:  $X-Y$ , 右上:  $X-Z$  平面の星粒子の分布、左下:  $X-Y$ , 右下:  $X-Z$  平面の SPH 粒子の密度分布。

影響を与えない。

## 2. 銀河中心部の衝突におけるガス円盤及び Stellar System の乱れ

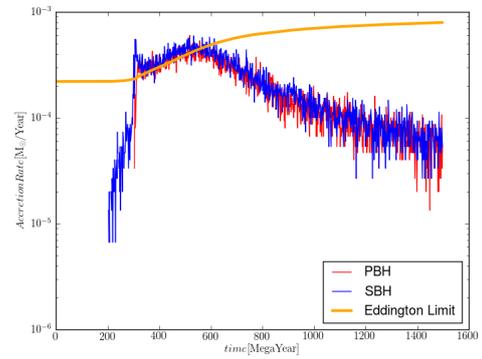
銀河中心部の衝突に伴い、ガス円盤及び、Stellar System の構造が大きく乱れる。

## 3. 連星 BH の形成過程における質量降着率の急激な上昇

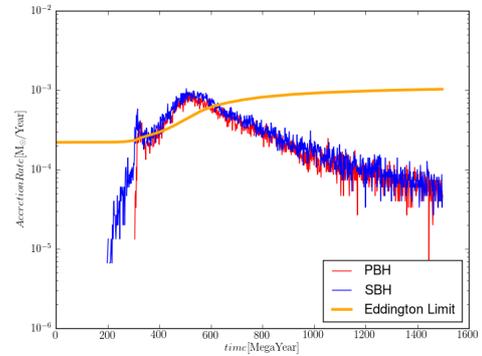
連星 BH の形成過程において、形成が進むと非対称な棒状ポテンシャルが現れる。これにより、ガスが圧縮され高密度な領域ができ、大きな質量降着が起こる。

## 4. ガス球及び Stellar System の再形成

ガス球及び Stellar System の再形成後、銀河は安定し、質量降着は落ち着く。



*Prograde*



*Retrograde*

図 3: それぞれの BH の質量降着率。オレンジの線がエディントン降着限界を示している。

## 4.2 Double Merger

本研究ではマージャーは一度ではなく、複数の場合も考えている。2つの銀河が同時に母銀河に合体する場合、合体するタイミングが異なる場合においても、Single-Merger 同様の4つの段階が見られる(図4)。

## 5 Conclusion

マージャープロセスにおける銀河中心部への影響は大きく4つの段階に分けられ、BH binary 形成過程における質量降着率の大きな上昇が見られた。これら4つの段階は衛星銀河の速度、軌道によらず現

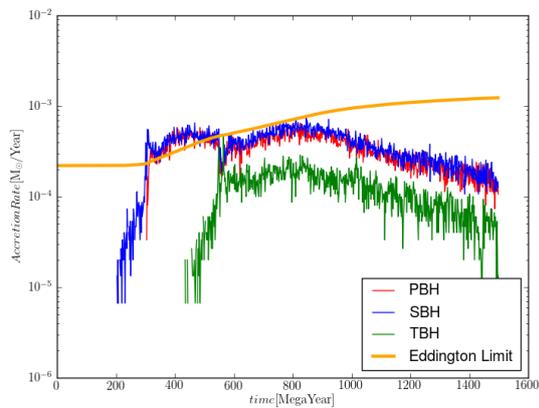


図 4: Double-Merger における各 BH の質量降着率を示している。situryou kouchakuritu

れる。しかし、持ち込まれるガスの質量により BH への質量降着は大きく変化する。

このシミュレーションには BH への質量降着によるフィードバックを入れていない。フィードバックを入れることでガスのダイナミクスや BH への質量降着に影響を及ぼすと考えられる。今後、BH への質量降着によるフィードバックを入れた高分解能マージャシミュレーションを行っていきたいと考えている。

## Reference

- Taniguchi, Y, Wada, K, 1996, ApJ 469, 581
- Saitoh, T. R., Daisaka, H., Kokubo, E., Makino, J., Okamoto, T., Tomosaka, K., Wada, K., & Yoshida, N. 2008, PASJ, 60, 667
- Saitoh, T. R., Daisaka, H., Kokubo, E., Makino, J., Okamoto, T., Tomosaka, K., Wada, K., & Yoshida, N. 2009, PASJ, 61, 481
- C. Ricci, F.E. Bauer, E. Treister, K. Schawinski, G. C. Privon, L. Blecha, P. Arevalo, L. Armus, F. Harrison, L. C. Ho, K. Iwasawa, D. B. Sanders, D. Stern, 2017, PASJ, 000, 1

Rok. Rosker, Lucio. Mayer, Davide. Fiacconi, Stelios. Kazantzidis, Thomas. R. Quinn, James. Wadsley, 2014, RAS, 000, 0

M. Tremmel, M. Karcher, F. Governato, M. Volin-teri, T. T. Quinn, A. Pontzen, L. Anderson, J. Bellovary, 2017, RAS, 000, 1

## 超臨界降着流のスペクトル計算

北木 孝明 (京都大学大学院 理学研究科)

### Abstract

超臨界降着とは、中心天体へのガスの質量降着率がエディントン限界を超える現象である。これは超高光度 X 線源のようなエディントン光度以上の光度を持つコンパクトな天体現象を説明する有力なモデルとなっている。超臨界降着流のスペクトル計算は、Kawashima et al. (2012) によって行われた。しかしこの研究では ULXs が念頭に置かれていたため、中心ブラックホールの質量が十太陽質量に固定された計算しか行われていない。そこで超巨大ブラックホール形成を想定して、ブラックホール質量を変化させたスペクトル計算を行った。その結果、軟 X 線は降着円盤からの寄与であり、円盤温度  $T_{\text{disk}} \propto M_{\text{BH}}^{-1/4}$  を反映したスペクトルとなるが、一方で硬 X 線はブラックホール質量に依存せず、10keV 付近に折れ曲がりをもつことがわかった。特に約 10keV 以上の X 線成分は、光速の約 20% の速度を持つファンネル壁でバルクコンプトンにより形成されることを明らかにした。さらに Wien 分布からの超過成分を確認し、それが光子指数  $\alpha \sim 3$  のべきをもつことを確認した。これは ULX の観測 ( $\alpha = 3.1_{-1.2}^{+0.3}$ ) を再現する (Walton et al. 2015)。

## 1 Introduction

超高光度 X 線源 (Ultra-Luminous X-ray sources, ULXs) と呼ばれる X 線で明るい天体が、多数発見されている。典型的な光度は  $L_X = 10^{39\sim 41}$  [erg/s] であるが、この天体は系外銀河の中心から離れた位置にあるため、AGN(活動銀河核) ではない。また光度は 10 太陽質量のエディントン光度を超えているため、どのような物理過程でこの高光度を実現しているかが問題となっている。これを説明する立場として主に次の 2 つがある。1 つは恒星質量ブラックホール (20 太陽質量程度以下) に超臨界降着が起こっているという立場で、もう 1 つは中間質量ブラックホール (100~1000 太陽質量程度) に亜臨界降着が起こっているという立場である。

超臨界降着とは、中心天体へのガスの質量降着率がエディントン限界を超える現象のことである。超臨界降着円盤は輻射圧優勢の光学的に厚い円盤で、そこからは非常に大量のアウトフローが吹き出すとされており、エディントン光度以上の光度を持つコンパクトな天体現象を説明する有力なモデルとなっている。恒星質量ブラックホールへの超臨界降着のシミュレーションでもアウトフローが生じることがわかっており (Ohsuga et al. 2005)。

超高光度 X 線源以外の超臨界降着候補天体として、

宇宙年齢 0.8 Gyr ( $z \sim 7$ ) の早期宇宙で  $10^9 M_\odot$  を超える質量を持つ超巨大ブラックホールがある (Mortlock et al. 2011)。なぜなら宇宙年齢の間に、種族 III の星からこの大質量天体へと成長するには超臨界降着でなければ間に合わないためである。超臨界降着は宇宙初期においても重要な役割を担う現象であると考えられている。

ポストプロセスでの超臨界降着流の輻射輸送計算は、共同研究者の川島朋尚氏 (国立天文台) によって行われた。川島氏の計算結果は、質量降着率と傾斜角のパラメータを変化させることで、観測された超高光度 X 線源のスペクトルをうまく説明することができ、超高光度 X 線源が超臨界降着流を起こしていることを支持する結果となった (Kawashima et al. 2012)。

しかし川島氏の計算では超高光度 X 線源のスペクトル計算が念頭に置かれていたため、中心ブラックホールの質量が十太陽質量に固定された計算しか行われていない。そこで今回は超巨大ブラックホール形成を想定して、ブラックホール質量を変化させたスペクトル計算を行った。さらに近年、観測によって明らかにされた ULX の硬 X 線の寡成分を説明するため、先行研究より光子数を多く飛ばしその振る舞いを調べた。

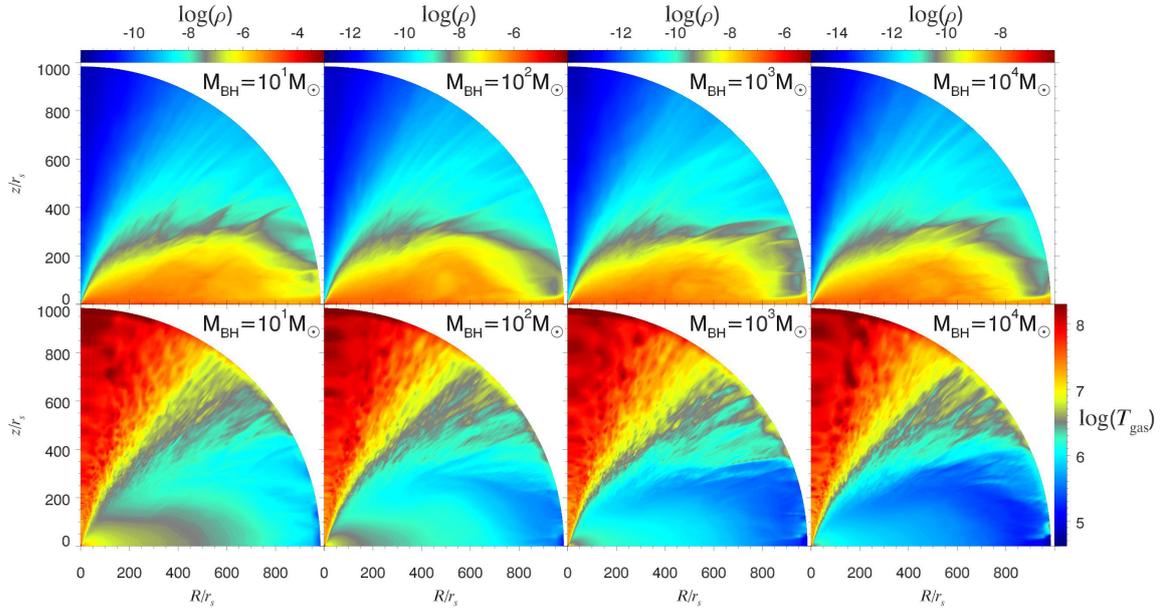


図 1: 上段:ガス密度、カラーバーは  $M_{\text{BH}}$  に逆比例するように調整した。下段:ガス温度、カラーバーは同じ範囲を表すように調整した。

## 2 Methods

共同研究者である大須賀健氏 (国立天文台) と川島朋尚氏 (国立天文台) が開発した 2 次元輻射流体計算コード (Kawashima et al.2009 で利用されたコード) と、3 次元輻射輸送コード (Kawashima et al.2012 で利用されたコード) を用いる。これらのコードにはコンプトン効果が考慮されているという重要な点がある。特に 3 次元輻射輸送コードでは近似なしで厳密にコンプトン効果を考慮しており、この効果が超臨界降着のスペクトルに関して重大な影響を与えていることがわかっている (Kawashima et al. 2012)。

まずプリプロセスとして、2 次元輻射流体計算コードを利用してブラックホールへの超臨界降着流における温度場、密度場などを求める。このプログラムでは、流体の従う偏微分方程式と輻射場の従う偏微分方程式を直接解くことで系の発展を追っている。今回は  $M_{\text{BH}} = 10^1, 10^2, 10^3, 10^4 M_{\odot}$  の 4 通りのモデル計算を行った。流体計算では擬ニュートンポテンシャルを用いることで一般相対論効果を近似的に取り入れ、 $\alpha = 0.1$  の  $\alpha$  粘性を考慮している (Shakura & Sunyaev 1973)。輻射は FLD 近似を用いてモーメント方程式を解いており、コンプトン効果も入って

いる。

次にポストプロセスとして、3 次元輻射輸送コードを利用して超臨界降着流の連続光スペクトルを計算する。このプログラムでは、2 次元輻射流体計算コードの計算結果を入力データとして読み込み、モンテカルロ法を利用して光子の放射、吸収、散乱を含んだ輻射輸送を解くことでスペクトルを求める。

## 3 Results, Discussion

図 1 は 2 次元輻射流体計算の結果を時間平均したものである。この計算から以下のことがわかった。

- 超臨界降着流は光学的に厚い  $\sim 10^7 \text{K}$  の降着円盤と、光学的に薄い  $\sim 10^8 \text{K}$  のファンネルからなる。
- ガス密度は  $\rho \propto M_{\text{BH}}^{-1}$  に従う。これは連続の式から説明できる。
- ファンネルの温度はブラックホール質量に依存しない。これはコンプトン冷却と輻射粘性加熱の釣り合いで説明できる。

- 降着円盤の温度は  $T_{\text{disk}} \propto M_{\text{BH}}^{-1/4}$  に従う。さらに円盤表面での動径方向の温度依存性は  $T_{\text{disk}}(\theta = 45^\circ) \propto r^{-1/2}$  であり、これらの依存性は slim disk のものと一致する (Kato et al. 2008)。
- ブラックホール近傍 ( $r \sim 3r_s, \theta \sim 45^\circ$ ) で衝撃波加熱による高温領域 ( $\sim 10^9\text{K}$ ) が存在する。この場所での温度はブラックホール質量に依存しない。

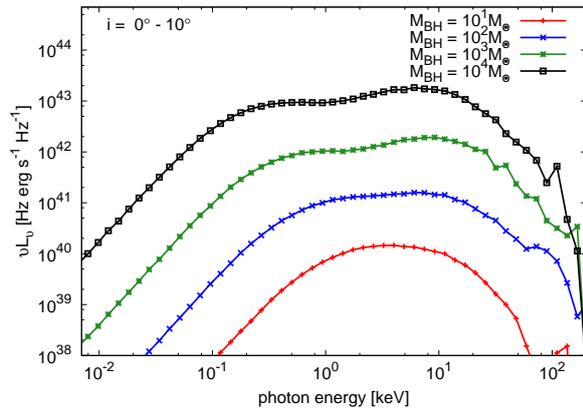


図 2:

次に 2 次元輻射流体の計算結果を用いて 3 次元輻射輸送計算を行い、スペクトルを求めた (図 2)。この計算から以下のことがわかった。

- スペクトル全体として、ブラックホール質量に比例して明るくなる ( $\nu L_\nu \propto L_{\text{Edd}} \propto M_{\text{BH}}$ )。
- 軟 X 線は降着円盤からの寄与であり、円盤温度  $T_{\text{disk}} \propto M_{\text{BH}}^{-1/4}$  を反映したスペクトルとなる。
- 硬 X 線はブラックホール質量に依存せず、10keV 付近に折れ曲がりをもつ。
- 10keV 以上の硬 X 線は以下の経路を辿った光子で形成されることがわかった (図 3)。; 降着円盤内で発生した 1keV 程度の光子が、多重散乱しながら加熱領域へ侵入し、一時的に 100keV 近くのエネルギーを持つ。そしてファンネル壁において、やや低温 ( $T \sim 2\text{keV}, v \sim 0.2c$ ) の電子でバルクコンプトン散乱され、超過硬 X 線スペクトルを形成することがわかった。

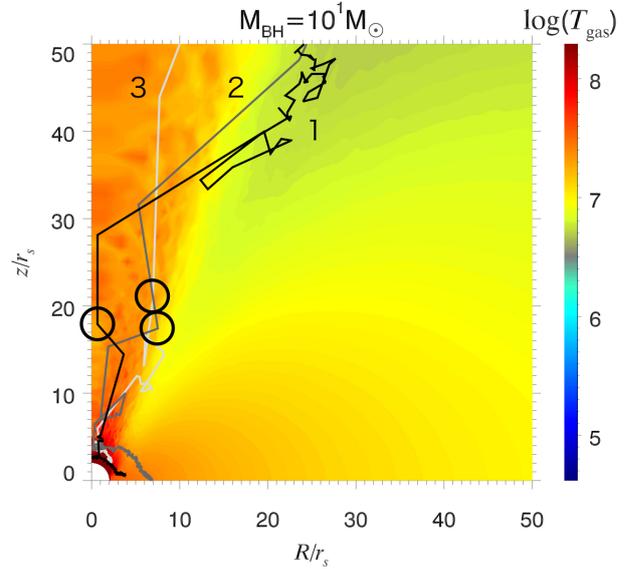


図 3: 観測されるスペクトルで 10keV 以上のエネルギーを持つ光子の軌道 (index 1,2,3)。黒丸のところで観測方向 (face-on) へ飛び抜ける。背景のカラーコントラはガス温度。

- 硬 X 線 (10keV 以上) に Wien 分布からの超過成分を確認し、それが光子指数  $\alpha \sim 3$  のべきをもつことがわかった。これは ULX の観測 ( $\alpha = 3.1^{+0.3}_{-1.2}$ ) を再現する (Walton et al. 2015)。こうして謎であった Wien 分布からの超過成分を説明することに成功した。

## Acknowledgement

Numerical computations were mainly carried out on Cray XC30 at Center for Computational Astrophysics, National Astronomical Observatory of Japan.

## Reference

- Kato, S., Fukue, J., Mineshige, S., 2008, Black-Hole Accretion disks – Towards a New Paradigm (Kyoto: Kyoto University Press)
- Kawashima, T., Ohsuga, K., Mineshige, S., et al. 2009, PASJ, 61, 769

2017 年度 第 47 回 天文・天体物理若手夏の学校

Kawashima, T., Ohsuga, K., Mineshige, S., et al. 2012, ApJ, 752, 18-29

Makishima, K., Kubota, A., Mizuno, T., et al. 2000, ApJ, 535, 632

Mortlock D. J., et al., 2011, Nature, 474, 616

Narayan, R., Sądowski, A., Soria R., 2017, MNRAS, (arXiv:1702.01158)

Ohsuga, K., Mori, M., Nakamoto, T., & Mineshige, S. 2005, ApJ, 628, 368

Pozdnyakov, L. A., Sobol, I. M., & Siunjaev, R. A. 1983, Astrophys. Space Phys. Res., 2, 189

Rybicki G. B., Lightman A. P., 1986, Radiative Processes in Astrophysics

Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337

Walton, D. J., Middleton, M. J., Rana, V., et al. 2015, ApJ, 806, 65

# 広エネルギー帯域観測から探る 大マゼラン星雲の典型的ブラックホールの回転

村上 爽太 (埼玉大学大学院 理工学研究科 田代・寺田研究室)

## Abstract

ブラックホールのまわりにはガスや塵などが回転しながら形成した降着円盤があり、そこからブラックホールへ物質が落ち込む際に X 線が放射される。大マゼラン星雲に存在する典型的なブラックホール LMC X-3 に関する先行研究 (James et al. 2014) では、X 線観測からその角運動量を表すパラメータの値が 0.25 程度であると述べている。そこで本研究では、軟 X 線を観測できる XMM-Newton 衛星及び硬 X 線を観測できる NuSTAR 衛星を用いてスペクトル解析を行った。まず降着円盤からの多温度黒体放射を表す diskbb モデルを用いてスペクトルフィットを行い、得られた広帯域スペクトルはブラックホールが回転していない場合の理論値よりも小さい内縁半径を要求することを明らかにした。次に回転しているブラックホールまわりの多温度黒体放射を表す kerrbb モデルを用いてスペクトルフィットを行い、ブラックホールの角運動量を表すパラメータの値を求めた。そのうち質量降着率の値に近い 5 回の観測データを同時フィットすることによって、角運動量パラメータとして  $0.70_{-0.05}^{+0.01}$  という値を得た。

## 1 イントロダクション

銀河系内ブラックホールは、 $30M_{\odot}$  以上の質量をもった大質量星が重力崩壊型超新星爆発を起こし、外層を吹き飛ばして質量を失った後に残る天体である。ブラックホールは非常に強い重力場をもっており、周辺のガスや塵などがそのまわりを回転しながら円盤状になった降着円盤を形成する。ガスはブラックホールの中心に近づくほど速度が上昇するため、円盤内のガスには速度差が生じる。これによってガスどうしに摩擦が生じ、ガスのもつ重力エネルギーが熱エネルギーへ変換され、X 線では標準降着円盤からの多温度黒体放射が観測される。X 線で計測される黒体の最高温度とフラックスから、ガスがブラックホールのまわりを安定的に Kepler 運動できる最も内側の半径、即ち内縁半径 ( $R_{in}$ ) が推定できる。

ブラックホールの重力場はいかなる光も外へ抜け出すことのできない領域を形成する。その領域を示す真空解として知られる Schwarzschild 半径 ( $R_S$ ) は次の式で表される。

$$R_S = \frac{2GM}{c^2} = 2.9 \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right) \text{ [km]}$$

ブラックホールが回転していない場合、内縁半径 ( $R_{in}$ )

は、

$$R_{in} = 3R_S$$

であることが知られている。一方、ブラックホールが回転している場合、その近傍では空間も回転しており、これと同じ方向に回転するガスは遠方の観測者から見るよりも速度が実質的に小さくなる。これによりガスはさらに内側まで接近できるため、内縁半径が小さく高温になり、最も極端な場合で  $R_{in} > 0.5R_S$  まで近づくことされる。James et al. (2014) では LMC X-3 が low spin ブラックホールであると述べているが、本研究では 2 衛星を用いることで James et al. (2014) よりも広いエネルギー帯域に対する X 線スペクトルを解析し、その角運動量を求めることを目的とした。

## 2 観測

### 2.1 対象天体

今回解析の対象とした天体は LMC X-3 である。これは大マゼラン星雲に存在する、通常の恒星とブラックホールからなる X 線連星である。質量は  $10M_{\odot}$ 、距

離は 48.1 kpc、降着円盤の傾きは  $67^\circ$  である (James et al. 2010)。

## 2.2 観測衛星

用いた観測衛星は、XMM-Newton 衛星及び NuSTAR 衛星である。XMM-Newton 衛星には European Photon Imaging Camera (EPIC) とよばれる 0.2–12 keV の軟 X 線を観測できる CCD カメラが搭載されており、そのうち 2 台が表面照射型 CCD (MOS; Metal Oxide Semi-conductor)、残り 1 台が裏面照射型 CCD (PN) となっている。一方 NuSTAR 衛星には 2 つの CdZnTe 半導体検出器 (FPMA & FPMB) が搭載されており、常温で 3–79 keV の硬 X 線を分光・撮像することができる。これら 2 つの衛星による観測データを併用することで、軟 X 線から硬 X 線までの広いエネルギー帯域に対する解析が可能となる。

## 2.3 観測データ

解析に用いたデータは、XMM-Newton 衛星及び NuSTAR 衛星が LMC X-3 を表 1 の日時において観測したものである。

表 1: 用いたデータ

| 観測衛星       | obsID       | 日時         | 観測時間 [s] |
|------------|-------------|------------|----------|
| XMM-Newton | 0116900501  | 2000-02-07 | 15,398   |
|            | 0118900401  | 2000-02-28 | 29,965   |
|            | 0120300201  | 2000-03-08 | 7,952    |
|            | 0120300301  | 2000-03-08 | 10,395   |
|            | 0123310101  | 2000-04-19 | 62,062   |
|            | 0126500101  | 2000-06-09 | 52,265   |
|            | 0126500201  | 2000-06-09 | 25,710   |
| NuSTAR     | 30101052002 | 2015-12-29 | 54,280   |

## 3 データ解析

XMM-Newton 衛星による観測データは Science Analysis System (SAS) version 15.0.0、NuSTAR 衛星による観測データは NuSTAR Data Analysis Software (NuSTARDAS) version 1.5.1 を用いて解析した。またスペクトル解析には XSPEC version 12.9.0 を用いた。

## 3.1 スクリーニング

XMM-Newton 衛星による観測データでは、トリガーされた good event を選択した上で 0.5–10 keV のエネルギー範囲を採用した。hot pixel などの除去も行った。

NuSTAR 衛星による観測データでは、まず南大西洋磁気異常帯 (SAA) の通過を考慮し、Good Time Interval が表 1 の観測時間から 29,727 s になった。次に hot pixel などを除去し、加えて dead time の補正を行った。dead time は 8.6% だった。

その後、天体画像に対応する「ソース領域」とその周辺の「バックグラウンド領域」のそれぞれからスペクトルを抽出した。XMM-Newton 衛星による観測データでは、パイルアップを 8% 以下まで下げるために表 2 のような円環領域を積分領域として指定した。一方 NuSTAR 衛星による観測データでは、パイルアップに悩まされないことから半径 2.5 arcmin の円領域を積分領域として指定した。

表 2: XMM-Newton 衛星による観測データにおける積分領域の内径及び外径

| obsID      | 内径 [arcsec] | 外径 [arcsec] |
|------------|-------------|-------------|
| 0116900501 | 15          | 60          |
| 0118900401 | 10          | 45          |
| 0120300201 | 18          | 90          |
| 0120300301 | 15          | 60          |
| 0123310101 | 4.5         | 45          |
| 0126500101 | 15          | 60          |
| 0126500201 | 4.5         | 45          |

## 3.2 スペクトル解析

抽出したスペクトルに対して、XSPEC で用意されている以下のモデルを用いてスペクトルフィットを行った。

- phabs: 星間物質から受ける光電吸収のモデル
- powerlaw: 非熱的な放射を表す冪関数モデル
- diskbb: 降着円盤での多温度黒体放射を表すモデル (Mitsuda et al. 1984; Makishima et al. 1986)
- kerrbb: 回転しているブラックホールまわりでの多温度黒体放射を表すモデル (Li et al. 2005)

kerrbb モデルで登場するパラメータ  $a$  はブラックホールの角運動量を表す。 $G = c = 1$  ( $G$  は万有引力定数、 $c$  は光速) のもとで  $a = L/M$  ( $L$  は質量  $M$  のブラックホールの角運動量) と定義され、 $-1 \leq a < 1$  の値をとる。 $a = 0$  であればブラックホールは回転しておらず、 $|a| \sim 1$  であれば光速に近い速さで回転していることを示す。 $\dot{M}$  は降着円盤への質量降着率、 $h$  は天体の実際の温度の有効温度に対する比を表すパラメータであり、 $10M_{\odot}$  程度の恒星質量ブラックホールでは  $h \sim 1.5\text{--}1.9$  と考えられている (Shimura & Takahara 1995)。

### 3.2.1 回転していないブラックホールの降着円盤モデルでのフィッティング

各データから抽出したスペクトルに対して phabs(powerlaw+diskbb) でフィットしたところ、各パラメータの値が表 3 のように求まった。 $\Gamma$  は光子指数、 $T_{\text{in}}$  は内縁半径の位置における温度 (内縁温度) である。なお水素柱密度  $n_{\text{H}}$  は銀河系での吸収を計算した値である  $4.32 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  に固定した。 $\chi^2/d.o.f.$  の値よりデータは仮定したモデルでよく表されるといえる。

表 3 の diskbb *norm* より、内縁半径  $R_{\text{in}}$  は図 1 のように求まった。ここで天体までの距離及び降着円盤の傾きは 2.1 節で述べた値 (James et al. 2010) を用いた。図 1 を見ると  $T_{\text{in}} > 0.5 \text{ keV}$  以上の 5 観測はどれも  $R_{\text{in}} \sim 40 \text{ km}$  に揃っており、標準降着円盤の物理描像によく合う。しかし 3 つのデータ (obsID 0123310101, 0126500101, 0126500201) については内縁半径が全く異なる値となっており、これらは他のデータと比べて内縁温度  $T_{\text{in}}$  が低く、標準降着円盤が形成されるほどのガス降着が生じていない暗い時期であるためかもしれない。

### 3.2.2 回転しているブラックホールの降着円盤モデルでのフィッティング

前節のスペクトルフィットから得られた内縁半径はブラックホールの質量から推定される値と比較すると小さく、LMC X-3 は回転しているブラックホールであると考えられる。そこで前節の diskbb モデルの

代わりに、ブラックホールの角運動量を算出できる kerrbb モデルを採用してデータをフィットしたところ、各パラメータの値が表 4 のように求まった。なお水素柱密度  $n_{\text{H}}$  は銀河系での吸収を計算した値である  $4.32 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  に固定した。また降着円盤の傾き  $i$ 、天体の質量  $M_{\text{BH}}$ 、天体までの距離  $D_{\text{BH}}$  の値はいずれも 2.1 節で述べた値 (James et al. 2010) とし、kerrbb *norm* の値は 1 に固定した。自己照射 (self-irradiation) の効果を含めるか否かを定める  $r_{\text{flag}}$  及び円盤からの放射に対する周辺減光 (limb-darkening) の効果を含めるか否かを定める  $l_{\text{flag}}$  についてはいずれも効果を含める判定を与える値である 1 とした。さらに内縁半径の位置でのトルクによって生じる放射エネルギーの質量降着によって生じる放射エネルギーに対する比を表す  $\eta$  の値は 0 に固定し、 $h$  は最小値 1.5、最大値 1.9、刻み幅 0.01 としてフィットした。

表 3 の内縁温度  $T_{\text{in}}$  と表 4 の角運動量パラメータ  $a$  の関係を図 2 に示す。図 2 を見ると、 $a$  は 5 つのデータについては値が 0.6 前後に求まっているが、それ以外では全く異なる値となっている。しかしブラックホールの回転を表す角運動量パラメータが観測時期によって異なっているはずはない。そこで phabs(powerlaw+kerrbb) での同時フィットを行うことにより角運動量パラメータの値を 1 つに定めることとした。ただし 3 つのデータ (obs ID 0123310101, 0126500101, 0126500201) については、質量降着率が他のデータと比べて小さいことから soft-hard 状態間の intermediate 状態にある可能性があり、標準降着円盤を前提とする kerrbb モデルが妥当であると推認できないため、同時フィットの対象から除外した。残り 5 つのデータに対する同時フィットの結果が図 3 であり、これより  $a$  の値は  $0.70^{+0.01}_{-0.05}$  と求まった。このとき  $\chi^2/d.o.f. = 1.21$  であった。

表 3: phabs(powerlaw+diskbb) でのフィットによって得られたベストフィットの値

| obsID       | powerlaw $\Gamma$      | diskbb $T_{\text{in}}$ [keV] | diskbb <i>norm</i>              | $\chi^2/d.o.f.$ |
|-------------|------------------------|------------------------------|---------------------------------|-----------------|
| 0116900501  | $2.22^{+0.10}_{-0.09}$ | $0.87^{+0.02}_{-0.02}$       | $27.8^{+2.7}_{-2.4}$            | 1.15            |
| 0118900401  | $2.32^{+0.07}_{-0.08}$ | $0.59^{+0.03}_{-0.02}$       | $29.0^{+7.1}_{-5.9}$            | 1.01            |
| 0120300201  | $2.34^{+0.10}_{-0.10}$ | $0.80^{+0.02}_{-0.02}$       | $25.2^{+3.4}_{-2.9}$            | 1.04            |
| 0120300301  | $2.24^{+0.08}_{-0.08}$ | $0.76^{+0.02}_{-0.02}$       | $33.4^{+3.8}_{-3.3}$            | 1.06            |
| 0123310101  | $1.66^{+0.09}_{-0.11}$ | $0.24^{+0.07}_{-0.08}$       | $4.4^{+32.3}_{-3.0}$            | 0.93            |
| 0126500101  | $1.84^{+0.06}_{-0.07}$ | $0.31^{+0.01}_{-0.01}$       | $2.4^{+0.3}_{-0.3} \times 10^2$ | 1.04            |
| 0126500201  | $1.94^{+0.02}_{-0.02}$ | $0.250^{+0.004}_{-0.005}$    | $5.9^{+0.5}_{-0.4} \times 10^2$ | 1.18            |
| 30101052002 | $2.24^{+0.15}_{-0.15}$ | $1.159^{+0.004}_{-0.004}$    | $24.5^{+0.4}_{-0.4}$            | 0.94            |

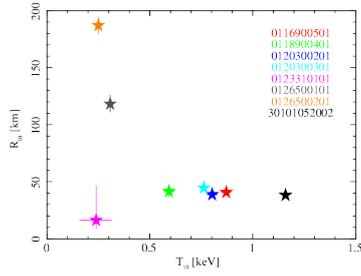


図 1: 内縁温度と内縁半径の関係

表 4: phabs(powerlaw+kerrbb) でのフィットによって得られたベストフィットの値

| obsID       | powerlaw $\Gamma$      | kerrbb $a$                | kerrbb $\dot{M}$ [g/s]                | kerrbb $h$ | $\chi^2/d.o.f.$ |
|-------------|------------------------|---------------------------|---------------------------------------|------------|-----------------|
| 0116900501  | $2.21^{+0.15}_{-0.22}$ | $0.44^{+0.24}_{-0.04}$    | $2.0^{+0.1}_{-0.8} \times 10^{18}$    | 1.87       | 1.14            |
| 0118900401  | $2.24^{+0.09}_{-0.10}$ | $0.65^{+0.06}_{-0.39}$    | $3.6^{+2.5}_{-0.5} \times 10^{17}$    | 1.55       | 1.01            |
| 0120300201  | $2.27^{+0.12}_{-0.14}$ | $0.77^{+0.03}_{-0.53}$    | $8.1^{+5.8}_{-0.6} \times 10^{17}$    | 1.50       | 1.03            |
| 0120300301  | $2.15^{+0.13}_{-0.12}$ | $0.69^{+0.03}_{-0.43}$    | $1.04^{+0.79}_{-0.08} \times 10^{18}$ | 1.50       | 1.05            |
| 0123310101  | $1.66^{+0.09}_{-0.11}$ | $0.90^{+0.53}_{-0.04}$    | $7.6^{+305.1}_{-5.0} \times 10^{14}$  | 1.90       | 0.94            |
| 0126500101  | $1.81^{+0.06}_{-0.07}$ | $-0.99^{+0.53}_{-0.004}$  | $5.7^{+0.2}_{-1.1} \times 10^{17}$    | 1.61       | 1.04            |
| 0126500201  | $1.83^{+0.02}_{-0.02}$ | $-1.00^{+0.004}_{-0.006}$ | $6.0^{+0.1}_{-0.1} \times 10^{17}$    | 1.50       | 1.31            |
| 30101052002 | $1.74^{+0.14}_{-0.18}$ | $0.599^{+0.006}_{-0.060}$ | $4.57^{+0.06}_{-0.04} \times 10^{18}$ | 1.67       | 0.99            |

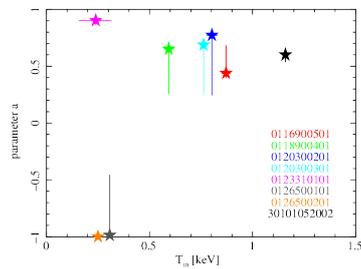


図 2: 内縁温度と角運動量パラメータの関係

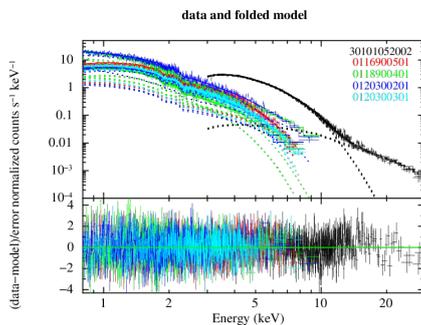


図 3: phabs(powerlaw+kerrbb) で 5 つのデータを同時フィットした結果

## 4 議論

図 1 を見ると内縁半径は 40 km 前後のものが多い。ブラックホールの質量を James et al. (2014) と同様に  $5\text{--}11M_{\odot}$  とした場合、 $R_S = 14.5\text{--}31.9$  km であるから  $R_{in}/R_S < 40/14.5 \doteq 2.8 < 3$  となり、回転していないブラックホールと比べて内縁半径が小さく求まっているという点で James et al. (2014) と誤差の範囲で一致する。これはブラックホールが回転していることの表れといえる。ただし 3 つのデータ (obsID 0123310101, 0126500101, 0126500201) については内縁半径が全く異なる値で求まっている。

またそれら 3 つのデータについては観測された flux が低く質量降着率が小さいことが分かる。加えて図 1 や図 2 から分かるように内縁温度が低い。これらは全て、降着率が小さいため降着円盤が安定最内縁半径まで発達しておらず、内縁温度が低くなっていると考えられる。

本研究では角運動量パラメータの値が最終的に  $0.70^{+0.01}_{-0.05}$  と求まり、ブラックホール LMC X-3 の角運動量は James et al. (2014) の約 2.8 倍の値で得られた。ただし 14 年以上にわたる数百個のデータを用いた James et al. (2014) と比べてデータ数が少なく、今後モデルを比較したり統計的な信頼度を高めたりする必要がある。またブラックホールの質量に幅をもたせてスペクトルフィットし角運動量を求めることで、James et al. (2014) で示された角運動量と誤差の範囲で一致するか検証を行っていききたい。

## Reference

James, F.S., et al. 2014, ApJL 793, 29  
 James, F.S., et al. 2010, ApJL 718, 117  
 Li-Xin, L., et al. 2005, ApJS 157, 335  
 Shimura, T. & Takahara, F. 1995, ApJ 445, 780  
 Makashima, K., et al. 1986, ApJ 308, 635  
 Mitsuda, K., et al. 1984, PASJ 36, 741  
 Malcolm S. Longair 2011, High Energy Astrophysics  
 小山勝二, 嶺重慎 2007, シリーズ現代の天文学 8 ブラックホールと高エネルギー現象

# X 線衛星「すざく」を用いたガンマ線連星 LS 5039 の X 線周期探索

松元 崇弘 (東京大学大学院理学系研究科)

## Abstract

ガンマ線連星とは TeV 帯域にまでおよぶ超高エネルギーガンマ線や X 線を放射している、大質量星と高密度のコンパクト天体の連星系である。全天で 6 天体しかなく、そのうち 5 天体ではコンパクト天体の正体が分かっておらず、ブラックホール (BH) か中性子星 (NS) か論争が続いていて、TeV 電子の加速の起源も 2 者で異なるため、その区別は重要である。我々は、X 線衛星「すざく」がその連星周期 3.9 日分の連続観測を行ったガンマ線連星 LS 5039 のデータに着目し、中性子星の自転の兆候を探るために  $Z_m^2$  テストという手法を適用した。その結果、8.96 sec 付近に自転周期の兆候を発見した。これは NS に特徴的な自転周期であり、コンパクト天体が NS である可能性が浮上した。また、連星運動によりパルスの到着時間が変調されるので、過去の可視光観測による光学主星の軌道情報をもとにその補正を含めて解析を行ったところ、より有意な自転周期の候補を検出した。コンパクト星の軌道長半径と可視光で観測された光学主星のそれとの比較から、コンパクト星の質量は  $1.8 \pm 0.2 M_\odot$  と推定でき、中性子星の質量と無矛盾である

## 1 Introduction

ガンマ線連星は全天でたった 6 つしか見つからない稀有な天体である。大質量星の周りを伴星として高密度のコンパクト天体が公転していて、TeV 帯域にまでおよぶ超高エネルギーガンマ線や X 線を放射している。伴星の公転に同期して幅広い帯域で放射強度が変動するため、公転による周辺環境の周期的な変化と非熱的放射の比較が容易で、高エネルギー放射機構を多角的に観察することができるが、実は TeV まで至るその粒子加速の仕組みは解明されたいとは言えない。

粒子加速の起源は、伴星が BH の場合と NS の場合の 2 つのシナリオが考えられている。前者では BH の降着円盤から吹き出す相対論的ジェットが作る衝撃波から、後者では NS からのパルサー風と大質量星からの星風がぶつかってできる衝撃波からガンマ線が発生する。ガンマ線連星の放射機構について理解を深めるには、伴星のコンパクト天体の正体を見極めることが必須である。ガンマ線連星の中で、PSR B1509-58 だけは、パルサーであることからコンパクト天体の正体が NS だとわかっている (Seward et al. 1982) が、他の 5 つについてはブラックホール (BH) が中性子星 (NS) か論争が続いている。

自転に伴う周期的パルス放射が観測できれば、NS

である。そこで、NS と BH を区別するには、放射の周期的パルスの有無を調べるのが良い。

我々は、上記 5 例の正体未知なガンマ線連星のうち、最も短い連星周期 (3.9 日) を持っている、宇宙 X 線観測衛星「すざく」により一公転周期を越える連続観測がなされた LS5039 に着目した。「すざく」搭載の硬 X 線検出器 HXD は、高い時間分解能を持ち、硬 X 線帯域としては高い感度を誇る。そこで、2007 年 9 月 9 日から 15 日まで、約 6 日間にわたり取得された「すざく」公開データ (ID: 402015010) を用いた。データ解析は硬 X 線検出器 (HXD) の S/N 比が大きい 10 - 30 keV のイベントに対して実施した。

## 2 Results

### 2.1 $Z_m^2$ テストによるパルスサーチ

周期探索を行うために  $Z_m^2$  テストという手法を用いた (de Jager et al. 1989)。

$$Z_m^2 = \frac{2}{n} \sum_{j=1}^m \left\{ \left[ \sum_{k=1}^n \cos(j\phi_k) \right]^2 + \left[ \sum_{k=1}^n \sin(j\phi_k) \right]^2 \right\} \quad (1)$$

これはイベント到来時刻をパルス周期で割って位相  $\phi_k$  に変換し、その偏り  $Z_m^2$  が最大になる周期を探す

手法であり、離散フーリエ変換を  $m$  次の係数までの和で近似したものに相当する。時刻をそのまま扱うので観測衛星の公転に伴う地没などのデータ欠損の影響を受けにくく、一般的に用いられる高速フーリエ変換FFTよりも高周波ノイズを拾いにくいという利点がある。もし仮に周期性がない場合、 $Z_m^2$  の値は自由度 2 の  $\chi^2$  分布に従い、平均が  $2m$  になる。全観測について  $Z_1^2$  テストを 2 ~ 12 sec、時間分解能  $10^{-6}$  sec で行い、図1の結果を得た。周期 8.96316 sec で周期的なパルスの兆候が得られ、その有意水準は ~ 1% である。

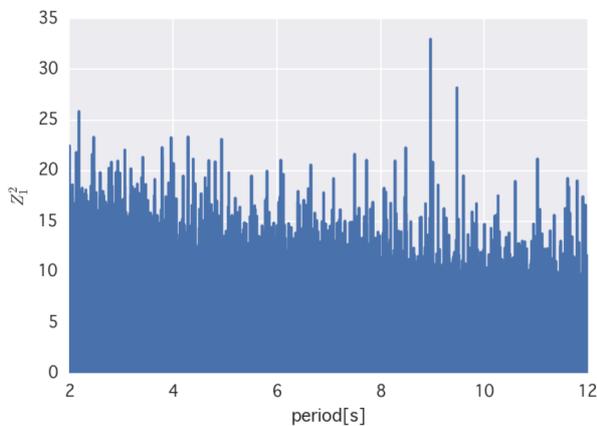


図 1:  $Z_1^2$  テストの結果。8.96316 s に最大のピークがある。

## 2.2 連星軌道補正をかけたパルスサーチ

9 秒程度の自転周期の兆候は見つかったものの、実際には、連星運動のために数十秒ほどパルスの到着が進み遅れるため、その補正をしないと正確な評価はできない。LS 5039 の連星軌道は Casares ら (2008) の可視光観測によっておおよそ得られている。文献値を用いて、対応するコンパクト天体の軌道を推定してその補正を行い、有意な周期的パルスの探索を行った。

まず、 $\Delta t_{\max}$  と周期の二変数を振ったときの周期的パルスを探したところ、 $\Delta t_{\max} \sim 52.5$  sec、自転周期 8.959 sec に有意なパルス周期の候補が見つかった。次に、連星の軌道パラメーターの文献値にも誤差が存在するので、その範囲でも周期的パルスの探

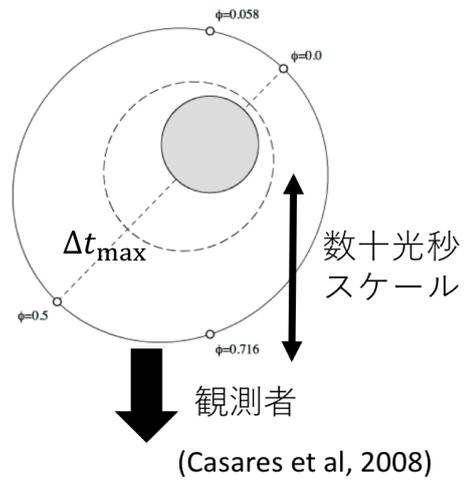


図 2: 連星軌道の模式図

表 1: 用いるパラメーター

| パラメーター                     | 値                         | 決定方法    |
|----------------------------|---------------------------|---------|
| 近点引数 $\omega$              | $225.8 \pm 3.3^\circ$     | 文献値     |
| 離心率 $e$                    | $0.35 \pm 0.04$           |         |
| 連星軌道周期<br>$P_{\text{orb}}$ | $3.90603 \pm 0.00017$ day |         |
| 初期位相 $u_0$                 | $0.26 \pm 0.25$ rad       | 文献値から計算 |
| 補正の振幅<br>$\Delta t_{\max}$ | 不明                        |         |

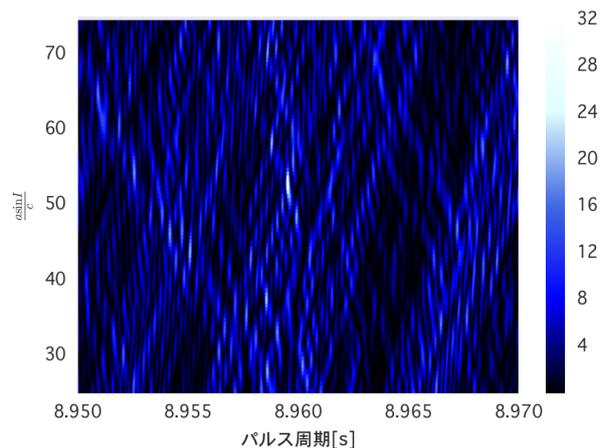


図 3:  $\Delta t_{\max}$  を動かした  $Z_1^2$  テストの結果

索を行った。図3の  $\Delta t_{max}$  の周りで  $\omega, e, u_0, \Delta t_{max}$  とパルス周期の五次元空間を逐次変えながら、 $Z_1^2$  を導出した。近点引数  $\omega$  と、軌道長半径と傾斜角で決まるパルスの到来時刻変調の時間幅  $\Delta t_{max}$  の空間に、 $Z_1^2$  の最大値をその他のパラメータに対して射影したのが、図4である。同様の射影を、軌道初期位相  $u_0$  と離心率  $e$  に対してプロットしたのが図5である。我々が探索したパラメータ空間においては、 $Z_1^2$  のピークが2つあり、いずれも可視光観測から求めた軌道パラメータの誤差値の範囲内にピークを持つように見える。文献値パラメータに近い方を青、遠いが  $Z_1^2$  の値がより大きい方を赤で示した。

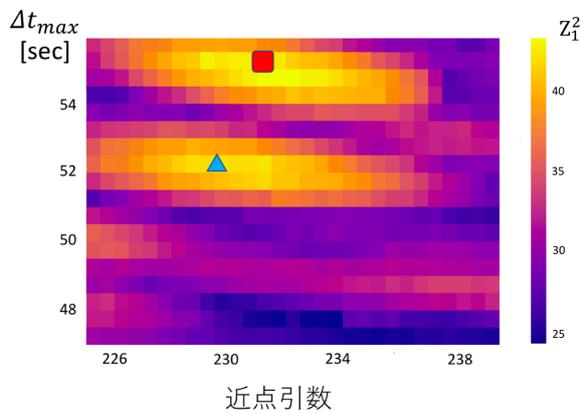


図4: パラメータを四つ動かした  $Z_1^2$  テスト ( $\omega, \Delta t_{max}$  プロット)

この補正をかけた時の畳み込みライトカーブは二つの候補となる軌道パラメータに対して、図6、図7のように与えられる。現時点ではカウントレートにバックグラウンドを含んでいるためパルスの強さは議論しない。得られたパルスプロファイルは、サイン波的な形状をしており、青い点におけるその方がやや鋭いピークを持つように見える。詳細な解析は、今後の課題である。

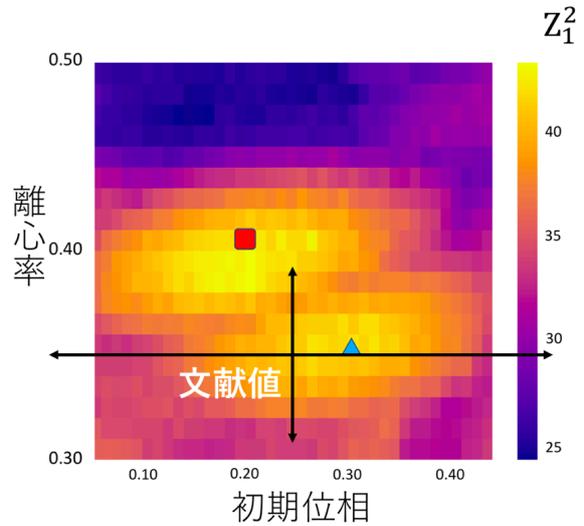


図5: パラメータを四つ動かした  $Z_1^2$  テスト ( $u_0, e$  プロット)

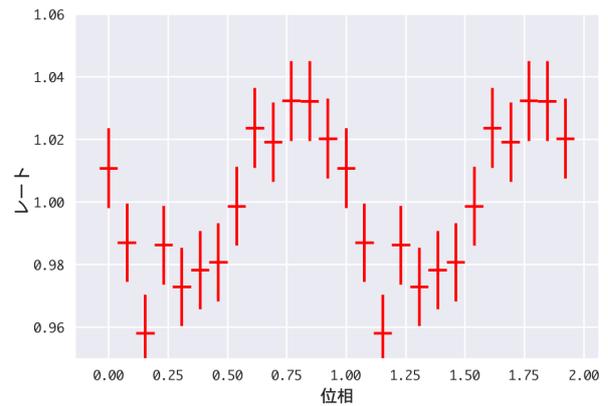


図6: 赤のピークの畳み込みライトカーブ

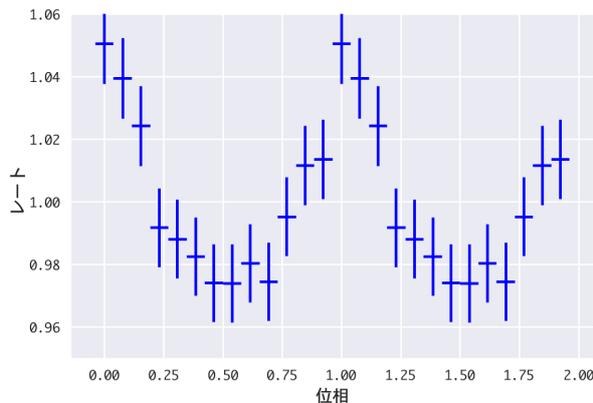


図 7: 青のピークの畳み込みライトカーブ

### 3 Discussion

ガンマ線連星 LS 5039 の「すぎく」HXD データから、8.96 sec 付近に有意な周期的パルスの候補を発見した。可視光観測を参考に、軌道補正をかけたところ、コンパクト星の時間振幅は  $\Delta t_{max} = a_2 \sin i/c \sim 54$  sec が得られた。可視光観測の視線速度法 (Casares et al. 2008) によって光学主星の軌道による時刻振幅は  $a_1 \sin i/c = 4.2$  sec がわかっている。図 8 から、

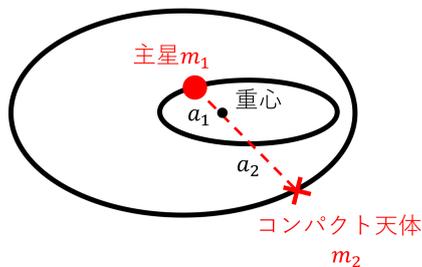


図 8: 質量と軌道長半径の関係

両者の比を取れば主星の質量  $m_1$  とコンパクト天体の質量  $m_2$  の比がわかる。

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{a_2}{a_1} \sim 13 \quad (2)$$

また、質量光度関係 (Casares et al. 2008) から  $m_1 = 22.9^{+3.4}_{-2.9} M_\odot$  と求められているので、コンパクト天体の質量  $m_2 = 1.8 \pm 0.2 M_\odot$  ということがわかる。ただし、この誤差では、光学主星の質量

推定誤差しか含めていない。これまでの解析では、 $\Delta t_{max} = a_2 \sin i/c$  の誤差を定量化できていないため、実際には質量の推定誤差はより大きくなる。このことから、得られたコンパクト星の質量は、中性子星の理論的な上限質量  $1.5 \sim 2.5 M_\odot$  (Belczynski et al. 2008) と無矛盾と言える。

### 4 Conclusion

ガンマ線連星は TeV にまで至る粒子加速の仕組みに迫ることのできる天体であり、そのためにコンパクト天体の正体について知る必要がある。中性子星である場合には自転に同期したパルス周期が存在するため、宇宙 X 線観測衛星「すぎく」で一公転周期を越える連続観測がなされた LS 5039 のパルス周期探索を行った。連星軌道を補正して  $Z_1^2$  テストを行い、8.9 sec 付近に有意な周期的パルスの候補を二つ発見した。これが真にパルス放射とすれば、コンパクト星は中性子星であるということになる。同時に得られた軌道長半径から、コンパクト天体の質量  $m_2 = 1.8 \pm 0.2 M_\odot$  がわかり、それは中性子星質量の上限  $1.5 \sim 2.5 M_\odot$  に無矛盾である。ここから、LS 5039 は大質量星と中性子星の連星系である可能性が出てきた。今後、より詳細な解析を進める。

### Reference

J. Casares, M. Ribo, I. Ribas, J.M. Paredes, J. Marti, & A. Herrero 2008, MNRAS, 364, 899

Seward, F. D., & Harnden, Jr., F. R. 1982, ApJ, 256, L45

O.C. de Jager, J.W.H. Swanepoel, & B.C. Raubenheimer 1989, A&A, 221, 180

Belczynski, K.; O’Shaughnessy, R.; Kalogera, V.; Rasio, F.; Taam, R. E.; Bulik, T. 2008, ApJ, 680, L29

# X-ray Detectability of Isolated Black Holes in the Galaxy

津名 大地 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

大質量星の最終段階として生まれると考えられるブラックホール (BH) は、X 線観測によりこれまでに数十の候補が発見されてきた。現在までに X 線観測によって見つけられてきた BH は全て恒星と連星系 (X 線連星) を形成し、その強い重力で恒星から物質を降着することで明るく輝いている。しかしこのような BH の他に、伴星を持たないような孤立ブラックホール (IBH) と呼ばれるものも存在すると考えられている。これらは銀河系内の星間物質 (ISM) を降着することで輝くと考えられていて、X 線連星と比べてかなり暗いため今のところ検出されていないが、将来の望遠鏡での検出が期待されている。本研究では銀河系内に存在する IBH について、現在および次世代の X 線望遠鏡による検出可能性を考察した。まず IBH の分布について、過去の研究よりも正確なものを得るために銀河系のポテンシャルを用いて IBH の軌道を計算した。またガス密度の分布の最近の観測結果を用いてこれらの IBH の降着率を推定し、radiatively-inefficient accretion flow (RIAF) という降着円盤モデルを仮定することで光度およびフラックスの計算を行った。

## 1 Introduction

ブラックホール (BH) は、質量の大きい星が重力崩壊することで生じると考えられている。X 線の観測技術の発展によりこれまで 20 以上の BH が X 線連星として検出されてきた (これらのレビューについては例えば Remillard & McClintock 2006 を参照)。しかし宇宙には、これよりも遥かに多数の伴星を持たない BH が存在すると期待されている。これらはしばしば孤立ブラックホール (IBH) と呼ばれ、恒星進化論や観測されている金属量の統計などから、銀河系には  $10^8$  個程度存在すると概算されている (e.g., Shapiro & Teukolsky 1983; Samland 1998)。

これら IBH は、周辺に存在する星間ガスを降着することで明るく輝いていると考えられる。もし IBH の降着が球対称であると近似できる場合、降着率は Bondi 公式 (Hoyle & Littleton 1939; Bondi & Hoyle 1944; Bondi 1952) で表され、 $\rho v^{-3}$  に比例する ( $\rho, v$  はそれぞれガスの密度と IBH の速度)。すなわち IBH が十分低い速度で十分濃いガスに衝突した場合は、大きい降着が実現される。

このような降着をする IBH の検出可能性については、Shvartsman (1971) に始まり今まで多くの研究が行われてきた。これに呼応して IBH を検出するための観測計画が過去に立てられてきたが、IBH は未

だに検出されていない。

IBH の検出可能性を推定する場合いくつかの不定性が存在する。一例として BH が誕生する際のキック速度  $v_{\text{kick}}$  がある。BH のキックについては理論・観測双方の研究が数々行われてきている (レビューには Belczynski et al. 2016 を参照) が、キックがどのような分布をしているかはよくわかっていない。もう一つの例として降着効率、すなわち実際の IBH への降着率と Bondi 降着率の比  $\lambda$  がある。例えば降着流に無視できない角運動量が存在する場合、降着は Bondi 公式ではよい近似にならず、radiatively inefficient accretion flow (RIAF) (Ichimaru 1977; Narayan & Yi 1995) のような別の降着モデルに依る。他にも降着物のアウトフローによって、実際に BH の地平面に届くものはかなり少なくなることも期待される。これら  $v_{\text{kick}}$  と  $\lambda$  は、IBH の観測によって制限を与えることが可能である。

この研究では、星間空間からの降着による IBH の光度分布を計算する。まず IBH の分布について過去の研究よりも正確なものを得るために銀河系のポテンシャルを用いて IBH の軌道を計算する。軌道計算の結果と最近の観測に基づいた銀河系の星間ガス分布を用いて降着率、光度の分布を計算する。

硬 X 線は軟 X 線に比べて星間ガスによる吸収が遥

かに少ないので、硬 X 線による探査はとても強力である。したがって光度の計算結果を使って、現在稼働している硬 X 線望遠鏡 NuSTAR および提唱されている X 線望遠鏡 FORCE による IBH の硬 X 線での検出可能性について考察を行う。上記の 2 つの不定性を十分考慮するため、幅広い範囲の  $v_{\text{kick}}$  と  $\lambda$  について検出数の計算を行う。

## 2 Formulations

### 2.1 The Galactic Structure

ここでは本研究で用いた銀河系の構造、および銀河系内で IBH がどのように誕生するかの設定を述べる。銀河系の構造については、中心部のバルジ、銀河ディスク、そしてこれらを覆う球状のハローの 3 成分を仮定する。まず IBH が従う重力ポテンシャルについては以下に述べるような Irrgang et al. (2013) (Model II) のモデルを仮定する。バルジとディスクについては Miyamoto & Nagai (1975) による

$$\phi_i(r, z) = -\frac{GM_i}{\sqrt{r^2 + \left(a_i + \sqrt{z^2 + b_i^2}\right)^2}}. \quad (1)$$

を用いる。ただし  $i = 1, 2$  をそれぞれバルジ、ディスクに対応させる。またハローについては Wilkinson & Evans (1999) による球対称モデル

$$\phi_{\text{halo}} = -\frac{GM_h}{R_h} \ln \left( \frac{\sqrt{R^2 + R_h^2} + R_h}{R} \right), \quad (2)$$

を仮定する (ただし  $R \equiv \sqrt{r^2 + z^2}$ )。Irrgang et al. (2013) は、銀河系の回転曲線や太陽近傍の密度などの観測データから式中の定数を以下のように求めた。

$$M_1 = 4.07 \times 10^9 M_\odot, \quad a_1 = 0, \quad b_1 = 0.184 \text{ kpc} \quad (3)$$

$$M_2 = 6.58 \times 10^{10} M_\odot, \quad a_2 = 4.85 \text{ kpc}, \quad b_2 = 0.305 \text{ kpc} \quad (4)$$

$$M_h = 1.62 \times 10^{12} M_\odot, \quad R_h = 200 \text{ kpc}. \quad (5)$$

ポテンシャルの微分により運動方程式が得られる。4 次のルンゲ・クッタ法でこれらの運動方程式を解く。

ディスクでの IBH の誕生分布は、銀河面上での中心からの半径で指数関数的 (すなわち  $\rho_{\text{IBHd}} \propto$

$\exp(-r/r_d)$  のよう) に設定する。一方  $z$  方向の分布は、銀河面から 75 pc 以内で一様とする (75 pc という数字はのちに分子雲のスケールハイトとして仮定しているもの)。一方バルジでの分布は球対称にとり、これも銀河中心からの半径で指数関数的 (すなわち  $\rho_{\text{IBHb}} \propto \exp(-R/R_b)$  のよう) に設定する。

銀河系で誕生した IBH の数は  $N_{\text{IBH}} = 1 \times 10^8$  と設定する。最近の観測 (Licquia & Newman 2015) によればバルジ領域の星質量は銀河系全体の  $\sim 15\%$  で、残りの  $\sim 85\%$  はディスク領域にあることが明らかになっている。そこで、ディスクとバルジでの IBH の数の比がこれと等しいと仮定して、これらの領域での誕生のレートを決定する。この仮定は、銀河系内での初期質量関数が時間および場所に依存しないとすると適当な仮定である。

また、ディスクでは IBH は 10Gyr 前から現在まで一定のペースで誕生しているとする。一方バルジでは銀河系の歴史の初期にほとんどの星が生まれたと考えられているが、いつ生まれたかの具体的な分布は未だに決定されていない。よって本研究では単純に、バルジでは 10Gyr 前から 8Gyr 前までの 2Gyr の間で一定のペースで IBH が誕生したと仮定する。

### 2.2 IBH Initial Conditions

ここでは IBH の初期条件、すなわち IBH の質量と初期速度をどのように設定したかを説明する。

まず質量分布は、Ozel et al. (2010) が X 線連星の観測データから得た平均  $7.8 M_\odot$ 、分散  $1.2 M_\odot$  の正規分布を用いる。IBH の質量は IBH が物質を降着した時に増加するが、この変動は微小であるとして無視する。

IBH の初期速度は、親星の速度と IBH 形成時のキックの足し合わせで与える。ディスク上に存在する IBH の親星は、銀河系のポテンシャルに沿った回転曲線に従って運動する。したがってディスクの親星については、今回の Irrgang et al. (2013) のポテンシャルに整合するように回転速度を与える。一方バルジの星は回転しておらずランダム運動をしている。よってここでは、バルジ内の親星は平均  $130 \text{ km s}^{-1}$  のマクスウェル分布をしていると仮定する。この仮

定は、(Kunder et al. 2012) による銀河中心付近の星の速度の測定結果と整合する。

BH のキックについてはほとんどわかっていないが、有力なものとして二つの説が存在する。一つは、運動量が保存することから示唆されるように、BH が重いほどキックの速度が小さくなるという仮定である。中性子星については固有運動の観測からキック速度は  $420 \text{ km s}^{-1}$  程度のマクスウェル分布に従うことがわかっている。運動量を保存したまま BH 質量までこの結果を外挿した場合、低い場合で  $50 \text{ km s}^{-1}$  程度のキック速度を得る。

一方いくつかの研究はこれに反論していて、例えば (Repetto et al. 2012) では X 線連星の現在の位置の観測から一部の BH については中性子星と同等な  $100 - 500 \text{ km s}^{-1}$  ぐらいのキックが必要だと結論付けている。

この議論にも決着がついていないため、ここではキックをマクスウェル分布としてその平均を  $50 - 400 \text{ km/s}$  の範囲で幅広く考える。ただしここでは簡潔のため、キックの大きさの確率分布は IBH の質量にはよらないと仮定する。

## 2.3 Interstellar Gas

ここでは銀河系内のガス雲の分布について述べる。本研究では温度と密度の異なる 5 種類のフェーズを用いる。これらの具体的な情報は表 1 にまとめている。

もっとも密度の高い 2 フェーズについては、密度を確率分布とし、これを  $n_1 < n < n_2$  の範囲で指数  $\beta$  の power-law とする。すなわち密度  $n - n + dn$  のガスの充填率は

$$\frac{d\xi(n)}{dn} = \frac{(\beta - 1)n^{-\beta}}{n_1^{1-\beta} - n_2^{1-\beta}} \xi(r, z) \quad (n_1 < n < n_2) \quad (6)$$

と表される。ただし  $\xi(r, z)$  は銀河のある場所でのあるフェーズの充填率である。一方、残りの 3 フェーズ (warm HI, warm and hot HII) については、密度をそれぞれの表 1 での値に固定する。

各フェーズには音速と乱流が存在し、これらが effective な音速として降着率に影響する。分子雲のような冷たいフェーズでは、乱流 ( $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ) が支配的になる。したがって、hot HII については effective

な音速を  $c_s = 150 \text{ km s}^{-1}$  とし、残りのフェーズについては  $10 \text{ km s}^{-1}$  と設定する (Ioka et al. 2016)。

5 つの ISM フェーズの充填率は、それぞれ銀河系の場所に依存すると考える。これを考えるためには充填率  $\xi$  を銀河系での位置の関数として表す必要がある。これを以下のようにモデリングする。まず分子雲と HI の 2 つのフェーズの計 3 種類については、最近?によって得られた  $\text{H}_2$  と HI の面密度プロファイル  $\Sigma(r)$  と合うように設定する。銀河面からの高さ方向のガス分布は  $|z| < H_d$  の領域内で一様と仮定する。ただし  $H_d$  は表 1 にある値で、銀河系全体で一定とする。よって充填率は、 $|z| < H_d$  のときは面密度から

$$\xi(r, z) = \frac{\Sigma(r)}{2H_d\mu n} \quad (7)$$

のように計算され、それ以外の  $z$  ではゼロになる。ただし  $\mu$  は分子雲と H 原子の雲でそれぞれ  $2.72m_p, 1.36m_p$  と設定する。上の式で Warm HI のガス密度  $n$  は単純に表 1 での値で与えられるが、分子雲と cold HI については power-law 分布で重み付けた平均

$$\langle n \rangle = \frac{1}{\xi} \int_{n_1}^{n_2} n \frac{\partial \xi}{\partial n} dn = \frac{\beta - 1}{\beta - 2} \frac{n_1^{2-\beta} - n_2^{2-\beta}}{n_1^{1-\beta} - n_2^{1-\beta}} \quad (8)$$

を用いる必要がある。

観測されている HI の  $\Sigma(r)$  は cold HI, warm HI 両方が含まれているが、これらの相対的な比は銀河系全体で一定とし、その値を太陽近傍での  $\Sigma_0$  の比  $3.1:3.5$  とする。この比は  $\Sigma_0 = 2H_d\mu\xi_0^{\text{BR}}n$  という式と表 1 のパラメータから計算される。この結果分子雲と HI ガスの 3 種類について  $\xi(r, z)$  が銀河系全体で求まったことになる。

残りの 2 つのフェーズの充填率  $\xi(r, z)$  は以下のように求められる。まず与えられた場所について、先ほど求めた 3 種類の充填率の和  $\xi_{\text{H}_2+\text{HI}}$  ( $\text{H}_2$  and cold/warm HI) を計算する。これを 1 から引いた残り  $1 - \xi_{\text{H}_2+\text{HI}}$  を 2 種類の HII フェーズで分配する。分配する比が太陽近傍での  $\xi_0^{\text{BR}}$  の比が銀河系全体で一定だとすると、5 つのフェーズ全ての充填率が求まる。

| Phase    | $n_1[\text{cm}^{-3}]$ | $n_2[\text{cm}^{-3}]$ | $\beta$ | $\xi_0^{\text{BR}}$ | $H_d$  | $c_s[\text{km s}^{-1}]$ | $\Sigma_0[M_\odot \text{ pc}^{-2}]$ | $\xi(r = 8.3 \text{ kpc})$ |
|----------|-----------------------|-----------------------|---------|---------------------|--------|-------------------------|-------------------------------------|----------------------------|
| 分子雲      | $10^2$                | $10^5$                | 2.8     | 0.001               | 75 pc  | 10                      | 2.3                                 | 0.0004                     |
| Cold HI  | $10^1$                | $10^2$                | 3.8     | 0.02                | 150 pc | 10                      | 3.1                                 | 0.026                      |
| Warm HI  |                       | 0.3                   | –       | 0.35                | 500 pc | 10                      | 3.5                                 | 0.46                       |
| Warm HII |                       | 0.15                  | –       | 0.20                | 1 kpc  | 10                      | 2.0                                 | 0.16                       |
| Hot HII  |                       | 0.002                 | –       | 0.43                | 3 kpc  | 150                     | 0.17                                | 0.37                       |

表 1: 本研究で用いた、5 つの星間空間のフェーズ。3 つの変数  $\xi_0^{\text{BR}}$ ,  $H_d$ , and  $c_s$  は、それぞれ銀河面太陽近傍での各フェーズの充填率 (Bland-Hawthorn & Reynolds 2000)、銀河面からのスケールハイト (Agol & Kamionkowski 2002)、そして乱流も含めて考えた effective な音速 (Ioka et al. 2016) である。ガス密度と  $\xi_0^{\text{BR}}$ ,  $H_d$  から太陽近傍の各フェーズの面密度  $\Sigma_0$  を求めている。本研究で用いた充填率  $\xi$  の、太陽近傍での値を  $\xi(r = 8.3 \text{ kpc})$  として示している。

## 2.4 Mass Accretion from ISM

実際の BH への物質の降着率は、Bondi 降着率よりもかなり小さいことが示唆されている。この主張は MHD シミュレーション (Perna et al. 2003 参照)、更に対流モデル Narayan et al. (2000) およびアウトフローモデル ADIOS (adiabatic inflow-outflow solutions) Blandford & Begelman (1999) などによって支持されている。また観測もこれを支持している。例えば近傍の活動銀河の観測は  $\lambda = 0.01$  を示唆していて、さらに ROSAT による INS の観測結果からは  $\lambda \lesssim 10^{-3}$  が得られている。

しかし IBH については、 $\lambda$  がどの程度の値になるかは大きな不定性がある。よってここでは  $\lambda$  を  $10^{-3}$ – $10^{-1}$  の範囲で考える。

## 2.5 IBH Luminosity and Flux

降着率は以下のような Bondi 公式で表される。

$$\begin{aligned} \dot{M} &= \lambda \cdot 4\pi \frac{(GM)^2 \rho}{(v^2 + c_s^2)^{3/2}} \\ &\approx 3.7 \times 10^{15} \text{ g s}^{-1} \left( \frac{\lambda}{0.1} \right) \left( \frac{M}{10 M_\odot} \right)^2 \\ &\quad \cdot \left( \frac{\rho}{10^3 \text{ cm}^{-3} m_p} \right) \left[ \frac{v^2 + c_s^2}{(10 \text{ km s}^{-1})^2} \right]^{-3/2} \quad (9) \end{aligned}$$

ただし  $G$  はニュートンの重力定数、 $M$  は BH 質量、 $\rho$  はガスの質量密度、 $m_p$  は陽子質量、 $v$  は BH と星間ガスの相対速度、そして  $c_s$  は表 1 で与えられる effective な音速である。

ここから光度を得るために、Mii & Totani (2005) で用いられている手法を採用する。Mii & Totani (2005) では、降着率が小さくなるに応じて標準円盤から radiatively-inefficient accretion flow (RIAF) へモードが変換されるように放射率を定義している。降着理論によれば、降着率が高い場合は降着円盤は標準円盤として振る舞い、 $\eta \equiv L/(\dot{M}c^2)$  は一定となり、 $L$  は降着率に比例する。一方降着率がある閾値よりも小さくなると、円盤は RIAF に変化し、 $\eta$  は降着率に比例するようになる。よって光度  $L$  は降着率の 2 乗に比例することになる。(Narayan & Yi 1995)。閾値はエディントン光度の 0.1 倍程度であると考えられていて

$$\begin{aligned} \dot{M}_{\text{th}} &= \epsilon_{\text{th}} \dot{M}_{\text{Edd}} \\ &= 1.4 \times 10^{18} \text{ g s}^{-1} \left( \frac{M}{10 M_\odot} \right) \left( \frac{\epsilon_{\text{th}}}{0.1} \right) \left( \frac{\eta_{\text{std}}}{0.1} \right)^{-1} \quad (10) \end{aligned}$$

のようになる。ただし  $\dot{M}_{\text{Edd}} \equiv L_{\text{Edd}}/(\eta_{\text{std}}c^2)$  はエディントン光度に対応するエディントン降着率と呼ばれるもので、 $\eta_{\text{std}}$  は標準円盤での放射率である。よく用いられる  $\epsilon_{\text{th}} = 0.1, \eta_{\text{std}} = 0.1$  を用い  $\eta$  が連続になるようにすると、 $\eta$  は

$$\eta = \begin{cases} \eta_{\text{std}} (\dot{M}/\dot{M}_{\text{th}}) & (\text{when } \dot{M} < \dot{M}_{\text{th}}) \\ \eta_{\text{std}} & (\text{when } \dot{M} > \dot{M}_{\text{th}}). \end{cases} \quad (11)$$

と表される。ただし本研究では標準円盤はあまり重要でないことが以下のようにしてわかる。最も高い降着率が実現される  $n = 10^5 \text{ cm}^{-3}, v = 0 \text{ km s}^{-1}$  の

場合でも、 $\dot{M} = \dot{M}_{\text{th}}$  が実現されるために必要な IBH の質量は

$$M \geq 14 M_{\odot} \cdot \left(\frac{\lambda}{0.1}\right)^{-1} \left(\frac{\epsilon_{\text{th}}}{0.1}\right) \left(\frac{\eta_{\text{std}}}{0.1}\right)^{-1}, \quad (12)$$

となり、ここで仮定している質量分布ではほぼ存在しないことがわかる。

続けて、今回のような低い降着率の場合には X 線光度が bolometric 光度の  $\sim 0.3$  倍であると仮定する (Fender et al. 2013)。すなわち X 線光度は以下のようになる。

$$L_X \approx 3 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1} \left(\frac{\lambda}{0.1}\right)^2 \left(\frac{M}{10 M_{\odot}}\right)^3 \cdot \left(\frac{\rho}{10^3 \text{ cm}^{-3} m_p}\right)^2 \left[\frac{v^2 + c_s^2}{(10 \text{ km s}^{-1})^2}\right]^{-3} \quad (13)$$

ただし最後の式では RIAF regime を仮定した。この光度を ROSAT, NuSTAR, FORCE 全てのエネルギー幅に共通して用いる。最後に放射は等方的と仮定し、太陽系が銀河面上で中心から  $R_0 = 8.3 \text{ kpc}$  の場所にあるとしてフラックスを計算する。

### 3 Results

結果をまとめた論文を現在執筆中であるため、ここでは結果を発表しない。口頭発表において具体的な結果を述べる予定である。

### Acknowledgement

卒業研究として本研究を指導して下さっている戸谷友則様、川中宣太様に最大限の感謝をいたします。また本研究を進めるにあたって、FORCE に関する有益な情報および X 線観測に関する様々な知見を提供して下さった信川正順様と森浩二様、および貴重な意見をくださった東京大学天文学教室の皆様にご感謝いたします。

### Reference

Remillard R. A., & McClintock J. E., 2006, *ARA&A*, 44, 49

Shapiro S. L., Teukolsky S. A., 1983, *Black holes, white dwarfs, and neutron stars: The physics of compact objects*

Samland M., 1998, *ApJ*, 496, 155

Hoyle F., Lyttleton R. A., 1939, *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 35, 405

Bondi H., Hoyle F., 1944, *MNRAS*, 104, 273

Bondi H., 1952, *MNRAS*, 112, 195

Shvartsman V. F., 1971, *Soviet Ast.*, 15, 377

Belczynski K., Repetto S., Holz D. E., et al., 2016, *ApJ*, 819, 108

Ichimaru S., 1977, *ApJ*, 214, 840

Narayan R., Yi I., 1995, *ApJ*, 452, 710

Irrgang A., Wilcox B., Tucker E., Schiefelbein L., 2013, *A&A*, 549, A137

Miyamoto M., Nagai R., 1975, *PASJ*, 27, 533

Wilkinson M. I., Evans N. W., 1999, *MNRAS*, 310, 645

Licquia T. C., Newman J. A., 2015, *ApJ*, 806, 96

Kunder A., et al., 2012, *AJ*, 143, 57

Ozel F., Psaltis D., Narayan R., McClintock J. E., 2010, *ApJ*, 725, 1918

Repetto S., Davies M. B., Sigurdsson S., 2012, *MNRAS*, 425, 2799

Bland-Hawthorn J., Reynolds R., 2000, *Gas in Galaxies*, doi:10.1888/0333750888/2636.

Agol E., Kamionkowski M., 2002, *MNRAS*, 334, 553

Ioka K., Matsumoto T., Teraki Y., et al., preprint, (arXiv:1612.03913)

Mii H., Totani T., 2005, *ApJ*, 628, 873

Fender R. P., Maccarone T. J., Heywood I., 2013, *MNRAS*, 430, 1538

Perna R., Narayan R., Rybicki G., Stella L., Treves A., 2003, *ApJ*, 594, 936

Pellegrini S., 2005, *ApJ*, 624, 155

Blandford R. D., Begelman M. C., 1999, *MNRAS*, 303, L1

Narayan R., Igumenshchev I. V., Abramowicz M. A., 2000, *ApJ*, 539, 798

## 「すざく」衛星による MAXI J1659-152 の X 線スペクトル解析

早川 亮大 (首都大学東京大学院 理工学研究科)

### Abstract

ブラックホール (BH) 連星は、伴星からの物質供給が起こることで、降着物質が重力エネルギーを獲得し、X 線として解放される。このときに起こる放射は、主に降着円盤からの熱的な放射成分と、BH 周辺のコロナからのコンプトン放射による連続成分で構成され、前者が優勢の場合をソフト状態、後者が優勢の場合をハード状態と呼ぶ。MAXI J1659-152 は、国際宇宙ステーションに設置された全天 X 線監視装置 (MAXI) によって 2010 年 9 月 25 日に発見された BH 候補天体である。その後次々と追観測が行われ「すざく」衛星では、2010 年 9 月 29 日から 2010 年 10 月 1 日までの間に 3 回観測が行われた。この天体の軌道周期が約 0.1 日であり、現在発見されている BH 連星では最短である。さらに、これまでの研究で伴星は  $0.15\text{-}0.25M_{\odot}$  の M5 矮星であることが示唆されている。また、発見当初は BH 連星に似た時間変動が見られることからハード状態であったが、「すざく」衛星での観測時はハード状態からソフト状態へ向かいつつある過渡期であったことがわかった。今回、この天体についての「すざく」衛星のデータ解析を行った。観測 1 日目においてエネルギースペクトル、ライトカーブ、パワースペクトルの取得を行った。また、11-70keV の Low-Frequency QPO(準周期的振動)の周波数が 2.3Hz と求まった。本発表では、研究の進捗を報告する。

## 1 Introduction

銀河系内に存在する恒星質量の BH はこれまでに銀河系内に 50 個程度発見されている。BH そのものを光で観測することはできないが、構成や白色矮星などと連星をなしている Black hole binaries (BHXB) では、伴星からの物質供給がおこり回転しながら薄い円盤状になって落ち込んでいく。この降着円盤は標準モデルでは光学的に厚く、幾何的に薄いとされ、そこからの放射スペクトルは温度に依存した黒体放射で表される。一方、BH の内縁周辺にはコロナと呼ばれる  $\sim 100\text{keV}$  の高温低密度の電子雲が広がっており、降着円盤から出た光子はこの頃まで散乱、加速されて数百 keV という硬 X 線領域まで達する。この逆コンプトン散乱によるスペクトルはべき 1.4-2 程度のべき関数で表される。BHXB ではアウトバーストと呼ばれる突発的な増光現象や数日のうちにハードネスが大きく変化する現象が見られる。円盤からの放射が支配的な軟 X 線優勢が明るい状態をソフト状態、コロナからの放射が支配的な状態を硬 X 線優勢で暗い状態をハード状態と呼ぶ。

MAXI J1659-152 は MAXI が発見した恒星質量 BHXB の候補天体である。2010 年 9 月 25 日に発見

されたあと、RXTE、Swift、XMM - Newton、「すざく」で次々と追跡観測が行われた。観測は X 線だけでなく、Swift/UV Optical Telescope (UVOT) や ESO/Very Large Telescope (VLT) で UV や可視光での観測も行われた。MAXI J1659-152 の時間変動の解析から以下のことが示唆されている。(E.Kuulkers et.al. 2013) 軌道周期は発見されている BHXB 中最短の  $\sim 2.4$  時間であり、これは連星が銀画面から  $2.4 \pm 1.0\text{kpc}$  と比較的離れたところに位置していることと関係していると考えられている。dip の様子から降着円盤の傾斜角 (円盤の法線と視線のなす角) は  $65\text{-}80^{\circ}$  である。伴星は  $0.15\text{-}0.25M_{\odot}$ 、 $0.2\text{-}0.25R_{\odot}$  の M5 型矮星である。今回、この MAXI J1659-152 の「すざく」衛星のデータについて主にエネルギースペクトルの取得を行った。「すざく」での観測時、この天体はハードからソフトへと移行する中間である、Intermediate と呼ばれる状態であった。

## 2 Data Processing

2010 年 9 月 29 日から 10 月 1 日の 3 日間にわたって「すざく」衛星で取得されたデータのうち、1 日目の観測データについて、スペクトルの取得を行った。「すざく」衛星搭載の検出器は XIS、HXD-PIN、HXD-GSO の 3 つでそれぞれのエネルギー帯域は 0.4-12 keV、10-70 keV、40-700 keV である。今回は、この中で HXD についてスペクトルの取得を行った。この際、X 線バックグラウンド (NXB) が 1% 以上になる 200keV 以下を使用した。

解析には、HEADAS version6.20 を使用した。

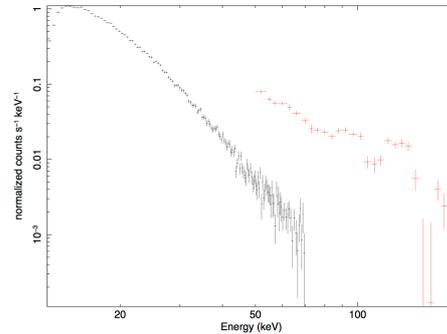


図 2: 1 日目の観測での HXD のエネルギースペクトル

## 3 Results

図 1 は 1 回目の観測における 10-60keV のパワースペクトルである。準周期的振動 (QPO) のピーク周波数が 2.3Hz 付近にあることがわかる。図 2 はエネルギースペクトル (HXD) である。

QPO の周波数とハードネスの関係はこれまでも示唆されてきたが、物理的な要因の解明には至っていない。

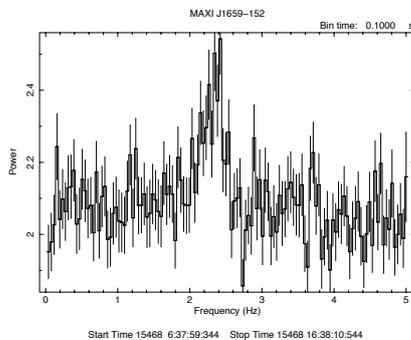


図 1: 11-70keV のパワースペクトル。2.3Hz にピークが見える。

トカーブ、パワースペクトル。X 線スペクトルを得た。今後は、XIS のデータでも同様の解析を行うとともに全観測について解析を行い、モデルとのフィットなど、より詳しく解析を進めていかなければならない。

## 5 Reference

E.Kuulkers et.al. 2013, arXiv:1204.5840

## 4 Conclusion

「すざく」衛星の取得した MAXIJ1659-152 の 1 日目の観測について、HXD のデータ解析を行い、ライ

# X線天文衛星 *NuSTAR* と *XMM-Newton* による狭輝線セイファート1型銀河 SWIFT J2127.4+5654 の観測

井戸垣 洋志 (京都大学大学院 理学研究科)

## Abstract

狭輝線セイファート1型銀河 (NLS1) である SWIFT J2127.4+5654 は *NuSTAR* と *XMM-Newton* による同時観測が2012年11月に3回行われている。これらのデータを解析したところ、そのX線スペクトルは、低温で光学的に厚い物質からの放射が、熱的分布を持つ、より高温の電子コロナによって逆コンプトン散乱され、さらにその一部がトーラスによって反射されるというモデルで再現できた。また、3回の観測を通して光度  $L$  が  $1.06 \times 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$  から  $1.55 \times 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$  に変化したのに対して、電子温度  $kT_e$  は  $19^{+6}_{-3} \text{ keV}$  から  $17^{+3}_{-3} \text{ keV}$  へと減少傾向を示し、電子コロナでは降着してくる陽子とのクーロン衝突による加熱と逆コンプトン散乱による冷却が釣り合っているとすると導き出される相関  $kT_e \propto (L/L_{\text{Edd}})^{-0.4}$  と無矛盾であることが分かった。

## 1 Introduction

一部の銀河中心の100 pc以下の領域からは、その銀河に含まれる星全体に匹敵する  $10^{41-47} \text{ erg s}^{-1}$  以上もの放射が出ている。これは活動銀河核と呼ばれ、その正体は質量を降着する超巨大質量 ( $10^6-9 M_\odot$ ) のブラックホール (SMBH) である。中でも狭輝線セイファート1型銀河 (NLS1) はその中心にある SMBH の質量が  $\sim 10^6 M_\odot$  と小さい一方で、光度は  $10^{43-46} \text{ erg s}^{-1}$  と高く、大きな質量降着率を持つ。そのため、SMBHの成長の初期段階であると考えられ、その成長過程を探る鍵として注目されている。

NLS1のX線スペクトルは、光子指数  $\Gamma \sim 2$  で伸び30–40 keV付近に折れ曲がりをもつべき関数成分、2 keV以下にピークをもつ超過成分、6.4 keV付近の輝線構造などからなる。これは、降着円盤などからの  $\sim 0.1 \text{ keV}$  の低温の光子が、熱的分布をもつより高温の電子コロナによって逆コンプトン散乱され、さらに一部がトーラス状の反射体によって反射されるというモデル (Zdziarski et al. 1996) でしばしば再現される。このとき、電子コロナは降着してくる陽子とのクーロン衝突によって加熱される一方で、逆コンプトン散乱による冷却も受ける。平衡状態にあるコロナではこれらが釣り合い、そのときの電子温度  $kT_e$  がべき関数成分の折れ曲がりに対応する。

Ohmura (2017) は上記のモデルを用いて「すぎく」で得られたNLS1のX線スペクトルをフィットしたところ、 $kT_e \sim 10 \text{ keV}$  となり、降着率が小さい広輝線セイファート1型銀河 ( $kT_e \sim 50 \text{ keV}$ ) と比べて低い値であることが分かった (Molina et al. 2009)。しかし、「すぎく」の硬X線検出器 (HXD) では折れ曲がりの検出は容易ではなく、 $kT_e$  が定まらない天体もあった。

そこで我々は、5–80 keVをカバーし、スペクトルが折れ曲がる30–40 keVでHXDと比べて2桁以上感度が良い *NuSTAR* と、0.3–10 keVで大きな有効面積をもつ *XMM-Newton* を用いて  $kT_e$  を求めることにした。Ohmura (2017) が質量が異なる天体の  $kT_e$  について調べたのに対し、本研究では代表的なNLS1であるSWIFT J2127.4+5654(以後SWIFT J2127)の両衛星による同時観測データに着目し、1つの天体の変動したときに  $kT_e$  がどのように振る舞うのかについて調べた。

表 1: SWIFT J2127 の基礎情報

|                       |                                   |
|-----------------------|-----------------------------------|
| 質量 <sup>a</sup>       | $1.5 \times 10^7 M_{\odot}$       |
| 赤方偏移 $z$ <sup>b</sup> | 0.0147                            |
| 距離                    | 63 Mpc                            |
| 光度                    | $\sim 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ |

<sup>a</sup> Malizia et al. 2008

<sup>b</sup> Halpern 2006

## 2 Observations and Data Reduction

### 2.1 Observations

表 2: SWIFT J2127 の観測情報

|                        | epoch A | epoch B | epoch C |
|------------------------|---------|---------|---------|
| 観測開始日 <sup>a</sup>     | 11/04   | 11/06   | 11/08   |
| 露光時間 (ks) <sup>b</sup> | 88      | 75      | 42      |
| 露光時間 (ks) <sup>c</sup> | 96      | 96      | 51      |

<sup>a</sup> 3 観測とも 2012 年

<sup>b</sup> *NuSTAR*

<sup>c</sup> *XMM-Newton*

SWIFT J2127 は表 1 に記したように、質量は  $1.5 \times 10^7 M_{\odot}$  と小さく、光度は  $\sim 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$  と高い、典型的な NLS1 である。

今回我々は *NuSTAR* と *XMM-Newton* によって 2012 年 11 月に行われた 3 回の同時観測の公開データを解析した。表 2 に観測情報を記した。以後は 3 観測を順に epoch A、B、C と呼ぶことにする。

図 1 に *XMM-Newton* の PN、*NuSTAR* の Focal Plane Module A (FPMA)、B (FPMB) によって得られた、バックグラウンドを引いた後のライトカーブを示した。光度は最大で 3 倍に変化しており、本研究の目的である  $kT_e$  の振る舞いを調べる上でこの天体は適していると言える。そこで、観測ごとの時間平均スペクトルを解析することにした。

### 2.2 Data Reduction

今回 *NuSTAR* は FPMA と FPMB の両検出器のデータを使用した。一方 *XMM-Newton* は、Metal Oxide Semi-conductor 1(MOS1)、2(MOS2) と PN の 3 つの検出器で観測しているが、PN よりも読み

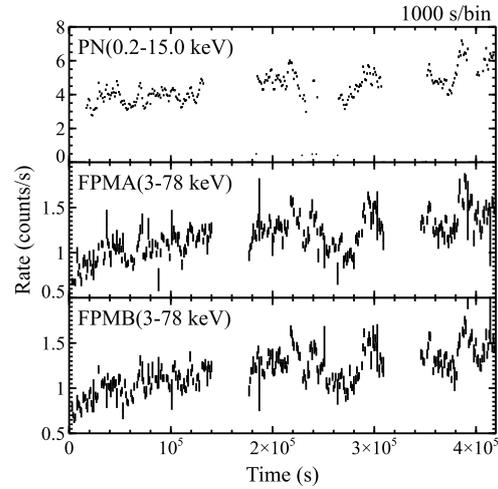


図 1: 3 観測のライトカーブ。上から順に PN、FPMA、FPMB。

出し時間が長い MOS はパイルアップしている可能性が高いため (Marinucci et al. 2014)、PN のデータのみを使用した。

X 線源を含む領域 (ソース領域) のスペクトルを抽出し、そこから視野内で線源の無い領域の信号をバックグラウンドとして差し引いたものを天体からの信号として解析した。ソース領域は、*NuSTAR*、*XMM-Newton* それぞれ半径 1.9 分角、0.46 分角の円とし、バックグラウンドはソース領域と同じ大きさの円から取った。

## 3 Results

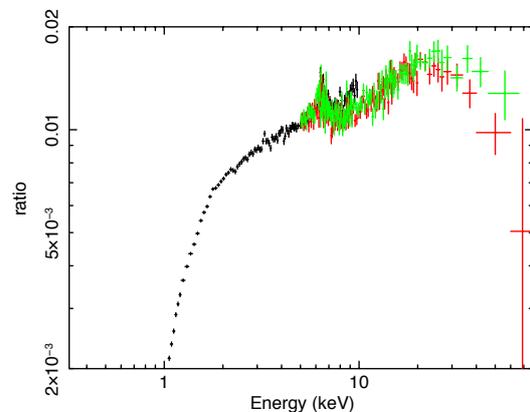


図 2: epoch A の時間平均スペクトル。黒は PN、赤は FPMA、緑は FPMB。

図 2 に例として epoch A のバックグラウンドを差し引いた後の時間平均スペクトルを、 $\Gamma = 2$  のべき関数モデルとの比として示した。これにより簡易的に検出器応答を解き、大まかなスペクトルの構造を見ることができる。すると 6.4 keV 付近に鉄の  $K\alpha$  輝線と吸収端の構造をもち、30 keV 付近に折れ曲がりをもつべき関数の形をしていることが分かる。一方で SWIFT J2127 は銀経 97.8 度、銀緯 4.4 度の方向にあるため、 $\sim 2$  keV 以下は銀河系内の星間物質 (柱密度  $N_H = 7.70 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ) による強い吸収を受けていることが分かる。

Ohmura (2017) に倣い、降着円盤など低温で光学的に厚い物質からの黒体放射 (zbody) が、温度  $kT_e$  の電子コロナによって逆コンプトン散乱され (nthcomp)、さらにその一部が鉄を含むトーラスなどの周辺物質で反射される (reflect\*nthcomp+zgauss) というモデルでフィットした。その際、反射体の鉄の存在量は太陽組成比を仮定した。また銀河系内と天体のある銀河内での星間物質による吸収を考慮して、2 種類の吸収モデル (phabs, zphabs) をかけた。

図 3 に実際にフィットしたスペクトルと、そのときのモデルとの残差を示した。解析するエネルギー帯域の上限は FPM のバックグラウンドが優勢になる 50 keV とした。PN と FPM の両者の帯域が重なる 5–10 keV では、図 2 の  $\sim 8$  keV に見られるように、検出器間の相互校正の系統誤差の影響でスペクトルの形状が食い違っているため、6.0 keV 以下を PN、それ以上を FPM が担うようにした。さらに、PN のスペクトルは検出器や鏡に含まれる酸素 (0.54 keV)、ケイ素 (1.8 keV)、金 (2.2 keV) の吸収端付近で、有効面積の計算に大きな統計誤差があることが知られており (Marinucci et al. 2014)、フィットに虚偽の残差を示すため、0.7 keV 以下と 1.8–2.5 keV を解析から除外した。

表 3 に得られたパラメータを記した。 $\chi^2/\text{degrees of freedom}(\text{dof}) = 1.1\text{--}1.2$  となり、3 観測ともスペクトルを先述のモデルでよく再現できた。epoch B と epoch C のスペクトルを比べると、 $\sim 20$  keV 以下では epoch C のほうが上にあるがそれよりエネルギーが高くなると重なり始めている。このことから、

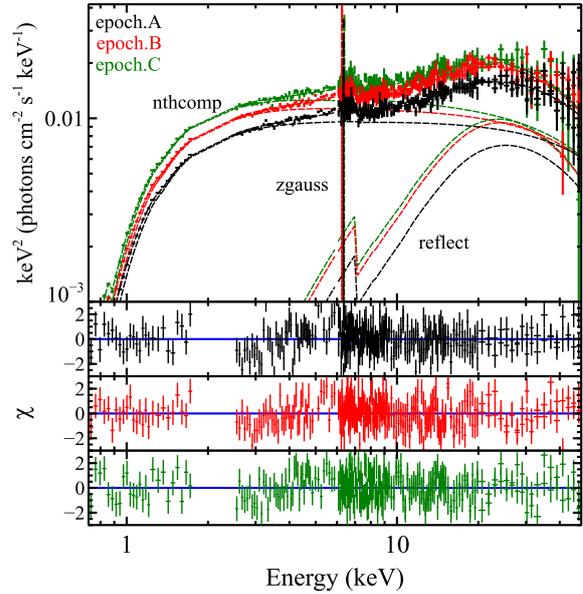


図 3: スペクトルフィットの結果。検出器応答を解いた時間平均スペクトルの下にモデルとの残差を示した。黒が epoch A、赤が epoch B、緑が epoch C。

表 3: スペクトルフィットの結果

| parameter                      | epoch A                | epoch B                | epoch C                |
|--------------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| $kT_e$ (keV)                   | $19^{+6}_{-3}$         | $16^{+3}_{-2}$         | $17^{+3}_{-3}$         |
| $\Gamma$                       | $2.01^{+0.01}_{-0.04}$ | $2.04^{+0.02}_{-0.04}$ | $2.08^{+0.02}_{-0.03}$ |
| $\text{norm}_{\text{reflect}}$ | $1.4^{+0.2}_{-0.2}$    | $1.8^{+0.1}_{-0.3}$    | $1.7^{+0.3}_{-0.2}$    |
| $F_{2-10 \text{ keV}}^a$       | 2.53–2.60              | 3.07–3.21              | 3.41–3.67              |
| $L_{2-10 \text{ keV}}^b$       | 1.17–1.22              | 1.43–1.50              | 1.58–1.71              |
| $\chi^2/\text{dof}^c$          | 1.12                   | 1.19                   | 1.16                   |

<sup>a</sup> 単位は  $\times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

<sup>b</sup> 単位は  $\times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$

<sup>c</sup> dof は 3 観測とも 280

フラックスが高い状態ではスペクトルが柔らかくなり、また折れ曲がりのエネルギーが低くなるのが分かる。一方で epoch A と epoch B のスペクトルが 20 keV を超えても 50 keV までに重なり始めているが、これはこのエネルギー帯では逆コンプトン散乱成分だけでなく反射成分も支配的になり、epoch A の反射成分の量が他の観測と比べて少ないためである。実際に、表 3 のように epoch A から C へと時間が進むにつれて光度が 1.4 倍に高くなったのに対して、 $\Gamma$  は  $2.01^{+0.01}_{-0.04}$  から  $2.04^{+0.02}_{-0.04}$  へと大きくなり、

$kT_e$  は  $19_{-3}^{+6}$  keV から  $17_{-3}^{+3}$  keV へと低くなる傾向にある。また reflect の norm は epoch B( $1.8_{-0.3}^{+0.1}$ ) と epoch C( $1.7_{-0.2}^{+0.3}$ ) に比べて epoch A( $1.4_{-0.2}^{+0.2}$ ) だけ小さくなっている。

## 4 Discussion

得られた  $L$  と  $kT_e$  の負の相関について考える上で、以下の Miyakawa et al. (2008) のモデルとの比較を行う。まず、電子が逆コンプトン散乱によって失うエネルギーは  $(\frac{dE}{dt})_{\text{comp}} \sim \left[ \frac{4kT_e}{m_e c^2} \right] U_{\text{rad}} n \sigma_T$  となる。ここで  $U_{\text{rad}}, n, \sigma_T$  はそれぞれ、光子のフラックス密度、コロナの電子密度、トムソン散乱断面積であり、 $U_{\text{rad}} \simeq L\tau/4\pi R^2$  ( $\tau$  は半径  $R$  のコロナの光学的厚み) である。一方で、電子が陽子とのクーロン衝突によって得るエネルギーは  $(\frac{dE}{dt})_{\text{coulomb}} \sim \frac{3}{2} \frac{nkT_p}{t_{\text{pe}}}$  となる。ここで  $t_{\text{pe}}$  はクーロン衝突において陽子と電子が同じ温度のマクスウェル分布になるのに必要な緩和時間であり、 $t_{\text{pe}} \propto (kT_e)^{\frac{3}{2}}$  である。

コロナが平衡状態にあり、この両者が釣り合っているとすると

$$\frac{3}{2} \frac{nkT_p}{t_{\text{pe}}} = \left[ \frac{4kT_e}{m_e c^2} \right] U_{\text{rad}} n \sigma_T$$

となる。陽子のクーロン衝突によるエネルギーの受け渡しよりも降着によるエネルギーの受け取りのほうが大きく、陽子温度が  $kT_p \sim GMm_p/R$  で一定と仮定して上記の釣り合いの式を解くと

$$kT_e \propto (L/L_{\text{Edd}})^{-0.4}$$

という相関が導かれる。

図 4 に  $L/L_{\text{Edd}}$  と  $kT_e$  の相関を示した。NLS1 の全光度と 2–10 keV の光度の関係式  $L = 91L_{2-10 \text{ keV}}$  (Jin et al. 2012) を用いた。図 4 を見ると、Ohmura (2017) の結果と合わせて相関と無矛盾であり、 $kT_e$  は加熱と冷却の釣り合いで決まるといいう描像を支持できる。今後は BLS1 や、より  $L/L_{\text{Edd}}$  が大きい NLS1 についても同様の解析をし、相関を検証する予定である。

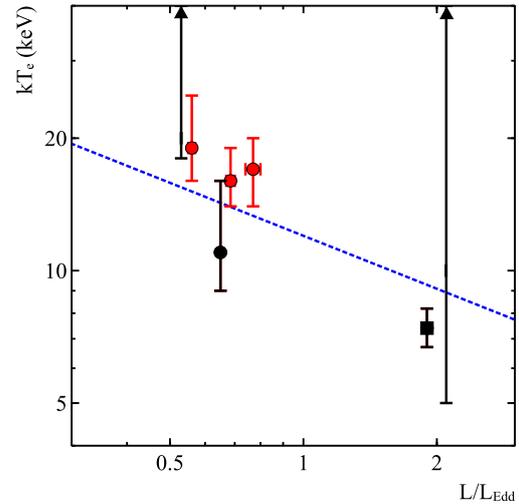


図 4:  $L/L_{\text{Edd}}$  と  $kT_e$  の相関。赤は今回の解析結果、黒は Ohmura (2017) の結果。マーカーが丸の 4 点は SWIFT J2127、四角は Mrk 110、矢印は  $kT_e$  の上限が決まらなかった IGR J16185-5928、WKK 4438 の結果。点線は  $kT_e \propto (L/L_{\text{Edd}})^{-0.4}$ 。

## 5 Conclusion

今回我々は SWIFT J2127 の *NuSTAR* と *XMM-Newton* による 3 回の同時観測データを解析した。その時間平均スペクトルは、低温光子の電子コロナによる逆コンプトン散乱と、トーラスによる反射のモデルでよく再現できた。また、 $kT_e$  は  $(L/L_{\text{Edd}})^{-0.4}$  に比例し、クーロン衝突による加熱と逆コンプトン散乱による冷却によって決まるといいう描像と無矛盾であった。

## Reference

- 大村峻一, 2017, 京都大学修士論文
- Halpern, J. P. 2006, *ATel*, 847
- Jin, C., Ward, M., & Done, C. 2012, *MNRAS*, 425, 907
- Malizia, A. et al. 2008, *MNRAS*, 389, 1360
- Marinucci, A. et al. 2014, *MNRAS*, 440, 2347
- Miyakawa, T. et al. 2008, *PASJ*, 59, S1
- Molina, M., et al. 2009, *MNRAS*, 399, 1293
- Zdziarski, A. A., Johnson, W. N., & Magdziarz, P. 1996, *MNRAS*, 283, 193

## 活動銀河核からの $\text{FeK}\alpha$ 輝線スペクトル解析による 放射領域の速度構造の推定

今井 悠喜 (埼玉大学大学院 理工学研究科 田代・寺田研究室)

### Abstract

活動銀河核 NGC4151 からの X 線放射スペクトルにみられる中性  $\text{FeK}\alpha$  の輝線プロファイルを、この輝線のあられる 6.4keV 付近のエネルギー分解能に優れる Chandra 衛星の高エネルギー透過型回折格子 (High Energy Transmission Grating; HETG) 及び 硬 X 線領域で高精度な観測が可能な NuSTAR 衛星による観測データを用いて解析した。HETG で 7 回にわたって取得した観測データを天体光度で 2 種類に分類し、それぞれで足しあわせることで統計を改善したスペクトルを作成、 $\text{FeK}\alpha$  輝線の半値全幅 (Full Width at Half Maximum; FWHM) を求めた。その際、 $\text{FeK}\alpha$  輝線が幅の狭い成分 ( $\text{FeK}\alpha_{\text{narrow}}$ ) と幅の広い成分 ( $\text{FeK}\alpha_{\text{broad}}$ ) の 2 成分からなることが確認できた。また、 $\text{FeK}\alpha_{\text{broad}}$  成分が重力赤方偏移しているかを調べたが結論はできなかった。 $\text{FeK}\alpha_{\text{narrow}}$  と  $\text{FeK}\alpha_{\text{broad}}$  をの FWHM を広輝線領域由来と考えられる  $\text{H}\beta$  輝線の FWHM と比較したところ、 $\text{FeK}\alpha_{\text{broad}}$ 、 $\text{H}\beta$  輝線、 $\text{FeK}\alpha_{\text{narrow}}$  の順で FWHM が大きくなった。これは  $\text{FeK}\alpha_{\text{broad}}$  の放射領域、広輝線領域、 $\text{FeK}\alpha_{\text{narrow}}$  の放射領域の順で運動速度が大きいことを示しており、この順番で中心ブラックホールから近くに存在することが示唆された。また、天体の X 線光度の時間変動による  $\text{FeK}\alpha$  輝線の速度幅の変化は見られなかった。また、光度が大きくなる時期に  $\text{FeK}\alpha_{\text{broad}}$  輝線強度も大きくなるという結果から、連続成分の発生領域 (高温電子雲) 近くで散乱していることが示唆される。

## 1 イントロダクション

活動銀河核とは、超巨大ブラックホール ( $M \sim 10^6 - 10^9 M_{\odot}$ 、 $\odot$ : 太陽質量) への質量降着によって莫大なエネルギーを放射している天体である。その放射メカニズムは未だよく分かっていないが、多波長で観測されたスペクトルを説明するものとして「トーラスモデル」が提唱されている。中心部の大質量ブラックホールと降着円盤を取り囲むダストトーラスと呼ばれるドーナツ状の吸収体が存在し、ダストトーラスの開口部付近には広輝線領域、狭輝線領域が広がっているとされるものである。我々がこの開口部方向から降着円盤や広輝線領域を直接覗いている場合が 1 型、ダストトーラス越しに放射を見ている場合を 2 型と分類され、2 型のスペクトルには、トーラスによる吸収の影響で幅の広い輝線が見られないという特徴がある。

活動銀河核の X 線スペクトル中には、しばしば 6.4keV 付近に鉄の蛍光 X 線である中性  $\text{FeK}\alpha$  輝線が見られる。この輝線は透過力が高く、ダストの吸収

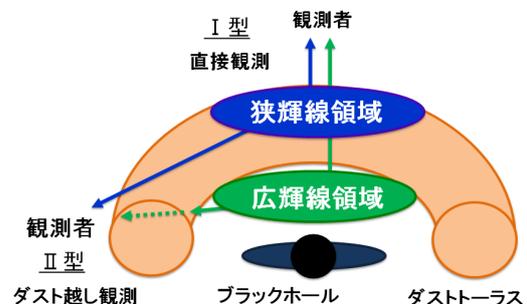


図 1: 活動銀河核のトーラスモデル模式図

の影響を受けにくい。活動銀河核の内部構造を知るうえで重要な手がかりであるが、散乱体となる鉄がどこにあるのかは完全には分かっていない。考えられている放射機構として、降着円盤から放射された紫外線がその周りの高温電子雲に飛び込んで逆コンプトン散乱を受け、X 線へ到達 (連続成分) し、それが降着円盤やダストトーラス内縁などで反射されることによって、鉄輝線を生成すると考えられている。また、X 線スペクトル中に非対称に広がった

鉄輝線の形から、ブラックホールの近傍で反射された輝線に重力赤方偏移の影響が表れているとするモデルなどが提案されてきた。(Fabian et al. 1989)

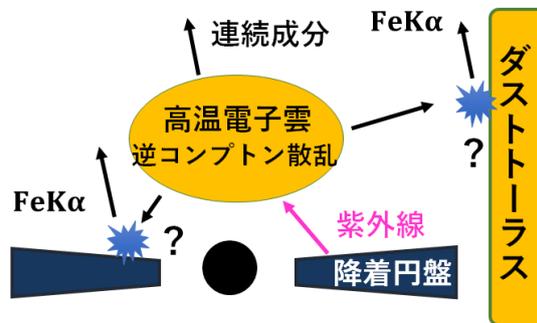


図 2: 活動銀河核からの FeK $\alpha$  輝線放射のモデル

放射領域の場所を特定するアプローチとしては以下を考える。FeK $\alpha$  輝線の幅広がり放射領域の運動によるドップラー効果によるものとして、輝線幅の測定からその放射領域の速度を求める事ができる。Kepler 運動を仮定すると、放射領域の運動速度  $v$  と中心ブラックホールからの距離  $R$  として  $v = \sqrt{\frac{GM_{BH}}{R}}$  という関係が成り立つ。もし中心ブラックホール質量が分かれば、測定した速度より、中心からの距離が推定できる。あるいは他の輝線の幅と比較することで、どの元素が中心から近いのか知ることができる。

これらを議論するため、今回スペクトル解析によって FeK $\alpha$  が 2 成分からなるかどうかを検証した上で、FeK $\alpha$  輝線幅を評価した。その際、輝線の重力赤方偏移が起きているかをモデルによって検定した。また、天体の光度の時間変動による輝線幅、輝線強度の変化を調べた。

## 2 観測衛星

### 2.1 Chandra-HETG

X 線天文衛星「Chandra」は、望遠鏡-検出器間に挿入することのできる 2 種類の透過型回折格子により、2 – 10keV のエネルギー領域で高いエネルギー分解能を実現できる。今回用いる HETG は、6keV 付近のエネルギー分解能で約 35eV を実現している。

現在稼働中の X 線天文衛星の中で FeK $\alpha$  輝線の幅を測るといった目的に最も適している。

### 2.2 NuSTAR

NuSTAR 衛星には観測機器として、2 つの焦点面 FPMA,FPMB(Focal Plane Module A, B) があり、それぞれ CdZnTe 半導体検出器が搭載されている。観測可能なエネルギー領域は 3.0 – 78.4keV で、硬 X 線領域に対して高精度な観測ができる。Chandra-HETG は高エネルギー分解能を持つ一方で、光子統計の良いエネルギー帯域が狭い。よってエネルギーの冪乗で表される連続成分に大きな誤差を含む場合がある。これが FeK $\alpha$  輝線幅の決定に影響してしまう可能性を考慮し、今回は連続成分が支配的になる硬 X 線領域に優れた性能を持つ NuSTAR と同時フィットを行い、連続成分の冪指数を決定した。

## 3 観測データ

FeK $\alpha$  輝線の幅を測定するためには、なるべく明るく統計がよいデータが必要である。そこで今回対象天体として NGC4151 を選んだ。これは全天でも非常に明るく観測される活動銀河核の一つである。この天体について、Chandra-HETG の 7 観測について 1 次光スペクトルを作成した。NuSTAR の 1 観測についても FPMA,FPMB についてのスペクトルを作成した。用いた観測データを表 1 に示す。

表 1: 使用した NGC4151 の観測データ (Chandra7 観測、NuSTAR1 観測)

|         | ObsID       | Obs date   | Exposure time |
|---------|-------------|------------|---------------|
| Chandra | 335         | 2000-03-05 | 48030         |
|         | 3052        | 2002-05-09 | 156600        |
|         | 3480        | 2002-05-07 | 92890         |
|         | 7829        | 2007-03-19 | 50040         |
|         | 7830        | 2007-07-21 | 50150         |
|         | 16089       | 2014-02-12 | 174880        |
|         | 16090       | 2014-03-08 | 70050         |
| NuSTAR  | 60001111005 | 2012-11-14 | 61531         |

## 4 スペクトル解析手法・結果

抽出したスペクトルについて、以下の 3 つのモデルによるフィットを行った。エネルギー範囲は HETG を 3.0 – 7.5keV、NuSTAR を 3.0 – 70.0keV の範囲とした。誤差は  $1\sigma$  とした。回折格子の分光により使える光子の数が減少しているため、フィットの検定には  $c$ -statistics を用いた。

モデル A:  $zphabs \times (edge \times brokenpowerlaw + zgaussian)$   
 $FeK\alpha$  輝線 ( $zgaussian$ ) が一つの放射領域から出ていると考えるモデル。折れ曲がりのある連続成分 ( $broken\ powerlaw$ )、ダストによる吸収 ( $zphabs$ )、7.1keV 付近に見られる鉄の吸収端 ( $edge$ ) を考慮した。

モデル B:  $zphabs \times (edge \times brokenpowerlaw + zgaussian_{narrow} + zgaussian_{broad})$   
 $FeK\alpha$  が 2 つの成分からなるモデルで、狭い成分  $FeK\alpha_{narrow}$  は中心から遠い場所にある鉄から出ている ( $zgaussian$ ) と考え、広い成分  $FeK\alpha_{broad}$  を降着円盤からの反射とするモデルである。Shu et al.(2010) などにおいて  $FeK\alpha$  輝線が  $FeK\alpha_{narrow}$ ,  $FeK\alpha_{broad}$  の 2 成分でよく表されると報告されている。

モデル C:  $zphabs \times (edge \times brokenpowerlaw + zgaussian_{narrow} + diskline)$   
 モデル B と同じく  $FeK\alpha$  が 2 つの成分からなるモデルだが、 $FeK\alpha_{broad}$  の線幅広がりを重力赤方偏移に由来するもの ( $diskline$ ) と考える。ブラックホール近傍から放射され一般相対論的な影響を受けた輝線は、降着円盤の内縁半径 ( $r_{in}$ )、外縁半径 ( $r_{out}$ )、我々が降着円盤を見込む角度  $i$  などによって形が異なって観測される。今回、 $r_{in} = 10r_s$ 、 $r_{out} = 1000r_s$  ( $r_s$  は Schwarzschild 半径)、また、Evans et al.(1995) より  $i = 60^\circ$  とした。

統計を改善するため、HETG による 7 観測を光度によって 2 グループに分類する。まず最初に、モデル A を用いて HETG のそれぞれの観測に NuSTAR の 1 観測を加えて同時にフィットし、そこで  $2.0 - 10keV$  での flux が  $10^{-10} erg/cm^2 s$  を超えるか否かで、明るい時期と暗い時期を分別した。これらの 2 グループそれぞれを、再度 NuSTAR の 1 観測と同時にモデル A, B, C でフィットすることでそれぞれの平均スペクトルを評価した。これを表 2、図 4、5 に示す。本来

NuSTAR の観測も HETG の分類に合わせ光度の時間変動を対応させて同時フィットすべきだが、今回はこれを考慮しなかった。

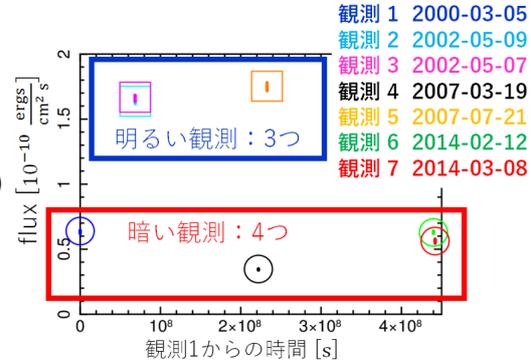


図 3: 天体光度による Chandra7 観測データのグループ分け

表 2: フィット結果から得られたパラメータ

| 組    | FWHM <sub>narrow</sub> | FWHM <sub>broad</sub>   | 強度 <sub>narrow</sub> ( $\times 10^{-4}$ ) | 強度 <sub>broad</sub> ( $\times 10^{-4}$ ) | $cstat/d.o.f$ |
|------|------------------------|-------------------------|---|--|---------------|
| A(明) | $2624^{+265}_{-246}$   | -                       | -   | $1.98^{+0.11}_{-0.11}$                   | 4874/4322     |
| A(暗) | $2538^{+196}_{-184}$   | -                       | -   | $2.01^{+0.08}_{-0.08}$                   | 4772/4322     |
| B(明) | $1964^{+273}_{-259}$   | $17726^{+3303}_{-2539}$ | $1.73^{+0.09}_{-0.09}$                    | $1.9^{+0.1}_{-0.1}$                      | 4766/4319     |
| B(暗) | $2048^{+250}_{-258}$   | $12943^{+3632}_{-2608}$ | $1.82^{+0.07}_{-0.07}$                    | $1.3^{+0.1}_{-0.1}$                      | 4673/4319     |
| C(明) | $2283^{+214}_{-229}$   | -                       | $1.7^{+0.1}_{-0.1}$                       | $2.2^{+0.3}_{-0.2}$                      | 4804/4319     |
| C(暗) | $2306^{+164}_{-171}$   | -                       | $1.85^{+0.09}_{-0.08}$                    | $1.5^{+0.3}_{-0.3}$                      | 4705/4319     |

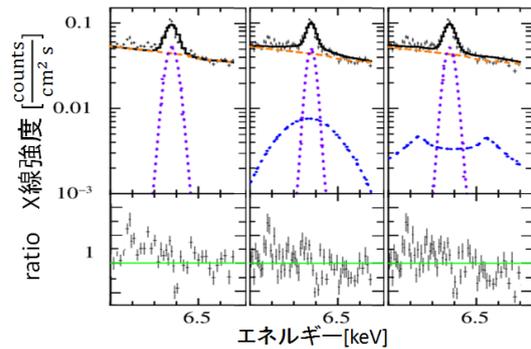


図 4: 明るい観測に対する各モデルのフィット (左から A, B, C 青:  $FeK\alpha_{broad}$ 、紫:  $FeK\alpha_{narrow}$ 、橙: 冪乗成分)

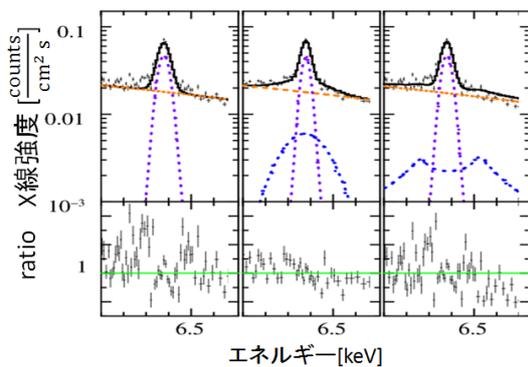


図 5: 暗い観測に対する各モデルのフィット (左から A,B,C 青:  $\text{FeK}\alpha_{\text{broad}}$ 、紫:  $\text{FeK}\alpha_{\text{narrow}}$ 、橙: 冪乗成分)

## 5 議論

各モデルでのフィット結果の  $c$ -statistics から、B、C、A の順で統計的信頼性が高いという結果が得られた。特にモデル A と C を比較すると、明るい、暗い観測でそれぞれ  $c$ -statistics は 70、67 改善しており、その有意度はどちらも 99.9% 以上である。このことから、 $\text{FeK}\alpha$  輝線は 2 成分の重ね合わせであるという事に妥当性がある。 $\text{FeK}\alpha_{\text{narrow}}$  輝線が重力赤方偏移しているかについて、今回、モデル C の角度  $i$  に Evans et al.(1995) による値  $60^\circ$  を採用し consistent な結果を得ることができた。ただしモデル B と C を比較して C の方に有意な優位性は無く、連続成分の光度変動と広がった輝線の変動の時間差を調べるなど、今後さらに研究を重ねて判断する必要がある。

最後に、光度の時間変動における輝線幅、輝線強度の変化について議論する。光度によって輝線幅が変化していれば、観測時期によって放射領域の速度あるいは場所の変化が示唆され、活動銀河核の運動解明の手掛かりが得られる。Shu et al.(2010) より、この天体について、広輝線領域由来と考えられる  $\text{H}\beta$  輝線の FWHM は  $6350\text{km/s}$  である。この値は  $\text{FeK}\alpha_{\text{broad}}$  成分と  $\text{FeK}\alpha_{\text{narrow}}$  成分の間にあるので、中心から各輝線の放射領域までの距離としては、 $\text{FeK}\alpha_{\text{narrow}}$ 、 $\text{H}\beta$  輝線 (広輝線領域)、 $\text{FeK}\alpha_{\text{broad}}$  の順で大きい。 $\text{FeK}\alpha_{\text{narrow}}$  の放射起源としてはトーラス内縁部などが候補としてあげられるが、結論にはより詳細な解析

が必要である。またモデル B では、得られた FWHM から、光度の時間変化によって放射領域の速度に違いは見られず、誤差  $1\sigma$  の範囲で一致した。今後更にエネルギー分解能の高い観測機器によって分離される可能性がある。またモデル B、C について、光度が大きくなる時期に  $\text{FeK}\alpha_{\text{broad}}$  輝線強度も大きくなるという特徴が見られた。光度に寄与しているのは主に連続成分で、それに伴って強度が変動するという事は  $\text{FeK}\alpha_{\text{broad}}$  輝線は連続成分の発生領域 (高温電子雲) 近くで散乱していると考えられる。

## 6 まとめ

活動銀河核 NGC4151 について中性  $\text{FeK}\alpha$  輝線の FWHM を求めた。 $\text{FeK}\alpha$  輝線が、 $\text{FeK}\alpha_{\text{narrow}}$ 、 $\text{FeK}\alpha_{\text{broad}}$  の 2 成分からなる事がもっともらしいと結論した。また、それぞれの FWHM を  $\text{H}\beta$  輝線のものと比較し、 $\text{FeK}\alpha$  輝線の放射領域を推定した。 $\text{FeK}\alpha_{\text{narrow}}$  輝線は中心ブラックホールから更に離れた場所が放射源であると分かり、候補の一つとしてダストトーラス内縁が考えられる。 $\text{FeK}\alpha_{\text{broad}}$  輝線が重力赤方偏移しているかについて調べ、妥当な結果が得られたが、重力赤方偏移していない輝線を考えても矛盾しない結果が得られた。光度変動に伴う輝線の振る舞いなど、今後の検討が望まれる。また天体光度の時間変動によって、 $\text{FeK}\alpha_{\text{narrow}}$ 、 $\text{FeK}\alpha_{\text{broad}}$  の FWHM が変化するか調べたが、変化は検出できなかった。よりエネルギー分解能の高い観測機器による分離が期待される。光度と共に  $\text{FeK}\alpha_{\text{broad}}$  輝線強度も大きくなるという結果から、この輝線は連続成分の発生領域 (高温電子雲) 近くで散乱していると考えられる。

## Reference

- Fabian, A. C., Rees, M. J., Stella, L., & White, N. E. 1989, MNRAS, 238, 729
- X. W. Shu, T. Yaqoo, & J. X. Wang 2010, ApJS, 187, 581
- Evans, I. N., Tsvetanov, Z., Kriss, G. A., Ford, H. C., Cagano, S., & Koratkar, A. P. 1993, ApJ, 417, 82

## FDPS によって並列化された SPH コードの GPU による高速化

山内 俊典 (東京大学大学院 総合文化研究科)

### Abstract

流体計算に用いられる微分方程式の数値解析手法の 1 つに SPH(Smoothed Particle Hydrodynamics) がある。これは対象とする物体を粒子の集まりとして表現し、ラグランジュ的に粒子を移動させながら解析する粒子法の 1 つである。我々のグループは白色矮星を扱うことができる SPH コードを所有している。この SPH コードは FDPS(Framework for Developing Particle Simulators) を用いることで大規模並列計算が可能になっている。しかしこの SPH コードは CPU に対応しているだけで GPU(Graphic Processing Unit) には対応していない。本研究はこの SPH コードの中で特に計算量の大きい粒子間の相互作用計算の部分を GPU を用いることで高速化することを目的とする。今回はファーストステップとして我々が所有する GPU のベンチマークを目的として N 体シミュレーションコードの GPU 化を行ったのでその結果を報告する。

### 1 イントロダクション

流体計算に用いられる微分方程式の数値解析手法の 1 つに SPH(Smoothed Particle Hydrodynamics) がある。これは対象とする物体を粒子の集まりとして表現し、ラグランジュ的に粒子を移動させながら解析する粒子法の 1 つである。具体的には粒子それぞれにおける力の相互作用を各タイムステップごとに計算し、運動方程式を時間積分していくことで粒子の運動の様子をシミュレーションしていく。SPH は空間のメッシュ分割を用いないため物体の大規模な変形を有する問題に適しており、様々な天体現象を解析する手法として用いられている。この中で我々は白色矮星を扱うことができる SPH コードを所有しており、これを使うことで白色矮星の潮汐破壊現象などをシミュレーションすることができる。SPH コードでより精度の高い数値解析を行うためには、シミュレーションで扱う粒子数を増やす必要があり、粒子数を増やすと計算量が大きくなるためコードの並列化が必須となってくる。しかし並列化コードの作成は容易ではなく、時間もかかる。

FDPS(Framework for Developing Particle Simulators) はこのような問題を解決するために作成されたフレームワークである。ユーザーは FDPS を使うことでプログラムの並列化を意識せずに、並列化されたプログラムを書くことができる。FDPS を用いたシミュレーションの手順は、次のような流れに

なっている。

- (1) 空間のドメイン分割。計算領域をいくつかのサブドメインに分割し、それぞれのドメインが 1 つの MPI プロセスにあてられる。プロセス間での通信を最小にし、良いロードバランスになるように分割される。
- (2) プロセス間での粒子の入れ替え。それぞれのプロセスが、担当するサブドメイン内にある粒子を持つようにするためにプロセス間で粒子を入れ替える。
- (3) 相互作用情報の交換。それぞれのプロセスが、粒子の加速度の計算に必要な情報を集める。
- (4) 粒子間の相互作用計算。それぞれのプロセスが、サブドメイン内にある粒子間の相互作用を計算する。
- (5) 粒子データのアップデート。計算された相互作用から粒子データをアップデートする。

(1)(2)(3) はプロセス間通信が必要であり、FDPS のライブラリが適切に実行する。(4)(5) はプロセス間通信を必要としないため、実際の計算式などはユーザー自身が書く。シミュレーション全体で最も計算量が重い部分が (4) の相互作用の計算であり、現段階での FDPS では CPU 上で SIMD 命令を用いて

計算している。

本研究ではこの計算を GPU(Graphic Processing Unit) を用いて並列化する。一般に GPU は多数のコアを持ち、単純な計算を大量に行うことに特化しており、CPU の限られたコア数で実行するよりも高速に計算することができる。しかし GPU では単純なインオーダー実行のため複雑な条件分岐などを含む計算は苦手である。そのため本研究では (4) の粒子間の相互作用計算の部分のみを GPU で計算させ、その他の部分は CPU が行う仕様にする。また通信のオーバーヘッドを小さくするために”multiwalk”(Hamada et al) を実装する。

GPU を扱うには cuda や openCL といった特別な言語を使わなければならない。また正しく動くコードが書いても性能を簡単には出せない。このような理由からいきなり SPH コードの GPU 化を行うにはハードルが高い。そのため今回はファーストステップとして粒子計算の中でも比較的簡単な N 体シミュレーションの GPU 化を行う。

## 2 高速化方法

### 2.1 FDPS における SPH コードの高速化方法

GPU はそのハードウェアの特徴から様々な長所がある。例えば、多くのコアを持っているため単純な並列計算が得意である。CPU では多くても 8 個ほどのコアしか持っていないが GPU は数千のコアを持つ。また CPU に比べて電力性能比が高い。しかし、単純な制御回路しか持っていないため CPU では一般的なスーパースカラやアウトオブオーダー実行ができない。そのため単純なインオーダー実行となり if 分岐などを含む計算は不得意である。そのため、FDPS におけるシミュレーションのすべてのステップを GPU に任せるのではなく、相互作用の計算のみを GPU で行い、その他の作業は CPU で行う。図 1 にそのイメージ図を示す。

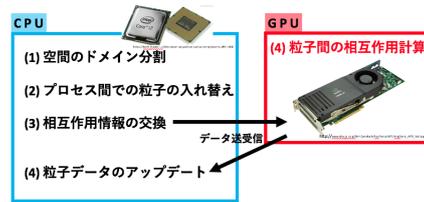


図 1: FDPS におけるシミュレーションの実行イメージ

### 2.2 N 体シミュレーションの高速化方法

今回行った N 体シミュレーションにおける粒子  $i$  の運動方程式を式 (1) に示す。

$$\frac{d^2 x_i}{dt^2} = \sum_{j \neq i}^N G m_j \frac{\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i}{(|\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i|^2 + \epsilon^2)^{3/2}} \quad (1)$$

ここで  $\epsilon$  はソフトニングパラメータである。今回はこの運動方程式を最も素直で基礎となる相互重力計算法、直接計算法を使う。直接計算法では式 (1) をそのまま計算するだけなので計算量は  $O(N^2)$  となる。

積分法では 2 次のリープフロッグ法を用いる。リープフロッグ方は以下のようになる。

$$\mathbf{v}_{\frac{1}{2}} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{a}_0 \frac{\Delta t}{2} \quad (2)$$

$$\mathbf{x}_1 = \mathbf{x}_0 + \mathbf{v}_{\frac{1}{2}} \Delta t \quad (3)$$

$$\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_{\frac{1}{2}} + \mathbf{a}_1 \frac{\Delta t}{2} \quad (4)$$

ここで 0 と 1 はそれぞれの時間ステップにおける最初と最後の値、 $\frac{1}{2}$  はその中間値である。プログラムの時間発展では

1. 式 (2) を使って  $\mathbf{v}_0, \mathbf{a}_0$  から  $\mathbf{v}_{\frac{1}{2}}$  を計算する。
2. 式 (3) を使って  $\mathbf{x}_0, \mathbf{v}_{\frac{1}{2}}$  から  $\mathbf{x}_1$  を計算する。
3. 式 (1) を使って  $\mathbf{x}_1$  から  $\mathbf{a}_1$  を計算する。
4. 式 (4) を使って  $\mathbf{v}_{\frac{1}{2}}, \mathbf{a}_1$  から  $\mathbf{v}_1$  を計算する。
5. 1 に戻る

となる。

今回は時間発展の手順で示した 3 における式 (1) の粒子間の相互作用の計算を GPU で並列に計算す

る。具体的には式 (3) で計算された粒子座標の情報を GPU に渡し、その情報を用いて式 (1) を GPU 内で計算させる。その計算結果から出された粒子の加速度情報を CPU に渡す。GPU 内の計算において、式 (1) では rsqrt を使い、float 型で計算している。

### 3 結果 & 考察

計算に用いた GPU は GeForce GTX 1080 である。今回計算した結果を、5 年前に GeForce GTX 580 で行われた結果 (Tanikawa et al 2012) と比べる。それぞれの GPU のスペックを表 1 に示す。

表 1: GPU のスペック

| GPU name         | GeForce GTX 1080 | Geforce GTX 580 |
|------------------|------------------|-----------------|
| コア数              | 2560             | 512             |
| クロック周波数          | 1.61 GHz         | 1.54 GHz        |
| 理論性能値            | 8243GFLOPS       | 1581GFLOPS      |
| メモリクロック          | 10Gps            | 2Gps            |
| メモリバンド幅 (GB/sec) | 320              | 192.4           |

計算が正しく行われたかを判断するために、エネルギー誤差を調べた。その結果を図 2 に示す。横軸はタイムステップ、縦軸は累積エネルギー誤差  $\frac{K+W-E_{ini}}{E_{ini}}$  ( $K$  は運動エネルギー、 $W$  はポテンシャルエネルギー、 $E_{ini}$  は初期エネルギー) である。計算が正しく行われている場合、積分に用いたリープフロッグの精度は 2 次のため、累積エネルギー誤差はタイムステップの 2 乗に比例する。図 2 より、ログスケールで傾きはほぼ 2 となっているため正しく計算できていることが分かる。

それぞれの GPU におけるパフォーマンスの比較として、横軸  $N$  に粒子数、縦軸に 1 秒間あたりに実行可能な相互作用計算数をプロットした結果を図 3 に示す。結果的には GTX 580 より GTX 1080 の方が最大で約 2.5 倍ほど速くなっているが、GPU のスペックの差を考えると十分ではない。しっかり性能をだしきれば、約 10 倍ほど速くなると思われる。性能をだしきれていない原因の一つとして、GPU のメモリ構造を意識したプログラムをかけてないことにある。GPU のメモリ構造の概念図を図 4 に示す。図 4 においてスレッドで計算が行なわれるさい、普通にプログラムを書くとグローバルメモリからデータ

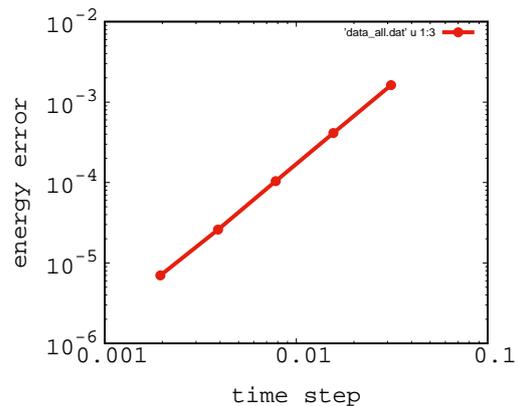


図 2: エネルギー誤差の結果

は読み込まれる。グローバルメモリは容量は大きいですが、データ通信にかかる時間はとても大きい。そこで計算に必要なデータをシェアードメモリに一旦格納し、シェアードメモリからデータ読み込みをおこなえば通信にかかる時間が減る。このように、シェアードメモリを有効活用するようなプログラムを書くことが重要であり、これによってさらなる高速化が期待できる。

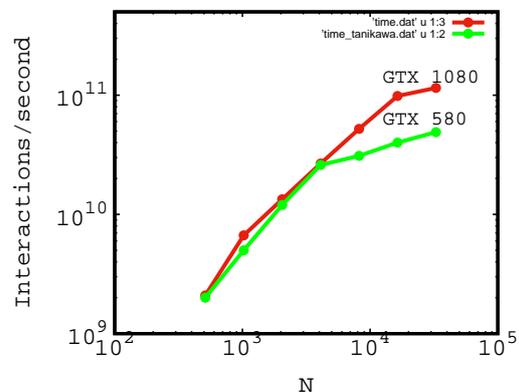


図 3: N 体シミュレーションにおける、それぞれの GPU のパフォーマンスの比較

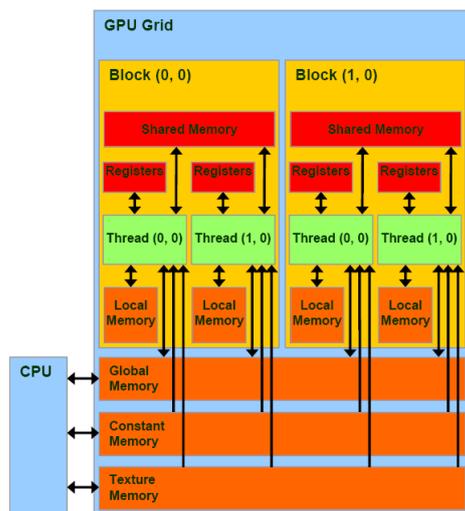


図 4: GPU のメモリ構造

## 4 まとめ & 今後の展望

今回は GPU のコードを書く練習という意味も含めて N 体シミュレーションの高速化を行った。高速化結果としては GPU の性能を完全にはだしきれていない。メモリを上手く使ったコードの改善は今後の課題である。今後は GPU を用いて、FDPS の N 体コードを高速化し、そして FDPS の SPH コードを高速化する。その SPH コードを用いて何らかの天体実験を行っていく。

## Reference

Masaki Iwasawa, Ataru Tanikawa, Natsuki Hosono et al, 2014, Publ. Astron. Soc. Japan. 00. 1-22

Ataru Tanikawa, Kohji Yoshikawa, Keigo Nitadori & Takashi Okamoto, 2012, arXiv:1203.4037v2

<http://cuda-programming.blogspot.jp/2013/01/what-is-constant-memory-in-cuda.html>

## 活動銀河核ジェットの加速モデル

荻原 大樹 (東北大学大学院 理学研究科)

### Abstract

活動銀河核から相対論的速度で吹き出すジェットの加速機構問題に着目する。近年の電波観測により明らかになってきたジェットの詳細な放射強度分布を理論的に再現することで加速に必要な状況・物理量を制限し、この問題の解決を図る。M87 銀河の最新電波 VLBI 観測によりブラックホールから数千シュバルツシルト半径の距離でジェットが三叉のフォークのような放射構造を持っていることが明らかになった (Asada, Nakamura & Pu 2016, Hada 2017)。この特徴的な放射構造はジェットの磁場構造に重要な示唆を与えるにも関わらず、これまで考えられてきたどの理論予測でも考慮されていなかった。本研究では電磁場加速モデルを用いてこの特徴的な三叉フォーク放射構造を再現することにより、モデルの観測的検証を行った。定常軸対称、磁場のエネルギー密度が粒子の持つエネルギー密度よりも十分に大きいという force free 条件のもとでブラックホール近傍の磁場・密度場の構造をパラメーター化し、この三叉フォーク放射構造を矛盾なく説明する条件を調べた。この結果について議論する。

### 1 Introduction

活動銀河核ジェットは次のような基礎的な問題が未だ解決されていない。(1) 加速機構。相対論的速度までいかにして加速するのか。(2) 収束問題。非常に長い距離の間いかにして細く絞られた構造を維持するのか。

これらの問題の解決のために、理論的には Blandford&Znajek 1977 をはじめとした磁場駆動モデルが有力視され半世紀近い間研究がなされてきた。AGN 内の超巨大回転ブラックホールや降着円盤から磁場が螺旋状に伸びている場合、磁場を介して回転エネルギーを運動エネルギーに変換することで荷電粒子を加速させることができる。このような状況では荷電粒子は磁場に凍結しているため磁場の構造がジェットの加速・収束を支配することになる。ただし、十分な加速効率が得られないなどの問題が未だ残されている。

M87 ジェットはジェットの付随する AGN の中で中心ブラックホールの視直径が最も大きい。地球からの距離が近く強力なジェットを持つので最も詳しくジェット観測がなされ、理論的予想の検証に最も適した研究対象である。近年の観測と解析の結果、AGN から数 kpc (天球投影距離で数ミリ秒角) の場所でジェットが三叉のフォークのような構造を持っている

ことが明らかになった (Asada, Nakamura & Pu 2016, Hada 2017)。三本の放射領域のうち内側の放射領域 (spine 領域) は AGN から離れるにつれて暗く、幅が細くなっている。対して外側の二つ (sheath 領域) は同程度の放射強度を持ち AGN から離れるにつれて放射領域の幅も sheath 同士の間隔 (=ジェット全体の幅) も広がっていく。spine 領域の存在は近年のわかってきたことだが sheath 領域のようなジェットの縁部分が明るい構造は以前から知られていた。この特徴的な構造は加速・収束問題を解く鍵となる磁場構造に重要な示唆を与えるにも関わらず、これまで考えられてきたどの理論予測もこうした詳細構造を考慮していなかった。

ジェットからの放射はそのスペクトルの特徴的なベキ分布などからシンクロトロン放射によるものだと考えられている。回転軸対称な放射構造は回転方向速度成分による相対論的ビーミング効果やドップラー効果が弱いことを示唆している。この回転速度は磁場がブラックホールと降着円盤のどちらから伸びているかと磁場の刺さっている場所の回転速度によって大きく変化する。根元の磁場構造と質量注入、収束の広がり方をパラメーターサーチすることでこうしたジェット構造を特徴付ける物理量について特徴的な放射領域構造から制限をつけることができる。放射

強度分布の計算を行った先行研究に Broderick&Loeb 2009 がある。本研究ではこの先行研究で用いられた磁場構造モデルをもとにより広い範囲のパラメータサーチを行った。

## 2 Model

シンクロトロン放射の計算に必要な磁場、速度場、密度場をモデル化する。Broderick & Loeb 2009 と同様の定常軸対称 force free 磁場構造モデルを用いる。

### 2.1 磁場

定常軸対称 force free 条件下での磁場を考える。Maxwell 方程式に定常を課すと、

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (1)$$

軸対称から方位角成分は任意の一定値をとることができる。電場の方位角成分が存在すると荷電粒子が無限に加速してしまうので、 $E_\phi = 0$ 。ここで磁場を方位角成分とそれ以外のポロイダル成分に分解 ( $\mathbf{B} = \mathbf{B}_p + B_\phi \mathbf{e}_\phi$ ) して磁束関数  $\Psi$  を定義する。

$$\mathbf{B}_p = \frac{1}{r \sin \theta} \nabla \Psi \times \mathbf{e}_\phi. \quad (2)$$

磁束関数は磁力線に沿って一定となる。

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \Psi = 0. \quad (3)$$

定常状態で磁場のエネルギー密度が粒子のエネルギー密度よりも十分大きい時、エネルギー運動量テンソルの表式から以下の force free 条件が導かれる。

$$\rho \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0 \quad (4)$$

この条件より、両辺に磁場の内積をとると電場と磁場が垂直になることがわかる。また、回転対称  $E_\phi = 0$  と電場と磁場が垂直であること  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$  を満たす電場の表式としてある定数  $\Omega$  を用いて

$$\mathbf{E} = -R\Omega \mathbf{e}_\phi \times \mathbf{B} \quad (5)$$

とおくと、 $\nabla \times \mathbf{E} = 0$  に代入することで  $\Omega$  も磁力線に沿って保存することがわかる。

$B_\phi$  について考える。MHD 方程式系

$$\boldsymbol{\beta} = \frac{R\Omega}{c} \mathbf{e}_\phi - \frac{B_\phi}{B^2} \mathbf{B} \quad (6)$$

より light cylinder より十分遠方で光速を超えないために漸近的に  $B_\phi \gg B_r$ 、 $B^2 \sim E^2$  となる。これに合わせて

$$B^2 \sim E^2 = (R\Omega B_p)^2 \sim (R\Omega B_r)^2 \quad \text{for } \theta \sim 0 \quad (7)$$

$$B_\phi \sim -R\Omega B_r \quad (8)$$

磁束関数  $\Psi$  の関数として磁場形状を記述できるようになった。ここで  $\Psi$  をパラメータ  $p$  を用いて

$$\Psi = r^p (1 - \cos \theta) \quad (9)$$

とおくと、磁場の各成分は

$$\begin{aligned} B_r &= r^{p-2}, \\ B_\theta &= -\frac{p\Psi}{r^2 \sin \theta}, \\ B_\phi &\approx -\frac{2\Omega\Psi}{R} \quad (\text{for } \theta \approx 0) \end{aligned} \quad (10)$$

ポロイダル成分は  $p=0$  で放射状、 $p=1$  で放物線状、 $p=2$  で円筒状になる。 $R B_\phi$  は磁力線に沿って保存する。

### 2.2 速度場

電磁場によって運動が決まるのでドリフト速度での運動を仮定する。

$$\boldsymbol{\beta} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (11)$$

force free 条件下での電場 (式 (5)) を代入すると、

$$\mathbf{v} = R\Omega \mathbf{e}_\phi - \frac{R\Omega B_\phi}{B^2} \mathbf{B} \quad (12)$$

磁場がブラックホールを貫いている場合、磁力線に沿って一定値となる  $\Omega$  はブラックホールのスピンを意味して、light cylinder よりも内側で  $\beta = R\Omega/c$  と書けることからブラックホール近傍で磁場に凍結した荷電粒子は剛体回転運動をする。磁場がブラックホールではなく降着円盤に接続している場合、 $\Omega$  は一様ではなくなり、ケプラー回転の角速度となる。

### 2.3 密度場

連続の式より与える。式 (12) を代入して

$$\nabla \cdot n \left( R\Omega e_\phi - \frac{R\Omega B_\phi}{B^2} \mathbf{B} \right) = -(\mathbf{B} \cdot \nabla) \left( \frac{nR\Omega B_\phi}{B^2} \right) \quad (13)$$

$\Omega$  と  $RB_\phi$  は磁力線に沿って保存するので、 $n/B^2$  は磁力線に沿って保存する。

高さ  $z_{fp}$  での密度分布をガウシアンで与える。

$$n_{fp}(R) = n_{0fp} \exp\left(-\frac{(R - R_{ring})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (14)$$

Broderick & Loeb 2009 では  $\sigma = z_{fp}$

### 2.4 シンクロトロン放射

ここまでは磁場、速度場、密度場を観測者系で評価をした。一つの電子が単位周波数単位立体角あたりの放射強度は

$$P(\omega, \alpha) = \frac{\sqrt{3}q^3 B}{2\pi m_e c^2} \sin \alpha F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right). \quad (15)$$

ここで  $q$  は電子の電荷、 $m_e$  は電子質量、 $\alpha$  は磁場と放射向きのなす角度 (pitch angle)、 $F$  は周波数依存性を示す関数で  $\omega_c = (3\gamma_e q B \sin \alpha)/2m_e c$  はシンクロトロン放射の特征的周波数である。各場所での単位体積、単位周波数、単位立体角あたりのシンクロトロン放射 emissivity は  $\alpha$  から  $\alpha + d\alpha$  までのピッチアングルをもつ電子の個数を  $f$  として共動系で

$$j_{co}(\omega, \Omega) d\omega d\Omega = \int P(\omega, \alpha) f(\alpha) 2\pi \sin \alpha d\alpha d\omega d\Omega \quad (16)$$

と書ける。電子はべき状エネルギー分布をもち運動は等方だと仮定して  $f$  を

$$fd\Omega\gamma_e = \frac{1}{4\pi} n_{co} \frac{a-1}{\gamma_m^{1-a}} \gamma_e^{-a} d\Omega\gamma_e \quad (17)$$

として観測者系にローレンツ変換すると

$$j_{obs} d\omega_{obs} d\Omega_{obs} = \frac{1}{\gamma^2 (1 - \beta\mu_{obs})^3} j_{co} d\omega_{obs} d\Omega_{obs}. \quad (18)$$

$\mu_{obs}$  は視線方向と運動の向きのなす角の余弦である。観測される放射強度はこれを視線方向に積分して得られる。

## 3 Results

以下のパラメーターを用いて数値計算を行った結果、図 1 の放射強度分布が得られた。

表 1: 図 1 のパラメーター

| スピンパラメーター    | 0.998 | p          | 1    |
|--------------|-------|------------|------|
| $z_{fp}$     | 10rg  | $\sigma$   | 10rg |
| 電子エネルギー分布のべき | 1.1   | $\gamma_m$ | 100  |
| 観測者の見込み角     | 25°   |            |      |

$\Omega$  はブラックホール回転角速度で与える。これは磁力線がブラックホールを貫いている場合に相当する。ブラックホール質量は  $3.4 \times 10^9 M_\odot$ 、観測周波数は 44GHz とした。

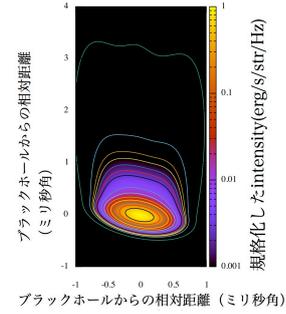


図 1: 0.21mas×0.42mas のビームサイズで畳み込みをした放射強度分布

図 2 の畳み込み前の放射強度分布ではっきりと見られるように軸付近で明るい成分と放物線状に広がった成分があることがわかる。

パラメーターサーチの結果、こうした 2 つの成分はスピンパラメーターと  $\Omega$  の取り方によって大きく変化することがわかった。スピンパラメーターを小さくする、もしくは  $\Omega$  を一様ではなく  $z_{fp}$  の高さでケプラー回転角速度を与えると、と放物線状成分の非対称性が大きくなる。畳み込み前の放射強度分布では密度分布を決めるパラメーター  $z_{fp}$  の高さとガウシアン分散  $\sigma$  の値に依らず二つの成分が見て取れるが、 $z_{fp}$  が小さいか  $\sigma$  が小さい場合には観測のビームサイズで畳み込みをすると放射状成分が軸付

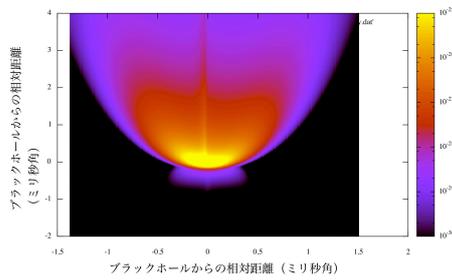


図 2: 畳み込み前の放射強度分布。色は相対強度を表す。

近の成分を隠してしまい三又構造として観測することができなくなる。

## 4 Discussion

二つの放射領域について考察する。図 3、4、5 にジェットの回転軸を含む平面と回転軸に平行に 15rg 離れた位置の平面でのビーミングファクター (=  $1/(\gamma^2(1-\beta\mu_{obs})^3)$ ) の分布を示す。

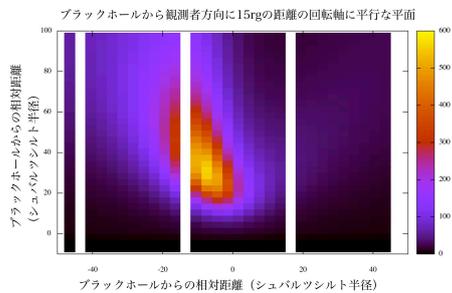


図 3: ブラックホールから観測者方向に 15rg の距離の回転軸に平行な平面でのビーミングファクター分布

視線方向の相対論的運動によるビーミングで放射強度が大きく増幅されていることがわかる。軸付近の明るい構造はジェット回転軸付近の成分が、放物線状の構造は回転軸から離れた場所の成分の寄与が大きい。非対称性は軸からの距離が短いほど磁場の方位角成分が弱く、物質の運動が方位角方向に向くことによるものである。

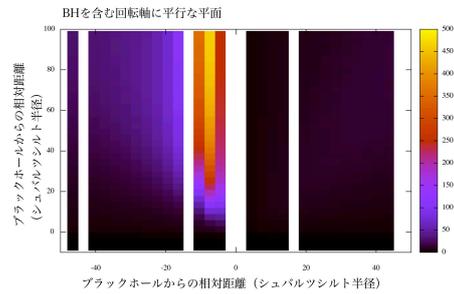


図 4: BH を含む回転軸に平行な平面でのビーミングファクター分布

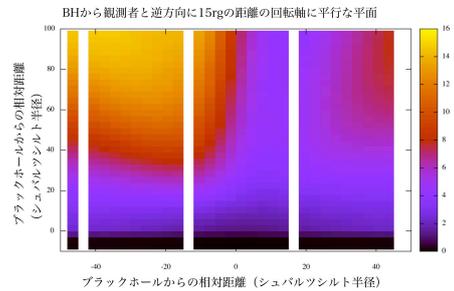


図 5: BH から観測者と逆方向に 15rg の距離の回転軸に平行な平面でのビーミングファクター分布

## 5 Conclusion

定常軸対象 force free 磁場のモデルを考えることにより M87 ジェットの spine-sheath 構造を再現することができた。パラメーターサーチの結果、この特徴的構造を得るためには (1)  $\Omega$  がブラックホール回転角速度で与える。(2) ブラックホールスピンパラメーターは大きい値である。という制限を与えることができた。

## Reference

Broderick & Loeb 2009, ApJ,697:1164  
 Keiichi Asada, Masanori Nakamura, and Hung-Yi Pu 2016. ApJ,833:56  
 Hada, K. 2016, Galaxies, 5, 2

# プラズマ粒子シミュレーションを用いた無衝突衝撃波遷移層での波動励起機構の研究

篠田 理人 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

銀河系内宇宙線の加速源の有力候補として超新星残骸によって生じる無衝突衝撃波による加速が考えられている。本研究は、宇宙で生じる無衝突衝撃波について、その遷移層での電磁場と多数の粒子の運動論的振る舞いについて、シミュレーションの解析を行った。高エネルギー粒子の存在は確認できなかったが、遷移層での電磁波動は確認することが出来た。そこで、具体的には、遷移層で生じる温度非等方不安定について解析を進めている。今後、その中で、シミュレーションを行った6つのパラメータについて、遷移層での特徴的な現象に対して傾向の有無を確認していく。

## 1 Introduction

地球に飛来する宇宙線のエネルギースペクトルには、エネルギーが  $10^{15.5} \text{ eV}$  付近で特徴的な曲がりが存在する。それ以下のエネルギーの宇宙線は超新星残骸などの無衝突衝撃波からエネルギーを得ていると考えられている。宇宙線が加速される機構として、Fermi 加速機構がある。これは、粒子が選択的に衝撃波遷移層を往復することにより、正味のエネルギーを得るものである。しかし、Fermi 加速には、問題点が指摘されており、Injection 問題というものがある。粒子が衝撃波遷移層を往復するためには、遷移層を超えるだけのエネルギーをあらかじめ持つておくことが必要であるのだが、その遷移層を超える最低エネルギーを持つに至る過程が未解明というものである。いわゆる、種粒子の生成過程が未解明なのである。本研究は、前年度からの継続した研究であるが、その際高エネルギー粒子の生成は確認できなかった。しかし、遷移層において、電磁波動は確認することができた。そこで、前年度は、イオンの温度非等方不安定について、結果の解析を行った。その中で、シミュレーション中のパラメータであるマッハ数、プラズマ・ベータ値とイオンの垂直方向温度について傾向を確認し、考察を行った。

本研究では、衝撃波遷移層での各特徴的な量 (電場、イオン、電子について方向の温度と温度比) に対

し、傾向の有無を確認していく。

## 2 Methods

この章では今回用いたシミュレーション内容について概説する。

まず、シミュレーションについて。シミュレーションでは、電子、イオンについて運動方程式、Maxwell 方程式を解き、各量の時間発展を追跡した。

$$\frac{d\mathbf{x}_s}{dt} = \mathbf{v}_s$$

$$\frac{d\mathbf{v}_s}{dt} = \frac{q_s}{m_s} (\mathbf{E}(x, t) + \mathbf{v}_s(x, t) \times \mathbf{B}(x, t))$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = c \nabla \times \mathbf{B}(x, t) - 4\pi \mathbf{j}(x, t)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c \nabla \times \mathbf{E}(x, t)$$

ここで電流密度は

$$\mathbf{j} = \sum_s q_s \mathbf{v}_s \delta^3(\mathbf{x} - \mathbf{x}_s)$$

であり、s は電子、イオンを表す。

用いた手法は PIC(Particle-In-Cell) 法です。PIC 法とは、形状関数を用いて、粒子の実質的なサイズを格子間隔程度として扱い、その粒子 (超粒子という) と電磁場をカップリングさせて、電磁場、位置、速度などについての量を時間更新していく手法である。

これらなどを用いて、本研究では、マッハ数  $M_a = 4, 6$  とプラズマ・ベータ  $\beta = 0.08, 0.32, 1.28$  についての組み合わせ、計 6 パターンのシミュレーションを行った。

### 3 Results

ここでは、確認できた磁場の波動の様子とイオン垂直方向方向の時間発展、及び、パラメータに対するその傾向を掲載する。ポスターでは磁場、各温度などについても掲載する予定である。

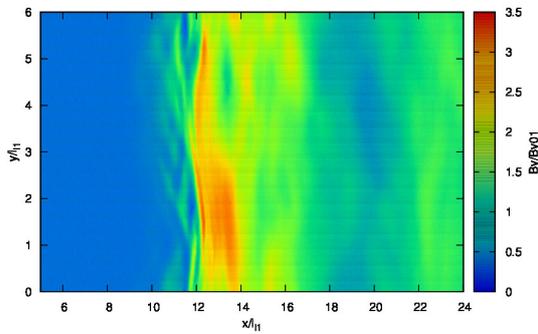


図 1: 磁場  $y$  成分  $\omega_{ci}t = 12.01$

図 1 はマッハ数  $M_a = 6, \beta = 0.08$  での時刻  $\omega_{ci}t = 12.01$  での磁場  $y$  成分の様子である。シミュレーション内で、背景磁場は  $y$  方向に設定されている。時間はイオンのサイクロトロン振動数で規格化している。

図 2 はマッハ数  $M_a = 6, \beta = 0.08$  でのイオンの垂直方向温度の様子である。縦軸は  $\omega_{ci}t$  になっている。横軸は  $x$  軸になっている。

図 3 はパラメータ  $M_a, \beta$  に対するイオンの垂直方向温度の傾向を表す。

### 4 Discussion

まず、イオンの温度非等方不安定について生じる波動について概略する。背景磁場が存在する下での

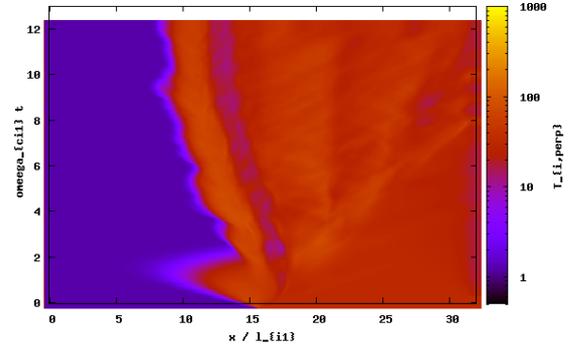


図 2:  $M_a = 6, \beta = 0.32$  イオン垂直方向温度時間発展

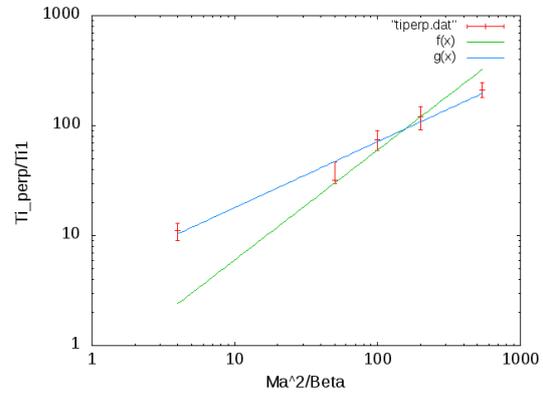


図 3: イオン垂直方向温度の  $\frac{M_a^2}{\beta}$  依存性

一様磁場中の平行方向の波動の分散関係は一般に

$$1 - \left(\frac{ck}{\omega}\right)^2 + \sum_s \frac{4\pi q_s^2}{m_s \omega^2} \int d^2v \frac{v_{\perp}}{2} \frac{[(\omega - kv_{\parallel}) \frac{\partial f_{s0}}{\partial v_{\perp}} + kv_{\perp} \frac{\partial f_{s0}}{\partial v_{\parallel}}]}{(\omega - kv_{\parallel} \pm \omega_{cs})} = 0$$

のように書ける。添え字  $s$  は電子、イオンを表し、 $\omega_{cs}$  は粒子のサイクロトロン振動数、 $v_{\perp}$  は背景磁場に対して垂直方向の速度、 $v_{\parallel}$  は背景磁場に対して平行方向の速度、 $f_{s0}$  は粒子の分布関数を表している。イオンの温度非等方な分布、電子の温度非等方な分布であるとし、電子のサイクロン半径に対して長波長の場合についてを考えると、波動の成長率は

$$\frac{\omega_r}{\omega_{ci}} \approx \pi^{1/2} \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2}\right) \exp(-\xi_i^2) \left[ \left(\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} - 1\right) \frac{\omega_{ci} - \omega}{kv_{i\parallel}} - \frac{\omega}{kv_{i\parallel}} \right]$$

と書ける。ここで  $\xi_i$  は  $\xi_i = (\omega \pm \omega_{ci})/kv_{i\parallel}$  である。  
この式から不安定性が成長するためには

$$\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} > 1$$

が必要であり、温度非等方度の増加とともに成長していく。また、この時生じる波動は電磁イオンサイクロトロン波と呼ばれている。

シミュレーションにおいてもイオンの温度非等方が存在する領域、時間では磁場  $y$  成分のゆらぎを確認することが出来た。また、イオンの垂直方向の温度上昇について解析的に見積もりを行うと、 $\frac{M_a^2}{\beta}$  に比例するという傾向があるのが分かった。これと結果を比較したものが図3である。

このようにイオンの垂直方向温度に関しては、各パラメータ  $M_a, \beta$  について、傾向と解析の見積もりを立てることができた。しかし、おおよそ一致はしているものの、結果とのズレは生じている。それについては、今回の見積もりで考慮していなかったイオンの反射率(衝撃波面での、イオンが上流から下流に向かう数とその内、下流から上流に侵入する数の比)が関係していると考えられる。

## 5 Conclusion

本研究では、無衝突衝撃波遷移層での磁場、様々な温度比など、特徴的な量について、パラメータ  $M_a, \beta$  に対する傾向を調べた。しかし、全ての量に対して解析は終わってはいないので、今後は引き続き、解析を行い、傾向の有無を確認していく。またその後、それら傾向に対し、考察し、もし傾向を理論的に概算することができれば、今回のシミュレーション以外でのパラメータ  $M_a, \beta$  に対し、予測を付けることにつながると期待される。

## Reference

- 田中 基彦 & 西川 恭治 (1991) 高温プラズマの物理学 (丸善)
- 富阪 幸治, 花輪 知幸 & 牧野 淳一郎 2007, シミュレーション天文学 (日本評論社)

## 2次元効果を考慮した、ブラックホールへの超臨界降着

竹尾 英俊 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

### Abstract

宇宙初期 (赤方偏移  $z \sim 6-7$ 、宇宙年齢  $\sim 1\text{Gyr}$ ) において、超巨大ブラックホール ( $> 10^9 M_\odot$ ) が観測されているが、その形成過程は不明である。一説として、宇宙初期 ( $z \sim 20$ 、宇宙年齢  $\sim 0.2\text{Gyr}$ ) にできた初代星由来のブラックホール ( $\sim 10^{1-3} M_\odot$ ) が、ガス降着で急成長したとするものがある。この説に従うと、エディントン限界を上回る、超臨界降着による成長が不可避である。なぜなら、このブラックホールがエディントン限界で降着し続けても、観測された時期までに、 $> 10^9 M_\odot$  へと成長できないためだ。しかし、球対称的な輻射場を仮定する限り、超臨界降着は困難である。降着に伴って、中心部から輻射が生じ、ガスを電離加熱する。ガスは高温・高圧になり、ガスを押し返し、降着が抑制されるためだ。

そこで我々は、2次元 (非球対称) 効果を考慮することで、超臨界降着が実現する可能性に着目した。特に、中心部からの輻射が、降着円盤由来で非等方性を有する点に着目した。我々は、原始ガス (水素・ヘリウム) の電離・再結合を考慮した、2次元輻射流体計算を行った。結果、輻射場の強い極方向では、電離されたアウトフローが噴出する一方、輻射の弱い赤道面方向から超臨界降着が実現することを明らかにした。また、 $\geq 5 \times 10^5 M_\odot$  程度の大質量ブラックホールの場合、電離領域は消滅し、全系が中性化すること、さらに、2次元効果により、極方向に  $8000\text{K}$  の中性アウトフローが噴出することを明らかにした。

## 1 Introduction

超巨大ブラックホールは、銀河との共進化に見られるように、宇宙進化に多大な影響を与えたとされるが、その進化の過程は、未だ謎に包まれている。一方、観測によれば、宇宙初期 (赤方偏移  $z \sim 6-7$ 、宇宙年齢  $\sim 0.8-1.0\text{Gyr}$ ) に質量が  $> 10^9 M_\odot$  にもなる超巨大ブラックホールが存在するとされている。この事実は、超巨大ブラックホールがごく短期間に、急成長したことを意味するが、その具体的なプロセスは不明である。

ひとつの説として、 $z \sim 20$  (宇宙年齢  $0.2\text{Gyr}$ ) にできた初代星由来の種ブラックホール ( $\sim 10^{1-3} M_\odot$ ) が、ガス降着により急成長したというものがある。この説に従うと、エディントン限界 ( $\dot{M}_{\text{Edd}} \equiv L_{\text{Edd}}/c^2$ 、 $L_{\text{Edd}}$  はエディントン限界) を上回る降着 (超臨界降着) が不可欠である。なぜなら、仮に、エディントン限界でガスが降着し続けても、 $\sim 0.9\text{Gyr}$  ばかり、観測された巨大ブラックホールの形成 (許される時間は  $\sim 0.6\text{Gyr}$ ) に間に合わないからだ。このほかにも、超巨大星の direct collapse や、星団の runaway collision により、 $> 10^3 - 10^5 M_\odot$  もの大きな種を作

り、成長時間のリミットを緩和しようとするシナリオも提唱されているが、この場合でも、エディントン限界に近い降着率が安定に継続する必要がある。

ブラックホールへの超臨界降着は可能であろうか。少なくとも、ブラックホール近傍 ( $\sim 10^{2-3} R_S$ 、 $R_S$  はシュバルツシルト半径) まで、十分な量のガスが供給されれば超臨界降着が実現する (Ohsuga et al. 2005)。

では、ブラックホール近傍へのガス供給は可能なのか? まず、ガス供給率は、ボンディ半径 ( $R_{\text{Bondi}} \equiv GM_{\text{BH}}/c_s^2$ 、 $c_s$  は音速。この半径より内部では、ブラックホール重力が圧力勾配力を圧倒する。) の大きさと、その場所の密度によって決まる ( $\dot{M} \propto R_{\text{B}}^2 \rho_\infty \propto T^{-3/2} \rho_\infty$ )。ブラックホールへのガス供給率を見積もるには、ボンディ半径 ( $\sim 10^9 R_S$ ) を含む遠方領域を考慮しなければならない。

しかし、ブラックホールのいる中心部へのガス供給は、困難が伴う。ブラックホールへ落下するガスは、わずかでも角運動量を持っており、中心付近で降着円盤が形成される。粘性加熱を通した重力エネルギーの解放により、円盤は発熱し、輻射を放出す

る。この時、ボンディスケールへ到達する輻射場が、等方であると仮定すると、超臨界でのガス降着は難しいことが知られている。なぜなら、中心部からの輻射は、周囲のガスを電離・加熱し、電離領域を形成する。そして、電離領域は高温・高圧であるため、周囲のガスを押し返してしまうからだ (Park & Ricotti 2011)。

一方、Inayoshi et al. (2016) は、化学反応 (電離・再結合) を考慮した 1 次元輻射流体計算により、球対称な系でも超臨界でガス供給が可能な場合があることを示した。具体的には、電離半径 < ボンディ半径となると、電離面は中性ガスによって押しつぶされ、輻射による降着ガスの押し返しは効かなくなる。上記の数値計算によれば、この時、定常な超臨界降着が実現する。しかし、球対称を仮定する限り、小質量ブラックホール ( $\sim 10^{1-3} M_{\odot}$  程度) への超臨界降着は困難である。実際、電離半径とボンディ半径は、ブラックホール質量の 1/3 乗と 1 乗に比例している。したがって、小質量ブラックホールの場合、電離半径 > ボンディ半径となり、超臨界は実現しない。

本研究では、 $10^3 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 5 \times 10^5$  のブラックホールが非等方輻射場中で、降着により質量を獲得する過程を解明することを目指した。輻射場の非等方性を考慮することで、輻射フィードバックによる降着抑制を回避できると期待される。降着円盤の回転軸方向に強い輻射が放出される一方、円盤面 (赤道面) は輻射が弱いために、ガスは赤道面から輻射の妨害なしに流入するはずである。こうして出現する新しい降着モードを解析することで、非等方輻射場中の 2 次元降着解を構築することが、本研究の長期的な目的である。

## 2 Methods/Instruments and Observations

我々は、非等方な輻射の効果をj知るため、2 次元輻射流体計算 (HLL 法) を実行した。また、原始ガス (H, H<sup>+</sup>, He, He<sup>+</sup>, He<sup>++</sup>, e<sup>-</sup>, 金属なし) の電離・再結合を考慮し、加熱・冷却も取り入れた。加熱は、電離加熱を取り入れた。冷却は、H, He, He<sup>+</sup> の衝突に伴う冷却と、free-free emission を考慮した。初期条

件として、一様な温度・密度のガスが静止した中に、 $10^3 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 5 \times 10^5$  のブラックホールが埋もれている場合を考える。外部境界では、密度は初期値のまま一定であるとした (したがって、外部境界では密度に角度依存性がない)。

内部からの輻射は、 $L_{\nu} \propto \nu^{-1.5}$  ( $L \equiv \int L_{\nu} d\nu$ ) なるスペクトルを仮定した。輻射効率を、slim disk model のそれを仮定し、

$$\frac{L}{L_{\text{Edd}}} = \begin{cases} 2[1 + \ln(\dot{m}/20)] & \text{for } \dot{m} \geq 20, \\ \dot{m}/10 & \text{for } \dot{m} < 20, \end{cases} \quad (1)$$

とした ( $\dot{m} \equiv \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$ )。なお、輻射輸送は動径方向のみ解いた。さらに、light crossing timescale は dynamical timescale や sound crossing timescale よりも十分短いため、輻射輸送方程式は定常を仮定した。輻射場の角度依存性は、

$$F_{\nu}(r = r_{\text{min}}, \theta) = \frac{(N+1)L_{\nu}}{4\pi r_{\text{min}}^2} \cos^N \theta, \quad (2)$$

と仮定した ( $N$  を輻射場の非等方パラメタと呼称)。

計算領域は、先述通り、ボンディ半径を含むようにとった ( $10^{-2} R_{\text{B}} \leq r \leq 10 R_{\text{B}}$ )。 (輻射源である降着円盤は、ボンディ半径と比較して、スケールが極めて小さく、分解できないため、計算には含めていない。)

## 3 Results

### 3.1 Effects of radiation anisotropy

質量  $10^3 M_{\odot}$  へのガス降着を考える。輻射場の非等方パラメタ  $N = 0, 2, 4$  の各場合でガスを降着させた (それぞれ Model A, B, C と呼称)。図??は、降着率の時間変動を表す。等方輻射 (Model A) の場合は、先行研究と同じく、輻射フィードバックにより降着は振動している。降着率は重臨界であり輻射力はマイナーな影響しか及ぼさないが、輻射加熱により降着が抑制される。一方、非等方輻射の場合は、降着は振動的でない。  $N$  の増大に伴い、降着率は増大し、特に  $N = 4$  の時 (Model C)、降着は超臨界に達する。

非等方輻射中のガス流は、降着優勢領域と輻射優勢領域とがはっきり分かれた構造をなしている。赤

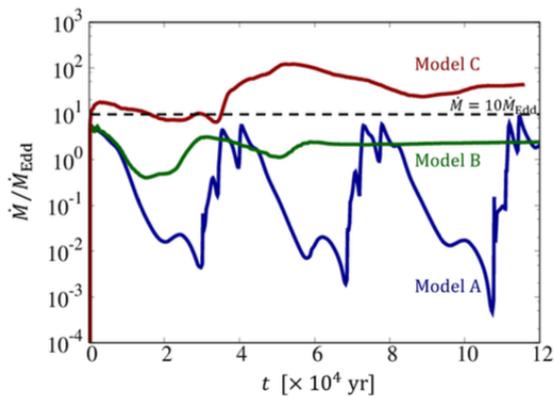


図 1: 降着率の時間変化。ボンディスケールでの dynamical time は  $t_{\text{dyn}} \equiv \pi \sqrt{R_B^3 / (8GM_{\text{BH}})} \simeq 8.4 \times 10^3 (M_{\text{BH}}/M_{\odot}) \text{ yr}$ .

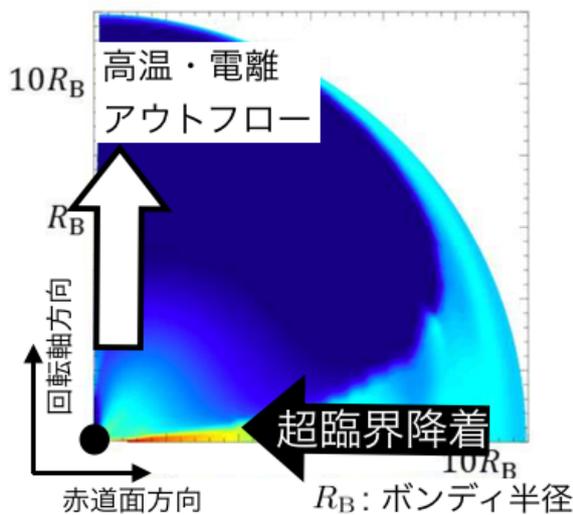


図 2: 非等方輻射中のガス密度分布。

道面方向から、ガスは中性のまま流入し、輻射フィードバックは効いていない。中性領域の温度は原子冷却により 8000 K を維持しており、等温降着流となっている。降着率は中性領域の立体角  $\Omega_{\text{HI}}$  を用いて、 $\dot{M} = \dot{M}_{\text{Bondi}} \times \Omega_{\text{HI}} / 4\pi$  で近似できる ( $\dot{M}_{\text{Bondi}}$  はボンディ降着率)。一方、輻射の強い回転軸方向では、超臨界光度の輻射により、ガスは電離加熱され、遠方に向けて加速され、アウトフローが生じる。

### 3.2 Transition to wholly neutral accretion

続いて、 $10^3 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 5 \times 10^5$  のブラックホールが  $N = 4$  輻射場の元で、ガスを降着する場合を考える。 $M/M_{\odot} = 5 \times 10^5$  の時 (Model E)、降着の時間変動は、2つの段階に分かれた。第1段階では、Model C と同じく、降着は電離領域 (アウトフローが卓越) と中性領域 (降着が卓越) が棲み分けている。中性領域のガスは、non-radial の速度成分をもち、中性領域の開口角が時間とともに拡大していく。その後、中性ガスが電離領域に侵入し、中心の輻射源を完全に覆う。ガスの覆いは輻射の吸収に対して光学的に厚く、電離光子は内部領域 ( $\lesssim 10^{-2} R_B$ ) でブロックされる。そのため、それより遠方 (特にボンディスケール) では輻射加熱が引かなくなり、全系が中性化し、 $\simeq 8000 \text{ K}$  程度の温度に落ち着く。

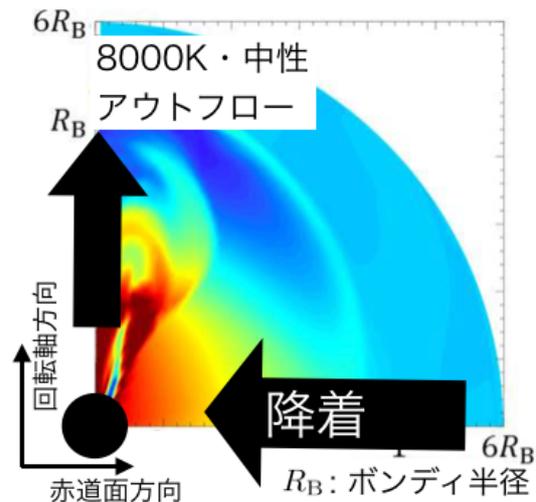
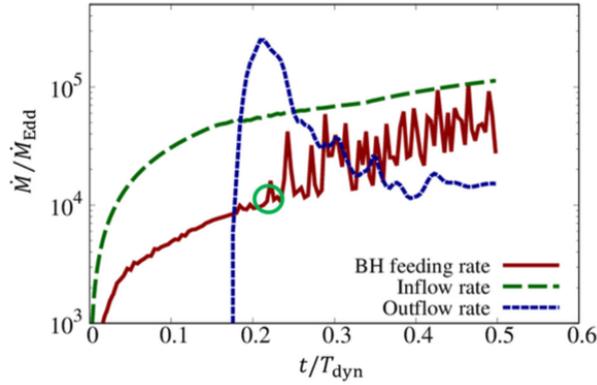


図 3: Model E ( $M/M_{\odot} = 5 \times 10^5$ ,  $N = 4$ ) 非等方輻射中のガス密度分布。

一方、回転軸方向では、電離に伴い、輻射の運動量がガスに輸送され、中性のアウトフローが生じた (図??)。シミュレーションの終状態で、ブラックホールは  $\sim 5 \times 10^4 L_{\text{Edd}}/c^2$  であり、アウトフローレートはその  $\sim 30\%$  に当たる  $\sim 1.5 \times 10^4 L_{\text{Edd}}/c^2$  に達した。



Park, K. & Ricotti, M. 2011, ApJ, 739, 2

Inayoshi, K., Haiman, Z. & Ostriker, J., P. 2016, MNRAS, 459, 3738

図 4: Model E ( $M/M_{\odot} = 5 \times 10^5$ ,  $N = 4$ ) 非等方輻射中の降着率 (BH feeding rate)、ボンディ半径でのインフロー、アウトフローレート。

## 4 Summary

本研究では、 $10^3 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 5 \times 10^5$  のブラックホールが非等方輻射場中で、降着により成長する過程を調べた。結果、非等方輻射によって超臨界降着が実現することを示した。輻射優勢の電離・アウトフロー領域と、降着優勢の中性領域とが棲み分けることが、超臨界実現の鍵である。また、より大きなブラックホールの場合は、電離領域が消滅し、全系が中性化した。同時に、回転軸方向に中性のアウトフローが吹き出し、降着率の $\sim 30\%$ もの大きな質量損失率を持つことが明らかになった。

## Acknowledgement

本研究は、京都大学宇宙物理学教室の嶺重慎氏、国立天文台理論部の大須賀健氏、高橋博之氏、および、コロンビア大学の稲吉恒平氏との共同研究である。本研究の数値計算は、国立天文台 Center for Computational Astrophysics の Cray XC30 を用いて実行した。

## Reference

Mortlock et al. 2011, Nature, 474, 616

Ohsuga, K., Mori, M., Nakamoto, T. & Mineshige, S. 2005, ApJ, 628, 368

# ブラックホールへの超臨界降着におけるスペクトル

五十嵐 太一 (千葉大学大学院 融合理工学府)

## Abstract

系外銀河において中心核から離れた場所に恒星質量ブラックホールのエディントン限界光度を超えて輝く非常に明るい X 線源がみつかっており、超大光度 X 線源 (Ultraluminous X-ray Sources: ULXs) と呼ばれている。ULX の起源としては、(a) 恒星質量ブラックホールへのエディントン光度に対応する降着率を超える超臨界降着 (b) 中間質量ブラックホールへの亜臨界降着の 2 つのモデルが提唱されていた。しかし、M82 X-2 等で X 線パルスが発見されたことにより ULXs の一部が中性子星への超臨界降着が起源であることが確定している。本講演では川島ら (2012) が輻射流体シミュレーション結果をもとに求めたブラックホールへの超臨界降着流の輻射スペクトルと NuStar 衛星により得られたスペクトルとを比較し ULXs の一部が超臨界降着によって説明できることを示す。

## 1 Introduction

X 線の観測から、ULXs は硬 X 線を伴って観測されるがこれらのスペクトルは、標準降着円盤やスリム円盤のスペクトルとも異なることが知られている。Kawashima et al.(2009) では、アウトフローがスペクトルに及ぼす影響が指摘された。本紹介論文では計算領域を大きくし、解像度を高くしてより詳しく調べた。

## 2 輻射流体シミュレーション

2 次元軸対称輻射流体方程式を球座標  $(r, \theta, \phi)$  で解く。連続の式は、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) = 0 \quad (1)$$

であり、運動方程式は、

$$\frac{\partial \rho v_r}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v_r v) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \rho \left( \frac{v_\theta^2}{r} + \frac{v_\phi^2}{r} \right) - \frac{GM}{(r - r_s)^2} + \frac{\chi}{c} F_{0r} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho v_\theta}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v_\theta v) = -\frac{\partial p}{\partial \theta} + \rho v_\phi^2 \cot \theta + r \frac{\chi}{c} F_{0\theta} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho r \sin \theta v_\phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho r \sin \theta v_\phi v) \\ = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^3 \sin \theta t_{r\phi}) \end{aligned} \quad (4)$$

である。ガスのエネルギー式は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot (e v) = -p \nabla \cdot v - 4\pi \kappa B \\ + c\kappa E_0 + \Phi_{vis} - \Gamma_{Comp} \end{aligned} \quad (5)$$

輻射のエネルギー式は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_0}{\partial t} + \nabla \cdot (E_0 v) = -\nabla \cdot F_0 - \nabla v : P_0 \\ + 4\pi \kappa B - c\kappa E_0 + \Phi_{vis} + \Gamma_{Comp} \end{aligned} \quad (6)$$

である。F<sub>0</sub> は輻射フラックス、P<sub>0</sub> は輻射応力テンソル、E<sub>0</sub> は輻射エネルギー密度、B は黒体放射強度、mean opacity である。ポテンシャルは擬ニュートンポテンシャル

$$\Psi = -\frac{GM}{r - r_s} \quad (7)$$

を用いる。r<sub>s</sub> (= 2GM/c<sup>2</sup>) はシュバルツシルト半径である。t<sub>rφ</sub> は粘性応力テンソル、Φ<sub>vis</sub> は粘性によるエネルギーの散逸を表し、

$$t_{r\phi} = \eta r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{v_\phi}{r} \right) \quad (8)$$

$$\Phi_{vis} = \eta \left[ r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{v_\phi}{r} \right) \right]^2$$

である。η は α 粘性で表される粘性率で、

$$\eta = \alpha \frac{p + \lambda E_0}{\Omega_K} \quad (9)$$

また、 $\Gamma_{Comp}$  はコンプトン散乱による加熱/冷却率を近似的に取り入れたもので、Kompaneets 方程式を振動数で積分して得られ、

$$\Gamma_{Comp} = 4\sigma_T c \frac{k_B(T_{gas}T_{rad})}{m_e c^2} \left(\frac{\rho}{m_p}\right) E_0 \quad (10)$$

である。

また、Flux Limited Diffusion(FLD) 近似 (Levermore et al. 2015) で flux を近似して、

$$F_0 = -\frac{c\lambda}{\chi} \nabla E_0 \quad (11)$$

である。limiter で無次元量  $R$  を用いて

$$\lambda = \frac{2 + R}{6 + 3R + R^2} \quad (12)$$

である。光学的に厚い極限では、 $R \rightarrow 0$  となり  $F_0 \rightarrow \frac{1}{3}\nabla E_0$ 、薄い極限では  $R \rightarrow \infty$  となり  $F_0 \rightarrow cE_0$  となるように  $R$  を決める。

計算領域は  $2r_s \leq r \leq 1000r_s$ 、 $0 \leq \theta \leq \pi/2$  であり、解像度  $(N_r, N_\theta) = (192, 192)$ 、格子間隔は  $\Delta \ln r = const.$ 、 $\Delta \cos \theta = 1/N_\theta$  となっている。外側の境界から、 $(0.45\pi \leq \theta \leq 0.5\pi)$  から  $300r_s$  でのケプラー回転の角運動量をもった質量を注入する。また、エディントン限界光度に対応する降着率  $L_E/c^2$  の 200、500、1000 倍の降着率についてシミュレーションした。

### 3 輻射スペクトル計算

輻射流体シミュレーションにより得られた結果を 3次元カーテシアン座標にマッピングし、輻射輸送をモンテカルロ法 (Pozdnyakov et al. 1983) でシミュレーションした。

光学的に厚い領域では、散乱回数が多くなりこれを避けるため effective optical depth  $\tau_{eff} < \tau_c$  の領域で各点の emissivity に応じて seed photon packet を生成した。 $\tau_c > 10$  となるところでは、結果に違いが出なかったことが確認できたので  $\tau_c = 10$  とした。

seed photon packet には初期に重み  $w = 1$  を与える。光子が吸収も散乱もされずに計算領域の外に逃げる確率  $P_{esc}$  は、散乱と吸収から決まる光子の運動方向の光学的厚さ  $\tau_{esc}$  を用いて  $P_{esc} = \exp(-\tau_{esc})$

となる。また、吸収される確率  $P_{abs}$  は、吸収から決まる光学的厚さ  $\tau_{abs}$  から、 $P_{abs} = 1 - \exp(-\tau_{abs})$  となる。この確率を用いて  $w(1 - P_{esc})(1 - P_{abs})$  のようにウェイトを更新し、 $w < eps$  となるまで計算する。また、 $wP_{esc}$  を振動数、回転軸と視線方向のなす角度  $\theta$  ごとに足してスペクトルを得る。

散乱計算では  $0 - 1$  の一様乱数と Klein-Nishina の断面積から決まるコンプトン散乱の光学的厚さ、電子の速度分布は流体とともに動く座標系で各点の温度による相対論的マクスウェル分布としてコンプトン散乱を計算した。

計算領域は  $-300r_s \leq x, y, z \leq 300r_s$ 、解像度は  $(N_x, N_y, N_z) = (160, 160, 160)$  となっている。

## 4 Result

### 4.1 輻射流体シミュレーション

輻射流体シミュレーションの結果から、図 1 に示すように 4 つの領域 (1) 輻射圧優勢な領域 (2) 回転軸の周りの準相対論的で少し熱いファンネル状のジェット (3) 冷たく、遅い outflow (4) ブラックホール近傍のファンネルの壁の周りにできる角状の熱い領域が形成された。(4) の領域は、超音速の inflow が遠心力ポテンシャルの壁に跳ね返されることで生じる。

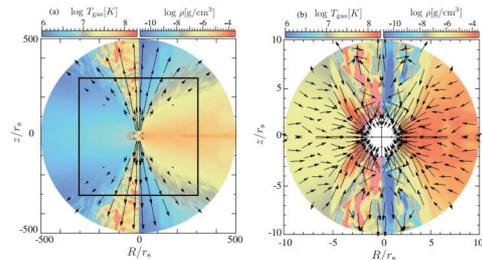


図 1: 降着率が  $200L_E/c^2$  の場合の温度、密度。矢印はポロイダル速度。(左) 準定常状態における平均 (右) 52.5s でのスナップショット。黒い四角で囲われた領域で光子輸送を計算

## 4.2 輻射スペクトル計算

回転軸と視線方向がなす角度  $\theta$ 、降着率ごとにスペクトルを得た。図 2 に示すように、 $\theta$  が小さく降着率が低い ( $200L_E/c^2$ ) とき、1-10keV ではブラックホール近傍の衝撃波領域の高温プラズマによる逆コンプトン散乱によって 1-10keV では power-law 型のスペクトルとなる。また、図 3 によると高いエネルギー ( $\geq 10\text{keV}$ ) の光子はブラックホールに吸収され、40keV 付近の power-law 成分を作っている。また、降着率が高い時 ( $500, 1000L_E/c^2$ ) にはファンネルの開く角度が小さくなるため低温 outflow によるコンプトン散乱により光子がエネルギーを失う。そのため、5keV 付近にピークを持つ (rollover) スペクトルとなる。次に  $\theta$  を大きくすると、低温 outflow の中を通

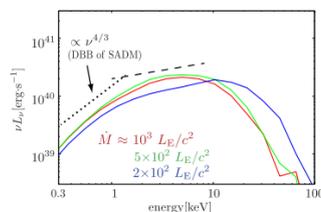


図 2: 降着率が  $200L_E/c^2$ 、 $\theta$  が小さい時のスペクトル

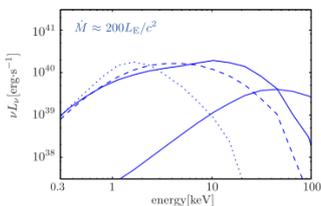


図 3: 点線はコンプトン散乱なし、破線は熱的コンプトン散乱、実線は熱的・バルクコンプトン散乱を含めたスペクトル。細い実線は photon trapping された光子のスペクトル

り観測されるため、光子がコンプトン散乱によりエネルギーを失う。そのため図 5 のように  $\theta$  が大きくなるほど光度が小さくなった。また図 4 のように降着率の小さい時においても 5keV 付近に rollover が現れた。

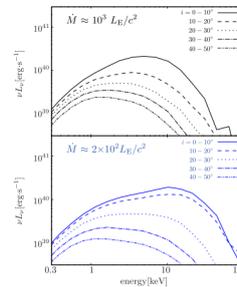


図 4: スペクトルの  $\theta$  依存性

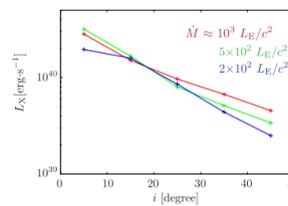


図 5: 光度の  $\theta$  依存性

## 5 Comparizon & Discussion

図 6 には、ULXs の X 線観測との比較を示した。5keV 付近でのピークや 1-10keV での power-law などを説明することができた。しかし 1keV より小さいところでは、冷たい outflow の寄与を低く見積もってしまったためか、計算領域が小さいために円盤の外側からのスペクトルへの寄与を無視しているために観測よりも低く見積もってしまった。

また、NuStar 衛星による IC342 X-1 の観測からスペクトルの変化が観測 (Shidatsu et al. 2017) された。これは降着率の変動で説明することができ、IC342 X-1 では恒星質量ブラックホールへの超臨界降着が起こっていることが示唆される。

## 6 conclusion

一部の ULXs の光子スペクトルとその時間発展を本論文の結果から恒星質量ブラックホールへの超臨界降着によって説明することができた。

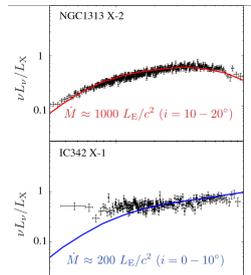


図 6: NGC1313 X-2 と IC342 X-1 との比較。観測されたスペクトルは Gladstone et al.(2009)

今後は、磁場を考慮することによりシンクロトロン放射などの効果も取り入れた 3 次元輻射磁気流体シミュレーションを行いたい。

## Reference

- Kawashima et al. 2012, APJ, 752, 18
- Kawashima, T., Ohsuga, K., Mineshige, S., et al. 2009, PASJ, 61, 769
- Gladstone, J. C., Roberts, T. P., Done, C. 2009, MNRAS, 397, 1836
- Levermore, C. D., & Pomraning, G. C. 1981, ApJ, 248, 321
- Pozdnyakov, L. A., Sobol, I. M., & Siuniae, R. A. 1983, Astrophys. Space Phys. Rev., 2, 189
- M.Shidatsu, Y.Ueda, & S.Fabrika, 2017, APJ, 839, 46

# Fast Radio Burst の起源について

米川 信哉 (東北大学大学院 理学研究科)

## Abstract

E. Waxman (2017, arXiv:1703.06723) をレビューする。同じ場所で繰り返し起こる FRB 121102 からは、定常電波源が付随して検出されている。本論文では、その定常電波源について詳細に考察し、サイズや放射電子のエネルギー、これまでの 4 年間で放出された総エネルギーなどを推定した。個々の電子のエネルギーが高くないことから、今まで議論されてきた「マグネター星雲モデル」では説明できない。むしろ weak stellar expansion で生じる mildly-relativistic な噴出物が衝撃波を作り、それが定常電波源となっていることが示唆される。一方、FRB の起源としては、highly-relativistic な噴出物による衝撃波でのシンクロトロンメーザーであることを提案する。

## 1 Introduction

Fast Radio Burst (FRB) とは、1 ミリ秒の間に 0.1~10 Jy の強い放射を起こす現象である。主な特徴として Dispersion Measure が大きく、コヒーレントな放射であることがわかっている。しかし、未だに起源やメカニズムは解明できていない。

FRB は今までに 20 例ほど観測されているが、そのうち一つだけ、赤方偏移  $z = 0.19$  の矮小銀河で繰り返し起こる FRB 121102 が観測されており (Tendulkar et al. 2016)、さらにそこからは定常電波源も検出されている (Chatterjee et al. 2017)。本発表では、この FRB 121102 に着目する。まず初めに、今までの観測データを用いて、定常電波源のサイズや、電子の数密度およびエネルギーなどに制限をかける (section2)。次に、compact object から噴出した highly-relativistic ejection による衝撃波について考察し、FRB の起源として reverse shock を受けた電子によるシンクロトロンメーザーを提唱する (section3)。先行研究で述べられている「マグネター星雲モデル」との違いは定常電波源を考慮した点であり、過去のモデルではこの定常電波源を説明できない。新たに、中性子星で起こる弱い爆発をこの FRB のモデルとして述べる (section4)。

## 2 The Persistent Source

まず、定常電波源のサイズについて制限する。観測された定常電波源の角直径は星間物質による屈折のシンチレーションの影響を受け、実際のサイズよりも大きくなっている。VLBI での観測から、 $\theta_d(5\text{GHz}) = 0.2\text{mas}$  がわかっており、赤方偏移  $z = 0.19$  より、source のサイズの制限

$$R < 10^{18}\text{ cm} \quad (1)$$

が得られる。

次に、定常電波源を半径  $R$ 、電子の数密度  $n_e$ 、電子のローレンツ因子  $\gamma_e$ 、磁場  $B$  の膨張するプラズマ球と仮定し、このプラズマ球の性質を観測データから制限する。この FRB は 4 年前から観測されているので、このプラズマ球の膨張速度は式 (1) より  $10^{10}\text{ cm/s}$  以下であることがわかる。一方、低周波数側ではシンクロトロン自己吸収が起こっていないことから、

$$4\pi R^2 \frac{2\nu^3}{c^2} \gamma_e m_e c^2 > \nu L_\nu \quad (2)$$

となり、これより

$$\gamma_e \geq 10^{1.5} R_{17.5}^{-2} \quad (3)$$

がわかる。ここで、 $R = 10^{17.5} R_{17.5}$  である。以上から、プラズマ球が非相対論的な速度で膨張するため球の周りに cold なもので覆われているとする。

電波源のフラックスのピーク及びそのときの周波数がそれぞれ  $2 \times 10^{-17}$  erg/cm<sup>2</sup> s、10 GHz が観測からわかっており、

$$\nu L_\nu = \frac{4\pi}{3} n_e R^3 \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma_e^2 U_B \quad (4)$$

$$\nu_s = \gamma_e^2 \frac{eB}{2\pi m_e c} \quad (5)$$

と対応させると、磁場と電子の数密度が得られて、

$$B = 10^{-1.5} \gamma_{e,2.5}^{-2} \text{ G} \quad (6)$$

$$n_e = 0.1 R_{17.5}^{-3} \gamma_{e,2.5}^2 \text{ cm}^{-3} \quad (7)$$

となる。ただし、 $\gamma_e = 10^{2.5} \gamma_{e,2.5}$  である。

この source のフラックスのスペクトルからは cooling が見られないことから、cooling time にも制限がかけられる。電子の総エネルギーが、

$$E_e = 10^{48.5} \gamma_{e,2.5}^3 \text{ erg} \quad (8)$$

なので、source の年齢を  $t_{\text{persist}} > 4 \text{ yr}$  とおくと、 $E_e/L > t_{\text{persist}}$  より、

$$\gamma_{e,2.5} > 0.8 t_9^{1/3} \quad (9)$$

となる。ここで、 $t_{\text{persist}} = 10^9 t_9 \text{ s}$  とした。

このプラズマ球は cold shell で覆われているので、プラズマ球と cold shell との間に衝撃波が形成される。この衝撃波が cold shell の一部をプラズマに変えている。衝撃波の速度は、cold shell 中の陽子の数密度を  $n_c$ 、プラズマ球のエネルギー密度を  $U$  とすれば  $\sqrt{U/n_c m_p}$  と書ける。ただし  $U$  は電子、磁場のエネルギー密度の大きい方を採用する。この速度は  $R/t_{\text{persist}}$  よりも遅いので、 $n_c$  の最小値  $n_{\text{min}}$  が  $R$ 、 $\gamma_e$ 、 $t_{\text{persist}}$  を用いて表すことができる。source 近傍の Dispersion Measure 及び 4 年間での変化をそれぞれ  $DM$ 、 $\delta DM$  とすると、観測から  $DM < 100 \text{ pc/cm}^3$ 、 $\delta DM < 3 \text{ pc/cm}^3$  が分かっており、これらを  $n_{\text{min}}$  と  $R$  で表すことにより、 $t_{\text{persist}}$ 、 $\gamma_{e,2.5}$  を制限することができ、

$$t_{\text{persist}} < 10^{2.5} \text{ yr} \quad (10)$$

$$0.6 \leq \gamma_{e,2.5} \leq 3 \quad (11)$$

となる。

このようなプラズマ球での FRB モデルを、次の章で新たに提唱する。

### 3 The FRB Model

FRB はコヒーレントな放射なので、モデルはシンクロトロンメーザーを考える。プラズマ中では、低周波側でシンクロトロンメーザーが生じる。その上限は、

$$\nu_R^* = \nu_p \sqrt{\frac{\nu_p}{\nu_B}} \quad (12)$$

である。ただし、 $\nu_p = \sqrt{n_e e^2 / \pi \gamma_e m_e}$  はプラズマ振動数、 $\nu_B = 3eB / 4\pi \gamma_e m_e c$  はシンクロトロン周波数である。この周波数は電子の数密度及びローレンツ因子に依存するものなので、プラズマの性質を考察する必要がある。

今回はプラズマ球の中心に compact object をおき、そこからのシェル状の噴出物によって生じる reverse shock を受けた電子によるメーザーをモデルとして述べる。

#### 3.1 Shocked Plasma Condition

電子の数密度  $n_e \sim 0.1 \text{ cm}^{-3}$  のプラズマ球の中心に、半径  $R_s$  の compact object があると考ええる。そこから、電子の数密度  $n_s$ 、ローレンツ因子  $\gamma_s$ 、エネルギー  $E_s = \gamma_s M_s c^2$  を持つシェル状の噴出物が発生し、プラズマ中に弱い衝撃波を形成する状況を考える。弱い衝撃波なので、衝撃波を受けたプラズマのローレンツ因子は  $\gamma_s$  と仮定し、ランキン・ユゴニオ関係式から forward shock を受けたプラズマの数密度と圧力がそれぞれ  $\gamma_s n_e$ 、 $\gamma_s^2 n_e m_p c^2$  となるので、forward shock を受けたプラズマのエネルギー  $E_{FS}$  は  $M_{FR} = (4\pi/3) n_e m_p r^3$  として、 $E_{FS} \sim \gamma_s^2 M_{FR} c^2$  と書ける。プラズマ球の半径  $r = r_d$  で噴出物のエネルギーのほとんどが衝撃波に伝わると FRB が起こるとすれば、 $E_s \sim E_{FS}$  と観測者が受けた電波の継続時間  $\Delta t \sim r_d / 2\gamma_e^2 c$  から、

$$\gamma_s = 10^3 \left( \frac{E_{41}}{n_{-1} \Delta t_{-4}^3} \right)^{1/8} \quad (13)$$

$$r_d = 6 \times 10^{12} \left( \frac{E_{41} \Delta t_{-4}}{n_{-1}} \right)^{1/4} \quad (14)$$

となる。ただし、 $n_e = 10^{-1} n_{-1} \text{ cm}^{-3}$ 、 $E_s = 10^{41} E_{41} \text{ erg}$ 、 $\Delta t = 10^{-4} \Delta t_{-4} \text{ s}$  である。この時の forward shock を受けたプラズマで  $\nu_R^*$  を求めると、MHz

帯になることがわかる。しかし、FRB は GHz 帯なので、このプラズマではモデルとしては不適切である。

次に、 $r = r_d$  の reverse shock を受けたプラズマについて考える。静止系でのシエルの厚さ  $\Delta r_{\text{RF}}$  とすれば、 $n_s = M_s / 4\pi r_d^2 \Delta r_{\text{RF}}$  と書ける。この厚さは、噴出物の速度変化を考えれば、 $\Delta r_{\text{RF}} \sim r_d / \gamma_s$  と書けるので、 $n_s$  と  $n_e$  の比が  $n_s / n_e \sim \gamma_s^2$  であることがわかる。また、reverse shock 面でのランキン・ユゴニオ関係式から reverse shock は mildly-relativistic であることがわかるので、reverse shock を受けたプラズマ粒子 1 つのエネルギー及び数密度は、

$$T_s \sim m_p c^2 \quad (15)$$

$$n_s \sim \gamma_s^2 n_e = 10^5 \left( \frac{E_{41} n_{-1}^3}{\Delta t_{-4}^3} \right)^{1/4} \text{ cm}^{-3} \quad (16)$$

である。

仮定として、電子と陽子にエネルギー等分配されているとすると、観測者から見た  $\nu_R^*$  は、

$$\gamma_s \nu_R^* \sim 0.2 \left( \frac{E_{41} n_{-1}}{\Delta t_{-4}^3} \right)^{1/4} \text{ GHz} \quad (17)$$

となるので、FRB が生じるモデルとして、reverse shock を受けたプラズマからのシンクロトロンメーザーを考える。

### 3.2 Synchrotron Maser

シンクロトロンの吸収係数は、

$$\alpha_\nu = -\frac{1}{4\pi m_e \nu^2} \int d\gamma_e \gamma_e^2 P_\nu(\gamma_e) \frac{d}{d\gamma_e} \left( \gamma_e^{-2} \frac{dn_e}{d\gamma_e} \right) \quad (18)$$

である。シンクロトロンメーザーが起こるとき、吸収よりも誘導放射が効くことで起こるので、吸収係数が負になるときを考える。

一般に、真空中ではシンクロトロンメーザーが起こらないが、プラズマ中では屈折率が 1 より小さくなることで、低周波側でシンクロトロン放射が抑制され、シンクロトロンメーザーが起こる可能性が生じる。式 (18) から、電子のエネルギー分布が  $\gamma_e^2$  よりも急増加するような場合、吸収係数が負になることが考えられる。今、reverse shock を受けた電子のエネルギー分布が  $\gamma_e \ll \gamma_{e,s}$  のとき、 $dn_e/d\gamma_e =$

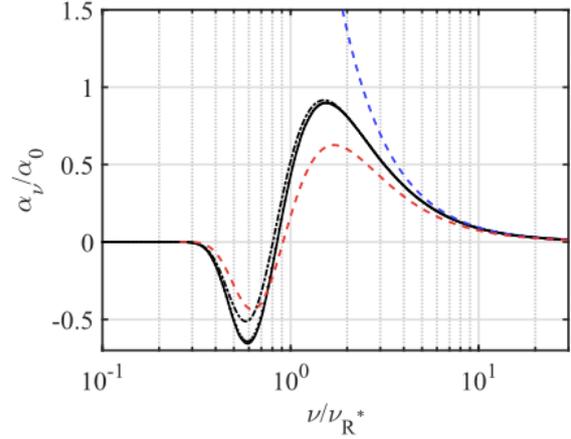


図 1: 無次元化した吸収係数のグラフ。ダッシュ、点線、黒線はそれぞれピッチ角が  $\pi/2$  で  $\gamma_{e,s}^2 \nu_B / \nu_p$  の値が 10, 100, 1000 の時の値である。また、赤線はピッチ角を平均化し、 $\gamma_{e,s}^2 \nu_B / \nu_p = 1000$  のときで、青線はプラズマの効果を加味しないときの吸収係数の値である。

$\delta(\gamma_e - \gamma_{e,s})$  とすれば、吸収係数は図 1 のようになり、 $\nu \sim \nu_R^*$  で負の値をとることがわかる。以上から、reverse shock を受けたプラズマは  $\nu \sim \nu_R^*$  でシンクロトロンメーザーを起こす。

## 4 Discussion

今回、FRB 121102 から付随して検出された定常電波源についてモデルを立てた。観測からわかる電子のエネルギーとサイズから、エネルギーを放射する電子の数が  $10^{52}$  個以上必要であることがわかったが、これを定常電波源を考慮していないマグネター星雲モデルに適応させるには電子の数が圧倒的に足りない。そこで新たに、 $n_e \sim 0.1$  のプラズマ球中の compact object での弱い爆発から生じる reverse shock を受けた電子からのシンクロトロンメーザーを FRB のモデルとして提唱した。このようなモデルの現象として、本論文では白色矮星の崩壊、または白色矮星同士の合体によって生じる中性子星への降着を候補としてあげている。

## Reference

Chatterjee, S. et al. 2017, *Nature*, 541, 58

Goodman, J. 1997, *New Astron.*, 2, 449

Sagiv, A., & Waxman, E. 2002, *ApJ*, 574, 861

Waxman, E. 2017, *ApJ*, 842, 34

## 次世代ガンマ線天文台 CTA でみるガンマ線バースト

野崎 誠也 (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、等方放射を仮定すると  $10^{53}$  erg ものエネルギーを数ミリ秒から数百秒の間に放出する、宇宙最大の爆発現象である。GRB から放出される超相対論的ジェットの時間発展に応じて、まず硬 X 線から MeV ガンマを中心とした即時放射が起こり、その後、電波から X 線、ガンマ線にも渡る広いエネルギー帯で徐々に減光していく残光放射が起こる。また、GRB 放射は少なくとも GeV 領域まで伸びており、GeV ガンマ線放射の性質は、特に近年の Fermi 衛星での観測により明らかになってきた。しかし、限られた検出面積により光子統計が少ないため、未解明であった中心駆動天体の正体や放射機構といった GRB の基本的性質を十分に説明することはできていない。

そこで、GRB のさらなる理解への貢献が期待されているのが、Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画である。CTA 計画は 32 かが参加している国際共同計画であり、北サイト (スペイン・ラパルマ) と南サイト (チリ・パラナル) に口径の異なる 3 種類の望遠鏡を計約百台建設する。CTA では、現行のチェレンコフ望遠鏡よりも 10 倍良い感度で、20GeV から 300TeV という広いエネルギー帯のガンマ線を観測することができる。圧倒的な有効面積をもつ CTA により GRB 放射を高統計で検出することで、放射の時間発展をはじめとした有用な情報を得ることができる。本講演では、CTA による GRB 観測の展望について発表する。

## 1 ガンマ線バーストの特徴

宇宙物理学最大の謎の一つであるガンマ線バースト (Gamma Ray Burst, GRB) は、等方放射を仮定すると  $10^{53}$  erg ものエネルギーを数ミリ秒から数百秒の間に放出する、宇宙最大の爆発現象である。GRB が放出するジェットの時間発展に応じて、数百秒以内に硬 X 線から MeV ガンマ線を主とした即時放射がミリ秒以下の激しい時間変動を伴って起こり、その後、電波からガンマ線にも渡る広いエネルギー帯で徐々に減光していく残光放射が起こる (図 1、2)。これまでの多波長観測から得られた GRB の特徴に

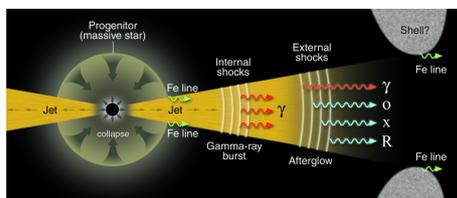


図 1: 大質量星崩壊により生じた GRB の模式図。(Meszaros 2001) 内部で形成された衝撃中で即時放射、外部で形成された衝撃波中で残光放射が起こるとするモデルを表現したものである。

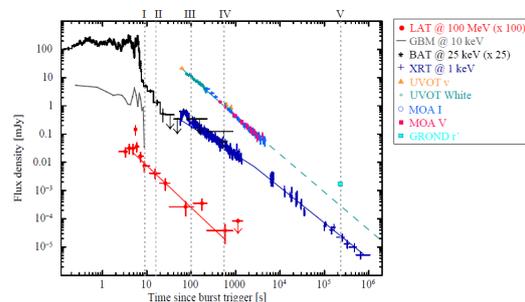


図 2: GRB 110731A の多波長観測で得られた光度曲線。(Ackermann et al. 2013)

は以下のようなものがある。

- 宇宙論的距離 (赤方偏移  $z \sim 1$  のオーダー) で発生する。
- ジェットは、光速の 99.9999% に至る相対論的速度で中心から放出される。
- 継続時間が 2 秒以下の short GRB と 2 秒以上の long GRB という 2 つの種族が存在する。
- long GRB には、重力崩壊型 (Ic 型) 超新星爆発により生じるものが存在する。

一方で、その中心駆動天体の正体、超相対論的ジェット  
の形成機構、放射を伴う粒子の加速機構などの基  
本的な性質は未だに明らかにされていない。

他波長に比べて、GRB の高エネルギーガンマ線放  
射の理解は遅れていたが、その理解を大きく促進さ  
せたのが、2008 年に打ち上げられた Fermi 衛星であ  
る。この Fermi 衛星での観測により、以下のような  
GRB の GeV 放射の特徴が得られた。

- 特に明るい GRB において、硬 X 線・MeV 放射  
から少し遅れて GeV 放射が始まる。典型的に  
は、long GRB で数秒、short GRB で 0.1-0.2 秒  
ほどの遅れが生じる。
- 硬 X 線・MeV 放射領域の成分は経験的に得られ  
た、ピークを境に 2 つのべきをもつ Band 関数で  
表すことができるが、その成分とは別に GeV 領  
域に超過成分を持つ GRB が存在する (図 3)。  
この GeV 領域の成分はべき関数等でよくフィッ  
トすることができ、高エネルギー側でカットオ  
フを持つものもある。
- 硬 X 線・MeV 放射の継続時間よりも長く、GeV  
放射が存在している。即時放射での GeV 放射  
は、硬 X 線・MeV 放射と同様に激しく時間変  
動する一方、その後も放射される GeV 放射は  
 $t^{-1.2}$ - $t^{-1.5}$  でフラックスが徐々に減少するとい  
う性質を持っている。

これまでは、GRB 内部で形成した衝撃波によって  
加速された電子がシンクロトロン放射で電磁波を放  
射する、シンクロトロン衝撃波モデルで GRB を説  
明するのが主流だった。しかし、Fermi 衛星での観  
測により、シンクロトロン衝撃波モデルだけではエ  
ネルギースペクトルの GeV 超過成分や遅れて始まる  
GeV 放射を十分に説明できないため、熱的放射を含  
む光球モデルなどが提唱されるようになった。この  
ように、Fermi 衛星での GRB の高エネルギーガンマ  
線放射の検出により、GRB 全体のモデルの再構築を  
必要とするなど、GRB の理解に一石を投じた。

しかし、Fermi 衛星では、その限られた検出面積  
のために、10 GeV 以上のガンマ線については最大  
でも数個程度しか光子統計を得ることが出来ず、そ  
の結果に不定性が大きく生じるため、GRB のモデル

の特定には至らなかった。また、Fermi で観測され  
た放射よりも、さらに高エネルギー側での放射が起  
こっていることも示唆されている。そこで、Fermi で  
これまでに観測できた帯域よりも高エネルギー側を  
含む、GeV 領域でより感度の良い検出器を用いて、  
GRB を高統計で検出することが、GRB 全体の理解  
においても重要である。

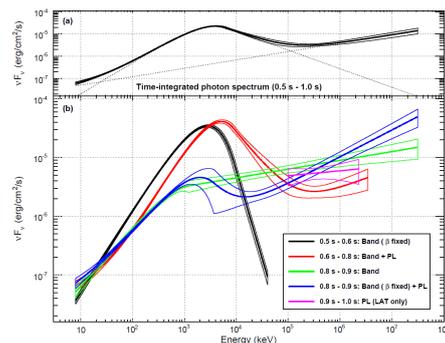


図 3: Fermi 衛星による観測で得られた GRB 090510 の  
エネルギースペクトルのベストフィットモデル。上図は積  
分スペクトル、下図はエネルギースペクトルの時間変化で  
ある。(Ackermann et al. 2010)

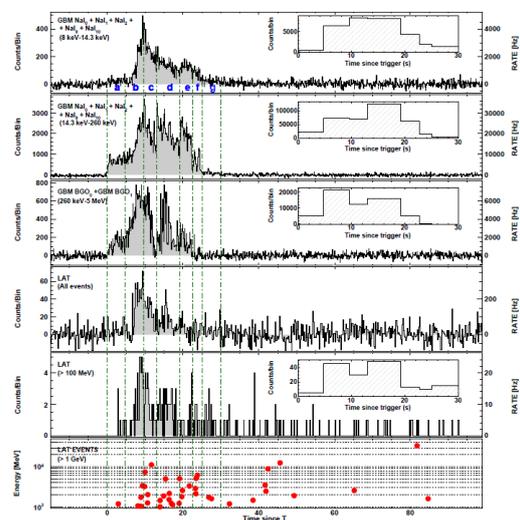


図 4: Fermi 衛星による観測で得られた GRB 090902B の  
エネルギーごとの光度曲線。最下図は 1 GeV 以上の事象  
について、横軸を時間、縦軸をエネルギーとしてプロット  
している。(Abdo et al. 2009)

## 2 次世代ガンマ線天文台 CTA

GeV 領域において GRB を高統計で検出する計画こそが、32 か国が参加している国際共同計画 Cherenkov Telescope Array (CTA) である (Acharya et al. 2013) (図 5)。高エネルギーガンマ線が地球に到来すると、空気シャワーを形成し、そこから放射されるチェレンコフ光を複数の望遠鏡を用いて地上で観測する手法を CTA では用いている。MAGIC などの現行のチェレンコフ望遠鏡では数台の望遠鏡で観測するのに対し、CTA では北サイト (スペイン・ラパルマ) と南サイト (チリ・パラナル) に計約百台の望遠鏡をアレイ状に配置する。このため、従来よりも 10 倍良い感度で観測することができ、現行の望遠鏡では達成できなかった地上のチェレンコフ望遠鏡での GRB 初検出が期待されている。また、その有効面積は Fermi 衛星と比べて約 1 万倍と圧倒的に広大であるため、十分な光子統計を得ることができ、時間変動をもった天体の観測にも有効である (図 6)。また、3 種類の口径の望遠鏡を用いることで、20 GeV から 300 TeV という広エネルギー帯域を達成する。

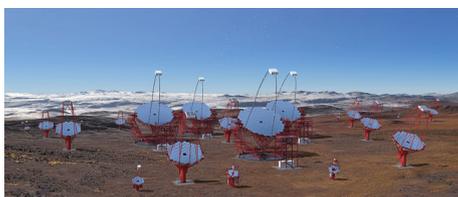


図 5: CTA 計画の望遠鏡アレイの完成予想図。中心に大口径望遠鏡、その周りに中口径望遠鏡、小口径望遠鏡が配置されている。

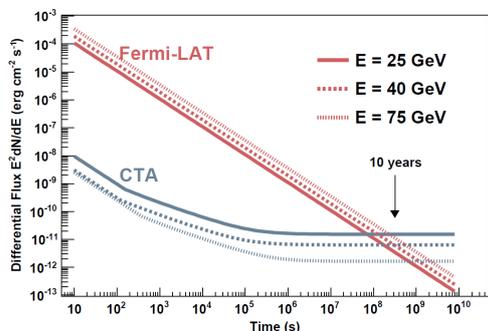


図 6: 観測時間に対する、25,40,75 GeV での微分感度 (Funk et al. 2012)

CTA の中でも GRB 検出が期待されているのが、口径 23m の大口径望遠鏡 (Large Sized Telescope, LST) である。LST はその口径の大きさにより、より多くのチェレンコフ光を集光できるため、20 GeV から 1 TeV という低エネルギー側のガンマ線を検出できる。このエネルギー帯は Fermi 衛星で観測できるエネルギー帯でもあるため、共同で GRB を観測することでエネルギーのギャップなく GRB を観測することができる。また、LST は 20 秒で 180 度回転することが可能であるため、GRB などの突発天体の観測に最適であり、long GRB であれば即時放射を検出することも可能である。

CTA により GeV 放射を十分な光子統計で検出できるため、図 7 のように鮮明な光度曲線を描くことができ、MeV 領域に加えて、GeV 領域においても即時放射における激しい時間変動を捉えることができる。そして、図 8 のように陽子と電子でエネルギーごとの加速、冷却のタイムスケールが異なることを利用すると、即時放射での時間変動を調べることで、高エネルギーガンマ線がレプトン由来、あるいはハドロン由来であるのかを示唆できる。また、GRB は、 $10^{20}$  eV にも及ぶ最高エネルギー宇宙線 (Ultra High Energy Cosmic Ray, UHECR) 起源の候補としても挙げられており、UHECR はハドロン由来であることが理解されている。そのため、GRB の放射機構を理解するとともに、UHECR 起源で放射されるニュートリノ観測実験との共同観測を行うことで、UHECR の理解にも貢献できる。

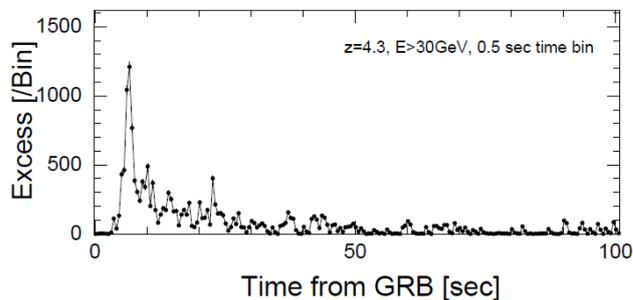


図 7: CTA での観測による GRB 080916C (赤方偏移 4.3) の光度曲線のシミュレーション。30 GeV 以上のエネルギーの光子のデータを用いており、0.5 秒 bin でプロットされている。(Inoue et al. 2013)

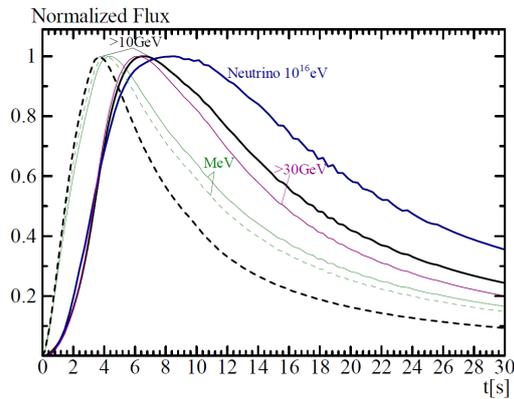


図 8:  $z=4.35$  の GRB から放射されたガンマ線、ニュートリノパルスの光度曲線のシミュレーション。実線がハドロンカスケードを含むハドロンモデル、点線が逆コンプトン散乱を含むレプトニックモデルを仮定している。(Asano et al. 2012)

さらに、CTA では、GeV 放射も含めたエネルギースペクトルの時間変化を十分に捉えることができる。Fermi による観測により、高エネルギー側でのカットオフがあることが示唆されているが、このカットオフが電子・陽電子対生成の効果、逆コンプトン散乱での Klein-Nishina 効果、あるいは系外背景光による吸収の効果に起因するのか、もしくは GRB 固有のスペクトルであるのかは明らかにされていない。そこで、このカットオフエネルギーの時間変動を詳細に解析することで、その特定をすることが期待される。また、このカットオフが電子・陽電子対生成に起因するものであれば、GRB 090926A のように (Ackermann et al. 2011)、カットオフエネルギーの値からジェットのパルクローレンツ因子の値を求めることができ、ジェットの物理の探求にも貢献する。また、図 3 のように、GeV 領域での超過成分があることも示唆されているが、その超過成分の全体の時間変動を観測できるため、これまでに提唱されているモデルとの整合性を検証することが可能となる。

CTA で GRB の高エネルギーガンマ線放射を観測することで、観測論的宇宙論や基礎物理、マルチメッセンジャー天文学にも貢献することが期待されている。宇宙論的な距離に位置する GRB が放射した数 10 GeV から 100 GeV のガンマ線は、地球に到来する前に系外背景光に吸収されてしまうが、その吸収量を見積もることで、可視・赤外背景光の強度と進化

を探索することができる (Inoue et al. 2013)。また、GRB が放射したガンマ線の到来時間にエネルギー依存性が存在するのかを調べることで、ローレンツ普遍性の検証を行うこともできる (Doro et al. 2013)。さらに、short GRB の中心駆動天体候補として、中性子星どうしの合体が挙げられているが、これは同時に重力波候補天体としても挙げられている。そこで、重力波観測実験との共同観測を行うことで、GRB の観測を通して、重力波源の同定を行うことも期待されている (Bartos et al. 2014)。

現在、北サイトにおいて、LST の初号機の建設が開始されており、来年春にファーストライトを迎える予定である。そして、全アレイによる観測は 2024 年開始予定であり、その後 30 年にわたって、公開天文台として高エネルギー天文学に貢献する。CTA による GRB 観測を通して、GRB そのものの理解の促進とともに、GRB 観測を利用した宇宙物理学、基礎物理学への貢献が期待される。

## Reference

- Meszaros (2001), *Science*, 291, 79
- Ackermann et al. (2013), *Astroparticle Physics*, 763,
- Ackermann et al. (2010), *The Astrophysical Journal*, 716, 1178
- Abdo et al. (2009), *The Astrophysical Journal Letters*, 706, 1
- Acharya et al. (2013), *Astroparticle Physics*, 43, 3
- Funk et al. (2013), *Astroparticle Physics*, 43, 384
- Inoue et al. (2013), *Astroparticle Physics*, 43, 252
- Asano et al. (2012), *The Astrophysical Journal*, 757, 2
- Ackermann et al. (2011), *The Astrophysical Journal*, 729, 2
- Doro et al. (2013), *Astroparticle Physics*, 43, 189
- Bartos et al. (2014), *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 443, 738

# Event Horizon Telescopeによる銀河系中心核 Sgr A\*の 超巨大ブラックホールの観測

津田 修一郎 (総合研究大学院大学 天文科学専攻)

## Abstract

ブラックホールのごく近傍の領域は降着する物質の重力エネルギーが最も大きく解放されるため、多様な高エネルギー天体現象の現場であると考えられている。また、この領域は事象の地平面の存在により生じるブラックホールの影(シャドウ)の存在など、アインシュタインの一般相対性理論が予測する強重力場特有の物理的現象が見られることが期待される。このような領域の撮像は天文学における長年の目標の一つである。この目標実現に最も適した天体の一つが、天の川銀河の中心 Sgr A\*に存在する超巨大ブラックホールである。Sgr A\*のシュヴァルツシルト半径 ( $R_s$ ) はおよそ  $10 \mu\text{as}$  であり、全天のブラックホール候補体中で最大である。この視直径に匹敵する空間分解能の観測が、超長基線電波干渉計 (VLBI) という手法によって実現されようとしている。VLBI は地球上に点在する複数の電波望遠鏡の開口を合成することで地球規模の仮想的な望遠鏡を構成する技術で、現存する観測装置を圧倒する空間分解能を達成することができる。Event Horizon Telescope (EHT) は 1.3 mm 帯で VLBI 観測網を構築し、ブラックホール近傍の撮像を目標とする国際プロジェクトである。これまで EHT は 10 年近くに渡り観測装置の性能を向上させながら試験観測を行い、ブラックホール近傍の事象の地平面スケールの放射構造の空間分解に成功している。本集録では、EHT による Sgr A\*の最初の観測成果 (Doeleman et al. 2008) を紹介する。

## 1 背景

我々が住む天の川銀河の中心には、Sgr A\*と呼ばれる超巨大ブラックホールが存在するといわれている。周囲の星団の運動から、その質量と地球からの距離は、それぞれ約  $4 \times 10^6 M_\odot$ 、8.3 kpc であることが分かっている (Ghez et al. 2008; Chatzopoulos et al. 2015)。これによりシュヴァルツシルト半径 ( $R_s = 2GM/c^2$ ) の視野角はおよそ  $10 \mu\text{as}$  となり、全天のブラックホール候補天体の中では最も大きい。したがって Sgr A\* はブラックホール周囲の環境を探索する上で最も重要な天体の一つとされてきた。

これまで電波帯で活発に行われてきたのは超長基線電波干渉計 (Very Long Baseline Interferometry; VLBI) による観測である。VLBI は地球規模で分布する複数の電波望遠鏡を同時に用いて、地球サイズの開口を合成する。一般的に望遠鏡の空間分解能は観測波長  $\lambda$  および望遠鏡の口径  $D$  を用いて  $\lambda/D$  で表されるが、VLBI では開口合成により実効的な口径が地球規模になるために他の観測装置を圧倒する

空間分解能を達成する。

2000 年代以前で行われた cm 波帯の観測により、観測された Sgr A\*の構造は視線上に存在する星間プラズマにより電波が散乱される星間散乱の影響を強く受けることが明らかになった (e.g. Bower et al. 2006)。cm 波帯で観測された Sgr A\*のサイズは波長の 2 乗に比例しており、これは Sgr A\*からの電波が天体本来の角径よりもはるかに大きい視野角に散乱されることによって説明できる。この VLBI による撮像の障害となっている星間散乱の効果は、散乱角が波長の 2 乗に比例するため、短い波長ほど弱くなる (A.2 参照)。実際、観測されたサイズはおよそ 1 cm 以下の波長帯で波長の 2 乗則から徐々に従わなくなることが明らかになっており、1 cm 以下の波長では Sgr A\*の本来の構造の情報が得られると考えられている。また同時に観測波長が短くなれば観測の空間分解能がより高くなるため、mm 波帯での VLBI 観測の実現が大きな目標とされてきた。

Event Horizon Telescope (EHT; Doeleman et al. 2009) はこれまでの観測波長よりも短い 1.3 mm 帯で



図 1: EHT の望遠鏡の分布

地球規模の VLBI の観測網を構築する国際プロジェクトである。短い観測波長により、その空間分解能はおよそ  $20 \mu\text{as}$  ( $\sim 2 R_s$ ) となり、事象の地平面の存在により生じるブラックホールの影 (シャドウ) の視直径 ( $4.8 - 5.2 R_s$ ; Bardeen 1973; Luninet 1979) を空間分解する。このため、EHT はブラックホールシャドウの検出も含めたブラックホール近辺の事象の地平面スケールの構造の初の直接撮像を目指している。EHT はこれまで 10 年近くに渡って観測装置の性能を向上させながら試験観測を行い、ブラックホール近傍の事象の地平面スケールでの放射構造の空間分解に成功している (Doeleman et al. 2008; Fish et al. 2011, 2016; Johnson et al. 2015)。本集録では EHT による最初の Sgr A\* の観測論文である Doeleman et al. (2008) を紹介する。

## 2 観測および観測結果

本論文で報告された 2007 年に行われた最初の観測は、図 1 に示したアメリカ国内の 3 つの望遠鏡 (SMT, CARMA, JCMT) を用いて行われた。本観測で 1.3 mm 帯で初めて VLBI の観測に成功し、SMT-CARMA (908km)、SMT-JCMT (4230 km) の基線で信号の検出に成功した。観測結果を図 2 に示す。観測されたビジビリティ振幅は長基線で有意に減少しており、これは検出された天体の構造は点源ではなく空間分解されていることを示している (§A.1 参照)。天体の構造にガウス分布を仮定すると、FWHM サイズは  $43^{+14}_{-8} \mu\text{as}$  (誤差は  $3\sigma$ ) となった。ここから式 (5, 6) を用いて星間散乱の効果を取り除いた天体本来のサイズを求めると  $37^{+16}_{-10} \mu\text{as}$  となる。

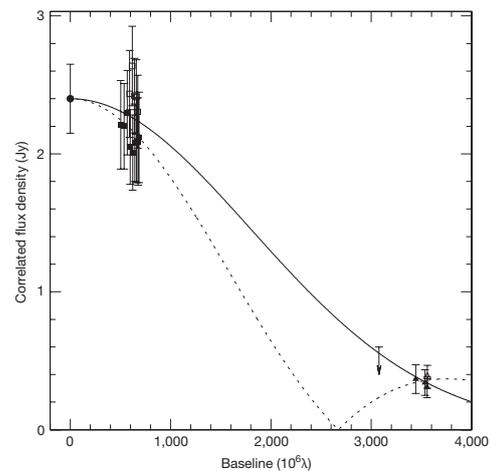


図 2: EHT による Sgr A\* の初の観測結果 (Doeleman et al. 2008)。横軸は基線長、縦軸はビジビリティ振幅である。実線、破線は天体の構造にそれぞれガウス分布、一様なリングを仮定した場合のベストフィットモデルを表している。

見積もられたサイズと過去の Sgr A\* の固有運動の測定から得られた質量の下限値  $4.3 \times 10^5 M_\odot$  (Reid & Brunthaler 2004) から、Sgr A\* の質量密度の下限値  $9.3 \times 10^{22} M_\odot \text{pc}^{-3}$  が得られる。これは Sgr A\* が付随しているとされる  $4 \times 10^6 M_\odot$  のブラックホールの質量密度の下限値 (臨界質量密度) に比べて 100 倍ほど小さい。Sgr A\* が付随している天体がブラックホールではない場合、その密度はこの二つの下限値の間の値をとるが、そのような密度の天体は天の川銀河の年齢のタイムスケールでは安定に存在していることはできない。従って、本観測結果は Sgr A\* が付随しているのはブラックホールであることを強く示唆している。

図 3 に本観測結果を含めた Sgr A\* のサイズの波長依存性を示した。長波長側では星間散乱の効果が卓越しているが、1 cm 前後を境に徐々に天体本来の構造の影響が見え始め、本観測で得られた 1.3 mm 帯のサイズではついに観測サイズ、真のサイズ共に散乱サイズよりも約 2-3 倍ほど大きくなる。これは 1.3 mm 帯では星間散乱の影響が小さくなり、天体の真の構造が卓越することを示している。また真のサイズには波長依存性 ( $\theta_{\text{int}} \propto \lambda^{1.44}$ ) が見られる。これは観測波長によって Sgr A\* の見える層 (領域) が異なるこ

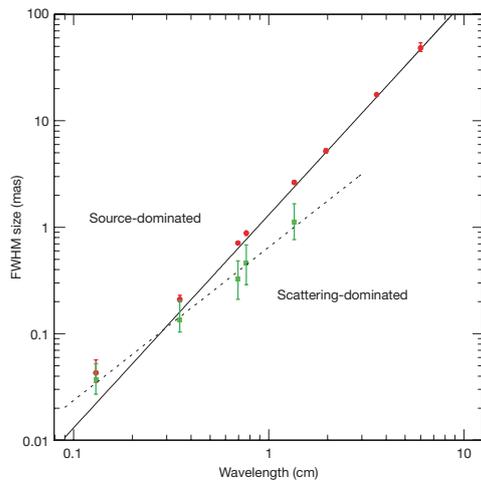


図 3: Sgr A\*のサイズの波長依存性 (Doeleman et al. 2008)。赤い点は観測サイズ、緑の点は式 (5, 6) から見積もられる天体の真のサイズを表す。実線は cm 波帯の観測から測定された星間散乱則 (式 5)、破線は天体の真のサイズの波長依存性のベストフィットモデル ( $\theta_{\text{int}} \propto \lambda^{1.44}$ )。

とを示しており、短い波長ほどよりコンパクトな構造を見ていることを示している。

Sgr A\*の電波放射がブラックホールに対して、どのような位置関係にあるかは重要な問題である。例えば電波放射の起源がジェットの場合、放射領域はブラックホールの中心からずれる。また降着円盤が起源の場合、観測者の視線方向に対して円盤の向きが垂直な場合は放射が対称的に分布する。一方、円盤が傾いている場合はドップラービーミング効果によって片側だけが明るく見え、もう一方は暗く見えることが期待される。

本観測で得られたサイズは  $\sim 4 R_s$  に相当するが、このサイズはこの問題に対して重要な示唆を与える。もし放射領域がブラックホールの周りに対称的に分布していた場合、ブラックホールの重力レンズ効果により放射領域は大きく見える。回転していないブラックホールの場合、半径  $R$  の放射領域の視半径  $R_a$  は以下の式で表される。

$$R_a = \begin{cases} \frac{3\sqrt{3}}{2} R_s & (R \leq 1.5 R_s) \\ \frac{1}{\sqrt{1 - (R_s/R)}} R & (R > 1.5 R_s) \end{cases} \quad (1)$$

$1.5 R_s$  は光子がブラックホールの周りで安定的な軌道を取れる最小の軌道 (最終光子軌道) の半径である。ブラックホールの事象の地平面 ( $R = R_s$ ) と最終光子軌道の間にある物質からの放射構造は、事象の地平面の存在によって生じるブラックホールの影 (シャドウ) も含め、重力レンズの効果により最終光子軌道の視半径まで引き延ばされる。そのためブラックホールに対して対称に分布する放射領域の視半径は、サイズが小さくなるのに応じて小さくなるが、そのサイズが最終光子軌道よりも小さくなると一定となる。Sgr A\*の場合、視半径の下限値は回転していないブラックホールの場合  $5.2 R_s$ 、スピンの最大の場合でも  $4.8 R_s$  になる (Bardeen 1973)。今回観測されたサイズ  $\sim 4 R_s$  はこの下限値よりも優位に小さく、Sgr A\*の電波放射はブラックホールに対して対称に分布しておらず、その起源がジェットや傾いた降着円盤にあることを強く示唆している。

### 3 まとめ

本集録では EHT の Sgr A\*の最初の観測論文である Doeleman et al. (2008) を紹介した。本観測によって Sgr A\*の事象の地平面スケールの構造が初めて空間分解され、 $\sim 4 R_s$  の構造が検出された。このことから EHT の観測波長帯である 1.3 mm では星間散乱の効果は限定的で、天体の真の構造が卓越することが示された。また測定されたサイズが最終光子軌道 (およびブラックホールシャドウ) の視半径よりも小さかったことから、Sgr A\*の電波放射はブラックホールに対して対称に分布しておらず、ジェットや傾いた降着円盤が起源であることを強く示唆された。

## A 付録

### A.1 電波干渉計の観測方程式と観測量

電波干渉計は天球面上の電波輝度分布  $I(x, y)$  のフーリエ成分であるビジビリティ  $V(u, v)$  を観測量として取得し、観測方程式は以下で与えられる (e.g. Thompson et al. 2017)。

$$V(u, v) = \iint I(x, y) \exp(-i2\pi(ux + vy)) dx dy \quad (2)$$

天球面上の座標  $(x, y)$  の原点は位相追尾中心と呼ばれ、一般的には観測天体の座標が用いられる。フーリエ空間上の座標  $(u, v)$  は空間周波数と呼ばれ、電波干渉計内の 2 つのアンテナ間の基線ベクトル (単位は観測波長  $\lambda$ ) を、地球中心から位相追尾中心への方位ベクトルに垂直な面に射影したものに一致する。以下、輝度分布が簡単な幾何学モデルの場合におけるビジビリティを紹介する。

最も簡単なケースは天体が空間分解されず点源とみなせる場合である。原点にあるフラックス密度  $F$  の点源 ( $I(x, y) = F\delta(x, y)$ ) のビジビリティは以下のように空間周波数によらず一定となる。

$$I(x, y) = F\delta(x, y) \Leftrightarrow V(u, v) = F \quad (3)$$

天体が空間分解され、フラックス密度  $F$ 、半値全幅 (FWHM)  $\phi$  のガウス分布状の構造を持っている場合、ビジビリティは基線長 ( $r = \sqrt{u^2 + v^2}$ ) の関数

$$\begin{aligned} I(x, y) &= \frac{4 \ln 2}{2\pi\phi^2} F \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\phi^2/4 \ln 2}\right) \\ \Leftrightarrow V(r) &= F \exp\left(-\frac{\pi^2\phi^2 r^2}{4 \ln 2}\right) \end{aligned} \quad (4)$$

となりガウス関数となる。ガウス分布の半値全幅は輝度分布とビジビリティの振幅 (絶対値) では反比例の関係にあり、広がった天体ほど長基線のビジビリティ振幅 (i.e. 信号強度) は小さくなる。

天体の輝度が一様なリング構造は、正と負の輝度をそれぞれもった 2 つの円柱関数の和で表すことができる。円柱関数のフーリエ変換は 0 次の第 1 種ベッセル関数で表されるため、リング構造のビジビリティは符号の異なる二つのベッセル関数の和となる。ベッセル関数はガウス関数と異なり基線長に対して単調減少はしないが、極値の振幅は単調減少し、ガウス関数同様広がった天体ほど急速に減少する。

以上のように天体の構造が空間分解されていない場合はビジビリティの振幅は基線長によらず一定となる。逆に長基線側でビジビリティ振幅の減少が見られた場合、それは天体の構造が空間分解されたことを示し、その減少の度合いを見ることでその天体の構造のサイズを見積もることが可能である。

## A.2 観測される構造への星間散乱の影響

Sgr A\* の観測における星間散乱の効果は天体の構造に対しては、天体の真の輝度分布が散乱カーネルと呼ばれるガウス関数で畳み込まれる (ぼかさされる) 形で現れる。天体の真の構造がガウス分布でよく説明できる場合、真の天体のサイズ  $\theta_{\text{int}}$  および散乱カーネルのサイズ  $\theta_{\text{sc}}$  (以下、散乱サイズ)、観測されたサイズ  $\theta_{\text{obs}}$  (以下、観測サイズ) の間には

$$\theta_{\text{obs}} = \sqrt{\theta_{\text{int}}^2 + \theta_{\text{sc}}^2} \quad (5)$$

の関係が成り立つ。散乱サイズは異方性を持つが方位角によらずに観測波長  $\lambda$  の 2 乗に比例し、本論文の長基線の方向の向き ( $\sim$  赤経方向) では

$$\theta_{\text{sc}} = (1.309 \pm 0.015) \text{ mas} \left(\frac{\lambda}{1 \text{ cm}}\right)^2 \quad (6)$$

となる (e.g. [Bower et al. 2006](#))。

## Reference

- Bardeen, J. M. 1973, in *Black Holes (Les Astres Occlus)*, ed. C. Dewitt & B. S. Dewitt, 215–239
- Bower, G. C., Goss, W. M., Falcke, H., Backer, D. C., & Lithwick, Y. 2006, *ApJ*, 648, L127
- Chatzopoulos, S., Fritz, T. K., Gerhard, O., et al. 2015, *MNRAS*, 447, 948
- Doeleman, S., Agol, E., Backer, D., et al. 2009, in *ArXiv Astrophysics e-prints*, Vol. 2010, astro2010: The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey
- Doeleman, S. S., Weintroub, J., Rogers, A. E. E., et al. 2008, *Nature*, 455, 78
- Fish, V. L., Doeleman, S. S., Beaudoin, C., et al. 2011, *ApJ*, 727, L36
- Fish, V. L., Johnson, M. D., Doeleman, S. S., et al. 2016, *ApJ*, 820, 90
- Ghez, A. M., Salim, S., Weinberg, N. N., et al. 2008, *ApJ*, 689, 1044
- Johnson, M. D., Fish, V. L., Doeleman, S. S., et al. 2015, *Science*, 350, 1242
- Luminet, J.-P. 1979, *A&A*, 75, 228
- Reid, M. J., & Brunthaler, A. 2004, *ApJ*, 616, 872
- Thompson, A. R., Moran, J. M., & Swenson, Jr., G. W. 2017, *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*, 3rd Edition, doi:10.1007/978-3-319-44431-4

## 多波長観測による超高光度 X 線源の中心天体の解明

森田 貴士 (京都大学大学院 理学研究科)

### Abstract

超高光度 X 線源 (Ultraluminous X-ray source, ULX) は、 $10^{39}$  erg/s を超える高い X 線光度を持ち、系外の銀河中心以外の場所で観測される X 線源である。ULX の光度を説明するためには、恒星質量ブラックホールに超臨界降着 (質量降着率がエディントン降着率以上) が起きている、もしくは中間質量ブラックホール ( $10^2 - 10^5$  太陽質量) に亜臨界降着が起きていると考える必要がある。超臨界降着と中間質量ブラックホールはどちらも大質量ブラックホールの起源や進化に深く関係しているため、ULX の性質を解明することは非常に重要である。超臨界降着円盤は輻射圧優勢で光学的に厚い円盤であり、高速のガスが噴き出る現象 (アウトフロー) が起こる。近年、X 線だけでなく可視光や電波を使った多波長での観測により、このアウトフローの存在を示唆する証拠が見つかった (Fabrika et al. 2015)。また、いくつかの ULX は中心天体として中性子星を持つことが分かった (Bachetti et al. 2014)。中性子星の質量には上限があるため、このことは、超臨界降着が実際の天体で起きていることを示す事実である。一方、中心天体の質量を直接求められないために、中間質量ブラックホールである可能性も残っており、議論が続いている。本講演では、Kaaret et al. (2017) をもとに観測的な視点から、ULX 研究の現状とその課題についてレビューする。加えて、ULX IC342 X-1 に関する自身の研究についても紹介する。現在、すばる望遠鏡と X 線衛星 *Swift*、*NuSTAR* による同時観測データを用いた多波長での解析を進めている。

## 1 超高光度 X 線源

超高光度 X 線源 (Ultraluminous X-Ray source: ULX) は系外の銀河中心以外の場所で点光源として観測され、X 線光度が  $10^{39}$  erg/s を超える天体である。

コンパクト星へのガスの球対称な降着を考えたとき、天体の光度にはエディントン光度 ( $L_{\text{Edd}}$ ) と呼ばれる上限値が存在する。この光度を超えるとガスに作用する輻射圧と重力が釣り合いそれ以上の降着が起きない。エディントン光度はコンパクト星の質量に比例する。このときのガスの質量降着率をエディントン降着率と呼び、 $\dot{M}_{\text{Edd}} = \eta L_{\text{Edd}}/c^2$  と表される。ここで  $\eta$  は放射効率、 $c$  は光速を指す。非球対称な降着の場合、輻射圧と重力の方向が異なるためガスはエディントン降着率を超えて降着することができる。 $\dot{M} > \dot{M}_{\text{Edd}}$  であるような降着を超臨界降着と呼び、この時天体の光度はエディントン光度を超える。

ULX は  $10M_{\odot}$  程度のブラックホール (BH) の  $L_{\text{Edd}}$  を超える光度を持つ。この光度を達成するために 2 つの説が考えられている。ひとつは中心天体が中間質量 BH ( $M_{\text{BH}} \sim 10^2 - 10^3 M_{\odot}$ ) の場合である。この時

ULX の光度は  $L_{\text{Edd}}$  を超えず、降着率も  $\dot{M}_{\text{Edd}}$  に達しない。もうひとつは、恒星質量 BH ( $M_{\text{BH}} < 10M_{\odot}$ ) に超臨界降着が起きている場合である。このとき ULX は  $L_{\text{Edd}}$  を超えて光っている。中間質量 BH はまだ存在が立証されていない天体であり、BH の進化を考えるうえで重要視されている。一方、超臨界降着は大質量 BH の起源に関わるとされているため、ULX の正体がどちらの場合でも、その解明が期待されている。

## 2 超臨界降着

図 1 に超臨界降着が起きている BH の概念図を示す。BH 近傍で、降着円盤は幾何的に厚い構造を持つ。さらに輻射圧優勢であるため、降着円盤の一部が輻射圧により吹き飛ばされ (アウトフロー)、中心天体付近に光学的に厚いガスの領域をつくる。観測によりこのアウトフローの証拠を見つけることで、超臨界降着の存在を示すことができる。以下では X 線や可視観測により得られた、超臨界降着を示唆す

る証拠を示す。

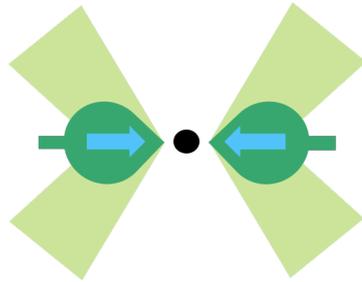


図 1: 超臨界降着円盤の概念図

## 2.1 X 線観測

NGC 1313 X-1、NGC 5408 X-1 の 2 つの ULX において、高電離した Fe、O および Ne の輝線と、青方偏位した吸収線が観測された (図 2)。青方偏位から吸収線を出す電離ガスの速度を求めると光速の約 20% であった。吸収線は高速で観測者に向かうアウトフロー由来、輝線は中心天体の周囲を比較的ゆっくりと運動するガス由来であると考えられる。この解釈は超臨界降着円盤の構造とよく一致するため、その存在を支持する証拠の一つとなっている (Pinto et al. 2016)。

## 2.2 可視観測

複数の ULX から、幅を持った He II、H $\alpha$  の輝線が観測された。輝線の幅は輝線を出す電離ガスの速度に対応していることから、この輝線は降着円盤、もしくはアウトフロー由来であると考えられる。

輝線が降着円盤由来であると考えれば輝線幅の特徴が説明できない。より高い電離温度を持つ He II は、より中心天体に近い内側の領域から、H $\alpha$  はそれよりも外側のガスに由来する。降着円盤は内側ほど大きい速度を持つため、輝線幅の大きさは He II > H $\alpha$  となることが期待される。しかし観測された輝線幅は He II < H $\alpha$  であり、矛盾する (図 3)。超臨界降着円盤で期待されるアウトフローは、外側に向かって加速されるガスであり、外側ほど大きい速度を持つ。輝線幅がアウトフロー由来であると仮定すれば観測

結果とよく一致する。この結果は ULX における超臨界降着の存在を示唆するものである (Fabrika et al. 2015)。

## 2.3 ULX パルサーの発見

中心天体の質量に直接制限をつけることのできた例として、中性子星を持つ ULX (ULX パルサー) の発見がある。ULX M82 X-2 から周期 1.37 s のパルスが観測された。パルスの X 線光度は  $4.9 \times 10^{39}$  erg/s に達する。パルスの存在は、この ULX の中心天体がブラックホールではなく中性子星であることを示している。典型的な中性子星の質量 ( $1.4M_{\odot}$ ) を考えると  $L_{\text{Edd}} \sim 10^{38}$  erg/s となり、その約 100 倍もの光度を達成するためには、超臨界降着が必要である。この発見は実天体における超臨界降着の存在を示す証拠である (Bachetti et al. 2014)。

またこのことは、ULX の中心天体が中性子星であるという第三の可能性を示した。さらなる観測により計 3 つの ULX でパルスが見つかった。現在では、ULX パルサーは ULX において特異な存在ではないと考えられている。

## 3 まとめ

前章で示したように、X 線や可視観測から超臨界降着を示す証拠がいくつか発見されている。さらに ULX パルサーの発見によって超臨界降着が実際の天体で起きていることが確かめられた。このことから多くの ULX では超臨界降着が起きていると考えられている。しかしすべての ULX についてこの結果を当てはめることはできず、多くの ULX では中心天体の質量を求めるには至っていないため、さらなる観測が求められる。

## 4 ULX の X 線・可視同時観測

超臨界降着を確かめるために ULX IC342 X-1 について X 線 (*Swift*、*NuSTAR*) と可視 (すばる) による同時観測が行われた。X 線連続スペクトルの解析から、超臨界降着によってこの天体の連続スペクト

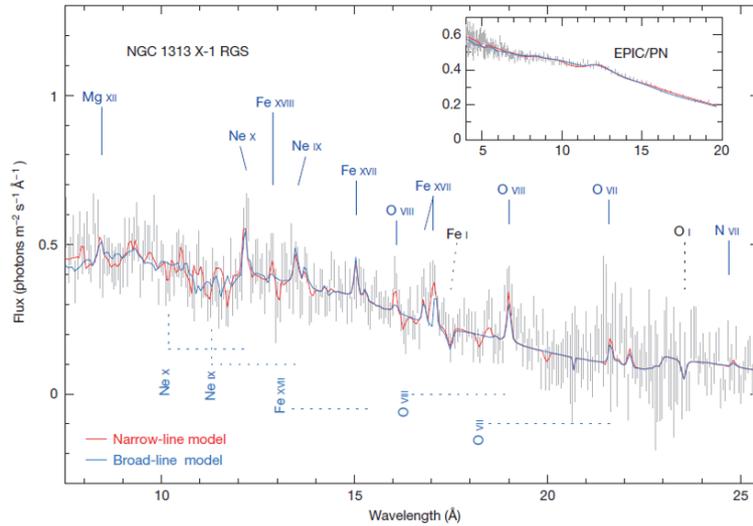


図 2: NGC1313 X-1 の輝線と吸収線。青の点線は輝線に対する吸収線の青方偏移を表している (Pinto et al. 2016)。

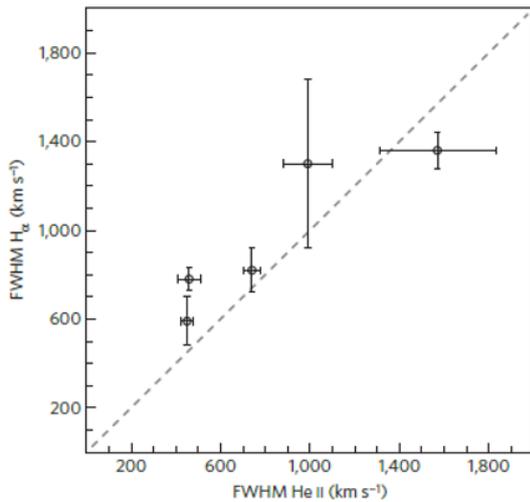


図 3: 各輝線の半値幅の比較 (Fabrika et al. 2015)。

ルがよく再現されることが明らかになった (Shidatsu et al. 2017)。

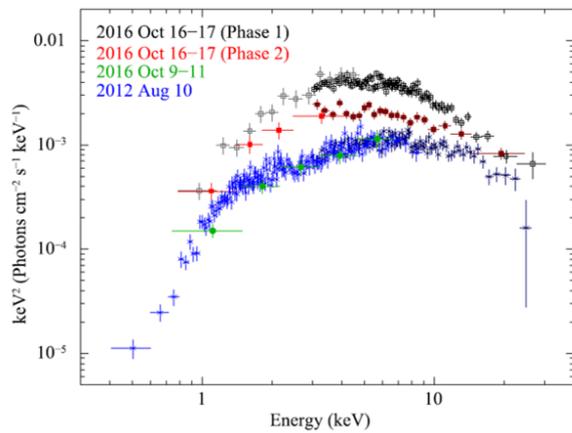
#### 4.1 X 線解析の結果

2016 年 10 月の観測により、X 線連続スペクトルの形状の変化が捉えられた (図 4)。その形状からス

ペクトルを分類し、それぞれに対して解析が行われた。その結果、比較的低温 (電子温度  $\sim 4$  keV) かつ、光学的に厚い ( $\tau \sim 5$ ) ガスのコンプトン散乱 + 降着円盤 (内縁半径  $\sim 10^3$  km) からの黒体輻射でスペクトルがよく再現されることが分かった (図 5)。形状の違いについても、コンプトン散乱成分のパラメータの僅かな違いで再現された。ブラックホール近傍のアウトフロー領域 + その外側に形成されている降着円盤を仮定すると、この結果は矛盾なく解釈でき、超臨界降着円盤の描像とよく一致する。したがって IC342 X-1 では超臨界降着が起きていると考えられている。

#### 4.2 可視データを加えた解析

今後の研究として、X 線観測とほぼ同時期に行われたすばる望遠鏡での分光観測による可視スペクトルの解析を行う。輝線の特徴が捉えられれば、そこからアウトフローの有無について議論できる。また、前述した X 線スペクトルと合わせて広い波長域でスペクトルの解析を行うことにより、BH 近傍だけでなく、より外側の降着円盤の構造を含めた統一的な解釈を行うことが可能になる。



Pinto, C., Middleton, M. J., & Fabian, A. C. 2016, *Nature*, 533, 64

Shidatsu, M., Ueda, Y., & Fabrika, S. 2017, *Apj*, 839, 46

図 4: 観測により得られた各スペクトル。oct 16-17 のスペクトルは形状から phase1、2 として分類した。oct 9-11 のスペクトルは形状のよく似た 2012 年の観測データと合わせて解析に用いられた (Shidatsu et al. 2017)。

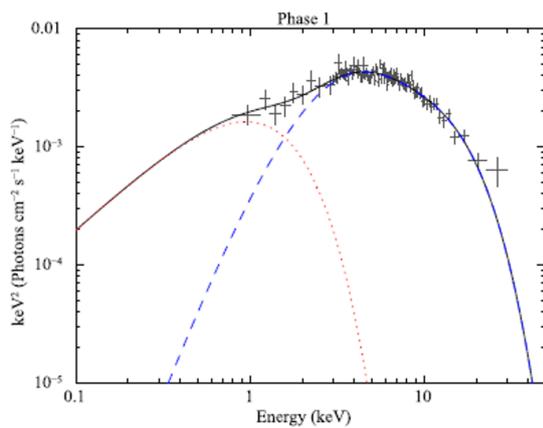


図 5: phase1 に対するモデルフィッティングの結果。青と赤の破線はそれぞれコンプトン散乱成分と円盤からの黒体放射成分を表す (Shidatsu et al. 2017)。

## Reference

Bachetti, M., Harrison, F. A., Walton, D. J., et al. 2014, *Nature*, 514, 202

Fabrika, S., Ueda, Y., Vinokurov, A., Sholukhova, O., & Shidatsu, M. 2015, *Nature Physics*, 11, 551

Kaaret, P., Feng, H., & Roberts, T. P. 2017, arXiv:1703.10728

## 全天 X 線監視装置 MAXI による LMC 領域のモニター観測

下向 怜歩 (東京大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

LMC(Large Magellanic Cloud:大マゼラン雲) 領域には、4 つの明るい X 線天体 LMC X-1、X-2、X-3、X-4 が存在し、これらはどれも連星系である。X-1 と X-3 はブラックホール連星系、X-2 は磁場の弱い中性子星と低質量の伴星 からなる X 線連星系、X-4 は強い磁場を持つ中性子星を含む連星 X 線パルサーで、いずれも伴星から中心天体への質量降着によって強い X 線を放出している。

本研究では、MAXI が 2009 年に国際宇宙ステーション (ISS) に設置されてから現在までの LMC 領域のデータ解析を行った。

ISS は約 92 分で地球を一周し、MAXI はそれに合わせて全天のスカンを行っている。MAXI に取り付けられた GSC(Gas Slit Camera) 検出器を用いて、4 天体の 2009 年 9 月～2017 年 5 月における 2-12keV 帯域のエネルギースペクトル変化、イメージ、ライトカーブを詳細に調べた。この期間において、LMC 領域を X 線で継続的にモニターを行ってきたのは MAXI だけである。

本講演では、MAXI の結果と過去の X 線観測の結果の比較からわかってきた LMC X-1、X-2、X-3、X-4 の X 線放射機構とこれらブラックホール/中性子星周辺の物理状態について報告する。

## 1 Introduction

LMC 領域 (Large Magellanic Cloud:大マゼラン雲) には 4 つの明るい X 線天体 LMC X-1、X-2、X-3、X-4 が存在している。(図 1) LMC までの距離は 48kpc である。

X-1 は、O 型星を伴うブラックホール連星系である。O 型星の質量は  $32M_{\odot}$ 、ブラックホールの質量は  $10.9M_{\odot}$ 、軌道の傾斜角は  $36.4^{\circ}$  である。(Suzaku observation of X-ray variability in soft state LMC X-1, Shu Koyama et al. (2015))

X-2 は、低質量の X 線連星系である。光度は  $0.5-2L_{\text{edd}}(0.67 \times 10^{38} \text{erg/s})$ 、発光領域の半径は  $R_{\text{bb}}=11.6 \pm 0.3 \text{km}$ 、黒体温度  $kT=1.411 \pm 0.016 \text{keV}$  である。(Spectral Analysis of LMC-X2 with XMM/Newton, G.Lavagetto et al. (2008))

X-3 は、Cygnus X-1 の後に発見された二番目のブラックホールであり、Host binary の質量は  $2.3 \pm 0.3 M_{\odot}$  である。(Jerome A. Orosz et al. (2014))

X-4 は、X 線パルサーであり、パルス (スピン) 周期が 13.5 秒、軌道周期が 1.4 日、超軌道 (Super-orbital) 周期 (普通の軌道周期の 10 倍以上の強度変動を示す周期) が 30.4 日である。超軌道周期は歳差運動 (回転

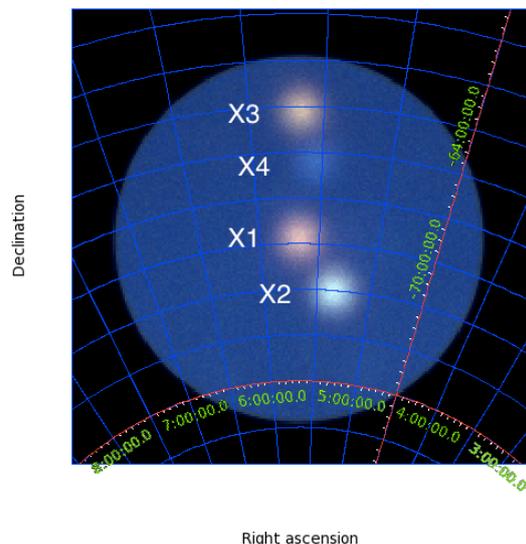


図 1: LMC のイメージ、Red:2-4keV、Green:4-6keV、Blue:6-12keV としてカラー合成した。

軸が回転する運動) により降着円盤 (ブラックホールの周りのガス) で中性子星が隠されたり現れたりすることが原因で生じる。

## 2 Methods/Instruments and Observations

本研究では、MAXI が 2009 年に国際宇宙ステーション (ISS) に設置されてから現在までの LMC 領域のデータ解析を行った。

ISS は約 92 分で地球を一周し、MAXI はそれに合わせて全天のスキャンを行っている。MAXI に取り付けられた 12 台の GSC (Gas Slit Camera) 検出器を用いて、4 天体の 2009 年 9 月～2017 年 5 月における 2-12keV 帯域のエネルギースペクトル変化、イメージ、ライトカーブを詳細に調べた。この期間において、LMC 領域を X 線で継続的にモニターを行ってきたのは MAXI だけである。また、スペクトルをモデルフィットし、過去のモデルと比較した。

## 3 Results

X-1～X-4 の 2009 年 9 月～2017 年 5 月の期間のライトカーブは図 2～5 のようになった。Soft は 2-6keV、Hard は 6-12keV のエネルギー帯域である。Hardness ratio は Soft/Hard の比である。

また、X-1～X-4 の 2009 年 9 月～2017 年 5 月の期間のスペクトルフィットは図 6～9 のようになった。表 1、2、3 はスペクトルのベストフィットパラメータ値である。

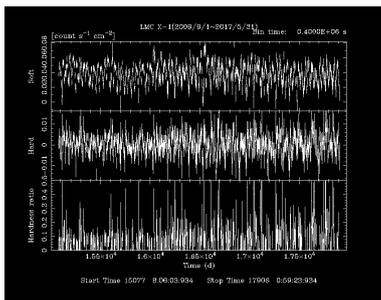


図 2: X-1 のライトカーブ

## 4 Discussion

図 4 からわかるように、X-3 は長期的な変動を示している。図 2、図 3、図 5 より、X-1、X-2、X-4 に

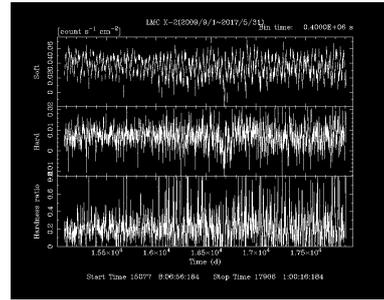


図 3: X-2 のライトカーブ

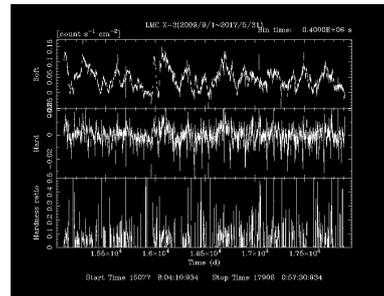


図 4: X-3 のライトカーブ

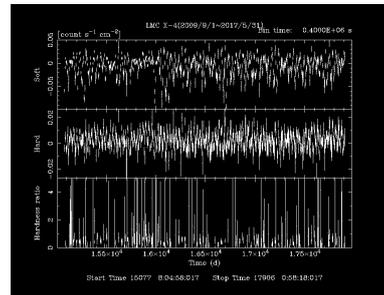


図 5: X-4 のライトカーブ

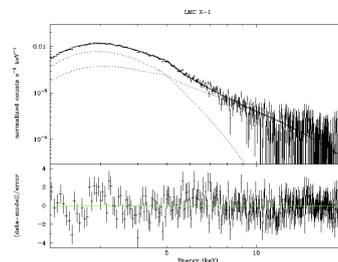


図 6: X-1 のスペクトルフィット

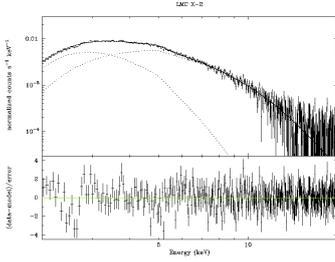


図 7: X-2 のスペクトルフィット

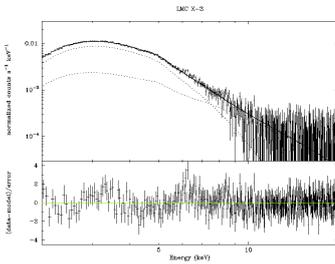


図 8: X-3 のスペクトルフィット

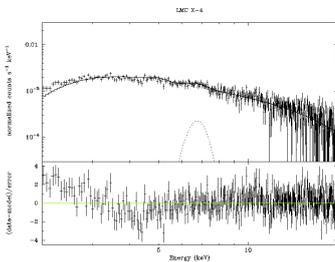


図 9: X-4 のスペクトルフィット

も変動が見えるが、周期性は調査中である。また、図 6 と図 8 のスペクトルを見てみると、X-1 と X-3 はブラックホールなので似たようなスペクトルの形になった。

## 5 Conclusion

X-1 と X-3 はブラックホールであり、X-1 は短期的、X-3 は長期的な変動を示す。X-2 は連星系であり、短期的な変動を示す。X-4 はパルサーであり、超軌道周期による変動を示す。

表 1: X-1、X-3 のスペクトルフィットのパラメータ

|                              | X-1      | X-3                     |
|------------------------------|----------|-------------------------|
| phabs:nH[10 <sup>22</sup> ]  | 0.500000 | 0.500000                |
| vphabs:nH[10 <sup>22</sup> ] | 1.36595  | 0.707027                |
| vphabs:He                    | 1.00000  | 1.00000                 |
| vphabs:C                     | 0.500000 | 0.500000                |
| vphabs:N                     | 0.500000 | 0.500000                |
| vphabs:O                     | 0.500000 | 0.500000                |
| vphabs:Ne                    | 0.500000 | 0.500000                |
| vphabs:Na                    | 0.500000 | 0.500000                |
| vphabs:Mg                    | 0.500000 | 0.500000                |
| vphabs:Al                    | 0.500000 | 0.500000                |
| vphabs:Si                    | 0.500000 | 0.500000                |
| vphabs:S                     | 0.500000 | 0.500000                |
| vphabs:Cl                    | 0.500000 | 0.500000                |
| vphabs:Ar                    | 0.500000 | 0.500000                |
| vphabs:Ca                    | 0.500000 | 0.500000                |
| vphabs:Cr                    | 0.500000 | 0.500000                |
| vphabs:Fe                    | 0.500000 | 0.500000                |
| vphabs:Co                    | 0.500000 | 0.500000                |
| vphabs:Ni                    | 0.500000 | 0.500000                |
| diskbb:Tin[keV]              | 0.829072 | 1.05670                 |
| diskbb:norm                  | 63.6500  | 21.7526                 |
| powerlaw:PhoIndex            | 2.50000  | 2.50000                 |
| powerlaw:norm                | 0.138199 | 8.12383×10 <sup>2</sup> |

## Reference

- Suzaku observation of X-ray variability in soft state LMC X-1, Shu Koyama et al. 2015
- THE MASS OF THE BLACK HOLE IN LMC X-3, Jerome A. Orosz et al. 2014
- Spectral Analysis of LMC-X2 with XMM/Newton, G.Lavagetto et al. 2008

表 2: X-2 のスペクトルフィットのパラメータ

|                              | X-2                     |
|------------------------------|-------------------------|
| phabs:nH[10 <sup>22</sup> ]  | 0.500000                |
| vphabs:nH[10 <sup>22</sup> ] | 1.43800                 |
| vphabs:He                    | 1.00000                 |
| vphabs:C                     | 0.500000                |
| vphabs:N                     | 0.500000                |
| vphabs:O                     | 0.500000                |
| vphabs:Ne                    | 0.500000                |
| vphabs:Na                    | 0.500000                |
| vphabs:Mg                    | 0.500000                |
| vphabs:Al                    | 0.500000                |
| vphabs:Si                    | 0.500000                |
| vphabs:S                     | 0.500000                |
| vphabs:Cl                    | 0.500000                |
| vphabs:Ar                    | 0.500000                |
| vphabs:Ca                    | 0.500000                |
| vphabs:Cr                    | 0.500000                |
| vphabs:Fe                    | 0.500000                |
| vphabs:Co                    | 0.500000                |
| vphabs:Ni                    | 0.500000                |
| diskbb:Tin[keV]              | 0.813439                |
| diskbb:norm                  | 45.7135                 |
| compbb:kT[keV]               | 1.54494                 |
| compbb:kTe[keV]              | 50.0000×10 <sup>2</sup> |
| compbb:tau                   | 0.139329                |
| compbb:norm                  | 6.58621×10 <sup>2</sup> |

表 3: X-4 のスペクトルフィットのパラメータ

|                              | X-4                     |
|------------------------------|-------------------------|
| phabs:nH[10 <sup>22</sup> ]  | 0.500000                |
| vphabs:nH[10 <sup>22</sup> ] | 3.08768×10 <sup>8</sup> |
| vphabs:He                    | 1.00000                 |
| vphabs:C                     | 0.500000                |
| vphabs:N                     | 0.500000                |
| vphabs:O                     | 0.500000                |
| vphabs:Ne                    | 0.500000                |
| vphabs:Na                    | 0.500000                |
| vphabs:Mg                    | 0.500000                |
| vphabs:Al                    | 0.500000                |
| vphabs:Si                    | 0.500000                |
| vphabs:S                     | 0.500000                |
| vphabs:Cl                    | 0.500000                |
| vphabs:Ar                    | 0.500000                |
| vphabs:Ca                    | 0.500000                |
| vphabs:Cr                    | 0.500000                |
| vphabs:Fe                    | 0.500000                |
| vphabs:Co                    | 0.500000                |
| vphabs:Ni                    | 0.500000                |
| highcut:cutoffE              | 16.0000                 |
| highcut:foldE[keV]           | 23.0000                 |
| powerlaw:PhoIndex[keV]       | 1.33876                 |
| powerlaw:norm                | 1.74250×10 <sup>2</sup> |
| gaussian:LineE[keV]          | 6.71886                 |
| gaussian:Sigma[keV]          | 1.00000×10 <sup>2</sup> |
| gaussian:norm                | 2.82794×10 <sup>4</sup> |

天体物理学における  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  反応の重要性と現状

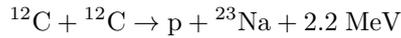
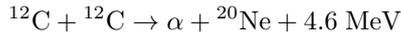
森 寛治 (国立天文台理論研究部)

## Abstract

$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  反応 (炭素燃焼過程) は Ia 型超新星や X 線バーストにおいて鍵となる反応であるが、その反応断面積は十分に測定されているとはいいがたい。これは、天体物理的な環境では熱的に分布するプラズマ中で反応が起こるため、測定が難しい低エネルギー領域における反応断面積が重要になるためである。特に、低エネルギー領域に未知の共鳴が存在した場合、反応率が現在広く用いられているものに比べて数百倍に上昇し、天体物理学に影響を与える可能性がある。本研究では、そのような低エネルギー共鳴を仮定し、Ia 型超新星に対する影響を探る。

## 1 Introduction

## 炭素燃焼過程



は、Ia 型超新星や X 線スーパーバーストにおいて重要な役割を果たす熱核反応である。

超新星爆発のうち、スペクトルに水素の吸収線が見られず、かつケイ素の吸収線が強いものを Ia 型超新星と呼ぶ。Ia 型超新星の親星はいまだ明らかとなっていない。しかし、有力なシナリオとして、白色矮星に伴星から質量が降着しチャンドラセカール質量近くまで成長すると超新星爆発に至る Single Degenerate (SD) シナリオと、白色矮星連星が重力波を放出しつつエネルギーを失い合体に至り、超新星として爆発を起こすという Double Degenerate (DD) シナリオがある。SD シナリオでは、超新星爆発の直前に白色矮星の内部で  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  反応が開始し、対流が発生することが知られている。この進化段階は carbon simmering と呼ばれており、電子捕獲反応を通して親星の中性子度を変化させ、超新星爆発の元素合成に影響を及ぼす可能性がある。DD シナリオでは、連星合体後の進化の様子は  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  反応の反応率に敏感に依存する。

一方、X 線バーストは、中性子星に降着した水素やヘリウムが核爆発を起こす現象である。通常の X 線バーストの持続時間は数分程度であるが、ごくまれに数時間もの長時間持続するものが観測されている。

この現象をスーパーバーストと呼ぶ。スーパーバーストでは中性子星表面で炭素が燃えているものと考えられており、 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  反応が重要な役割を担っている。

このように  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  反応は天体物理学において重要な素過程であるが、その反応断面積を実験的に十分に測定することは容易ではない。この反応の Gamow ピークは

$$E_0 = 0.1220 \left( Z_0^2 Z_1^2 \frac{M_0 M_1}{M_0 + M_1} T_9 \right)^{\frac{1}{3}} [\text{MeV}]$$

$$= 2.417 T_9^{\frac{2}{3}} [\text{MeV}]$$

で与えられる (e.g. Iliadis (2007))。ここで  $Z_0, Z_1$  は入射核と標的の陽子数、 $M_0, M_1$  は入射核と標的の質量 (原子質量単位)、 $T_9$  は  $10^9$  K を単位とした温度である。たとえば、天体物理的な環境において典型的な温度  $T_9 = 0.5$  のとき、Gamow ピークは  $E_0 = 1.52$  MeV となる。ところが、現在のところ地上実験によって得られている反応断面積のデータは、 $E > 2.14$  MeV の高いエネルギー領域に限られている (Spillane et al. 2007)。そのため、 $E_0 = 1.52$  MeV 付近に未知の共鳴が存在した場合、標準的に使われている反応率 (Caughlan & Fowler (1988); CF88) に比べて大きな反応率を得る可能性がある。本研究では、低エネルギー領域において未知の共鳴を仮定して反応率の増加を計算するとともに、そうして得られた反応率が Ia 型超新星に対して及ぼす影響を探る。

## 2 Methods

共鳴が存在するとき、反応断面積は Breit-Wigner 公式

$$\sigma(E) = \pi\lambda^2 \frac{(\omega\gamma)_R \Gamma_R}{(E - E_R)^2 + (\frac{\Gamma_R}{2})^2}$$

で与えられる。ここで  $\lambda$  は de Broglie 波長であり、

$E_R$  : 共鳴エネルギー

$\Gamma_R$  : 全準位幅

$(\omega\gamma)_R$  : 共鳴の強度

である。共鳴を特徴づけるこれら 3 つのパラメータを、反応断面積に対する既存の実験データと矛盾しないように設定することを考える。図 1 は、既存のデータと矛盾しない  $(\omega\gamma)_R$  の上限値を表している。 $E_R$  は実験的には明らかでないが、 $E_R = 1.367$  MeV 付近に共鳴が存在するという原子核構造に関する理論的な示唆がある (Chiba & Kimura 2015)。そこで本研究では、 $E_R = 1.367$  MeV のもとでの  $(\omega\gamma)_R$  の上限値を用いて、反応率を計算する (図 2)。

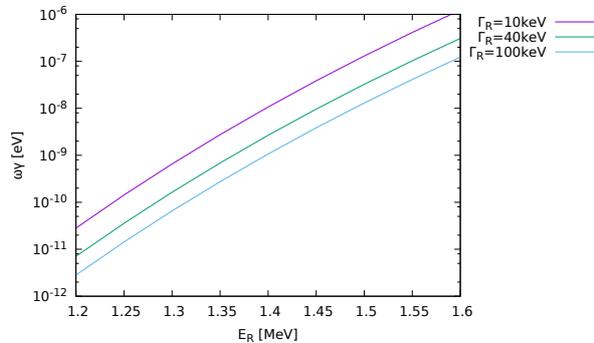


図 1: 反応断面積に対する既存の実験データと矛盾しないような共鳴の強度の上限値。

## 3 Results & Discussion

図 2 で得られた反応率を用いて、Ia 型超新星に対する計算を行う。ここでは  $\Gamma_R = 10$  keV を仮定する。

まず、伴星から質量が降着している白色矮星の進化を、恒星進化コード Modules for Experiments

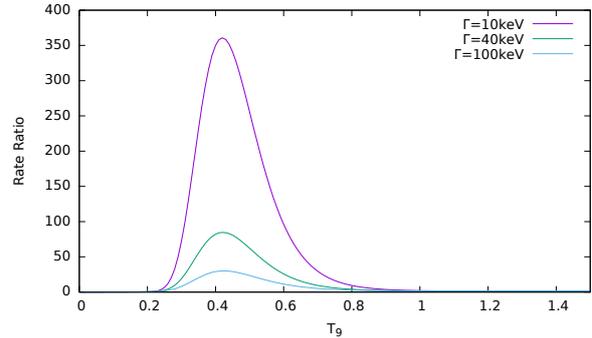


図 2:  $E_R = 1.367$  MeV の共鳴を仮定したときの反応率の上限値。CF88 によって規格化して示している。

in Stellar Astrophysics (MESA; Paxton et al. (2015)) を用いて計算する。ここで、白色矮星の組成を  $X(^{12}\text{C}) = 0.507$ ,  $X(^{16}\text{O}) = 0.482$ ,  $X(^{22}\text{Ne}) = 0.011$  とし、質量降着率を  $\dot{M} = 5 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  とした。図 3 の実線は CF88、点線は共鳴を考えた時の反応率を用いて計算した白色矮星の進化である。共鳴を考えた場合、進化のより早い段階で炭素燃焼過程に点火し、温度が急激に上昇していることが分かる。この進化段階は carbon simmering と呼ばれている。この段階においては、炭素燃焼によって生成された陽子が  $^{12}\text{C}$  に捕獲され、 $^{13}\text{N}$  が生成される。この  $^{13}\text{N}$  は電子を捕獲し、白色矮星の電子分率を下げる。また、炭素燃焼によって生成された  $^{23}\text{Na}$  も同様にして電子捕獲によって電子分率を下げる (Martínez-Rodríguez et al. 2016)。このように、carbon simmering 段階は Ia 型超新星の親星の電子分率を下げ、その後の爆発的要素合成の様子を変える可能性がある。したがって、今後はこの進化段階を炭素燃焼過程の反応率の観点から、より系統的に調べることが今後の課題である。

次に、白色矮星連星合体について検討する。白色矮星同士が合体すると、激しい降着によって炭素燃焼が開始し、Ia 型超新星として爆発を引き起こすことがある。これを Violent Merger (VM) シナリオという。VM シナリオは

$$\tau_{\text{CC}} < \tau_{\text{dyn}} \quad (1)$$

という条件が満たされたときに実現すると考えられる。ここで  $\tau_{\text{CC}}$  は炭素燃焼による加熱の時間スケー

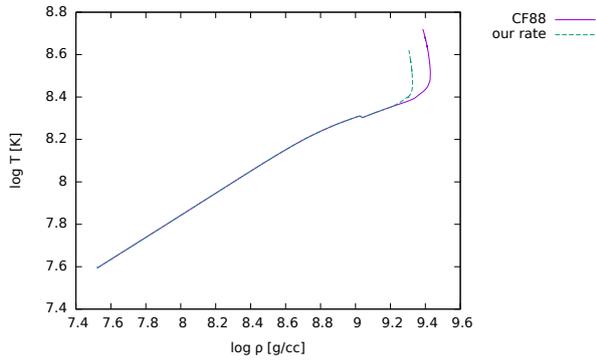


図 3: 質量が降着している白色矮星の進化。 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  反応の反応率として、実線では CF88、点線では共鳴を考慮したものをを用いている。

ル、 $\tau_{\text{dyn}}$  は力学的時間スケールである。

一方、この条件が満たされなかったとき、冷たいコア、熱いエンベロープ、外周円盤からなる残骸が形成される。すると、エンベロープ中で炭素燃焼に点火し、CO 白色矮星が ONeMg 白色矮星に変換される可能性がある。2 つの白色矮星の合計質量がチャンドラセカール質量より大きいならば、ONeMg 白色矮星は電子捕獲を起こし、縮退圧によって自重を支えることができなくなり中性子星に崩壊すると考えられる (Accretion Induced Collapse; AIC)。このシナリオが実現される条件は

$$\tau_{\text{CC}} < \tau_{\nu} \quad (2)$$

で与えられる。ただし  $\tau_{\nu}$  はニュートリノによる冷却の時間スケール (Itoh et al. 1996) を表している。

Sato らは様々な質量比や合計質量をもつ連星系に対して白色矮星連星合体の SPH シミュレーションを行い、系が Ia 型超新星として爆発に至るための条件を議論している (Sato et al. 2015)。彼らは炭素燃焼の反応率として CF88 を用いているため、共鳴を考慮した反応率を用いると結果が変更される可能性がある。図 4 に SPH シミュレーションの結果を示す。共鳴を考慮すると、炭素燃焼の点火条件 (式 (2)) が、より低い温度で点火するように変化することが分かる。したがって、より円盤外縁部で炭素燃焼が点火しやすくなり、AIC シナリオによって中性子星に崩壊する場が多くなることが予想される。一方、現在考えている密度  $\sim 10^6 \text{ g/cm}^3$  では、 $\tau_{\text{CC}} = \tau_{\text{dyn}}$  と

なる温度は  $10^9 \text{ K}$  以上の高温である。図 2 を見るとわかるように、この温度では反応率は共鳴によってほとんど上昇しない。したがって、式 (1) で表される点火条件は共鳴を考慮してもほとんど変化しないので、VM シナリオに対しては共鳴は影響を与えないと考えられる。

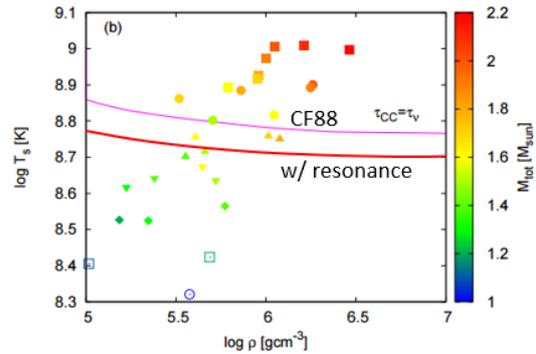


図 4: 白色矮星連星合体に対する SPH シミュレーションの結果。最も高温の粒子に対する温度と密度を示す。点の色は白色矮星の合計質量を示し、形は異なる質量比に対応している。2 本の実線は点火条件 (式 (2)) を表す。Sato et al. (2015) の Figure 4 を加工して示している。

## Reference

- Caughlan & Fowler 1988, At. Data Nucl. Data Tab., 40, 283
- Chiba & Kimura 2015, Phys. Rev. C, 91, 061302
- Iliadis 2007, “Nuclear Physics of Stars”, Wiley-VCH
- Itoh et al. 1996, Astrophys. J. Suppl., 102, 411
- Martínez-Rodríguez et al. 2016, Astrophys. J., 825, 57
- Paxton et al. 2015, Astrophys. J. Suppl., 220, 15
- Sato et al. 2015, Astrophys. J., 807, 105
- Spillane et al. 2007, Phys. Rev. Lett., 98, 122501

## IIb 型超新星親星の半径と質量放出率

大内 竜馬 (京都大学大学院理学研究科)

### Abstract

重力崩壊型超新星は大質量星が進化の最期に起こす爆発現象である。爆発時の親星 (爆発直前の星) の外層の構造や親星近傍にある星周物質の性質に応じて、超新星は異なった観測的特徴を示す。特に、爆発直後には水素の吸収線が見られるが、徐々にそれが弱まり次第にヘリウムの吸収線が卓越するスペクトル進化を示すものは IIb 型超新星と呼ばれる。II b 型超新星の親星は水素外層の大部分が剥ぎ取られ、少量の水素外層を残した星だと考えられている。このような外層の剥ぎ取りの原因としては、単独大質量星 ( $\gtrsim 25M_{\odot}$ ) が持つ強力な恒星風か、あるいは連星における伴星への質量輸送の二説が考えられる。まだ議論に決着はついていないが、近年の観測事実は後者の説をより強く支持している。いくつかの IIb 型超新星については、爆発直前の親星の撮像観測データに加え、爆発の詳細な多波長観測データが得られている。これらの観測は、半径の比較的大きい親星が爆発直前に持つ質量放出率は、半径が小さい親星のそれより一桁程度高いことを示唆している。このような高い質量放出率は単独恒星風では説明ができない。本研究はこの観測事実の起源を明らかにすることを目的とした。そのために私は公開恒星進化コード MESA を用いて、様々な値の初期パラメータを持つ多数の連星について進化計算を行った。計算は主系列段階から主星の爆発直前まで行った。本計算により、半径が大きい親星ほど爆発直前により高い連星間質量輸送率を持つため、それに伴ってより高い質量放出率を持つことが明らかになった。さらに、それらの半径が大きい親星モデルのいくつかは、爆発直前にきわめて高い質量放出率とそれに伴う濃い星周物質を持つために、IIIn 型超新星という別の分類の超新星として観測される可能性があることを示した。またそのような超新星の発生頻度を見積もった。

## 1 Introduction

重力崩壊型超新星爆発とは、大質量星 ( $\gtrsim 8M_{\odot}$ ) がその進化の最後に起こす、大規模かつ突発的な爆発現象である。それらは、スペクトルや光度曲線に応じて分類分けがなされている。スペクトルに水素の吸収線を伴うものを II 型と呼び、そうでないものを I 型と呼ぶ。さらに I 型の中でも He の吸収線を持つものを特に Ib 型と呼び、ケイ素線もヘリウム線も伴わないものを Ic 型と呼ぶ。IIb 型超新星とは、II 型と Ib 型超新星の中間にあたるもので、爆発後初期には水素の吸収線を持つが、次第に減衰し、He の吸収線が卓越するようなスペクトル進化を示す。これら各分類の超新星の親星としてはそれぞれ次のようなモデルが考えられている。すなわち II 型超新星は十分な量の水素外層を持った赤色超巨星が、また IIb 型、Ib 型はそれぞれ水素外層の大部分を、またはそのほぼ全てを失った大質量星が、そして Ic 型は水素外層のみならずヘリウム外層までも失った大質量星が

爆発したものとして理解されている。

そのような水素外層の大部分を失った IIb 型の親星が出来るシナリオとしては主に 2 つ、すなわち大質量単独星 ( $\gtrsim 25M_{\odot}$ ) がその強い恒星風によって外層を吹き飛ばすか、あるいは連星系をなす星がその伴星へ質量を輸送することによってできると考えられている。これらのうちいずれが優勢なシナリオであるかについての議論には決着がついていないが、現在 IIb 型に関しては連星系シナリオの方が支持されつつある。さて、1993J、2008ax、2011dh、2013df という 4 つの IIb 型超新星は、親星が観測されており (ただし、2013df は候補)、さらに超新星自体も様々な波長で詳細に観測されている。これらの観測的性質をまとめたのが表 1 である。表 1 から分かるように、半径が大きい親星は、爆発直前により大きい質量放出率を持つことが示唆されている。特に半径が大きい親星の質量放出率は、半径が小さい親星のそれよりも一桁程度高く、このような高い値は単

独星恒星風によって説明することが難しい。本研究の目的は、このような IIb 型超新星親星における半径と質量放出率の関係の起源を明らかにすることである。

## 2 Methods/Instruments and Observations

星の進化計算には MESA (Modules for Experiments in Stellar Astrophysics) コードを用いて、2 星の内部構造や光度などの時間進化を同時に計算した。

初期重元素比は  $Z=0.02$  とした。対流は Henyey et al. (1965) の混合距離理論に従い、混合距離を  $2.0H_P$  として計算した ( $H_P$  はスケールハイト)。半対流は Langer et al. (1985) に従って拡散的なプロセスとして扱い、その効率を決める係数を  $\alpha_{sc} = 1.0$  とした。また、オーバーシュートは Herwig (2000) に従って考慮した。

各星の恒星風には MESA の Dutch スキームを用い、主星がロッシュローブを満たしたときの質量輸送の計算には Kolb のスキームを用いて計算した。非保存な質量輸送の場合 (すなわち輸送した質量のうち一部が系外に出て行く場合) には、系外に放出される物質が持ち去る単位質量あたりの軌道角運動量は伴星のそれを仮定した。

進化計算は 2 つの星がともに ZAMS (ゼロ歳主系列星) の状態から開始し、主星 (初期の質量が大きい方の星) の炭素核燃焼時に終了した。これらのモデルのうち、最終的な水素外層の質量が  $0.01M_\odot \sim 1M_\odot$  の範囲にあるものが IIb 型の超新星爆発を起こすと仮定した。またこれより水素外層が少ないものは Ib, Ic 型の超新星となり、これより水素外層の多いものは II 型の超新星爆発を起こすと仮定した。2 星が同時にロッシュローブを満たしたとき、このような系はおそらく共通外層を形成すると考えられる。その進化過程の詳細はまだあまり分かっておらず、MESA でもこのフェーズを計算することができない。そのため、このようなモデルについては計算を中断した。動かしたパラメータは 3 つ、すなわち 2 星の初期質量比、連星の初期軌道周期と質量輸送効率である。質量輸送効率  $f$  とは、主星が失った質量のうち、どれだけ

の割合が伴星に降着したかを表すものであり、0.5 と 0.0 の 2 つの値を考えた。

主星の質量は  $16M_\odot$  で固定した。初期質量比は  $q = M_2/M_1$  は 0.6, 0.8, 0.95 を考えた。また連星系の初期軌道周期  $P$  は 5 ~ 2200 日の範囲を動かした。

## 3 Results

図 1 は、親星モデルの水素外層質量を初期軌道周期  $P$  に対してプロットしたものである。図より、初期軌道周期が長いほど爆発前の外層質量が大きくなることが分かる。これは、初期軌道周期が長い連星ほど主星のロッシュローブが大きいいため、外層の剥ぎ取りが少なくなるためである。我々の仮定 (1 節) と図 1 より、初期軌道周期が  $10 \text{ days} \lesssim P \lesssim 1000 \text{ days}$  のモデルが IIb 型超新星として爆発すると考えられる。

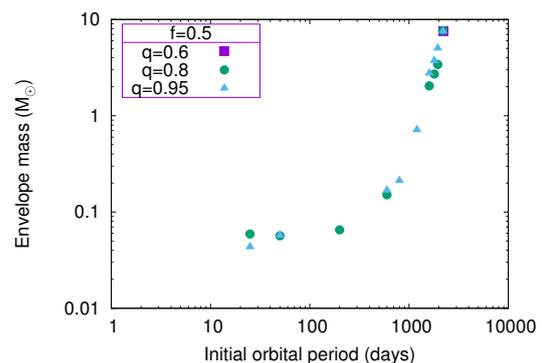


図 1:  $f = 0.5$  の場合における、親星モデルの水素外層質量 (縦軸) と初期軌道周期  $P$  (横軸)。色の違いは質量比  $q$  の違いを表す。

次に、得られた親星モデルの爆発直前の質量放出率を親星半径に対して図 2 にプロットした。図には、4 つの IIb 型超新星の観測データも載せてある。これより、観測されている親星半径と質量放出率の関係は連星進化モデルによって再現されることが分かる。爆発直前の質量放出率は、単独星恒星風の寄与は小さく、主に連星間質量に伴う質量放出が決められている。したがって、得られた結果は、半径が大きい親星ほど爆発直前の質量輸送率が大きいことを反映している。この原因は次節で考察する。

|        | $\log(T_{eff}[K])$ | $\log(L/L_{\odot})$ | Radius( $R_{\odot}$ ) | $\dot{M}(M_{\odot} \text{ yr}^{-1})$ |
|--------|--------------------|---------------------|-----------------------|--------------------------------------|
| 1993J  | $3.63 \pm 0.05$    | $5.1 \pm 0.3$       | $\sim 600$            | $(2-6) \times 10^{-5}$               |
| 2008ax | 3.9-4.3            | 4.4-5.25            | $\sim 50$             | $6.5 \times 10^{-6}$                 |
| 2011dh | 3.76-3.80          | $4.92 \pm 0.20$     | $\sim 200$            | $3 \times 10^{-6}$                   |
| 2013df | 3.62-3.64          | $4.94 \pm 0.06$     | $\sim 600$            | $(5.4 \pm 3.2) \times 10^{-5}$       |

表 1: 親星の観測データを含む、詳細に調べられている IIb 型超新星。データは、Maund et al. (2004)、Folatelli et al. (2015)、Maund et al. (2011)、Van Dyk et al. (2014)、Fransson et al. (1996)、Chevalier & Soderberg (2010)、Maeda et al. (2014)、Maeda et al. (2015) から引用。

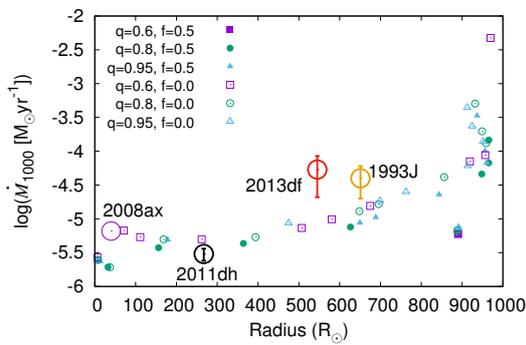


図 2: 親星半径と爆発直前の質量放出率の、連星進化モデルと観測データの比較

## 4 Discussion

本節では、半径が大きい親星ほど、爆発直前の質量輸送率が大きい理由と連星進化モデルと IIb 型超新星の関連の 2 つに関して議論する。

### 4.1 半径が大きい親星ほど、爆発直前の質量輸送率が大きい理由

爆発直前における質量放出率が、どのようにして決まるかを考える。He 燃焼終了後、コア収縮に伴って外層は膨張し、その結果初めての、あるいは二回目の質量輸送が開始される。このとき輸送は外層の膨張に伴って生じるため、外層膨張の時間スケールで起きる。コア収縮に伴って中心の温度は上昇し、やがて炭素燃焼が開始されるが、この時点から爆発までの間は質量輸送率はあまり変化しない。

これらの描像のもとに考えると、半径が大きい親星が爆発前により高い質量輸送率を持つのは主には次の 2 つが原因と理解できる。一つ目に、半径が大きい親星は、より大質量の水素外層を持つからである。二つ目に、半径が比較的大きい親星は質量の減少に対して、平衡半径をほとんど変化させないのに対し、半径が比較的小さい親星は、質量の減少に対して平衡半径を大きく減少させるからである (図 3)。これは実質的な膨張の時間スケールの増加を意味するため、質量輸送率は減少する。

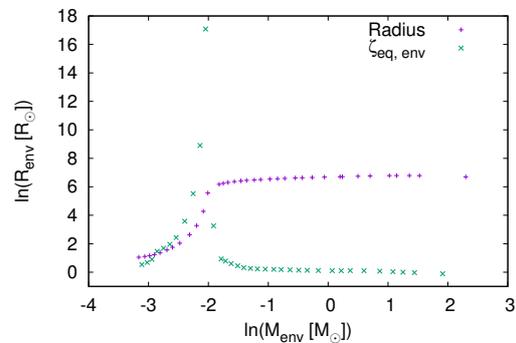


図 3: 初期質量が  $16M_{\odot}$  の星の平衡半径 (縦軸) と外層質量 (横軸)。各物理量は炭素燃焼開始時のもの。

### 4.2 連星進化モデルと IIb 型超新星の関連

IIb 型超新星は、超新星の観測的分類の一つであり、スペクトルに細い (narrow) 水素の輝線を伴うものを指す。これらの超新星は、親星周りに濃い星周物質が存在すると考えられている。様々な観測事実とそのモデリングにより、IIb 型超新星の親星は爆発

前に  $10^{-4}M_{\odot}\text{yr}^{-1} \sim 1M_{\odot}\text{yr}^{-1}$  の質量放出率を持っていたことが示唆されている。

図 4 は、爆発直前の質量放出率を連星の初期軌道周期  $P$  に対してプロットしたものである。爆発直前の質量放出率が  $\dot{M} \gtrsim 10^{-4}M_{\odot}\text{yr}^{-1}$  の親星が IIIn 型超新星として爆発すると仮定すると、図 4 より、初期軌道周期が  $1800 \text{ days} \lesssim P \lesssim 2100 \text{ days}$  のモデルが IIIn 型超新星として爆発すると考えられる。一方 IIb 型超新星は  $10 \text{ days} \lesssim P \lesssim 1000 \text{ days}$  のモデルに対応することを見た (3 節)。これらの結果から、連星進化の結果生じる IIIn 型超新星の発生頻度の概算が可能となる。連星の軌道周期分布として  $f(P) \propto P^{-1}$  (Kouwenhoven et al. 2007) を仮定すると、連星進化の結果生じる IIIn 型超新星と、同じく連星進化の結果生じる IIb 型超新星の発生頻度比は  $(\ln 2100 - \ln 1800) / (\ln 1000 - \ln 10) \sim 0.033$  となる。一方で、観測されている IIIn 型超新星の IIb 型超新星に対する比は 0.83 である (Smith et al. 2011)。これらから結局、連星進化の結果生じる IIIn 型超新星は、観測されている全 IIIn 型超新星の  $\sim 4\%$  を占めると予測される。

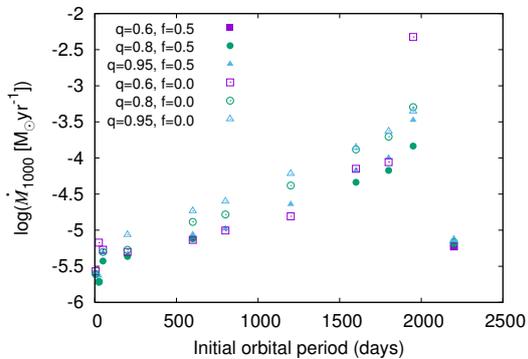


図 4: 爆発直前の質量放出率 (縦軸) と初期軌道周期 (横軸)。色の違いは質量比  $q$  と質量降着効率  $f$  の違いを表す。

## 5 Conclusion

いくつかの詳細な観測データを持つ IIb 型超新星について、半径が大きい親星は爆発直前により大きい質量放出率を持つことが示唆されている。特に半

径が大きい親星の質量放出率は、半径が小さい親星のそれより も一桁程度高く、このような高い値は単独星恒星風によって説明することが難しい。この観測から示唆される親星の半径と質量放出率の関係の起源を明らかにするために、我々は連星の進化計算を行った。様々な初期パラメータ値を持つ連星を、主星の爆発直前まで計算することで、多数の IIb 型超新星の親星モデルを得た。その結果、親星の半径と質量放出率の関係はそれらのモデルによって自然に説明できることが明らかになった。さらに我々は、連星進化の結果、IIIn 型超新星が起こりうることも明らかにした。またそのような連星間質量輸送によって生じる IIIn 型超新星は、観測されている IIIn 型超新星の  $\sim 4\%$  を占めると予測した。

## Acknowledgement

建設的かつ刺激的な議論とコメントを下された Sung-Chul Yoon さん、守屋堯さん、平井遼介さん、鈴木 昭宏さん、長尾崇史さんに感謝します。

## Reference

- Chevalier, R. A. and Soderberg, A. M. 2010, ApJ, 711, 40
- Folatelli, G., Bersten, M. C., Kuncarayakti, H. et al. 2015, ApJ, 811, 147
- Fransson, C. and Lundqvist, P. and Chevalier, R. A. 1996, ApJ, 461, 993
- Kouwenhoven, M. B. N. and Brown, A. G. A. and Portegies Zwart, S. F., et al. 2007, A&A, 474, 77
- Maeda, K., Katsuda, S., Bamba, A., et al. 2014, ApJ, 785, 95
- Maeda, K., Hattori, T., Milisavljevic, D., et al. 2015, ApJ, 807, 35
- Maund, J. R., Smartt, S. J., Kudritzki, R. P., et al. 2004, Natur, 427, 129
- Maund, J. R., Fraser, M., Ergon, M., et al. 2011, ApJ, 739, 37
- Smith, N., Li, W., Filippenko, A. V., Chornock, R. 2011, MNRAS, 412, 1522
- Van Dyk, S. D., Zheng, W., Fox, O. D., 2014, AJ, 147, 37

## 連星中性子星合体における数値計算の現状と今後の展望

岡本 和範 (大阪大学大学院 宇宙進化研究室)

### Abstract

中性子星 (NS) は高密度天体で、中性子星の内部を知る事で高密度な物質の状態を知る事が出来る。最近 binary black hole の重力波の直接観測により NS の連星からなる連星中性子星 (BNSs) も注目されている。BNSs は合体の前後で重力波を放出するので、この重力波を観測する事で NS の内部を知る事が出来る。重力波観測によって知る事が出来る情報の一つとして高密度な中性子星物質の状態方程式 (EOS) がある。最近では Einstein 方程式を精度良く解くことが出来るコードが開発され、より正確なシミュレーションを行う事が出来るようになり、観測と比較して EOS の候補を制限する事が可能となった。本レビューでは BNSs 合体前のインスパイラルから放出される重力波のシミュレーションと Einstein 方程式を post-Newtonian 展開して計算した重力波の波形を比べた。シミュレーションの結果と post-Newtonian approximation (PN 近似) の結果を見比べてみると 500~700hz の周波数で大体一致している事が示された。さらに BNSs 合体直前では NSs の潮汐変形が現れる。この段階で放射された重力波には変形の情報が含まれる。ここで NS の変形のしにくさを表す tidal deformability を定義すると、NSs 合体によって放射された重力波の周波数と tidal deformability には相関があることが示された。tidal deformability は EOS にも関係がある事が分かっているので、重力波の周波数を観測する事で EOS を制限出来る事が示された。(Baiotti Rezzolla.(2017))

## 1 Introduction

NS は大質量星 (約  $8\sim 25M_{\odot}$ ) の進化の最後に残された高密度天体である。大質量星の内部では核融合が起こり、それによる圧力で星の重力を支えている。核融合は最も安定な鉄まで合成する。その後核融合は進まず圧力と重力のバランスが崩れ、圧力が重力に対抗出来なくなり重力崩壊を起こす。多くの星では重力崩壊を起こす前に縮退圧によって支えられており、特に中性子の縮退圧によって支えられる星を NS という。

最近、重力波の直接観測により、その発生源の一つである BNSs が注目されている。BNSs は二つの大質量星の連星が NS の連星になった状態である。BNSs になってから長い時間 ( $10^6\sim 10^7\text{yr}$ ) 連星系を成し、最終的に合体する。この合体の過程で重力波を放出する。放出された重力波を観測し、得られた重力波の波形と Einstein 方程式を解いて予言した波形とを比べることで、例えば NS 内部の高密度な中性子星物質の状態方程式 (EOS) を得る事が可能となる。しかし、Einstein 方程式は 10 個の非線形連立方程式で、

非常に複雑な方程式であるので解析的に解くことは難しい。よって数値的に Einstein 方程式を解いて重力波の波形をシミュレーションするという事が行われてきた。最近では Einstein 方程式を精度良く解くための多くのコードが開発されており、より正確なシミュレーションを行うことが可能となっている。したがって、NS の EOS の候補をシミュレーションにより制限する事が可能となった。

本レビューでは、BNSs がインスパイラルしている段階で、BNSs から放出される重力波波形は PN 近似で解析出来る事を示す。この PN 近似は NSs の chirp mass を求める為に使われる。また、BNSs が互いに近づき潮汐変形している段階での NS の tidal deformability と重力波の周波数との関係を示す。tidal deformability は EOS に関係しており、PN 近似で求めた chirp mass とシミュレーションの結果を用いて EOS を制限する方法を紹介する。(Baiotti Rezzolla.(2017))

## 2 Methods

### 2.1 インスパイラル

インスパイラルとは、連星が合体する前の数分間で互いを公転しながら接近する段階を言う。BNSs がインスパイラルで互いに接近している時 (図 1)、連星間の距離が NSs の半径よりもずっと大きい場合、NSs の大きさは無視出来て質点と見なす事が出来る。さらにこの段階では NSs の公転速度  $v$  は光速  $c$  よりも十分小さいので、Einstein 方程式を  $v/c$  で展開した post-Newtonian approximation (PN 近似) を用いて、重力波の波形を解析的に求める事が出来る。(Cutler & E.E.Flanagan, (1994))

ここでは  $(v/c)^7$  のオーダー (3.5PN) まで展開して求めた。

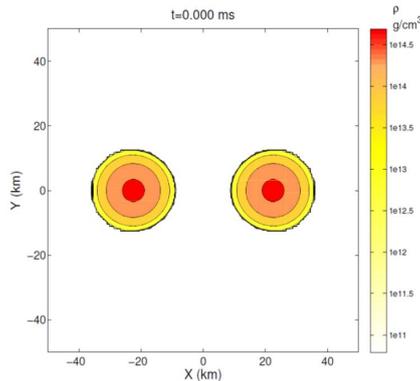


図 1: インスパイラルの NSs (Baiotti Rezzolla.(2017))

### 2.2 潮汐変形

BNSs 合体前、連星間の距離が近くなると NSs を質点とは見なせず、大きさを持つ星として扱わなければならない。この時、NSs の潮汐変形が現れる (図 2)。この時放射される重力波は潮汐変形の影響を受けている。ここで、NS の潮汐変形のしにくさを表す tidal deformability  $\Lambda$  を定義する。

$$\Lambda = \frac{2}{3} k_2 \left( \frac{R}{M} \right)^5 \quad (1)$$

ここで、 $k_2$  は quadrupole Love number と呼ばれており NS の硬さを表す指標で、EOS に依存する。 $R$  は孤立した無回転の状態の NS の半径で、 $M$  は質量を表す。(Read et al. (2013))

等質量 BNSs の合体を異なる EOS を用いてシミュレーションを行った。この時得られた tidal deformability と重力波波形の最大振幅での周波数の関係を図 4 に示す。

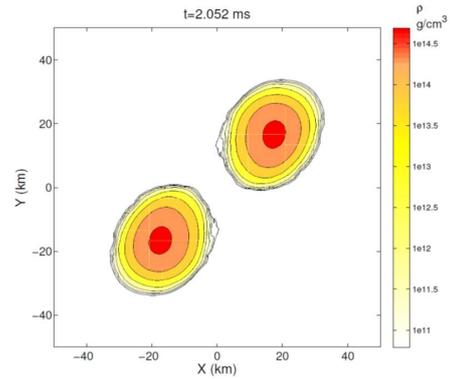


図 2: 潮汐変形している NSs (Baiotti Rezzolla.(2017))

## 3 Results

図 3 は BNSs 合体の重力波波形を横軸周波数、縦軸振幅で表している。青線は HB という EOS を使って、重力波波形をシミュレーションした結果である。(Read et al. (2013))

赤線は PN 近似だけで計算した結果で、Einstein 方程式を 3.5PN まで展開して計算を行なった。PN 近似とシミュレーションの波形を見比べると、周波数が低い (約 500~700Hz) では大体一致している事が分かる。しかし、周波数が高くなり潮汐変形の影響が大きく効き始める時には、ズレが大きくなっている事が分かる。したがって、インスパイラルでは PN 近似が有用だという事が分かるが、NSs が近くなり潮汐変形の影響を考えなければならない時には、NSs を質点と見なせず PN 近似が使えなくなるという事が分かる。

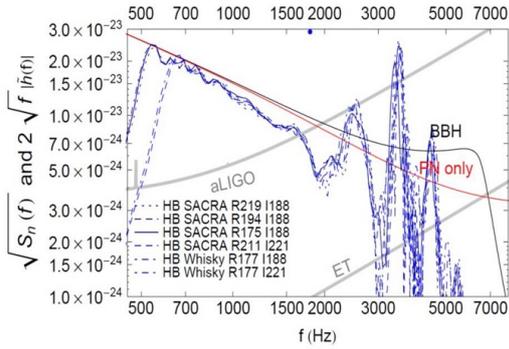


図 3: BNSs 合体における重力波波形の周波数と振幅の関係。青線は HB という EOS を使ってシミュレーションした結果、赤線は 3.5post-Newtonian order まで入れて計算した結果である。(Baiotti Rezzolla.(2017))

図 4 は横軸が tidal deformability の 1/5 乗に書き換えたもので縦軸が重力波の最大振幅の瞬間の周波数を表している。黒の点と灰色の点はそれぞれ異なる EOS を用いて高解像度と低解像度でシミュレーションした結果である。曲線はシミュレーション結果を使ってフィッティングした。これを見ると等質量の NSs において、重力波の周波数と  $\Lambda$  の間に関係がある事が分かる。

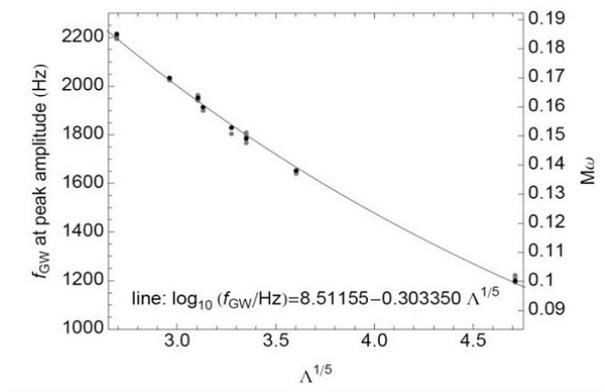


図 4: tidal deformability と重力波の最大振幅の瞬間の周波数の関係。(Baiotti Rezzolla.(2017))

## 4 Discussion

図 3 では、500Hz~7000Hz の間で HB という EOS を用いてシミュレーションをしているが、実際重力波を観測する際には、約 30Hz の周波数から観測出来る。それぞれの検出器の感度に依存するが、この値は Advanced LIGO での感度を使っている。(Baiotti Rezzolla.(2017))

したがって Results でも述べたように図 3 ではシミュレーションと PN 近似が 500~700Hz で大体一致しているが、より 30Hz に近い周波数を見比べれば、ここでのインスパイラルは PN 近似出来ると思われる。PN 近似を使うことにより NSs の chirp mass  $M_{chirp}$  を求める事が出来る。

$$M_{chirp} = \frac{(M_A M_B)^{3/5}}{(M_A + M_B)^{1/5}} \quad (2)$$

$M_A, M_B$  は NSs それぞれの質量を表す。

Results で等質量の NSs において、重力波の周波数と  $\Lambda$  の間に関係がある事を示した。ここで NSs の質量が等しくない場合の、EOS に関係のある tidal polarizability parameter  $\kappa_2^T$  を

$$\kappa_2^T = 2 \left[ q \left( \frac{X_A}{C_A} \right)^5 k_2^A + \frac{1}{q} \left( \frac{X_B}{C_B} \right)^5 k_2^B \right] \quad (3)$$

この様に定義する。(Bernuzzi et al. (2014)) BNSs の一つ目の NS を A、二つ目を B とし、 $q = M_B/M_A \leq 1$ ,  $X_{A,B} = M_{A,B}/(M_A + M_B)$ ,  $k_2^{A,B}$  は A、B それぞれの Love number,  $C_{A,B} = M_{A,B}/R_{A,B}$  とする。 $R$  は孤立した無回転の状態の NS の半径で、 $M$  は質量を表す。

ここで NSs の質量が同じ場合には、tidal polarizability parameter は、

$$\kappa_2^T = \frac{1}{8} \bar{k}_2 \left( \frac{\bar{R}}{\bar{M}} \right)^5 = \frac{3}{16} \Lambda \quad (4)$$

と書き直せて、 $\kappa_2^T$  が  $\Lambda$  に比例することが分かる。 $R, M$  の bar は平均の意味を表す。(例えば、 $\bar{\Psi} = (\Psi_A + \Psi_B)/2$ )

式 (4) から等質量 NSs の EOS に関係している parameter  $\kappa_2^T$  と  $\Lambda$  の関係が分かる。(Baiotti Rezzolla.(2017))

つまり、実際に重力波を観測する時、まずインスパイ

ラルの重力波波形から NSs の chirp mass を決める。もし NSs が等質量ならば図 4 より重力波の最大振幅での周波数から  $\Lambda$  が求まる。chirp mass は PN 近似より分かっているの、式 (4) より NSs の平均の半径と平均の Love number の関係が分かる。NS の半径と Love number は EOS に依存しているの、この関係を用いて等質量 NSs の EOS を制限する事が出来る。

## 5 Conclusion

BNSs 合体の過程には段階があり、それぞれの過程で放出される重力波は異なる。最初に BNSs はインスパイラルで重力波を放出する。この時 NSs はまだ互いに遠くにあり、質点とみなす事ができ、この段階では  $v/c \ll 1$  が成り立つので PN 近似を用いて計算する事が出来る。シミュレーションの結果と見比べてみると 500~700hz の周波数で大体一致している事が示された。

またインスパイラルの後で、NSs が互いに近くなると星の大きさを無視出来ず互いの重力による潮汐変形が生じる。この時、tidal deformability を定義すると等質量 NSs において重力波の最大振幅での周波数と相関がある事が示された。この結果より、インスパイラルでは PN 近似を用いて、観測された重力波の波形から chirp mass が分かる。さらに重力波の周波数から tidal deformability が分かると、EOS に関係している NSs の平均の半径と平均の Love number の関係が求められるので等質量 NSs の EOS を制限出来る事が示された。

## 6 将来の展望

今回紹介出来なかった、BNSs の合体もしくは合体後の重力波をシミュレーションする為にも最近には精度の良いコードが多く開発されている。しかし BNSs 合体で生じる磁気流体不安定性を正確に計算機の中で追う事や、BNSs 合体後に出て来るニュートリノ輸送の効果を精度良く取り入れる為には高い解像度が必要であるという問題がある。高解像度の計算をするためには巨大計算機が必要である事と、より詳細

なモデル化が必要である。今後、スーパーコンピュータによるシミュレーションからより詳細な NS の描像が得られる事が期待される。(木内 関口.(2007))

## Reference

Cutler and E.E.Flanagan, Phys. Rev. D49, 2658 (1994)

J. S. Read, L. Baiotti, J. D. E. Creighton, J. L. Friedman, B. Giacomazzo, K. Kyutoku, C. Markakis, L. Rezzolla, M. Shibata, and K. Taniguchi, Phys. Rev. D 88, 044042 (2013), arXiv:1306.4065 [gr-qc].

L. Baiotti and L. Rezzolla. Reports on Progress in Physics 80, 096901 (2017), arXiv:1607.03540[gr-qc]

S. Bernuzzi, A. Nagar, S. Balmelli, T. Dietrich, and M. Ujevic, Phys. Rev. Lett. 112, 201101 (2014), arXiv:1402.6244 [gr-qc].

木内 建太 and 関口 雄一郎, 日本物理学会誌 Vol.62, No.10, (2007)

# 超新星爆発における重力波放射過程

日永田 琴音 (福岡大学大学院 理学研究科)

## Abstract

重力崩壊型超新星爆発（以下単に超新星と呼ぶ）とは、太陽の約8倍以上の質量を持つ重い恒星が、その進化の最終段階に迎える大爆発現象である。超新星は一天体現象でありながら、極めて多彩な天体現象の謎を解き明かす鍵を握っている。例えば超新星は爆発後に残された中性子星・ブラックホールといった高密度天体の形成過程そのものであり、また爆発時に合成される元素は銀河の化学的進化・物質循環を担っている。このような多面性から、超新星は宇宙・天文分野において最も注目される天体現象の一つである。ところがこのような重要性にも関わらず、その根本となる爆発の物理的な機構は、60年にわたる研究の歴史を持ちつつも、未だに完全には理解されていない。

超新星の爆発機構を解明する鍵となるのが、ニュートリノと重力波である。両者は超新星の外層を通過する際に物質とほとんど相互作用せず観測者に到達するので、超新星の中心の情報を直接運んでくる。この信号を解析することで、超新星中心における物質の状態や運動を知ることが可能となり、爆発機構に迫ることができるかと期待されている。現在、世界中に多くのニュートリノ・重力波検出器が存在しており、日本国内でも Super-Kamiokande や KAGRA が稼働している。

今回の夏の学校では、アインシュタイン方程式から出発して重力波の四重極公式を導出し、超新星を源とする重力波の特徴を最新の数値シミュレーションの結果を交えながら詳しく議論していきたい。

## 1 Introduction

超新星は極めて多彩な天体現象の謎を解き明かす鍵を握っている。中性子星やブラックホールといった高密度天体の形成そのもので、爆発時に合成される元素は銀河の化学的進化、物質循環を担っている。その根本となる爆発の機構は未だ完全には理解されていない。爆発機構を解明する鍵の一つが重力波である。今回は超新星を源とする重力波の特徴がどのようなものかについて考える。

## 2 Methods/Instruments and Observations

超新星爆発の標準シナリオを中心として、超新星爆発が非球対称に起こった時に放射される重力波を四重極公式により見積もり、2D ニュートリノ輻射流体計算に基づく重力波波形予測を用いて重力波放射過程について考える。

## 3 Results

まず、超新星爆発が起きるためには失速した衝撃波が復活する必要がある。衝撃波が復活するには超新星コアで対流、乱流、SASIが発達しなければならない。上記3つは超新星が非球対称になる原因である。超新星爆発が非球対称に起こった時に放射される重力波は、四重極公式より見積もることができる。更に2D ニュートリノ輻射流体計算に基づく重力波波形予測より重力波は即時対流、原始中性子星の振動と衝撃波膨張期の3つの過程をたどる。

## 4 Discussion

超新星を源とする重力波の特徴を数値シミュレーションの結果を交えながら考える。

## 5 Conclusion

重力波の特徴の任意の親星に対する普遍性、実際の観測可能性を明らかにするためにもコンピュータシミュレーションが必要不可欠である。

## 6 参考文献

Kotake & Kuroda 2016, "Handbook of Supernovae"

Nakamura et al. 2015, PASJ

Nakamura et al. 2016, MNRAS

Mueller et al. 2013, ApJ

## 重力波から見るブラックホール連星の起源

和田 知己 (京都大学大学院 理学研究科)

### Abstract

LIGO O1 run の重力波観測ではブラックホール連星 (binary black hole, BBH) の合体から生じる重力波を 3 イベント観測した (うち、1 つは LVT)。これらの BBH 形成のシナリオには諸説あり、はっきりとわかっていない。その説の 1 つに連星系が重力崩壊をおこし BBH ができるというシナリオがある。このシナリオでは BBH の有効スピンの重力崩壊する直前の星の種類に大きく依存する。そして、今回の 3 イベントでは有効スピンは非常に小さかった (例えば GW150914 では  $\chi_{\text{eff}} = -0.06^{+0.14}_{-0.14}$ )。このことから、今回観測された BBH が連星起源であるとする、その起源となる連星の種類を制限することができる。ここでは、Hotokezaka & Piran (Hotokezaka & Piran 2017) に沿って、BBH の起源となりうる星の種類を調べ、それから将来見つかるであろう重力波の特徴を考察する。その結果、起源となる星の種類は Wolf Rayet 連星 (WR 星) と (今はまだ観測はされていない) 種族 III 連星に限られる。また、それらの連星に対して他の連星現象から BBH 形成率と合体時間分布を仮定すると、有効スピンの大きい BBH 合体の event rate が redshift  $z \sim 2-3$  (WR 星) や  $z \sim 5$  (種族 III) にピークをもつことがわかる。これにより、将来的に大きい redshift の重力波まで観測できるようになれば、このピークの有無により BBH の起源に制限を与えることができる。

## 1 Introduction

LIGO O1 run による重力波観測で見つかった重力波はどれも BBH 由来のものであり、解析結果 (表 1) から、合体する前のブラックホール (black hole, BH) の質量、有効スピン、BBH 合体の event rate といった量が明らかになった (Abbot, et al. 2015)。その結果、有効スピン

$$\chi_{\text{eff}} = \frac{m_1}{m_{\text{tot}}} \chi_1 \cdot \hat{\mathbf{L}} + \frac{m_2}{m_{\text{tot}}} \chi_2 \cdot \hat{\mathbf{L}} \quad (1)$$

は小さかった。ここで、添え字 1, 2 はそれぞれ連星系のうち 1 番目、2 番目に重力崩壊する星を指し、 $m_i$  はそれぞれの質量、 $m_{\text{tot}} = m_1 + m_2$ 、 $\chi_i$  は Kerr BH の最大角運動量で規格化した BH のスピン、 $\hat{\mathbf{L}}$  は軌道角運動量の方向を向いた単位ベクトルを表す。

現在考えられている主な BBH 形成のシナリオは 1. field binary からの重力崩壊、2. 高密度の星団における多体相互作用、3. 原始ブラックホール由来のもの、の 3 つがあり、今回は field binary 由来のシナリオを考える。一般に field binary 由来の連星では各恒星のスピンと軌道角運動量がそろい、有効スピンは大きくなる傾向にある。今回は field binary 由来で

有効スピンが小さいような BBH 形成シナリオでは、どのような起源天体が許されるかを考える。

表 1: 重力波の解析結果

| Event     | $m_1$                | $m_2$                | $\chi_{\text{eff}}$     | Rate                 |
|-----------|----------------------|----------------------|-------------------------|----------------------|
| GW150914  | $36.2^{+5.2}_{-3.8}$ | $29.1^{+3.7}_{-4.4}$ | $-0.06^{+0.14}_{-0.14}$ | $3.4^{+8.6}_{-2.8}$  |
| GW151226  | $14.2^{+8.3}_{-3.7}$ | $7.5^{+2.3}_{-2.3}$  | $0.21^{+0.20}_{-0.10}$  | $37^{+92}_{-31}$     |
| LVT151012 | $23^{+18}_{-6}$      | $13^{+4}_{-5}$       | $0.0^{+0.3}_{-0.2}$     | $9.4^{+30.4}_{-8.7}$ |

$m_1, m_2$  の単位は [ $M_{\odot}$ ], Rate の単位は [ $\text{Gpc}^{-3} \text{yr}^{-1}$ ]  
(Abbot, et al. 2015)

## 2 BBH 合体への条件

我々が BBH 合体由来の重力波を観測するには BBH が重力波を放出することにより合体するまでの時間  $t_c$  が宇宙年齢  $t_H \simeq 10 \text{Gyr}$  より小さくないといけない。円軌道を仮定すると  $t_c$  は次の式でかける。(Peters 1964)

$$\begin{aligned} t_c &= \frac{5}{256} \frac{a}{c} \frac{c^2 a}{G m_1} \frac{c^2 a}{G m_2} \frac{c^2 a}{G m_{\text{tot}}} \\ &= 10 q^2 \left( \frac{2}{1+q} \right) \left( \frac{a}{44 R_{\odot}} \right)^4 \left( \frac{m_2}{30 M_{\odot}} \right)^{-3} \text{Gyr} \quad (2) \end{aligned}$$

ここで、 $a$  は円軌道の軌道長半径であり、 $q = m_2/m_1$ 、 $c$  は光速、 $G$  は万有引力定数。この式から、初期の連星系の間の距離に制限が課される。

また、星 1 が重力崩壊した後、星 2 は Roche lobe より大きく膨張できないので（それより大きくなると連星相互作用が起こり軌道長半径などが大きくかわるのでここでは扱わない）、その半径  $R_2$  は Roche 半径よりも小さい。Roche 半径は Eggleton の近似式により

$$R_{RL} \simeq \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1+q^{1/3})} a \quad (3)$$

と書かれる (Eggleton 1983) ので、この条件は

$$R_2 > \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1+q^{1/3})} a \quad (4)$$

となる。式 (2),(4) から  $a$  を消去すると、 $q = 1$  の場合

$$R_2 < 17 \left( \frac{m_2}{30M_\odot} \right)^{3/4} \quad (5)$$

となり  $R_2$  に対する上限を与える。以下、簡単のためにこの式が使える円軌道、 $q = 1$  の場合をに限定して話を進める。

### 3 スピンパラメータの発展

次に連星系において、星 1 が BH に重力崩壊したあとの星 2 のスピンパラメータ  $\chi_2$  の時間発展を考える。スピンパラメータを進展させる要因として 1. 恒星風、2. BH からの潮汐トルクがある。恒星風には様々な機構が考えられるが、基本的には恒星表面からの質量損失を引き起こす。この質量損失の結果、角運動量を失うタイムスケールを  $t_w$  とする (Wolf Rayet 星 (WR) だと 1Myr)。BH から星 2 に及ぼされる潮汐トルクは星の構造によって決まるが、そのスピンパラメータ依存性は一般に  $(1 - \frac{\chi}{\chi_s})^{8/3}$  に比例する形になる (Kushnir 2016)。ここで  $\chi_s$  は星 2 のスピンと軌道角速度とスピン角速度が等しくなる時 (synchronization 時) のスピンパラメータである。

$$\chi_s = q^{1/4} \left( \frac{1+q}{2} \right)^{1/8} \left( \frac{\epsilon}{0.075} \right) \left( \frac{t_c}{10 \text{ Gyr}} \right)^{-3/8} \times \left( \frac{R_2}{4.7R_\odot} \right)^2 \left( \frac{m_2}{30M_\odot} \right)^{-13/8} \quad (6)$$

ここで  $\epsilon$  は星の慣性モーメントを  $I = \epsilon MR^2$  で決定する無次元量。太陽だと  $\epsilon = 0.075$  となる。以上の 2 つの効果を含めるとスピンパラメータの時間発展の方程式は以下のようにかける。

$$\frac{d\chi_2}{dt} = \frac{\chi_s}{t_s} \left( 1 - \frac{\chi_2}{\chi_s} \right)^{8/3} - \frac{\chi_2}{t_w} \quad (7)$$

ここで  $t_s$  は星の構造によって決まる、synchronization のタイムスケール (WR だとおよそ 10Myr)。これが小さいほど、与えられるトルクは大きくなり、より早く synchronization を起こす。synchronization parameter  $x = \chi_2/\chi_s$  を定義する。これは星のスピンと軌道運動の synchronization の程度を表すパラメータであり  $x = 1$  ではスピン角速度は軌道角速度と一致 (synchronization) し、 $x = 0$  は星のスピンが 0 であることを表す。上の方程式はこの  $x$  により

$$\frac{dx}{d\tau} = \frac{t_w}{t_s} (1-x)^{8/3} - x \quad (8)$$

とかける。これは平衡解  $x_{eq}$  を持つ。星の寿命  $t_*$  が十分長ければ (WR だと 0.3Myr) この解に達し、スピンパラメータが決まるが、短ければ発展の途中で重力崩壊することとなる。この解は  $t_w > t_*$  の時

$$x_f \simeq \begin{cases} \max[1 - t_*/t_w, x_{eq}] & \text{for } x_i = 1 \\ \min[t_w/t_s, x_{eq}] & \text{for } x_i = 0 \end{cases} \quad (9)$$

となる。ここからもわかるように恒星風による質量損失が小さい ( $t_* \ll t_w$ ) とき、 $t_s \ll t_*$  であれば星は synchronize し  $x_f \simeq 1$  となり、 $t_s \gg t_*$  であれば synchronized parameter  $x$  は小さくなる。これを使えば星の最終的なスピンパラメータは  $\chi_2 = \chi_s x_f$  と書かれる。ここで  $\chi_s$  は  $R_2, m_2, \epsilon, t_c$  を与えれば式 (6) から決まる。 $x_f$  は実際にタイムスケールを考えて計算すればわかる。

### 4 BBH 起源天体への制限

実際にどのような連星であれば、特に片方の星が BH に崩壊した後のもう一方の星がどのような条件を満たしていれば、LIGO O1 run で発見された小さい有効スピンの重力波を出しうるのかを考える。こ

ここでは星 2 として BH に重力崩壊しうる 1.Main sequence(MS), 2.Red Supergiant(RS), 3.Blue Supergiant(BS), 4.Wolf Rayet star(WR), 5.Population 3 star(Pop3) を考える。(表.2)

まず、BH と星の連星系をなした時に Roche lobe を越えず、宇宙年齢で合体する条件 (2),(4),(5) を満たすのは MS,BS,WR,Pop3 となる。RS は星の半径が非常に大きいので、宇宙年齢で合体できるほどの近距離には近づけないのである。一方、MS,BS WR,Pop3 は星の半径が小さく（特に、WR は外層を失ったことにより大質量で小さい半径を実現しているので）ハッブル時間内に合体できる。次にスピンパラメータが小さいという条件  $\chi_2 < 1$  を満たすのはこの中でも WR,Pop3 のみとなる。MS では星は一般に synchronization をおこし ( $x = 1$ )、その際に星のスピンパラメータ  $\chi_2 = 1 \cdot \chi_s$  は 1 より十分に大きくなる。BS では  $\chi_s$  は 1 に比べて大きいので、synchronization を起こしていれば一般にスピンパラメータは 1 に比べて大きくなる。しかしながら、もし BS が synchronization を起こしておらず  $x$  が十分に小さくなるのであればスピンパラメータは 1 よりも小さくなりうる。synchronization しているか否かは星の詳細な構造により、はっきりとはわかっていない。したがって、ここでは考えないこととする。WR,Pop3 については  $\chi_s$  は 1 より小さくなり、星が synchronization していても、スピンパラメータ  $\chi_2 = 1 \cdot \chi_s$  は 1 より十分に小さくなることのできる (図 1 参照)。

以上から、連星起源の BBH 合体による重力波が我々の元へ届くには、その起源天体は WR、Pop3 でなければならないことがわかる (BS も候補としてはありうるが、synchronization によってしまうので今は考えない)。

表 2: 星のパラメータと合体条件

| 種類   | 半径 [ $R_\odot$ ] | 質量 [ $M_\odot$ ] | 合体 | スピン |
|------|------------------|------------------|----|-----|
| MS   | 5 - 50           | 5 - 200          | ○  | ×   |
| RS   | 100 - 1000       | 5 - 40           | ×  | -   |
| BS   | 20 - 100         | 20 - 100         | ○  | ?   |
| WR   | 0.7 - 7          | 5 - 200          | ○  | ○   |
| Pop3 | 7 - 200          | 1 - 100          | ○  | ○   |

それぞれの星の種類における代表的な半径、質量と合体条件、小スピン条件を満たすかを表したものの。

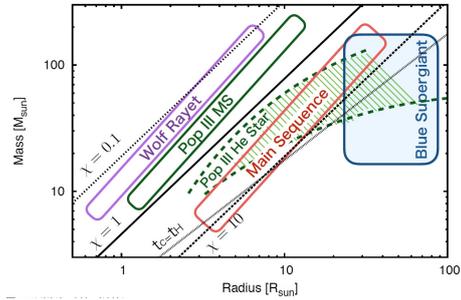


図 1: 星の半径、質量と対応するスピンパラメータを synchronize しているとき、 $t_c = 10\text{Gyr}$  として図示したもの。Wolf Rayet、Pop3 であれば小スピンとなることがわかる。(Hotokezaka & Piran 2017)

## 5 WR 連星

以上から、小スピン BBH の起源となる field binary は WR、Pop3 であればよいことがわかった。ここではこれらの候補のうち特に実際に観測されている WR について考え、将来的に大きい redshift  $z$  で観測されるであろう重力波のスピンパラメータについて考える。その結果、大きい  $z$  ではスピンパラメータの大きい BBH からの重力波が観測されるということが言える。

ある  $z$  での BBH の合体 rate は、BBH 形成率  $F(t)$  (ある時刻  $t$  に作られる BBH の数) と delay time distribution  $\frac{dN}{dt_c}$  ( $t_c$  秒後に崩壊する割合) の畳み込みで得られる。BBH の formation rate はわかってないので 1. 宇宙星形成率 (cSFR) に比例、2.Long Gamma Ray Burst (LGRB) と同じ、という 2通りの仮定に関して考える。また、Delay time distribution もわかっていないので、Ia Supernova, short Gamma Ray Burst のものを参考にして

$$\frac{dN}{dt_c} = \frac{N_0}{t_c^n} \quad (10)$$

と、べきの形を仮定し、 $n = 1$ 、 $t_c > 10\text{Myr}$  として考える。この仮定のもと、スピンの初期条件として  $x_i = 1, x_i = 0$  の 2通りを考え、BBH 合体 rate を畳み込みにより求めると図 2 となる。この図から  $z$  の

小さいところでは小さいスピンを持つ BBH の event rate が大きい、将来大きな  $z$  までの重力波を観測できるようになれば、 $z \sim 2-3$  あたりでスピンの大きい BBH 合体の rate が大きくなるのがわかる。これはスピンの大きい BBH は早く合体するため、仮定した星形成率や LGRB の持つピーク  $z \sim 2-3$  がそのまま表れるためである。逆にスピンの小さい BBH は合体にも時間がかかり、より小さい redshift でピークをもつこととなる。

したがって、将来このような redshift 領域まで見えるようになった時に高スピンの BBH 合体が観測されれば、field binary 起源の BBH 形成説に対する証拠の 1 つとなる。

## 6 Conclusion

今回、合体の条件とスピンパラメータの時間発展から LIGO O1 run で観測された小さい有効スピンの重力波を発生する BBH の起源となりうる field binary の種類を考えた。その結果、Wolf Rayet 星と

Population 3 星であれば条件を満たすことがわかった。

また起源となる星が Wolf Rayet であるとする仮定の下で BBH 合体 rate の redshift 分布を計算することができ、スピンの大きい BBH 合体は redshift  $z \sim 2-3$  あたりでピークをもつことがわかった。

## Acknowledgement

本論文を読むにあたって、京都大学天体核研究室の松本達矢さん、山本貴宏さんには大変お世話になりました。ありがとうございました。

## Reference

- Hotokezaka, K. & Piran, T., The Astrophysical Journal, 842:111  
 Abbott, B. P., et al. 2016, Phys. Rev. X, 6, 041015  
 Abbott, B.P., et al. 2017 Phys. Rev. Lett. 118, 221101

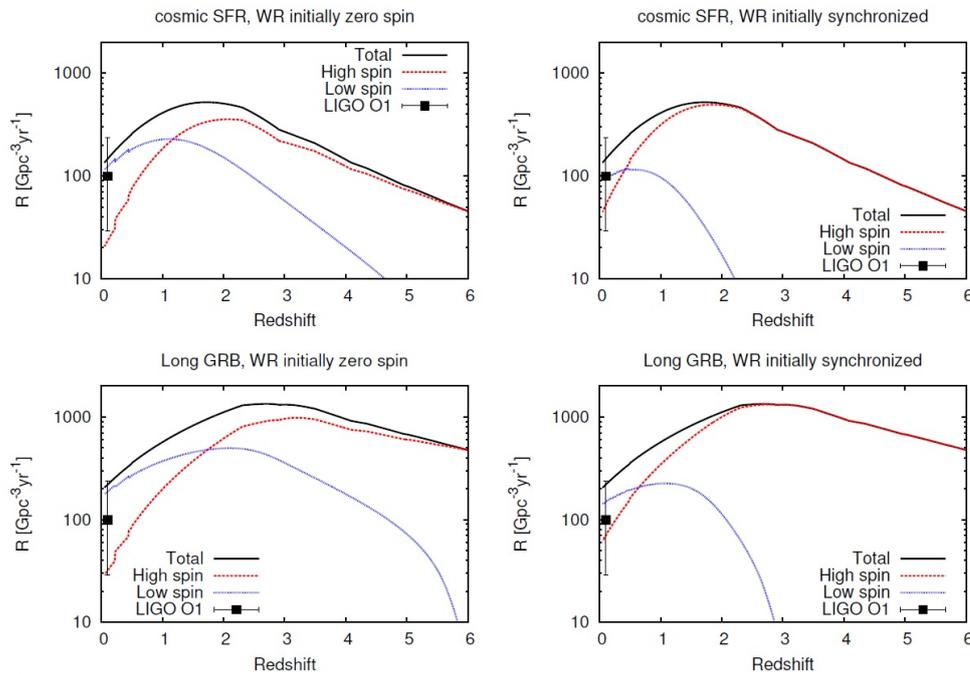


図 2: BBH 合体 rate の redshift 分布。左側は初期スピン  $x_i = 0$ 、右側は  $x_i = 1$  を表す。また上段は  $F(t)$  に cSFR の rate、下段は LGRB の rate を用いたもの。High spin、Low spin はそれぞれ  $\chi_2 = 0.3$  より大きいものと小さいものについての和である。(Hotokezaka & Piran 2017)

# MAXI の長期データを用いた大質量 X 線連星系の周期性の研究

酒巻 愛 (日本大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

SFXT (Supergiant Fast X-ray Transient) は INTEGRAL 衛星によって 20 天体ほど発見された大質量 X 線連星系 HMXBs (high mass X-ray binaries) の一種であり、コンパクト天体の中性子星と OB 型超巨星で構成されている。通常の HMXBs は数 100 秒から数 1000 秒に渡って平均の 10–50 倍の明るさになるが、SFXT は数時間から数日に及ぶ X 線の増光が起こる。暗い時は X 線光度が  $L \sim 10^{32}$  [erg/s] であるのに対し、増光時には  $\sim 10$  分で  $L \sim 10^{36} - 10^{37}$  [erg/s] に達する。まだ解明されていないこれら SFXT 特有のふるまいの原因を、全天 X 線監視装置 MAXI (Monitor of All-sky X-ray Image) の観測データを用いて明らかにすることが本研究の目的である。

MAXI は国際宇宙ステーションの日本実験棟「きぼう」の船外実験プラットフォームに搭載され、2009 年 8 月 15 日より 7 年以上、約 92 分で全天からの X 線をスキャン観測し続けている。SFXT 周辺に明るい天体がなく、MAXI が検出したことがある 5 天体を選び、MAXI により得られた時系列データを用いてパワースペクトル解析を行い、周期変動の有無を調べた。ここでは、MAXI から得られるデータは離散的でかつ、データ欠損が含まれているため、これらを考慮したプログラムを作成した。

解析結果より、IGR J08408–4503 と IGR J18483–0311 でそれぞれ 35 日と 18 日の周期が検出された。パワースペクトル解析で得られた周期付近で X 線光度曲線を畳み込み解析した結果、IGR J08408–4503 では有意度は低いものの Swift 衛星の BAT 検出器から得られた周期 (P.Romano et al. 2014) と IGR J18483–0311 ではより精度が高い周期 18.5 日が得られ、INTEGRAL 衛星から得られた周期 (Levine et al. 2011) と一致することを確認した。

## 1 序

SFXT は、HMXBs<sup>1</sup> の一種であり (P.Romano et al. 2016)、中性子星と OB 型 (表面温度 2 – 5 万 [K], 青白い) 超巨星で構成される。通常の HMXBs は数 100 秒から数 1000 秒のタイムスケールで平均の 10 – 50 倍の明るさになる。しかし、SFXT は数時間に及ぶ硬 X 線フレアが起こる。静穏状態で暗い時は X 線光度が  $L \sim 10^{32}$  [erg/s] であるのに対し、フレア時には短時間で光度が  $L \sim 10^{36} - 10^{37}$  [erg/s] に達する。まだ解明されていないこれら SFXT 特有のふるまいの原因を、全天 X 線監視装置 MAXI (Monitor of All-sky X-ray Image) の観測データを用いて明らかにすることが本研究の目的である。

<sup>1</sup>大質量 (質量 10 – 40  $M_{\odot}$ ) の主系列星と中性子星等の高密度星のコンパクト天体からなる系。

## 2 MAXI

MAXI は、国際宇宙ステーション (ISS) の日本の実験棟「きぼう」の船外実験プラットフォームに搭載されている。ISS の動きに合わせて地球の周りを約 92 分間で周回しながら全天をスキャン観測する X 線監視装置である (Matsuoka, M. et al. 2009)。2009 年 8 月 15 日より 7 年以上観測し続けている。MAXI には比例計数管を用いた、視野が  $160^{\circ} \times 1.5^{\circ}$  (半値幅) のガススリットカメラ (GSC : Gas Slit Camera) と X 線 CCD を搭載した、視野が  $90^{\circ} \times 1.5^{\circ}$  (半値幅) スリットカメラ (SSC : Solid-state Slit Camera) の 2 種類のカメラが天頂方向と ISS の進行方向の 2 方向を向き、観測している。

## 3 周期解析

以下の周期解析した SFXT を表 1 に示す。

表 1: 解析した SFXT

| 天体名   | 銀河座標<br>( $l, b$ ) <sup>a</sup> | 軌道周期 <sup>b</sup> |
|---|---------------------------------|-------------------|
| IGR J08408–4503                               | (264.041, –1.950)               | 35?               |
| AX J1739.1–3020/XTE J1739–302/IGR J17391–3021 | (358.068, +0.445)               | 51.47±0.02        |
| AX J1841.0–0536                               | (26.764, –0.239)                |                   |
| AX J1845.0–0433/<br>IGR J18450–0435           | (28.138, –0.658)                | 5.7195±0.0007     |
| IGR J18483–0311<br>(+ IGR J18462–0223)        | (29.750, –0.745)                | 18.545±0.003      |

a.Simbad : <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

b.P.Romano et al. (2014)

### 3.1 パワースペクトル解析

今回用いた MAXI で得られる時系列データは有限、離散的でかつ、データ欠損が含まれるため、等間隔でない。これらの問題を解消するためにデータを  $T$  日毎に区切り、 $n$  番目に観測された時刻の MJD<sup>2</sup> を  $t_n$ ,  $T$  日毎に取る最初のデータの時刻の MJD を  $t_0$  とした次式の離散フーリエ変換式を用いて計算した。

$$\begin{aligned} a_n &= \sum_{n=0}^{N-1} x_{t_n} \exp(2n\pi i \frac{t_n - t_0}{T}) \\ &= ReF + i ImF \end{aligned} \quad (1)$$

$$ReF = \sum_{n=0}^{N-1} x_{t_n} \cos(2n\pi \frac{t_n - t_0}{T}) \quad (2)$$

$$ImF = \sum_{n=0}^{N-1} x_{t_n} \sin(2n\pi \frac{t_n - t_0}{T}) \quad (3)$$

パワースペクトルは次式で求めることができる。

$$PSD = ReF^2 + ImF^2 \quad (4)$$

IGR J08408–4503 (図 1) と IGR J18483–0311 (図 2) でそれぞれ 35 日と 18 日の周期が検出された。他の 3 天体では表 1 に示す周期付近に明らかなピークを検出できなかった。

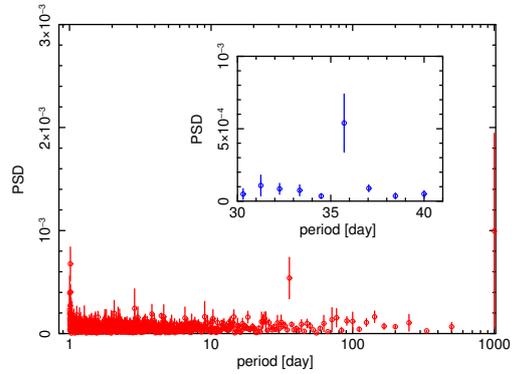


図 1: IGR J08408–4503 のパワースペクトル (1 日毎の時系列データを  $T = 1000$  [日] としてフーリエ変換した, MJD 55058–57692, 4–10 keV)

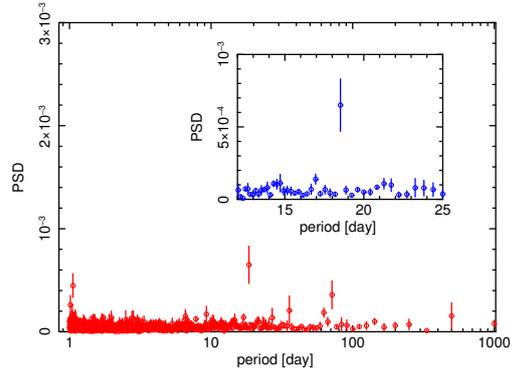


図 2: IGR J18483–0311 のパワースペクトル (1 日毎の時系列データを  $T = 1000$  [日] としてフーリエ変換した, MJD 55058–57692, 4–10 keV)

<sup>2</sup>紀元前 4713 年 1 月 1 日を 0 日としたユリウス日から 2400000.5 を引いたものを修正ユリウス日 (Modified Julian Date : MJD) という。

### 3.2 畳み込み解析

IGR J08408-4503 と IGR J18483-0311 の 2 天体についてパワースペクトル解析で検出された周期付近を 0.1 日周期ずつずらして畳み込み解析した結果を定数でフィッティングした時の Reduced  $\chi^2$  値をそれぞれ図 3, 4 に示す。

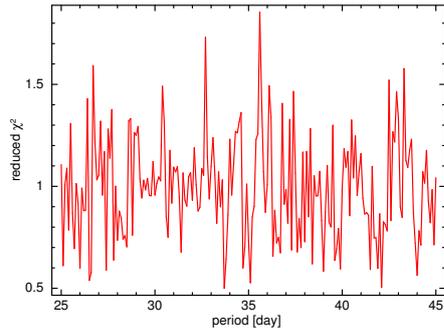


図 3: IGR J08408-4503 の 0.25 日毎の時系列データを 0.1 日ずつずらして畳み込んだ時の Reduced  $\chi^2$  値

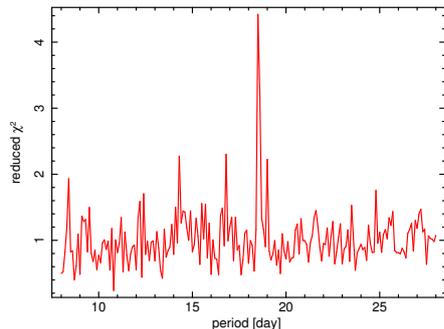


図 4: IGR J18483-0311 の 0.25 日毎の時系列データを 0.1 日ずつずらして畳み込んだ時の Reduced  $\chi^2$  値

図 3, 4 でピークになる周期で畳み込み解析をした結果をそれぞれ図 5, 6 に示す。

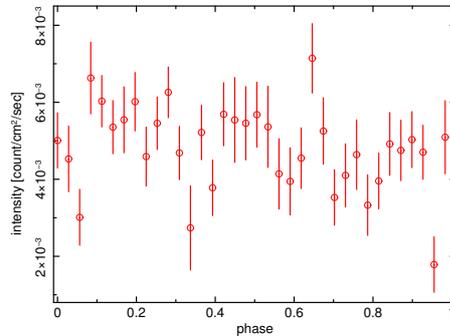


図 5: IGR J08408-4503 の 0.25 日毎の時系列データを 35.6 日で畳み込んだ平均の光度曲線

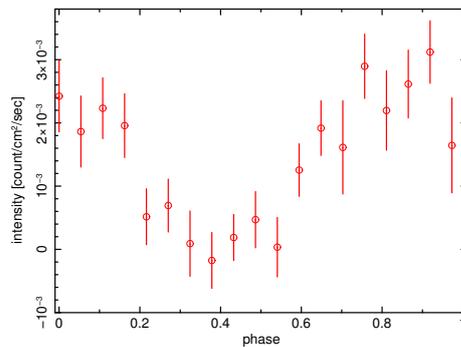


図 6: IGR J18483-0311 の 0.25 日毎の時系列データを 18.5 日で畳み込んだ平均の光度曲線

## 4 今後の課題

今回のパワースペクトル解析や畳み込み解析で明らかな周期が検出されなかった天体の観測データを T 日毎に区切り, X 線強度変動がある期間を用いて同様の解析を行う。

パワースペクトル解析結果から検出された周期以外のピークについて調べる。

周期の決定精度を上げるため, ビン数を増やし, さらに高い精度で計算できるようにし, エラーの評価もする。今回の畳み込み解析ではビンの間に当たるデータを特に考慮せず, 近くのビンに入れているため, 畳み込むビンを正しく求めることができていな

2017年度 第47回 天文・天体物理若手夏の学校

い、ビンの中に入るデータに重み付けをし、適切なビンに入れる操作を追加する。

## Reference

P.Romano et al., 2014, A&A 562, A2

Levine et al. 2011, ApJS 196, 6

Matsuoka, M. et al., 2009, PASJ, 61, 999

P.Romano et al., 2016, A&A 593, A96

# 大質量ブラックホール連星周りの星の確率的分岐を伴う離心率の進化

岩佐 真生 (京都大学大学院 理学研究科)

## Abstract

我々は幾何学的手法を用いて、軌道収縮する大質量ブラックホール連星周りの星における Kozai-Lidov mechanism の影響を調べた。特に相対論的效果と星団のポテンシャルが共に存在する場合を考え、内連星の軌道への影響を調べた。その結果、位相空間内の構造が相対論的效果及び星団が形成するポテンシャルにより誘起される特徴的な分岐が起こることがわかった。これにより内連星の離心率の進化は初期条件に依存しており、確率的に分岐することが明らかとなった。

## 1 Introduction

大質量ブラックホール (Massive Black Hole: 以下 MBH と略記) 連星は重力波を放出しながら合体すると考えられており、計画中の宇宙重力波干渉計 eLISA の重要な観測対象となっている (Amaro-Seoane 2012)。近年 MBH 連星の合体に伴い、MBH に落下する星の割合が増加することが示唆されている (Chen 2011)。これらの星は MBH へ落下する際、重力波や電磁波を放出する可能性があり、宇宙物理学的及び基礎物理学的情報を提供するので重要である。

星が MBH へと落下する際には離心率が 1 程度に近づかなければならない。MBH 連星においては Kozai-Lidov (KL) mechanism (Kozai 1962; Lidov 1962) が重要な役割を果たす可能性がある。KL mechanism は階層的 3 体において、内軌道の離心率と、外軌道となす角 (軌道傾斜角) が振動する現象である。これは外軌道と内軌道が角運動量を交換することで生じる。

今回我々は軌道収縮する MBH 連星と片方の MBH の周りを運動する星で構成される階層的 3 体について、以下の条件のもと進化を計算し解析した。(1)KL mechanism が初期に相対論的效果と星団ポテンシャルにより抑制されているが、(2)MBH 連星の軌道収縮に伴い、KL mechanism が有効的に働くようになる。

我々は、永年摂動論に基づき上記の系の進化を考察した。具体的には永年摂動論で書き下される Hamiltonian の位相空間の構造を固定点の安定性を調べることで解析した。また、断熱不変量を用いて位相空間内の個々の軌道の進化を解析した。その結果特徴的な分岐により、内連星の離心率は初期条件に依存

しており、確率的に進化することが明らかとなった。

## 2 設定

ここでは今回の計算の設定について述べる。我々は階層的 3 体 ( $m_0 - m_1$ ) -  $m_2$  を考える。ここで  $m_0$  と  $m_2$  は MBH であり、 $m_1$  は星である。つまり、 $m_0, m_2 \gg m_1$  である。本研究では、 $m_1$  は中心の MBH  $m_0$  からの相対論的效果及び  $m_0$  周りの星団からのポテンシャル、及び  $m_2$  から摂動を受ける。以後  $m_2$  の軌道は円軌道とする。我々は星団が球対称に分布しており、次のような密度構造を持つと仮定する。

$$\rho(r) = \rho_1 (r/a_1)^{-\beta}. \quad (1)$$

ここで  $a_1$  は内連星の軌道長半径であり、 $\rho_1$  は  $r = a_1$  での密度、 $\beta$  は  $0 \leq \beta < 3$  を満たす定数である。以下では我々は  $\beta = 3/2$  とする。今回我々は正準変数として知られる Delauney 変数を用いて議論を行う。以下にその変数の組みをまとめる。

$$L_1 = \sqrt{Gm_0 a_1}, \quad l = \sqrt{\frac{Gm_0}{a_1^3}} t \quad (2)$$

$$G_1 = \sqrt{1 - e_1^2}, \quad g_1 = \omega_1 \quad (3)$$

$$J_1 = G_1 \cos I, \quad h_1 = \Omega_1 \quad (4)$$

この時永年摂動論における内連星に関する Hamiltonian は

$$\mathcal{H}_T(g_1, G_1) = \mathcal{H}_{qp} + \mathcal{H}_{SP} + \mathcal{H}_{1PN} \quad (5)$$

となる。各々の項は

$$\mathcal{H}_{\text{qp}} \equiv -3G_1^2 - 15\frac{J_1^2}{G_1^2} - 15(1 - G_1^2) \left(1 - \frac{J_1^2}{G_1^2}\right) \cos 2g_1,$$

$$\mathcal{H}_{\text{SP}} \equiv -12\eta(1 - G_1^2) \left[1 + \beta(-1 + \beta) \left(\frac{1 - G_1^2}{16}\right)\right] \quad (7)$$

$$\mathcal{H}_{\text{1PN}} \equiv \frac{24}{G_1} p\eta. \quad (8)$$

である。また

$$\eta \equiv -\frac{4\pi\rho_1}{3m_2} a_2^3 < 0, \quad (9)$$

$$p \equiv \frac{3m_0^2}{2\pi\rho_1 a_1^4} > 0. \quad (10)$$

である。 $\eta$  は外天体の軌道長半径  $a_2$  に依存しており、時間に依存する。以後、我々は時間の代わりに変数  $\eta$  を用いる。我々が用いる Hamiltonian は  $l$ 、 $\Omega_1$  に依存しないので  $L_1$  及び  $J_1$  は保存する。

### 3 Results

我々は前節で記述した Hamiltonian を解析的に調べることで、運動の特徴を調査した。しかしここでは数値的に計算したデモンストレーションについて述べる。我々は計算を行う上で時間に依存しない変数を  $(p, J_1, \beta) = (0.2, 0.2, 1.5)$  と設定する。また初期条件として  $\eta = -20$  とし  $(g_1, G_1) = (0.03, 0.950)$  (Run1) と  $(0, 0.950)$  (Run2) の2つに関して計算を行った。この数値計算では  $\mathcal{H}_{\text{SP}}$  の高次項まで含めて計算している。また比較のため最低次の項 ( $\beta = 1$  に対応) のみを考慮し、2つの初期条件  $(g_1, G_1) = (0.04, 0.950)$  (Run3),  $(0.01, 0.950)$  (Run4) も行った。図1, 2に各々の結果をまとめており、Run1 と Run2 は黒色、Run3 と Run4 はシアン色を用いてプロットしている。Run1 と Run2 の結果を比較すると離心率及び近点引数の進化は大きく異なっていることがわかる。Run1 では  $\eta \simeq -1.65$  にて離心率に関して急激な遷移を起こしている。また Run2 では離心率に関して急激な遷移は起こっていないが、 $\eta \simeq -1.65$  から  $-1.20$  まで近点引数が秤動している。このように初期条件により系の進化の経路が異なることがわかった。

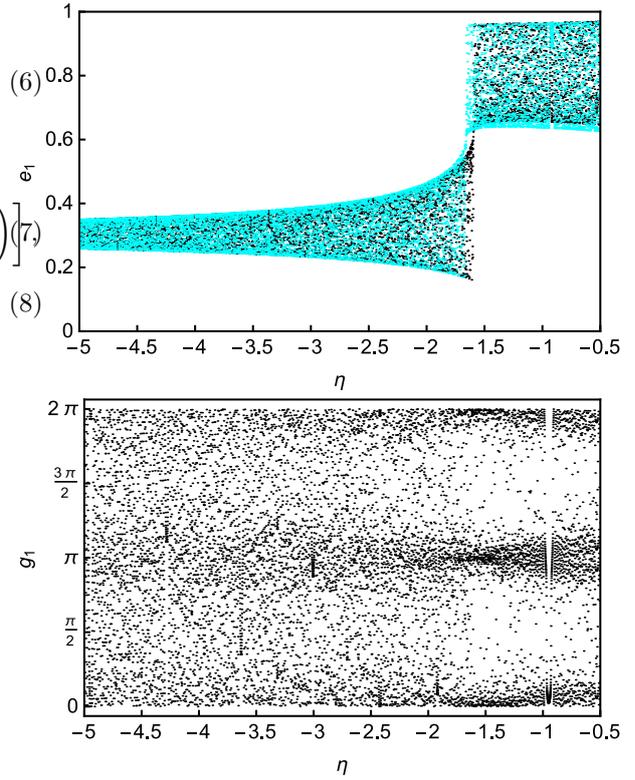


図1: (Black points) Run1 の数値計算の結果を示しており、上部は離心率の進化、下部は近点引数の進化を表している。 $\eta \simeq -1.65$  にて離心率に関して急激な遷移が起こっている。(Cyan points) Run3 に関する数値計算の結果。

### 4 Conclusion

我々は大質量ブラックホール連星における Kozai-Lidov mechanism と相対論的效果と星団ポテンシャルの関係について調べた。その結果、系の進化は初期条件により異なることが明らかとなった。ここでは我々は数値計算の結果のみを示したが、我々が準備中の論文 (Iwasa & Seto 2017) 及び本研究会では詳細な解析について発表を行う。具体的には位相空間内の軌跡がどのように進化していくかを断熱不変量を用いて解析を行った。その結果、位相空間内の軌跡は分岐線を通過する際に、秤動領域に捕獲されるか回転領域に遷移するかの2つのパターンがあることがわかった。この2つの経路の違いが数値計算の結果を反映している。

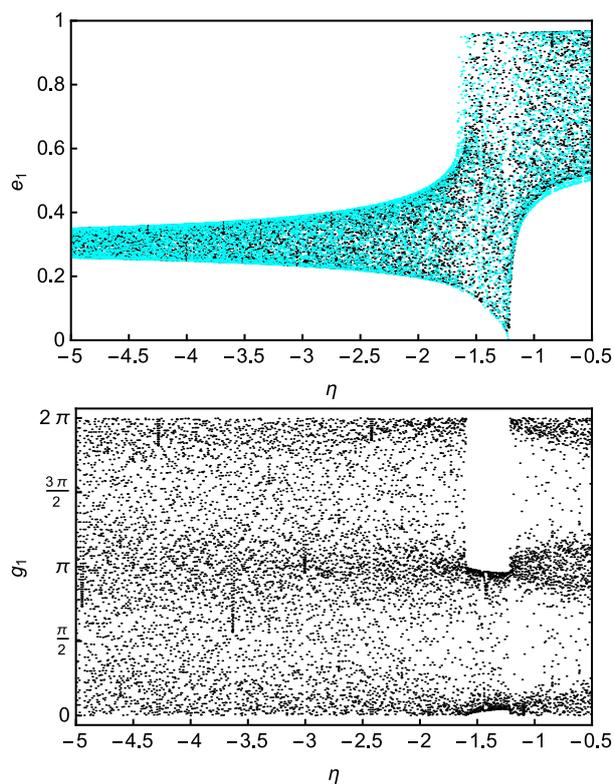


図 2: (Black points) Run2 の数値計算の結果。Run1 の結果とは大きく異なっており、 $\eta \simeq -1.65$  から  $-1.20$  まで近点引数が秤動していることがわかる。(Cyan Points) Run4 の数値計算の結果を表す。

## Reference

- P. Amaro-Seoane et al. 2012, GW Notes, 6, 4
- X. Chen, A. Sesana, P. Madau & F.K. Liu 2011 Astrophys. J. , 729, 13
- Y. Kozai 1962, Astron. J., 67, 591
- M. L. Lidov 1962, Planet.Space Sci., 9, 719
- M. Iwasa & N. Seto 2017, in prep

# Schwarzschild 時空の 1 次摂動に対する安定性

坂井 佑輔 (新潟大学大学院 自然科学研究科 M 1)

## Abstract

Schwarzschild 時空が示すように、球対称で質量を有しており、中心に特異点を持つ。この時空に小さな球形の振動、すなわち非球対称の摂動を受けても安定したままであることを示す。

## 1 Introduction

Schwarzschild 解は 1916 年に Einstein 方程式の厳密解として発見され、中心に周りに質量を持った球対称時空の計量であることが知られている。

$$\begin{aligned} ds^2 &= g_{ab} dx^a dx^b \\ &= -\left(1 - \frac{2m^*}{r}\right) dT^2 + \left(1 - \frac{2m^*}{r}\right)^{-1} dr^2 \\ &\quad + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 $x^0 = T$  ,  $x^1 = r$  ,  $x^2 = \theta$  ,  $x^3 = \phi$   
幾何学単位系  $c = G = 1$

ここで、平衡状態であるから安定とは限らない。例えば、重力平衡状態にある球状の水は、少しの擾乱を加えて球対称から外れても安定している。しかし、球状の水の周りに球殻として水銀が囲んでいており、重力的平衡状態においては、不安定な状況といえる。少しの擾乱を加えると、球対称が崩れ水と水銀の境界が指数関数的に成長し、急速に球の中心に水銀が集中してしまう。

Schwarzschild 時空に摂動を課した時にはどのようなようになるだろうか。一般に Schwarzschild 時空は中心に密度無限大をもち、その周りには有限の密度が占めている。この論文では、球対称から 1 次の摂動を考え、振動の固有モードの解析を行う。典型的な平衡状態からの摂動は時間成長せず、平衡状態の周りで振動することとなる。結果として、Schwarzschild 時空は安定であることを示し、振動数が純虚数になる場合 (不安定) は非現実的な空間の振る舞いを要求することとなる。したがって、Schwarzschild 時空の外場

は球対称からのずれに対して安定である。

## 2 Methods

一般解を求めるために、まず背景時空の計量を  $g_{\mu\nu}$ 、その摂動を  $h_{\mu\nu}$  とする。この背景時空  $g_{\mu\nu}$  は Schwarzschild 時空の計量である。リッチテンソル  $R_{\mu\nu}$  の摂動を  $R_{\mu\nu} + \delta R_{\mu\nu}$  とし、これを  $g_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$  から計算する。

$$\delta R_{\mu\nu} = -\nabla_\beta \Gamma_{\mu\nu}^\beta + \nabla_\nu \delta \Gamma_{\mu}^\beta \quad (2)$$

ここで、 $\nabla$  は背景時空に対する共変微分であり、

$$\delta \Gamma_{\mu\nu}^\alpha = \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} (\nabla_\nu h_{\mu\beta} + \nabla_\mu h_{\nu\beta} - \nabla_\beta h_{\mu\nu}) \quad (3)$$

である。(2) に (3) を代入し、 $h_{\mu\nu}$  に対する 2 階微分方程式が  $\delta R_{\mu\nu} = 0$  から得られる。これは平坦な空間でのスピン 2 のマッスレス粒子に対する Schrödinger 方程式の曲がった空間での一般化として知られている。Schwarzschild 時空の場合  $R_{\mu\nu} = 0$  であるから、求める方程式は  $\delta R_{\mu\nu} = 0$  である。この方程式の意味としては、摂動時空もまた真空中でエネルギー分布がない事を示す。背景時空が球対称である事を尊重し、その摂動時空もまた球対称であるとし、この方程式に対しテンソル球面調和展開 (テンソルの幾何学分解) を行う。そのためにまず、 $2+2$  分解、つまり  $x^0 = T = \text{constant}$ 、 $x^1 = r = \text{constant}$  と置く。

$$h_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} h_{00} & h_{01} & h_{02} & h_{03} \\ \text{sym} & h_{11} & h_{12} & h_{13} \\ \text{sym} & \text{sym} & h_{22} & h_{23} \\ \text{sym} & \text{sym} & \text{sym} & h_{33} \end{pmatrix}$$

この状況で原点を中心に座標を回転させた時、3つのスカラー  $h_{00}, h_{01}, h_{11}$ 、2つのベクトル  $(h_{02}, h_{03}), (h_{12}, h_{13})$ 、そしてテンソルに分解できる。スカラー球面調和関数を  $Y_L^M(\theta, \phi)$  とすると、その勾配はベクトルとして、またその2階共変微分や計量を作用させたものをテンソルとしてみなすことができる。しかし、一般に  $Y_L^M(\theta, \phi)$  は空間反転に対しパリティ  $(-1)^L$  を持ち、その勾配や関数の組み合わせによりパリティが変化する。以下では、パリティ毎に分けたスカラー、ベクトル、テンソルを整理した。

$$\begin{aligned} \text{パリティ} & \quad (-1)^L \quad (\text{even}) \\ \text{スカラー} & \quad : \text{const} Y_L^M(\theta, \phi) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\text{ベクトル} \quad : \text{const} \partial_\mu Y_L^M(\theta, \phi) \quad (5)$$

$$\text{テンソル} \quad : \text{const} \gamma_{\mu\nu} Y_L^M(\theta, \phi) \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \text{パリティ} & \quad (-1)^{L+1} \quad (\text{odd}) \\ \text{スカラー} & \quad : \text{nothing} \\ \text{ベクトル} & \quad : \varepsilon_\mu^\nu \partial_\nu Y_L^M(\theta, \phi) \end{aligned} \quad (7)$$

$$\text{テンソル} \quad : \frac{1}{2} [\varepsilon_\mu^A Y_{[AB} + \varepsilon_\nu^A Y_{[AB}] Y_L^M(\theta, \phi) \quad (8)$$

$$\gamma_{\mu\nu} = \frac{g_{\mu\nu}}{r^2}, \quad \varepsilon_\mu^\nu = \varepsilon_\mu^\nu \sqrt{|\gamma|}$$

また、 $g^{\mu\nu} \nabla_\mu \nabla_\nu Y_L^M = -L(L+1) Y_L^M \times \text{const}$

相対論(古典論)では、1つの方程式に異なるパリティが混在することを要請はしないので、パリティ毎に異なる方程式を解くことになる。また、バーコフの定理の通り、Schwarzschild 時空は静的という仮定を置かなくても外場は動径にしか寄らない。つまり  $h_{\mu\nu}$  の  $\text{const}(T, r)$  は、フーリエ展開により、摂動の振動数を  $\omega = kc$  とすると、 $\exp(-i\omega t) = \exp(-ikT)$  となる。また、簡単のため  $M=0, \phi$  依存性をなくして方程式を解く。

一般に背景時空と摂動時空の対応関係は一意的ではなく自由度がある。この自由度を固定するために、無限小座標変換を考える。

$$x'^a = x^a + \xi^a \quad (\xi^a \ll x^a) \quad (9)$$

新しい座標で得られるのは

$$g'_{\mu\nu} + h'_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} + \nabla_\nu \xi_\mu + \nabla_\mu \xi_\nu + h_{\mu\nu} \quad (10)$$

$$h_{\mu\nu}^{(new)} \equiv h_{\mu\nu}^{(old)} + \nabla_\nu \xi_\mu + \nabla_\mu \xi_\nu \quad (11)$$

ゲージベクトル  $\xi^\mu$  は odd 方程式の場合、

$$\xi^0 = 0, \quad \xi^1 = 0$$

$$\xi^\mu = \Lambda(T, r) \varepsilon^{\mu\nu} Y_L^M \quad (\mu, \nu = 2, 3) \quad (12)$$

したがって、最終的に得られる  $h_{\mu\nu}^{odd}$  は、

$$h_{\mu\nu}^{(odd)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & h_0(r) \\ 0 & 0 & 0 & h_1(r) \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \text{sym} & \text{sym} & 0 & 0 \end{pmatrix} \times \exp(-ikT) \sin\theta \partial_\theta P_L(\cos\theta) \quad (13)$$

### 3 Results

1次の摂動方程式は、

$$\delta R_{\mu\nu} = -\nabla_\beta \delta \Gamma_{\mu\nu}^\beta + \nabla_\nu \delta \Gamma_{\mu\beta}^\beta = 0 \quad (14)$$

であったから、(14),(13)より動径方程式が得られる。

$$\frac{d^2 Q}{dr^2} + [k^2 - V_{odd}] Q = 0 \quad (15)$$

ここで

$$Q = \left(1 - \frac{2m^*}{r}\right) h_1/r \quad (16)$$

$$dr^* = \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-1} dr \quad (17)$$

$$V_{odd} = \left(1 - \frac{2m}{r}\right) \left(\frac{L(L+1)}{r^2} - \frac{6m}{r^3}\right) \quad (18)$$

### 4 Discussion

(18)は有効ポテンシャルとしてみなすことができる。Lの値が大きい時には、有効ポテンシャルはSchwarzschild半径で0になり、そこから最大値へと上がった後、rが大きくなるにつれ0に近くことがわかる。考えられるの波としては、 $k^2$ がこのバリアより大きい場合、方程式の解はどこでも振動する。次に、 $k^2$ は正ではあるが有効ポテンシャルよりも小さ

い場合である。この場合、波はポテンシャルによって反射される。そして geon と呼ばれる強い重力場によって電磁波や重力波のエネルギーを閉じ込める領域に向かう。そして最後に、 $k^2$  が負の場合である。この場合、指数関数的に成長または減衰する波が摂動によって得られる。しかし、schwarzschild 時空は十分遠方で平坦になるという条件から、外向き重力波として減衰波が得られることになる。

## Acknowledgement

宇宙物理学研究室からのご支援感謝いたします。

## Reference

Tullio Regge & John A. Wheeler 1957 Phys. Rev vol.108