２０１６年第４６回
天文・天体物理若手夏の学校

集録集

コン

謝辞

２０１６年度天文・天体物理若手夏の学校は、基礎物理学研究所 (研究会番号:YITP- W-１６－０２)を始め、国立天文台、理論天文学宇宙物理学懇談会、宇宙線研究者会議、光学赤外線天文連絡会、野辺山宇宙電波からのご支援、また、企業・個人(プログラム集参照)からご寄付により成り立っております。事務局一同厚く御礼申し上げます。

コンパクトオブジェクト分科会

♣オーラルアワード（コンパクト分科会）

順位	講演者	所属	学年	講演タイトル
1位	川名好史朗	東京大学	M1	中間質量ブラックホールによる白色矮星の潮汐破壊現象の数値流体シミュレーション
2位	早川朝康	京都大学	M2	ガンマ線バースト付随超新星の爆発モ デリング
3位	鈴木遼	早稲田大学	M1	パルサーを中心とする少数多体系の相 対論的軌道長期安定性
3位	大内竜馬	京都大学	M1	IIb 型超新星爆発の親星の多様性の起源 京都大学

♠ポスターアワード（全分科会）

順位	分科会名	講演者	所属	学年	講演タイトル
1位	銀河	道山知成	国立天文台	D1	ALMA を用いた衝突後期段階銀河 NGC3256 の分子輝線探査
2位	星惑	森昇志	東京工業大学	D1	電子加熱による原始惑星系円盤中の磁 気乱流の抑制
3位	重宇	竹内太一	名古屋大学	M1	X 線銀河団を用いた重力レンズ効果の総 合的な解析
3位	太恒	横澤謙介	名古屋大学	M1	太陽フレアループ内のエネルギー輸送 に対する電子-イオン2流体効果

他の分科会の受賞者の集録は、その分科会の集録集を参照ください。

目次

a1	打田晴輝	京都大学	D1	数値相対論を用いた超大質量星の重力崩壊シミュレーション
a2	石川徹	筑波大学	M1	銀河中心領域における巨大ブラックホールの合体シミュレーション
a3	清野愛海	東京大学	M1	狭輝線 1 型セイファート銀河 NGC 4051 の X 線スペクトル時間変動解析
a4	飯島一真	京都大学	M1	超大質量バイナリーブラックホールの超臨界降着
a5	北木孝明	京都大学	M1	アウトフローで探るブラックホールへの超臨界降着
a6	川名好史朗	東京大学	M1	中間質量ブラックホールによる白色矮星の潮汐破壊現象の数値流体シミュレーション
a7	松本達矢	京都大学	D2	GW150914 から示唆される銀河系内ブラックホールの観測可能性
a8	木邑真理子	京都大学	M2	X 線新星 V404 Cyg のアウトバーストにおける規則的な可視短時間変動の発見
a9	林直志	立教大学	M1	フェルミガンマ線宇宙望遠鏡による Cygnus X-3 の解析
a10	竹重聡史	京都大学	D2	強磁場中性子星マグネターにおけるナノフレア加熱モデル
a11	鈴木遼	早稲田大学	M1	パルサーを中心とする少数多体系の相対論的軌道長期安定性
a12	長尾崇史	京都大学	D1	Ia 型超新星の特異な減光則と星周ダストによる多重散乱の効果
a13	大内竜馬	京都大学	M1	IIb 型超新星爆発の親星の多様性の起源
a14	川口恭平	京都大学	D3	ブラックホール中性子星連星合体からの Kilonova/Macronova
a15	藤林翔	京都大学	D3	連星中性子星合体における short GRB のニュートリノ駆動モデルの検証
a16	西山楽	埼玉大学	M1	Suzaku/WAM データアーカイブを用いたガンマ線バーストの系統的な解析
a17	冨田沙羅	青山学院大学	M2	非等方な密度揺らぎを持つプラズマ中でのワイベル不安定性
a18	鍋島史花	東北大学	M2	相対論的流体場における電子 · 光子温度遷移過程を考慮した GRB 放射モデルの検討
a19	早川朝康	京都大学	M2	ガンマ線バースト付随超新星の爆発モデリング
b1	岩田悠平	慶應義塾大学	M1	銀河系中心核 Sgr A*の 43 GHz 帯における準周期的振動の検出

※講演タイトルをクリックすると該当する集録へジャンプします

b2	酒見はる香	九州大学	M1	VLA の電波観測に基づくマイクロクエーサー SS 433 のジェットの偏波解析
b3	大村匠	九州大学	M1	放射冷却を取り入れたブラックホール降着円盤
b4	長野源生	九州大学	M1	超新星残骸における Rayleigh-Taylor 不安定性の 1D モデル
c1	竹尾英俊	京都大学	M2	2 次元輻射流体計算から迫る、宇宙初期における超大質量ブラックホールの起源
c2	近藤さらな	お茶の水女子大学	D1	SMBH のダウンサイジングと合体成長説
c3	川瀬智史	日本大学	M1	MAXI GSC のデータを用いたパワースペクトル解析によるブラックホール候補天体の X 線短時間変動の系統的解析
c4	小川拓未	京都大学	D1	ULS と ULX の統合モデル
c5	岩佐真生	京都大学	D2	軌道収縮する大質量ブラックホール連星における Kozai-Lidov mechanism
c6	松本紘熙	名古屋大学	M1	特殊相対論的流体力学を記述する高精度衝撃波捕獲数値計算法の開発
c7	牧野芳弘	京都大学	M2	ボルツマン方程式を用いた一般相対論的輻射輸送計算コードの開発
c8	松枝直紀	熊本大学	M1	ブラックホール磁気圏における相対論的アウトフローの形成
c9	渡邊玲央人	早稲田大学	M1	定常流を用いたジェットの解析
c10	西野裕基	京都大学	D1	ニュートリノ輻射輸送計算によるガンマ線バーストのジェット駆動機構の研究
c11	荻原大樹	東北大学	M1	Short gamma-ray bursts from the merger of two black holes
c12	渡邊幸伸	新潟大学	M1	Hilbert-Huang 変換を用いた重力波解析
c13	若松剛司	新潟大学	D2	Hilbert-Huang Transform with Gravitational Wave data analysis
c14	犬塚愼之介	早稲田大学	D1	重力崩壊型超新星内部の流体力学的不安定性と重力波の解析
c15	坪根達之	福岡大学	M1	超新星の多次元ニュートリノ加熱メカニズム
c16	原田了	東京大学	D2	音響メカニズムによる重力崩壊型超新星爆発の系統的研究 II
c17	平井遼介	早稲田大学	D3	自己重力流体シミュレーションにおける高速自己重力計算手法

※講演タイトルをクリックすると該当する集録へジャンプします

c18	森寛治	国立天文台	M1	Impact of New GT Strengths on Explosive SN Ia Nucleosynthesis
c19	矢田部彰宏	早稲田大学	D2	中性子星放射の偏光に対する磁気圏の効果
c20	米山友景	大阪大学	M1	単独中性子星 RX J1856.5-3754 からの keV X 線超過成分の発見

※講演タイトルをクリックすると該当する集録へジャンプします

目次へ

a2

銀河中心領域における巨大ブラックホールの合体シミュレーション

筑波大学
M1 石川徹

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

銀河中心領域における巨大ブラックホールの合体シミュレーション

石川 徹 (筑波大学大学院 宇宙物理理論研究室)

Abstract

銀河中心には、普遍的に巨大ブラックホールが存在する。しかし、その巨大ブラックホールの質量の獲得過程や形成過程は現在でもはっきり解明されていない。巨大ブラックホールの成長の可能性として有力なのが、ブラックホールの合体である。系の中心に巨大ブラックホールが存在する場合、ガス中を別のブラックホールが動くと、そのブラックホールは減速する。この力学的摩擦によって徐々に系の中心に向かい、バイナリー形成を起こす。そして最終的に重力波放射が支配的になるほど軌道が縮み、やがて合体に至る。Tagawa et al. 2015 で、ガスが豊富な原始銀河中では複数のブラックホールが合体可能であることがわかっている。
我々の研究において、銀河の中心領域を想定したガス回転円盤の中心に質量 10^8 $M_\odot$ の巨大ブラックホールが存在していると想定し、その周辺を円運動しているブラックホール 1 体の重力波放射のタイムスケールが経過時刻を下回ったときに合体したとみなすことで、ガス回転円盤中で宇宙年齢以内に合体できるのかを検証した。その結果、質量 $10^5 - 10^6$ $M_\odot$ の周辺のブラックホールが、ガスの数密度が $10^7 - 10^9$ cm^{-3} のガス回転円盤中においてほとんど宇宙年齢以内に合体可能であることがわかった。また、ブラックホールの質量が大きくなるほど合体時間が短くなることがわかり、もし 3 体以上のブラックホールを想定した場合に、合体によってブラックホールの質量が増えていけば、さらに合体が起こりやすくなると言える。
今後、3 体以上のブラックホールの合体を考えて数値シミュレーションをしていこうと考えている。その場合、ガスの力学的摩擦の他に、3 体相互作用、近日点移動、重力波放射の効果を取り入れて計算を行う必要がある。その計算を行うには、我々の研究で用いた Leap-frog 法では精度が足りなくなってしまうため、Hermite 積分法を用いる必要がある。また、相対論効果を入れるために post-Newtonian 近似 (Kupi et al. 2006) を取り入れて計算を行っていこうと考えている。

1 Introduction

銀河中心には、普遍的に巨大ブラックホール (MBH) が存在すると言われている。それがどのような過程で形成されていったのかは、未だに謎に包まれている。その MBH の形成の可能性の一つに、BH 同士の合体が考えられている。

Tanikawa & Umemura 2011 では、複数の星と MBH で構成されている原始銀河において MBH 同士が合体できるのか、また Tagawa et al. 2015 では、星のないガスの豊富な原始銀河中で MBH が合体できるのかを検証しており、星による摩擦よりもガスによる摩擦の方がより強く合体に寄与することがわかっている。

Barnard et al. 2013, 2014 では、アンドロメダ銀河の中心領域には 50 個の BH 候補の天体が観測されている。それを踏まえ、私の研究では、ガスが高密度でガス回転している銀河中心領域で MBH が合体できるのかを検証していく。

BH は、次のような原理で合体していく。

1. ガスの力学的摩擦

   ガス中を動く BH の重力によって、まわりのガス粒子が動く BH の後ろに集まる。その集まったガス粒子の自己重力によって BH が後ろに引っ張られて速度が遅くなる。これによって BH は角運動量を失い、系の中心に BH が近づく。

2. 3 体相互作用

   バイナリーを形成している 2 体の BH に 3 体目の BH が近づいて、バイナリーから角運動量を引き抜くことで、バイナリー BH の軌道を収縮させる。Tagawa et al. 2016 では、最近観測された重力波 GW150914 の BH バイナリーは、この 3 体相互作用によってバイナリー距離の収

縮が進んだ可能性が高いと結論付けている。

3. 重力波放射
   バイナリー距離が十分小さくなったところで、この重力波放射が効いていき、エネルギーと角運動量を持ち去りバイナリー距離をさらに縮めていく。これが BH の合体の最終段階であり、やがて合体する。

Tagawa et al. 2015 では、30 $M_\odot$ と 10^4 $M_\odot$ の等質量 BH10 個を原始銀河に設定しており、比較的ガスが高密度なときにガスの力学的摩擦の効果で、低密度だと 3 体相互作用による効果で 1 つの BH に合体すると結論づけている。

さらに、Tagawa et al. 2016 では、30 $M_\odot$ の等質量 BH10 個の原始銀河において、周囲のガス降着による BH の成長の効果も考えており、独立した BH がガス降着により質量を大きくしていき、他の BH と合体していく過程も追加している。

2 Methods

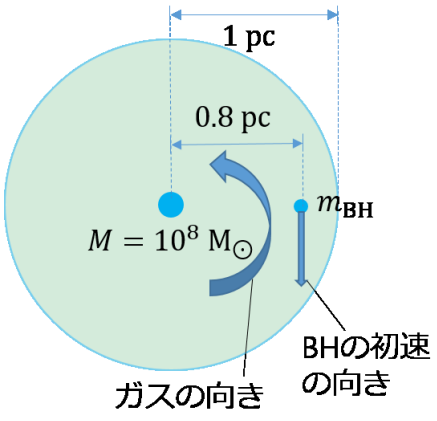


図 1: 半径 1 pc のガス回転円盤中の中心 BH と周回 BH 等の状況設定

図 1 のようなガス回転円盤の中心に質量 M の MBH が存在するとする。その周辺に存在する質量 m_{BH} の BH の運動方程式は、万有引力定数を G として、

$$\frac{d^2\boldsymbol{r}}{dt^2} = -\frac{GM}{r^2}\cdot\frac{\boldsymbol{r}}{r} + \boldsymbol{a}_{\mathrm{DF}}^{\mathrm{gas}} \tag{1}$$

となる。ここで、$\boldsymbol{a}_{\mathrm{DF}}^{\mathrm{gas}}$ はガスの力学的摩擦の効果 (Ostriker 1999; Tanaka & Haiman 2009) であり、

$$\boldsymbol{a}_{\mathrm{DF}}^{\mathrm{gas}} = -4\pi G^2 m_{\mathrm{H}} m_{\mathrm{BH}} n_{\mathrm{gas}} \frac{\boldsymbol{v}-\boldsymbol{v}_\varphi^{\mathrm{gas}}}{v^3} \tag{2}$$

である。ここで、m_{H} は水素原子の質量、n_{gas} はガスの数密度、$v_\varphi^{\mathrm{gas}} = \sqrt{GM/r}$ はガス粒子の速さである。

我々の研究では、まず重力波放射や近日点移動のような相対論的効果は無視している。また、中心の BH と周回する BH の 2 体の合体のみを考えるので、3 体相互作用も考えない。この状況下で、周回 BH の初速度（ここでは、ガス回転の向きに対して逆行し、等速円運動になる初速度のみを示す。）、周回 BH の質量 $m_{\mathrm{BH}} = 10^5 - 10^6$ $M_\odot$、ガスの数密度 $n_{\mathrm{gas}} = 10^7 - 10^9$ cm^{-3} でパラメータサーベイしていき、宇宙年齢 10^{10} yr 以内に BH が合体できるのかを検証した。なお、この研究の計算手法としては Leap-frog 法を用いている。

ここでは、重力波放射が効くタイムスケールが経過時刻と一致したところで BH が合体したとみなしている。その重力波放射が効くタイムスケールは、計算により、光速度を c として

$$\tau_{\mathrm{G}} = \frac{c^5 r^4}{10 G^3 m_{\mathrm{BH}} M^2} \tag{3}$$

となるため、これを利用して合体条件を満たすか、経過時刻が宇宙年齢 10^{10} yr 経ったところで計算を終了させる。

3 Results

図 2 のグラフは、横軸で周回 BH の質量 [$M_\odot$]、縦軸で合体したときの重力波放射のタイムスケール（合体時間）[yr] を表しており、3 種類のガスの数密度 [cm^{-3}] について調べている。これによると、ガスの数密度が大きいほど、また周回 BH の質量が大きいほど合体時間が短くなっていることがわかる。

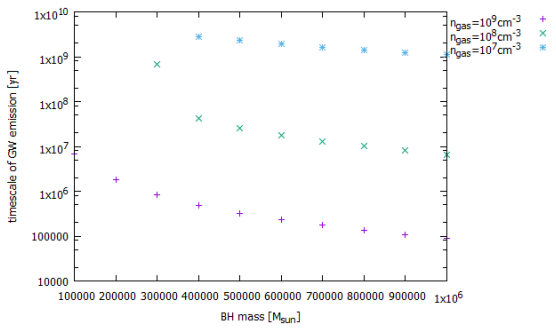


図 2: 3 種類のガス密度における周回 BH と合体時間の依存性

4 Discussion

(2) 式から周回 BH が中心 BH に落ちるタイムスケールを評価すると、

$$\tau_{\rm DF} = \frac{M^{3/2}}{24\pi r_0^{3/2} G^{1/2} m_{\rm H} m_{\rm BH} n_{\rm gas}} \tag{4}$$

となる。ただし、r_0 は初期の中心 BH と周回 BH との距離である。このタイムスケールより、ガスの数密度が大きいほど、また周回 BH の質量が大きいほど合体時間が短くなるという依存性が結果と合っていることがわかる。

また、周回 BH の質量が大きいほど合体時間が短くなるということは、3 体以上の BH を考えたとき、合体によって BH 質量が増えた場合、さらに BH が合体しやすくなるということがわかる。

もしクエーサーの中心にある BH を考えた場合、経過時刻の上限を 10^8 yr にする必要がある。その場合、上の結果から、ガスの数密度が $n_{\rm gas} = 10^7$ cm^{-3} だと 10^8 yr までに合体できず、$n_{\rm gas} = 10^8$ cm^{-3} でも周回 BH 質量が 3×10^5 M$_\odot$ 以下だと 10^8 yr までに合体できない。

5 Future plans

我々の研究では中心 BH と周回 BH の 2 体の合体を考えたが、今後は 3 体以上の BH の合体を考えていこうと思っている。その際、2 次精度である Leap-frog 法では精度が足りなくなってしまうため、4 次精度である Hermite 積分法で数値計算をしていく必要がある。

また、我々の研究で無視した相対論的効果（重力波放射、近日点移動）も加えて計算していこうと考えている。この相対論的効果を入れるためには、post-Newtonian 近似 (Kupi et al. 2006) による補正項を、BH の運動方程式に加えればよい。例えば、重力波放射の効果を入れる場合には、

$$\begin{aligned}\boldsymbol{a}_{\rm 2.5PN,}{}_{ij} =& \frac{4}{5}\frac{G^2 m_i m_j}{r_{ij}^3}[(\boldsymbol{v}_i - \boldsymbol{v}_j)[-(\boldsymbol{v}_i - \boldsymbol{v}_j)^2 \\ &+2\left(\frac{Gm_i}{r_{ij}}\right) - 8\left(\frac{Gm_j}{r_{ij}}\right)] \\ &+ \frac{\boldsymbol{r}_{ij}}{r_{ij}^2}(\boldsymbol{r}_{ij}\cdot\boldsymbol{v}_i - \boldsymbol{r}_{ij}\cdot\boldsymbol{v}_j) \\ &\left[3(\boldsymbol{v}_i - \boldsymbol{v}_j)^2 - 6\left(\frac{Gm_i}{r_{ij}}\right)\right. \\ &\left.+\frac{52}{3}\left(\frac{Gm_j}{r_{ij}}\right)\right]]\end{aligned} \tag{5}$$

として、$c^{-5}\boldsymbol{a}_{\rm 2.5PN,}{}_{ij}$ を (1) 式に加えればよい。ここで、m_i, m_j は i 番目、j 番目の BH の質量、$\boldsymbol{r}_{ij} = \boldsymbol{r}_i - \boldsymbol{r}_j$ は j 番目の BH に対する i 番目の BH の相対位置ベクトル、$\boldsymbol{v}_i, \boldsymbol{v}_j$ は i 番目、j 番目の BH の速度ベクトルである。

Reference

Tanikawa A. & Umemura M. 2011, ApJ, 728, L31

Tagawa H., Umemura M., Gouda N., Yano T. & Yamai Y. 2015, MNRAS, 451, 2174

R. Barnard, M. R. Garcia & S. S. Murray, 2013, ApJ, 770, 148

R. Barnard, M. R. Garcia, F. Primini & S. S. Murray, 2014, ApJ, 791, 33

Tagawa H., Umemura M. & Gouda N. 2016, arXiv, arXiv:1602.08767

Ostriker E. C. 1999, ApJ, 513, 252

Tanaka T. & Haiman Z. 2009, ApJ, 696, 1798

Kupi G., Amaro-Seoane P. & Spurzem R. 2006, MNRAS, 371, 45

目次へ

a3

狭輝線1型セイファート銀河NGC 4051のX線スペクトル時間変動解析

東京大学

M1 清野愛海

狭輝線 1 型セイファート銀河 NGC 4051 の X 線スペクトル解析

清野 愛海 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

セイファート 1 型活動銀河核（Sy1）では、その X 線スペクトルにベキ関数型（PL）の 1 次成分が複数存在し、光度に応じてそれぞれの成分の強度比が変わることが、時間変動解析によって明らかになってきた。これは巨大ブラックホール（BH）の周りに、複数種類の高温コロナが存在することを意味する。そこで本研究では、Sy1 よりも質量が小さく、エディントン比が高いとされる狭輝線 1 型セイファート銀河（NLS1）の NGC 4051 でも同じ描像が成り立つかどうか検証した。X 線衛星「すざく」による複数回の観測でスペクトルの差分をとった結果、その変動は光子指数 $\Gamma \sim 2.3$ の単一の PL 成分が担っていると解釈できた。これを元にして $\Gamma = 2.3$ で固定した PL 成分と、反射成分の 2 成分のみで時間平均スペクトルを再現しようとしたが、これだけでは説明できず、残差として鉄の吸収エッジと硬 X 線帯域のハンプ構造が見られた。そこで新たに、吸収を受けた独立の PL 成分を加え、3 成分でフィットすると、時間平均スペクトルをよく再現できた。この成分は、水素柱密度 $N_{\rm H} = (3.4 \pm 0.8) \times 10^{23}$ cm^{-2} と吸収が強く鉄エッジをもち、変動する PL 成分に比べて $\Gamma = 1.6^{+0.1}_{-0.2}$ とハードであった。すなわち、NLS1 の X 線スペクトルが 2 種の 1 次成分を含み、NLS1 の BH 周囲にも、Sy1 と同様に複数のコロナが存在することが強く示唆された。

1 Introduction

ブラックホール（BH）近傍では、降着物質が高温・高エネルギーになるため、放射される X 線を観測することでその状態を知ることができる。活動銀河核（Active Galactic Nucleus; AGN）の X 線スペクトルは、光子指数 $\Gamma \sim 2$ のベキ関数型（PL）成分や鉄輝線を伴う反射成分などで構成されることが知られている (Fabian & Miniutti 2005)。PL 成分は、降着円盤からの紫外線などが BH の近傍にある高温のコロナで逆コンプトン散乱されている 1 次成分であると考えられている。反射成分は、降着円盤や光学的に厚く冷たい分子雲トーラスでコンプトン散乱した 2 次成分で、高エネルギー光子によって励起された中性鉄の Kα 輝線を伴う。ただ、この 2 成分だけでは時間平均スペクトルは説明できず、第 3 の成分として、いくつかのモデルが提唱されている。

野田ら（e.g. 2013, 2014）は、カラーカラーダイアグラムを用いた独自の時間変動解析を行い、セイファート 1 型活動銀河核（Sy1）にコロナが複数存在することを観測的に明らかにした。そこで本研究では、Sy1 よりも BH 質量が小さく、降着率のエディントン比が高いと考えられている狭輝線 1 型セイファート銀河（Narrow Line Seyfert 1; NLS1）でも、この描像が成り立つかを検証した。合わせて、しばしば用いられる部分吸収や相対論的反射のモデルも検討した。部分吸収は、ひとつのコロナの一部が吸収を受けているというものである。相対論的反射は、BH の回転による相対論的な効果を受けた光が反射されると考えるモデルである。

NGC 4051 は、赤方偏移 0.0024 (Brinkmann et al. 1995)、質量 $1.73 \times 10^6 M_\odot$ (Denney et al. 2009) の NLS1 である。2–10 keV のフラックスが $\sim 2 \times 10^{-11}$ erg cm^{-2} s^{-1}（2008 年）と明るく、観測間での変動も 2–3 倍と大きいため、時間変動解析に適している。このフラックスと質量から求まるエディントン比は ~ 0.01 であり、NLS1 の中では小さい。

表 1: 「すざく」における NGC 4051 の観測情報

ID	積分時間	観測開始日時
Obs.1	119.6 ks	2005/11/10 17:14:14
Obs.2	274.5 ks	2008/11/06 07:39:03
Obs.3	78.4 ks	2008/11/23 16:48:00

2 Observation

表 1 にあるように、X 線衛星「すざく」による NGC 4051 の観測は、2005 年に 1 回、2008 年に 2 回の計 3 回行われている。観測日時が早い順に Obs.1、Obs.2、Obs.3 と呼ぶことにする。今回用いた検出器は X-ray Imaging Spectrometer（XIS）と Hard X-ray Detector の PIN 型半導体検出器 （HXD-PIN）である。

軟 X 線帯域は表面照射型（FI）の XIS （XIS0 と XIS3）を足し合わせて使用した。Obs.2 では、ソースイベントは点源の座標を中心とする半径 3′.3 の円から抜き出し、バックグラウンドは内径 5′.9 と外径 8′.4 の円環領域からとった。レスポンスファイルは xisrmfgen と xissimarfgen を使って作成した。

HXD-PIN のバックグラウンドのうち、Non X-ray Background は「すざく」の HXD チームが提供しているデータを用いてソースデータから差し引いた。Cosmic X-ray Background は Boldt (1987) の数値をもとに、HXD の視野を考慮してモデル化し、引いた。

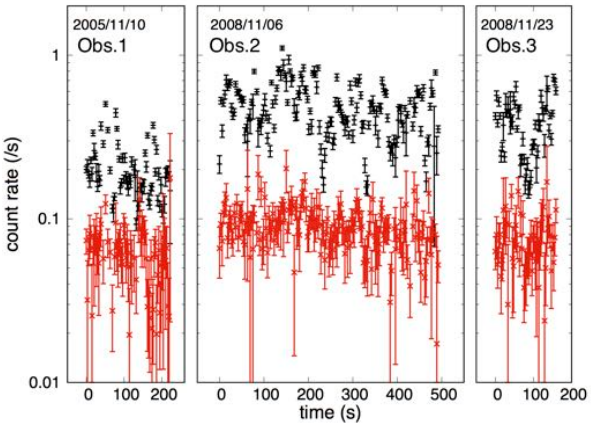


図 1: バックグラウンドを引いてデッドタイム補正した NGC4051 のライトカーブ。黒が 2–10 keV（XIS FI）、赤が 15–45 keV（HXD-PIN）である。ビンは 3 ks ごとにまとめてある。

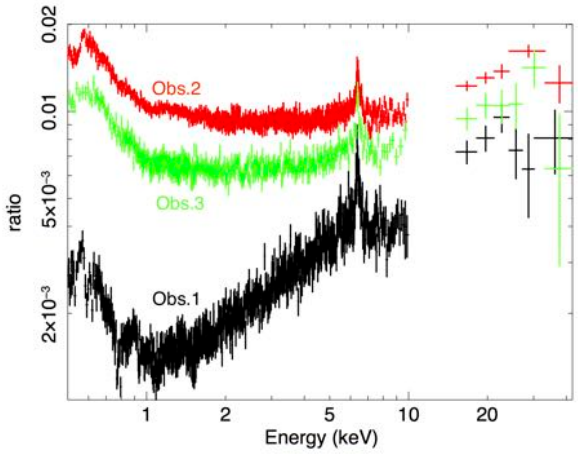


図 2: NGC 4051 の、バックグラウンドを引いた時間平均スペクトル。黒が Obs.1、赤が Obs.2、緑が Obs.3 である。光子指数 $\Gamma = 2.0$、ノーマリゼーションを 1（photons keV^{-1} cm^{-2} s^{-1} at 1 keV）とした PL との比を示してある。10 keV 以下が XIS FI、15 keV 以上が HXD-PIN。

3 Results

3.1 Light Curves

図 1 に全観測の 2–10 keV（XIS FI）と 15–45 keV（HXD-PIN）のライトカーブを示す。Obs.2 と Obs.3 の 2–10 keV でのカウントレートは、Obs.1 と比較して 2–3 倍大きくなっている。また、Obs.2 ではカウントレートが徐々に低くなっているように見え、観測終了後 11 日経った Obs.3 では、さらに若干暗くなっている。HXD-PIN の方が XIS FI より観測中の時間変動が小さく、観測間での変化も小さい。

3.2 Time-averaged Spectra

図 2 は、NGC 4051 の 0.5–45 keV における 3 観測それぞれの時間平均スペクトルである。∼ 6.4 keV に Fe Kα 線が見えている。Obs.2 と Obs.3 のスペクトルは形が似ており、その強度比は ∼ 1.4 倍であった。Obs.2 では連続成分がよりハードになっている。

0.6 keV 付近には NLS1 にしばしば見られる軟 X 線超過成分が見られるが、その起源は電離吸収など諸説あり、一意に決まっていない。本研究では硬 X 線

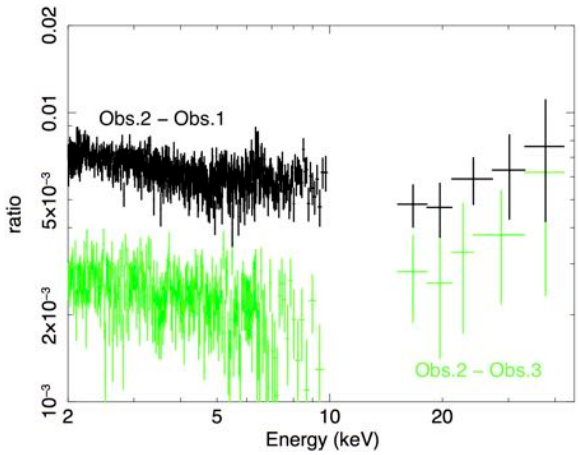


図 3: NGC 4051 の 2–45 keV での差分スペクトル。黒が Obs.2 – Obs.1、緑が Obs.2 – Obs.3 である。光子指数 $\Gamma = 2.0$、ノーマリゼーションを 1 とした PL との比を示してある。

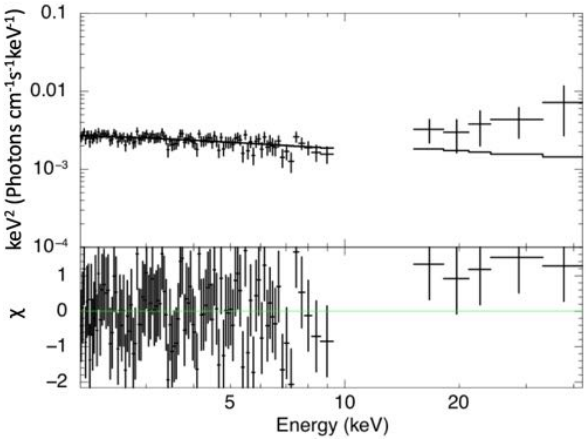


図 4: NGC 4051 の差分スペクトル Obs.2−Obs.1 を、吸収を受けた PL モデルでフィットした。

帯域での連続成分に着目するため、今後は 2–45 keV に対してのみモデルフィットを考えることにする。

3.3 Difference Spectra

図 3 は、観測間で差分をとったスペクトルである。こうすることで、2 観測の間に変動した成分だけを抽出することができる。Obs.2 − Obs.1 では、ほぼ PL に近いスペクトルとなっているが、顕著な鉄輝線が見えている。観測が 2 年ほどあいているので、BH から離れたトーラスからの反射成分も変動したためと解釈できる。今回は、短い時間変動をする成分のみを抽出するため、観測間が 2 週間程度である Obs.2 – Obs.3 の差分スペクトルに着目した。

この差分スペクトルを、太陽組成の星間ガスで吸収を受けた PL 成分（`phabs1 * powerlaw1`）でフィットした結果が図 4 で、$\Gamma = 2.3 \pm 0.1$ となった。そこで、$\Gamma = 2.3$ で固定した PL 成分を変動成分と考え、反射成分 `pexmon` (Nandra et al. 2007) を加えた `phabs1 * (powerlaw1 + pexmon1)` の 2 成分で Obs.2 の時間平均スペクトルの再現を試みた。すると、モデルの鉄輝線強度が大きくなりすぎて、スペクトルを説明できなかった。ここで、反射成分のアバンダンスは太陽組成、傾斜角は 45 度に固定した。反射成分は鉄輝線を再現するはずであると考え、`pexmon` を鉄輝線に合わせて調整すると、残差として鉄の吸収エッジと、硬 X 線帯域にハンプ構造が見られた。

そこで第 3 の成分として、吸収を受けた独立の PL 成分を加えた（`phabs1 * (powerlaw1 + pexmon1 + phabs2 * powerlaw2)`）。すると、χ^2/d.o.f $= 669/541 = 1.24$ となり、フィットが改善された。さらに、H-like（~ 7.1 keV）, He-like（~ 6.8 keV）の鉄の吸収線を加えると、χ^2/d.o.f $= 597/536 = 1.11$ と、時間平均スペクトルをよく再現できた。図 5 はこのときの結果であり、得られたパラメータは表 2 に示してある。第 3 成分にかかる吸収は、水素柱密度 $N_{\rm H} = (3.4 \pm 0.8) \times 10^{23}$ cm^{-2} と強く、そのため ~ 7.1 keV に鉄の吸収エッジが見られる。この新たな PL 成分は、変動する PL 成分に比べて $\Gamma = 1.6^{+0.1}_{-0.2}$ とハードであった。

4 Discussion and Conclusion

今回、「すざく」によって得られた NGC 4051 のスペクトルを、時間変動に着目して解析した。差分スペクトル法により、NGC 4051 の時間平均スペクトルには、変動する $\Gamma \sim 2.3$ の PL 成分と、強い吸収を受けた、$\Gamma \sim 1.6$ のよりハードな PL 成分の 2 種類の 1 次成分があることが強く示唆された。つまり、NGC 4051 には少なくとも 2 種のコロナが存在して

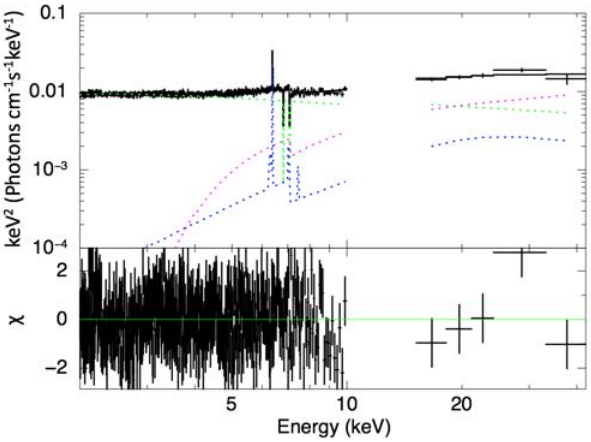


図 5: Obs.2 の時間平均スペクトルのフィット。点線は、$\Gamma = 2.3$ に固定した変動する PL 成分（緑）、反射成分（青）、新たに加えた第 3 のハード PL 成分（マゼンタ）。

表 2: NGC 4051 の時間平均スペクトル Obs.2 をフィットして得られたパラメータ。

モデル	パラメータ	数値
`phabs1`	$N_{\rm H1}$[a]	0.44 ± 0.05
`powerlaw1`	Γ_1	2.3（fix）
	$\rm Norm_{PL1}$[b]	1.37 ± 0.02
`pexmon1`	$\Gamma_{\rm ref}$	$= \Gamma_1$
	Solid Angle	$(1.3^{+0.2}_{-0.1})\pi$
	$\rm Norm_{ref}$	$= \rm Norm_{PL1}$
`phabs2`	$N_{\rm H2}$[a]	34 ± 8
`powerlaw2`	Γ_2	$1.6^{+0.1}_{-0.2}$
	$\rm Norm_{PL2}$[b]	$0.18^{+0.07}_{-0.10}$

[a] `phabs1` と `phabs2` の水素柱密度の単位は 10^{22} cm^{-2} である。
[b] `powerlaw1` と `powerlaw2` のノーマリゼーションで、単位は 10^{-2} photons keV^{-1} cm^{-2} s^{-1} at 1 keV である。

おり、ソフト（$\Gamma \sim 2.3$）な方は BH のごく近傍にあるため短期間で変動が観測され、もうひとつはそれほど変動がなく吸収体に覆われているという描像が考えられる。

一方で、$\Gamma = 2.3$ で固定した場合に残る時間変動の小さい成分をモデル化するにあたって、ハードで吸収の強い PL 成分以外の他のモデルでも評価した。`powerlaw2` の光子指数を $\Gamma_2 = \Gamma_1$ とし、PL 成分の一部が部分吸収を受けていると解釈した場合には χ^2/d.o.f $= 642.03/537 = 1.20$、ドップラーで広がった相対論的な反射成分 `kdblur` (Laor 1991) `* pexmon` で置き換えた場合は χ^2/d.o.f $= 627/537 = 1.17$ となり、どちらも有意水準 1%で棄却された。

以上の簡単な評価では、Sy1 で明らかとなった第 2 のコロナがあるという描像で、NLS1 のスペクトルを再現できることを確認し、他のモデルでは説明できないことを示せた。しかし、変動 PL 成分を $\Gamma = 2.3$ に固定せず、統計誤差 $\Gamma = 2.3 \pm 0.1$ の範囲で振った場合は、必ずしもすべてのモデルが棄却できなかった。さらに、$\Gamma = 2.0$–2.5 に範囲を広げると、相対論的反射の方が有意になる場合があった。今後は、さらに詳しく解析を進め、モデルの仮定の妥当性を検証をしていく。

図 4 の差分スペクトルの硬 X 線側（> 20 keV）に確認できる残差についても、統計的には無視できるが、考慮する必要があるので、変動成分についての解釈も改めて検討する必要がある。野田らの手法であるカラーカラーダイアグラムを用いる変動解析も行い、その特徴をさらに詳しく分析していく。

Reference

Boldt, E. 1987, IAUS, 124, 611

Brinkmann, W. et al. 1995, A&AS, 109, 417

Denney, K. D. et al. 2009, ApJ, 702, 1353

Fabian & Miniutti 2005, arXiv:astro-ph/0507409

Laor, A. 1991, ApJ, 376, 90

Nandra, K. et al. 2007, MNRAS, 382, 194

Noda, H. et al. 2013, PASJ, 65, 4

Noda, H. et al. 2014, ApJ, 794, 2

Rigby, J. R. et al. 2009, ApJ, 700, 1878

Terashima, Y. et al. 2009, PASJ, 61, S299

目次へ

a4

超大質量バイナリーブラックホールの超臨界降着

京都大学
M1 飯島一真

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

超大質量バイナリーブラックホールへの超臨界降着

飯島 一真 (京都大学大学院 理学研究科 M1)

Abstract

多くの銀河の中心には超大質量ブラックホール (SMBH) が存在していることが知られ、その質量と母銀河の質量との強い相関、つまり共進化の存在もわかってきた。更には、銀河の衝突の過程で、銀河中心の超大質量ブラックホール同士の連星系、すなわちバイナリーブラックホール (BBH) の生成も期待される。そのようなバイナリー系では、銀河中心の多量のガスが降着円盤を作り、更にそこから各ブラックホールに質量降着を起こすことで、合計 3 つの降着円盤が生成されることがシミュレーションで明らかになっている。本発表で紹介する論文、Brian et al. 2014 では、質量比を変えた異なるバイナリー系について、外側の円盤を含むすべての領域で一度に計算を行い、3 つの円盤がどの質量比でも形成されること、そしてその質量降着率には周期性があることを明らかにした。そして我々の研究では、更に、超臨界降着している SMBH の BBH という状況を与え、アウトフローの生成を考え、観測的な示唆をも引き出そうとしている。本発表の最後に、我々の研究の途中経過を報告する。

1 Introduction

銀河の中心には 10^6 から 10^9 太陽質量ほどの超大質量ブラックホールが存在することが観測的に明らかになっている (Kormendy et al. 1995)。また、その超大質量ブラックホールと母銀河の間に、質量の強い相関があることも知られており (Maggorian et al.1998)、これは共進化として広く認知されている事実である。

そして、銀河同士が衝突すると、衝突した銀河それぞれの中心に存在する超大質量ブラックホールが重力的に束縛されて、互いの重力で引き合いながら回転するバイナリーブラックホールを形成することが予想される。更に、銀河の中心部はガスが豊富であり、このバイナリーブラックホールを取り囲むような降着円盤を形成することが理論的に考えられる。この場合、ふたつのブラックホールによる潮汐トルクと円盤の粘性トルクという拮抗するトルクによって円盤の内縁半径が決まる。そしてこの外側円盤から、それぞれのブラックホールに質量降着してできた内側 2 つの降着円盤と合わせて、合計 3 つの降着円盤がバイナリーブラックホールには形成される。(図 1 参照 Hayasaki et al.2007)

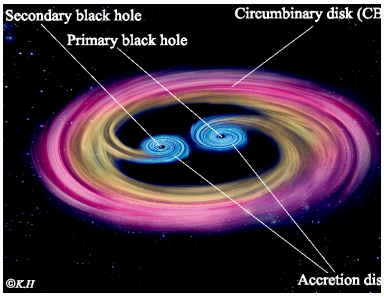


図 1: バイナリーブラックホールへの 3 つの降着円盤

このような銀河中心に存在すると期待される超大質量バイナリーブラックホールに関しては多くのシミュレーションが行われている。ここでは、外側の降着円盤まですべての領域を、一度に一つの計算領域内でシミュレーションを行った論文 (Brian D. Farris et al. 2014) を紹介する。

我々は上記のような超大質量バイナリーブラックホールに更に「超臨界降着」というキーワードを含めて研究を行っている。なぜなら、銀河中心に存在する超大質量バイナリーブラックホールの外側の円盤には超臨界降着を起こすのに十分な量のガスが存在していると考えられるからである。その超臨界降着から得られる重要な帰結として、アウトフローの存在が挙げられる。このアウトフローとは、降着円盤からの輻射力を受けて、ガスが加速され高速で噴

き出す現象のことである。そのようなアウトフローによる、ブラックホールの間接的な観測をも視野に入れて、我々は二次元の流体シミュレーションコードを用いて、超臨界降着している超大質量ブラックホールからのアウトフローの生成を研究している。

2 Methods

以下、本発表で紹介する論文について述べる。幾何学的に薄い降着円盤からの各超大質量ブラックホールへの質量降着を考えるために、ここでは、以下の 2 次元のナビエストークス方程式を解く。

$$\partial_t \Sigma + \frac{1}{r}\partial_r(r\Sigma v_r) + \frac{1}{r}\partial_\phi(\Sigma v_\phi) = 0 \tag{1}$$

$$\partial_t(\Sigma v_r) + \frac{1}{r}\partial_r(r(\Sigma v_r^2 + P)) + \frac{1}{r}\partial_\phi(\Sigma v_r v_\phi) = \frac{\Sigma v_\phi^2 + P}{r} + F_r^{vis} + F_r^{Grav} \tag{2}$$

$$\partial_t(r\Sigma v_{phi}) + \frac{1}{r}\partial_r(r^2(\Sigma v_r v_\phi)) + \frac{1}{r}\partial_\phi(r(\Sigma {v_\phi}^2 + P)) = r(F_\phi^{vis} + F_\phi^{Grav}) \tag{3}$$

ただし、右辺の F^{vis} と F^{grav} はそれぞれ粘性による力と、ブラックホールのポテンシャルをニュートンポテンシャルで書いた時の重力である。また、ふたつのブラックホールは十分離れているものとして、計算時間中の軌道の変化はないものとする。また、粘性として α 粘性を仮定し、初期条件としては、外側の円盤の面密度を、ガウシアンで与える。

3 Results

この論文で得られた重要な結論の一つに、計算を行ったすべての質量比で、3 つの降着円盤が生成されることが確認されたことがある。図 2 は上下どちらも、ふたつのブラックホールの間の距離で規格化された、ふたつのブラックホールの重心を原点とした時の二次元座標における面密度のコントアーを表している。また、ここではブラックホールの公転速度による回転座標系を用いている。上と下の図の違いは、上がより広域で見た図になっており、外側の降着円盤の様子がよくわかることであり、下はより狭い領域で見ており、各ブラックホールに形成されるふたつの降着円盤の様子が見て取れることである。

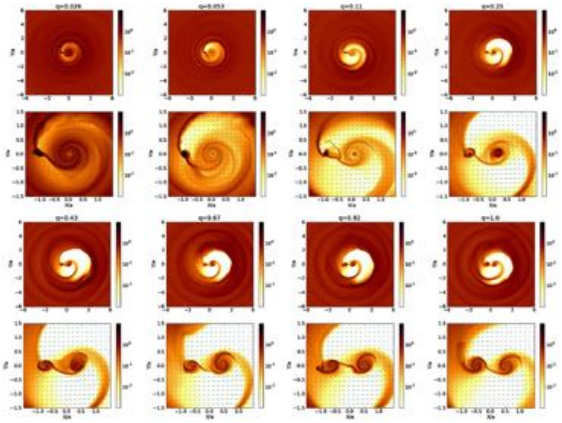


図 2: 異なる質量比での面密度コントアー

また、図の 3 は、質量降着の時間変化を表したグラフである。それぞれの図の、上のグラフの青の線と緑の線は、それぞれ質量の重い方のブラックホールと軽い方のブラックホールへの質量降着率の時間変化を表し、下のグラフの赤い線は合計の質量降着率のパワースペクトラムである。なお、下の図でのパワースペクトラムの周波数はバイナリーブラックホールの周期の周波数 ω_{bin} で規格化している。

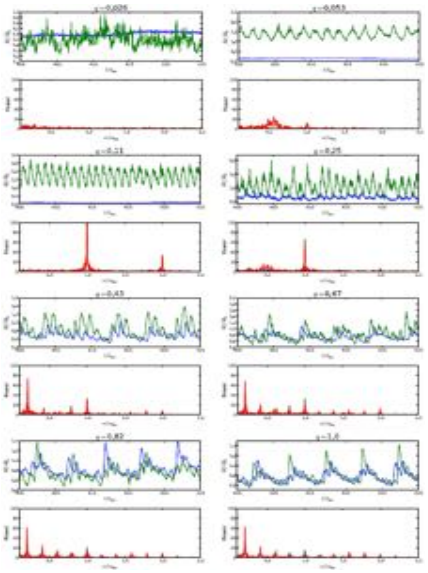


図 3: 質量降着率の時間依存

4 Discussion

まず図の 2 を見ると、全ての質量比において 3 つの円盤が形成されていることが分かる。また、より広域の図を見ると、外側の円盤には密度の濃い領域が形成されていることも分かる。これは、はじめは降着円盤のガスが円軌道で運動していても、そのうちのある部分が接線方向以外の速度成分を持つと、コリオリ力によってその部分は周りと著しく異なる運動を始め、それによって円盤の形は円状ではなく、ゆがんだ形を持つ。そのため、外側の降着円盤に、密度の違いがみられると考えられる。

次に図の 3 に関してだが、図 3 の下の図を見ると、どの質量比でも特定の周波数にピークが見られることが分かる。例えば、$q = 0.11$ では $\omega = \omega_{bin}$ と $\omega = 2\omega_{bin}$ にピークが存在している。これは上記の、円盤の内側にできる密度の濃い領域の近くを各ブラックホールが通った時に、より多くの質量が降着するためであると考えられる。

また、$q = 0.43$ より質量比の大きい場合では、$\omega \sim 0.2\omega_{bin}$ でピークが見られる。これは密度の濃い領域自体がバイナリーブラックホールと異なる速度で回転しているため、その公転周期を反映しているものと思われる。また、どの質量比に関しても、質量の軽いほうへの質量降着の方が、重いほうへの質量降着を上回っており、これは軽いブラックホールの方が、外側の円盤により近いところで公転しているためだと考えられる。

5 Summary

本論文では、異なる質量比を与えたバイナリー系において、3 つの円盤とふたつのブラックホールのすべてを計算領域内に入れて計算を行った。得られた結論としてまず第一に、計算したどの質量比でも外側の円盤から質量降着が起きて、内側に 2 つの円盤が形成されたことが分かった。また、第二に質量降着率に周期性が存在することも確かめられた。これは、ブラックホールの公転周期や外側円盤の密度の濃い領域の公転周期によっていると考えられる。そして最後に、質量の軽いブラックホールの方が、質量の重いブラックホールよりも質量降着が多いということが得られ、これは先行研究である、Hayasaki et al.2007 などとも一致する結果であった。

6 Present & Future work

以上、バイナリーブラックホールの降着円盤の形成と、質量降着率の様子については上で見てきた。この項では、具体的に我々が行おうとしている研究について簡単に触れておく。我々の目的は、超臨界降着を起こしている超大質量バイナリーブラックホールの研究である。そこから得られる重要な現象の一つとして、アウトフローを挙げた。まず、第一の目標として、バイナリーブラックホールの面密度の時間変化を計算した共同研究者の計算データから、輻射力を求め、降着円盤から電子散乱によって力を受け、ガスが駆動される様子を数値計算しようとしている。図の 4 は、私が行ったテスト計算である。ここでは、降着円盤として、内縁半径がシュバルツシルト半径 r_s を用いて、$3r_s$、外縁半径が $1000r_s$ の標準円盤 (Shakura & Sunyaev 1973) を仮定し、降着円盤に対して垂直な軸を縦軸、その軸に直交する、降着円盤上に取った軸を横軸として計算した輻射力のベクトル場の図である。ただし、ここで横軸、縦軸それぞれシュバルツシルト半径で規格化している。また、矢印の大きさは、垂直向き、水平向きの輻射力を合成したベクトルの大きさであり、図にするため、合成した輻射力の大きさを適当な大きさに縮小しているので、矢印の大きさも一様に小さくなっている。

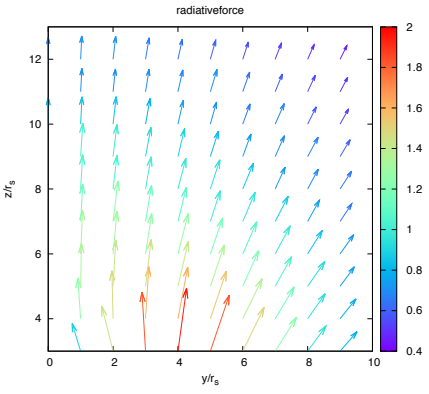


図 4: 標準円盤から受ける輻射力

標準円盤の intensity は

$$I = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi r^3}\left(1-\sqrt{\frac{r_{in}}{r}}\right) \tag{4}$$

とあらわされる。ただし、M は中心のブラックホールの質量で、$\dot{M}$ は質量降着率である。また、r_{in} は円盤の内縁半径である。この式から、最も intensity の強い内縁半径付近では輻射場も強く、外縁方向に行くにつれて、輻射力は弱くなることが分かる。これは図の輻射場の大きさと一致している。また、図では、系の対称性から軸付近では垂直向きの輻射場が卓越し、垂直方向にガスは吹き上げられることが見て取れる。
今後は更に、今回は標準円盤を仮定した光源を、実際のバイナリーブラックホールの降着円盤の二次元のシミュレーションデータとして、そこから受ける輻射場を計算し最終的に超臨界降着しているバイナリーブラックホールからどのようなガスの吹き出しが得られるのかを研究していく予定である。

Acknowledgement

指導教員である嶺重先生、及び、共同研究者の小川氏、同研究室 M2 の竹尾さんには、夏の学校のアブストラクトや発表資料作りなど様々な面でお世話になりました。ありがとうございました。また、京都大学宇宙物理学教室の皆さんにも、発表練習でお付き合いいただきました。感謝いたします。ありがとうございました。

Reference

Kormendy ,J. & Richstone, D. 1995, ARA&A,33,581

Hayasaki, K. & Mineshige, S. 2007, PASJ,59,427

Magorrian, J. & Tremaine, S. & Richstone, D., et al. 1998, AJ ,115

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

Brian D. -F. & Paul D. & Andrew I.-M. & Zoltan H. 2014ApJ, 783,134

目次へ

a5

アウトフローで探るブラックホールへの超臨界降着

京都大学
M1 北木孝明

アウトフローで探るブラックホールの超臨界降着

北木 孝明 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

超高光度 X 線源と呼ばれる 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 $10^{39\sim41}$[erg/s] で、太陽質量のエディントン光度を超えている。この天体現象を説明する立場として、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 (超エディントン降着) が起こっているという考えがある。超エディントン光度を持つ天体の周りでは、輻射圧が卓越するために外向きのガスの流れ (アウトフロー) が生じるはずである。実際に超臨界降着のシミュレーションでは、光速の 10 分の 1 のアウトフローが生じることがわかっている。これが観測できれば超臨界降着の有力な証拠となる。アウトフローはドップラー効果によって、輝線や吸収線に大きな影響を及ぼす。現在の観測装置のエネルギー分解能では、超高光度 X 線源のスペクトルにこれらを検出することができず、アウトフローを確かめることができなかった。しかし次世代の観測装置ならば、鉄の輝線が見えるのではないかと指摘されている。また理論的にも、超臨界降着を利用した輝線のシミュレーションが未だなされていない。そこで、アウトフローの効果を検証するために、私は簡単化したモデルで輻射輸送の 3 次元シミュレーションを行った。このモデルではモンテカルロ法を用いて、光子とアウトフローの相互作用を計算した。その結果、鉄の輝線は出ているが、アウトフローの構造に強く依存したドップラー効果で、輝線の幅が大きく広がることがわかった。今後はより詳細な超臨界降着を反映した大規模シミュレーションに取り組む予定である。本講演では私の行った 3 次元シミュレーションの結果を中心に、超高光度 X 線源について紹介する。

1 Introduction

超高光度 X 線源と呼ばれる 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 $10^{39\sim41}$[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 (エディントン降着を超える降着) 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 (エディントン降着を下回る降着) が起こっているという立場である。この 2 つの立場を区別するキーワードはアウトフローである。エディントン光度は重力と輻射圧の釣り合いで導かれるため、これを超える光度を持つ天体の周りでは輻射圧が卓越し、外向きの流れ (アウトフロー) が生じる。実際、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、さらにコンプトン散乱の効果も入れると超高光度 X 線源のスペクトルを良く再現することも近年明らかとなった。

現在観測されているスペクトルには著しい輝線や吸収線が見受けられない。これはアウトフローが高温でほとんどの元素が完全電離しているからだと考えられる。しかしまだ完全電離していない鉄からの輝線はあるのではないかと指摘されている。

連続光からだけでは超臨界降着に関する物理量を得るのは難しいが、輝線や吸収線を利用すると系の温度や密度を見積もることができる。ULXs や超臨界降着といった現象の解明のためにも、鉄の輝線や吸収線について調べることは非常に重要である。

2 Methods

シミュレーションには MONACO(Odaka+) を利用した。これはガスプラズマの温度場や密度場といっ

たデータを元に、モンテカルロ法を利用して輻射輸送を解くフレームワークである。自由電子によるコンプトン散乱だけでなく、光電吸収や光電離、光励起といった輝線や吸収線への効果も考慮されている。

今回は、アウトフローをトーラスのような簡単な構造として仮定した。アウトフローは、一様な密度:1.0×10^{-8}[g/cm^3]、一様な温度:8.6[KeV] とし、元素に関しては太陽組成を用い、電離度は衝突電離を仮定して、熱乱流の効果も考慮した。また、アウトフローには速度:$0.1c$ を与えた。ここで c は光速である。系のサイズとしてはシュバルツシルト半径:r_g を用いて、$3r_g \sim 100r_g$ である。ただし、ブラックホール質量は $M = 10M_\odot$ とした。光源は原点に点光源を置いた。これはコロナからの放射を想定している。入射光源は冪乗則:$N(E) \propto E^{-2}$ に従うよう設定した。

3 Results

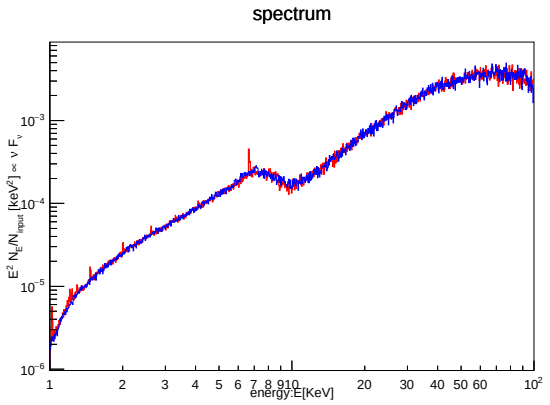


図 1: シミュレーション結果, 赤;$v_r = 0.1c$, 青;$v_r = 0$

図 1 は inclination angle が 50 ∼ 51[deg] のときのスペクトルである。

この図を見るとアウトフローの速度をゼロとしたとき (赤色の線) は鉄の輝線 (6.6 ∼ 6.7[KeV]) が生じるが、速度を $0.1c$ とすると (青色の線)、鉄の輝線幅が大きく広がって、連続光と区別つかないほどになってしまうことがわかる。

また鉄のエッジ (∼ 9.3[KeV] あたりの凹み) や、他の元素の輝線 (4[KeV] 以下) も見受けられる。

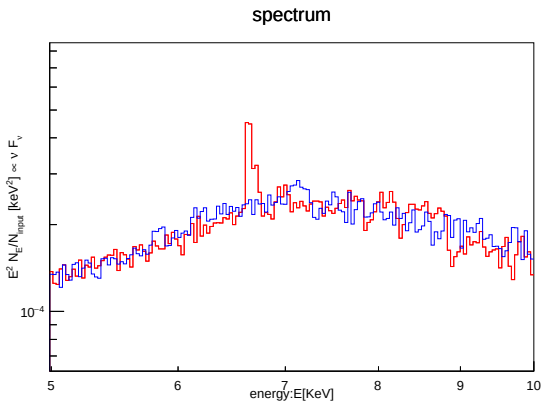


図 2: シミュレーション結果, 赤;$v_r = 0.1c$, 青;$v_r = 0$, 一部拡大

図 2 は、図 1 の鉄の輝線あたりを拡大した図である。これを見ると元々の輝線は 6.6 ∼ 6.7[KeV] だが、それが 6 ∼ 7[KeV] ぐらいまで広がっていることがわかる。実際、等価幅を計算したところ、赤線の等価幅:0.117[KeV], 青線の等価幅:0.115[KeV] となったため、なんらかの理由で輝線が広がったことが考えられる。

ここで速度を与えるか否かで、輝線幅の結果が変わるということは、ドップラー効果の影響が考えられる。具体的には

$$\frac{E_{\rm obs}}{E_{\rm rest}} = \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta\cos\theta} \qquad (1)$$

がドップラーの公式である。ここでアウトフローの速度は $\beta = 0.1$ で場所によらず一定であるため、輝線幅を広げるのは $\cos\theta$ の部分となる (θ はアウトフローの速度方向と、光子の飛んでいく方向のなす角)。これはつまり、アウトフローの幾何学的、光学的構造に依存して輝線幅は広がっている可能性があるということである。

鉄輝線の発生位置を調べたところ、アウトフローの表面からでていることがわかった。これは今回設定したアウトフローの構造では、コンプトン散乱による光学的厚みが大きいためである。具体的に、赤道面上の動径方向へは $\tau_{\rm compton} \sim 10$ で、赤道面から z 軸方向へは $\tau_{\rm compton} \sim 1$ である。

アウトフローの表面から inclination angle= 50 ∼ 51[deg] の方向へ光子が放出されたとして、鉄輝線の

ドップラー効果を見積もったところ、ラインの広がり具合は図 2 の青線での広がりと consistent となった。

つまりこのモデルでは、ドップラー効果で鉄の輝線が広がっているということがわかる。

4 Conclusion

今回の簡単なモデルでは輝線は出ているが、アウトフローの構造に強く依存したドップラー効果で輝線幅が広がることがわかった。今後は超臨界降着のシミュレーション結果を利用して、鉄輝線に関して調べていく予定である。

5 参考文献

Reference

Kawashima, T., Ohsuga, K., Mineshige, S., et al. 2009, PASJ, 61, 769

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

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

目次へ

a6

中間質量ブラックホールによる白色矮星の潮汐破壊現象の数値流体シミュレーション

東京大学
M1 川名好史朗

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

中間質量ブラックホールによる白色矮星の潮汐破壊現象の数値流体シミュレーション

川名 好史朗 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

中間質量ブラックホール (IMBH) はその存在は確認されつつあるものの、その形成過程や数密度など多くの謎を残している。IMBH の性質を探求するのに有用な現象の一つに、IMBH による白色矮星 (WD) の潮汐破壊現象 (TDE) がある。この現象は、IMBH の近傍を WD が通過する際、強力な潮汐力によって WD が破壊されるというもので、特に IMBH に近い軌道を通る場合、圧縮・破壊された WD が核反応を起こし、I 型超新星爆発のような爆発を起こすという興味深い特徴がある。この現象の event rate を観測から制限できれば、未知の IMBH の数密度を見積もることができる。核反応の有無は観測されるスペクトルから判別できるため、IMBH-WD の TDE のうちどれだけの割合が核反応を起こすかを知ることができれば、event rate 算出の新たな手段を得られる。そこで本研究では、IMBH-WD の TDE に関する数値流体シミュレーションを行い、TDE に伴う核反応の、IMBH と WD の質量、軌道に対する依存性を調べた。

1 Introduction

ブラックホール (BH) のごく近傍を星が通過すると、BH の潮汐力によって星が破壊されて、超新星爆発に相当する量のエネルギーが突発的に解放される場合がある。この際、破壊された星の一部は運動エネルギーを得て非束縛軌道を辿る一方で、一部の星の残骸は BH に束縛されて、BH に降着しながらフレアを生じる (Rees 1988)。過去 40 年ほどの研究で、様々な種類の BH、星に対してこの潮汐破壊現象 (Tidal Disruption Event: TDE) の研究が進められてきた。その中でも、白色矮星 (WD) が破壊される現象に関しては、潮汐力によって軌道面に垂直な方向に収縮した WD が十分高温・高圧になると、原子核反応を起こして I 型超新星爆発に似た現象として観測されるという興味深い特徴を持つ (図 1)(Rosswog et al. 2008, 2009)。

BH-WD における TDE を表す際の基本的な物理量として、BH、WD の質量 $M_{\rm BH}$、$M_{\rm WD}$、WD の半径 $R_{\rm WD}$ をとる。BH と WD の距離が $d \gg R_{\rm WD}$ のとき、WD の最外層に働く潮汐力による加速度 a_t は

$$a_t \simeq 2G\frac{M_{\rm BH}R_{\rm WD}}{d^3} \tag{1}$$

で表される。ここで、G は重力定数である。 潮汐力は、BH と WD を結ぶ方向には WD 中心から外向きに働き、それに直交する面では WD 中心に向かう方向に働く。WD が破壊されるのは、潮汐力が WD の自己重力を上回った時となる。この時の d と同程度のオーダーの値として、潮汐半径 R_t を以下で定義する。

$$R_t := \left(\frac{M_{\rm BH}}{M_{\rm WD}}\right)^{1/3} R_{\rm WD} \tag{2}$$

式 1 より、潮汐力が最も強く働くのは WD が軌道上の近日点にあるときであるから、Newtonian 重力で軌道を考えた場合の近日点距離を R_p とすれば、$R_p \gtrsim R_t$ によって、WD が潮汐破壊されるかの判定を行うことができる。そこで、β を次のように定義する。

$$\beta := \frac{R_t}{R_p} \tag{3}$$

β が 1 より小さければ潮汐破壊が起こらずに、観測可能なほどのエネルギーが解放されない。一方で、β が大きすぎれば、WD が BH のシュバルツシルト半径 (R_s) 内に入ってしまって観測不可能となってしまう (Luminet & Pitchon 1989)。図 2 はその制限を表したもので、WD が破壊される TDE の場合、$M_{\rm BH} \simeq 10^{0-5} M_\odot$ に限定される。一方で、主系列星などのより低密度な天体が TDE により破壊される場合では $M_{\rm BH} > 10^6 M_\odot$ の超大質量ブラックホール

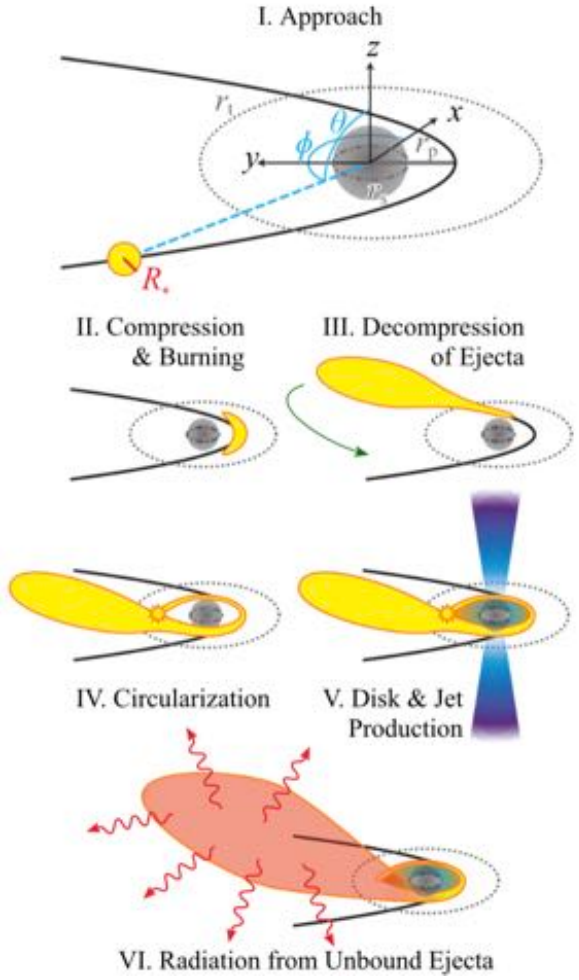


図 1: IMBH-WD の TDE の概略。(MacLeod et al. 2016) より引用。

によっても天体は破壊されうる。この点から、WD が破壊される TDE は $M_{\rm BH} \simeq 10^{2-5} M_\odot$ の中間質量ブラックホール (Intermidiate Mass BH: IMBH) を探求する良い指標となっている。

IMBH は近年その存在が確認されつつあるが、未だに多くの点で謎を残しており、その数密度分布についても未知の部分が大きい。IMBH-WD の TDE が多く観測され、その event rate が制限されれば、IMBH の密度分布を見積もることに繋がる。これまでにも IMBH-WD の TDE と思われる現象も観測されており (Shcherbakov et al. 2013)、次世代の突発的現象観測 (the Zwicky Transient Facility や the Large Synoptic Survey など) により、さらに多くの

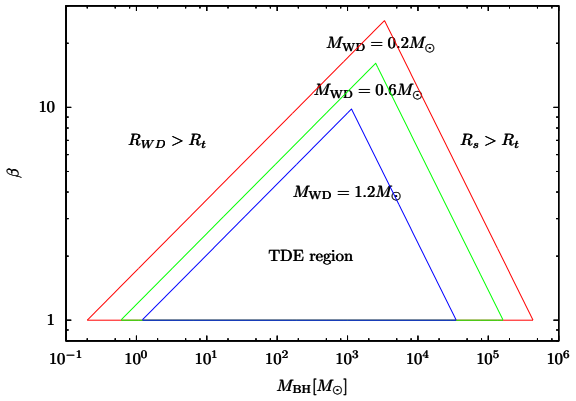


図 2: BH-WD の TDE が起こる領域。赤、緑、青色の線はそれぞれ $M_{\rm WD} = 0.2, 0.6, 1.2 M_\odot$ の場合の、TDE の起こる領域の境界線を示している。

IMBH-WD の TDE の観測が期待される。IMBH-WD の TDE の中でも、核反応を伴うものと伴わないものがあるが、その有無によって放射源の化学組成が変わるため、観測されるスペクトルによってこれらを判別することが出来る。よって、TDE のうちどれだけの割合が核反応を起こすのかが分かれば、核反応が有る場合と無い場合の、それぞれの観測頻度から event rate を見積もることができ、event rate 算出の新たな手段を得られる。

そこで本研究では、$M_{\rm WD}$、$M_{\rm BH}$、β をパラメータとして動かしつつ、IMBH-WD の TDE の数値流体シミュレーションを行い、核反応の有無のこれらのパラメータに対する依存性を調べた。同様のパラメータサーベイを行った研究もあるものの (Rosswog et al. 2009)、そこでのパラメータの刻み幅は荒く、具体的にどれだけの割合の WD が核反応を起こすのかを見積もることは不可能である。本研究では先行研究よりもパラメータの刻み幅を細かく取り、核反応の有無を調べた。

2 Methods

本研究では Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) 法を用いて、IMBH-WD の TDE の数値流体シミュレーションを行った。WD を 49152 体の SPH 粒

子で表し、IMBH は原点に固定された重力ポテンシャルとして扱った。IMBH の重力ポテンシャルは modified Paczyński-Witta ポテンシャルによって評価し (Paczyński & Witta 1980; Rosswog 2005)、相対論的な効果を考慮した。WD の状態方程式には Helmholtz Equation of State (EOS) を採用した (Timmes & Swesty 2000)。核反応の計算には、13 種の原子核の α-chain reaction network を考慮した Aprox13 を用いた (Timmes et al. 2000)。Helmholtz EOS と核反応の計算には the Center for Astrophysical Thermonuclear Flashes at the University of Chicago で開発された FLASH のモジュール を利用した。また、計算のフレームワークとして FDPS を用い、計算の並列化、最適化を行った (Iwasawa et al. 2015, 2016)。

WD の位置、速度の初期条件については、Newtonian 重力で考えた場合で放物線軌道となるようにし、初期の IMBH-WD 中心間の距離を $2R_t$ として与えた。計算の終了時刻は、WD が最初に潮汐破壊を受けたことによる核反応が収束するまでとし、束縛された WD の残骸が再び IMBH に接近し降着する前に計算を終えた。この条件の下で、$M_{\rm WD}$、$M_{\rm BH}$、β をパラメータとしてパラメータサーベイを行った。$M_{\rm WD}$ については $0.2, 0.6, 1.2 M_\odot$ の 3 通りを取り、それぞれの場合について、WD の化学組成を ^{4}He 100%、^{12}C 50% ^{16}O 50%、^{16}O 60% ^{20}Ne 35% ^{24}Mg 5%とした。これらの 3 通りの場合において、$1 \leq \beta \leq 5$、$10^{1.0} \leq M_{\rm BH}[M_\odot] \leq 10^{5.5}$ の範囲で β と $M_{\rm BH}$ を変化させてシミュレーションを行った。核反応によって生じたエネルギー $E_{\rm nuc}$ を計算し、核反応の有無を調べた。

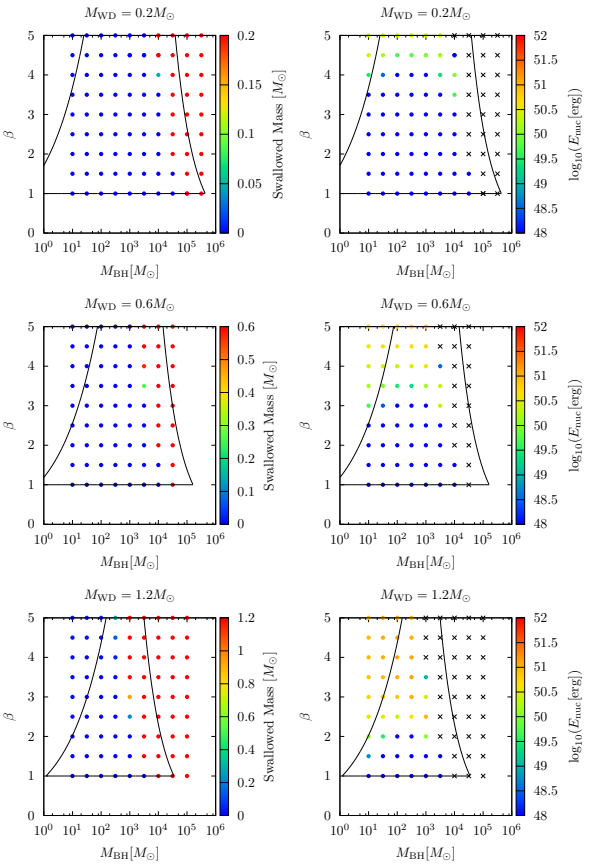


図 3: 各パラメータにおける、IMBH に吸い込まれた WD の質量と $E_{\rm nuc}$ のプロット。$E_{\rm nuc}$ のグラフにおける $\times$ の点は、WD が完全に BH に吸い込まれてしまったことを表している。実線は図 1 の、TDE の起こる領域の境界線に相当する。

3 Results & Discussion

計算結果を図 3 に示す。以下に、得られた結果についての考察を記す。

まず、$M_{\rm BH}$ が大きい側において、$R_s = R_t$ の境界線よりも内側にあるにも関わらず、WD が完全に IMBH に吸い込まれているという結果が得られた。この理由としては、図中の $R_s = R_t$ の線は Newtonian 重力で評価して得られる線であり、一方で今回のシミュレーションでは modified Paczyński-Witta ポテンシャルによる相対論的重力を考えていることが挙げられる。相対論的重力は Newtonain 重力よりも強く作用するため、WD が IMBH に吸い込まれやすくなり、このような結果になったと考えられる。

また、β と $M_{\rm BH}$ については、いずれの $M_{\rm WD}$ においても、核反応の有無は概ね β に強く依存し、$M_{\rm BH}$ に対する依存性は弱くなっている。これは、式 (1-3) より Newtionian 重力で考えた場合の、近日点におけ

る潮汐力の β と $M_{\rm BH}$ に対する依存性が、

$$a_t \propto M_{\rm BH} R_{\rm WD} {R_p}^{-3} \quad (4)$$

$$= \beta^3 \frac{M_{\rm WD}}{{R_{\rm WD}}^2} \quad (5)$$

となっていることから説明できる。しかし、式 5 では完全に $M_{\rm BH}$ に対する依存性がないにも関わらず、計算結果では $M_{\rm BH} \simeq 10^{2-2.5}$ において、核反応に必要な β の値が大きくなっている。これについては、現在は相対論的な重力でシミュレーションを行っており、R_s に近づけば IMBH による重力が Newtonian に比べて大きくなり、それに伴い潮汐力も大きくなっているためと考えられる。β を固定し、$M_{\rm BH}$ を動かして考えると、$M_{\rm BH} \simeq 10^{2-2.5}$ の外側の領域に行くほど、WD は IMBH の R_s に近づき、より強い潮汐力を受けて圧縮されるため、核反応が起きやすくなり、上述の結果になったと説明できる。また、$R_p \gg R_{\rm WD}$ が成りたない場合では式 1 の近似は有効でなく、式 1 による評価よりも、実際の潮汐力が大きくなることも影響すると考えられる。

$M_{\rm WD}$ に対する依存性を考察すると、軽い WD の方が核反応が起きにくくなっているのがわかる。これは、WD では $M_{\rm WD}$ が小さいと $R_{\rm WD}$ が大きくなり、式 5 から潮汐力が小さくなることに起因すると考えられる。また、軽い WD では中心密度、中心温度が小さいため、強い圧縮を受けなければ核反応が起こらないことも、影響として挙げられる。

4 Conclusion

今回は 3 通りの $M_{\rm WD}$ について TDE に伴う核反応の有無を調べたが、今後は $M_{\rm WD}$ についてもより細かい刻み幅でパラメータとして動かし、将来の観測に向けた、より詳細な IMBH-WD TDE のテンプレートを作成する。また、現在は IMBH の重力ポテンシャルを modified Paczyńsky-Witta ポテンシャルで評価しているが、WD が R_s に接触する領域を考えていることから、より正確な相対論的重力を用いて評価することにより、シミュレーションを改善する予定である。

Acknowledgement

東京大学大学院教養学部の谷川衝助教にはシミュレーションコードの提供や多くの有益なご助言を頂きました。また、東京大学大学院物理学専攻の吉田直紀教授には多数、ご指導・ご助言を頂きました。この場を借りて感謝申し上げます。本研究の計算、解析は国立天文台天文シミュレーションプロジェクトの Cray XC30、及び京都大学基礎物理学研究所の基研計算機を用いて行いました。

Reference

Iwasawa, M., Tanikawa, A., Hosono, N., et al. 2015, in Proceedings of the 5th International Workshop on Domain-Specific Languages and High-Level Frameworks for High Performance Computing, WOLFHPC '15 (New York, NY, USA: ACM), 1:11:10

Iwasawa, M., Tanikawa, A., Hosono, N., et al. 2016, ArXiv e-prints, arXiv:1601.03138

Luminet, J.-P., & Pichon, B. 1989, A&A, 209, 103

MacLeod, M., Guillochon, J., Ramirez-Ruiz, E., Kasen, D., & Rosswog, S. 2016, ApJ, 819, 3

Paczyńsky, B., & Wiita, P. J. 1980, A&A, 88, 23

Rees, M. J. 1988, Nature, 333, 523

Rosswog, S. 2005, ApJ, 634, 1202

Rosswog, S., Ramirez-Ruiz, E., & Hix, W. R. 2008, ApJ, 679, 1385

Rosswog, S., Ramirez-Ruiz, E., & Hix, W. R. 2009, ApJ, 695, 404

Shcherbakov, R. V., Pe 'er, A., Reynolds, C. S., Haas, R., Bode, T., & Laguna, P. 2013, ApJ, 769, 85

Timmes, F. X., Hoffman, R. D., & Woosley, S. E. 2000, ApJS, 129, 377

Timmes, F. X., & Swesty, F. D. 2000, ApJS, 126, 501

目次へ

a8

X線新星V404 Cygのアウトバーストにおける規則的な可視短時間変動の発見

京都大学
M2 木邑真理子

X 線新星 V404 Cyg のアウトバーストにおける規則的な可視短時間変動の発見

木邑 真理子 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

2015 年 6 月中旬から 7 月初旬にかけて、ブラックホール X 線新星 V404 Cyg はおよそ 26 年ぶりにアウトバーストを起こした。私達は、このアウトバーストの VSNET(国際変光星ネットワーク) を通じた国際共同可視測光観測を行った。その結果を報告する。可視データの解析の結果、V404 Cyg の激しい短時間変動 (振幅: 0.1−2.5 mag, 周期: 5 min−2.5 hours) が、他のブラックホール連星 GRS 1915+105 でエディントン光度 ($L_{\rm Edd}$) 近くに達している時期に見られる、規則的な X 線短時間変動の形とよく似ていることを発見した。これは、今まで X 線でしか観測できないと思われていた、ブラックホール近傍の放射エネルギーの振動現象を可視光で初めて捉えたことを意味する。また、X 線の同時観測データの解析により、このような規則的な短時間変動は光度がおよそ $0.01L_{\rm Edd}$ でも起こっていたことがわかった。これは、GRS 1915+105 に見受けられるのと同種の変動は光度が高いときに起こるという従来の定説を覆すものである。今回の観測結果から、降着円盤を持つ天体に広く作用する、未知の円盤不安定性の存在が示唆される。

1 Introduction

X 線新星は、主星がブラックホールまたは中性子星、伴星が晩期型星である近接連星系の一種であり、X 線や可視領域で不定期にアウトバーストと呼ばれる急激な増光現象を示す。アウトバーストが起こると、最初の 10 日程で X 線光度が静穏時の 100 倍以上も上昇し、その後数十日から数百日かけて減光し、静穏時の明るさに戻る。アウトバーストが起こる間隔は数年から数十年と様々である (Tanaka & Shibazaki 1996)。このような間欠的なアウトバーストは、水素の部分電離に伴う熱不安定性により降着円盤の状態が変化し、円盤にガスが溜まる暗い状態と、ガスが主星に降着する明るい状態を交互に繰り返すために起こると考えられている (see e.g., Kato et al. 2008)。

V404 Cyg は、地球からおよそ 7800 光年離れたところにある、主星に $9M_{\odot}$ のブラックホールを持つ X 線新星である (Khargharia et al. 2010; Miller-Jones et al. 2009)。この天体は 1938 年に新星として発見され、その後 1989 年に日本の衛星「ぎんが」によって X 線新星と同定された (Makino 1989)。過去の観測から、X 線で激しい変動を示すことが知られている (Życki et al. 1999)。2015 年 6 月 15 日、Swift/BAT (Burst Alert Telescope) によって V404 Cyg からのガンマ線が観測され (Barthelmy et al. 2015)、そのおよそ 3 分後に Taiwanese-American Occultation Survey(TAOS) によって可視光での増光が確認された (Chen et al. 2015)。V404 Cyg のアウトバーストはおよそ 26 年ぶりであり、CCD の発明以後では初となるものであった。6 月 16 日から、私達は、私達の研究グループが主導する組織である VSNET を通じた可視連続測光観測を行った。

2 Observations and Analysis

本研究では、VSNET collaboration team と TAOS team, ロシア宇宙科学研究所の協力によって世界 26 カ所で行われた可視測光観測のデータを使用した。また、American Asociation of Variable Star Observers(AAVSO) の可視観測データ [1] も使用した。X 線データ解析には、Swift 衛星の Burst Alert Telescope(BAT) の 15–50[keV], X-ray Telescope(XRT) の 0.5–10[keV], INTEGRAL 衛星の Imager on Board the Integral Satellite(IBIS)/CdTe ar-

[1] < http : //www.aavso.org/data/download/ >.

ray(ISGRI) の 25–60[keV] のデータ [2] を使用した。

3 Results

3.1 Optical Light Curves

V404 Cyg の 2016 年 6–7 月のアウトバースト全体の光度曲線を図 1(上) に示す。期間はおよそ 18 日と短く、ゆっくりとした増光と急激な減光が特徴であった。アウトバースト全体を通じて激しい変動が観測され、その変動は Swift/BAT の γ 線アラートの 2 分 30 秒後から始まっていた (図 1(下))。

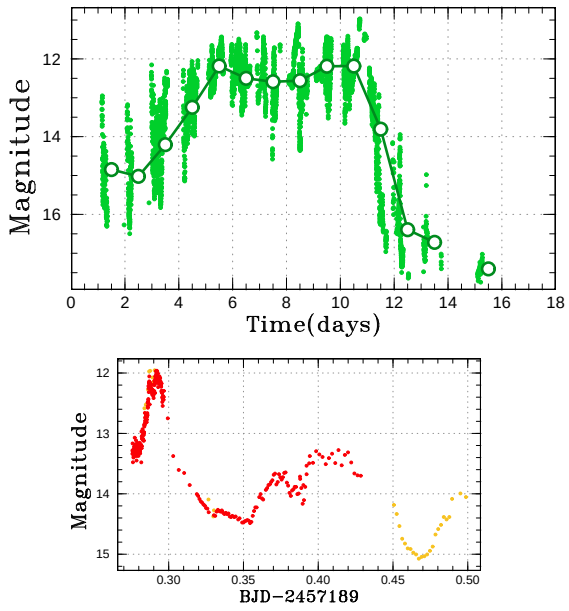


図 1: (上)V404 Cyg のアウトバースト全体の V バンドの光度曲線。白丸は 1 日ごとの平均等級を表す。横軸はアウトバースト開始からの時間である。(下) アウトバースト発生から 2 分 30 秒後の変動。赤、黄色の点はそれぞれ、R_C バンド、clear filter の連続測光観測を示す。

3.2 Large-amplitude and Short-term Optical Variations

図 1 の光度曲線を詳細に調査したところ、規則的なパターンを持つ可視短時間変動が発見できた。変動は、(1)30–150 分程度の周期、2–2.5 mag の振幅の大きい変動、(2)5 分程度の周期、0.5 mag 程の振幅の小さい変動の二種類に大まかに分けることができた。代表例を図 2 に示す。これらの変動は、タイムスケールは 5 倍程大きいものの、他のブラックホール連星 GRS 1915+105 や IGR J17091−3624 で見られる規則的な変動と非常によく似ている。

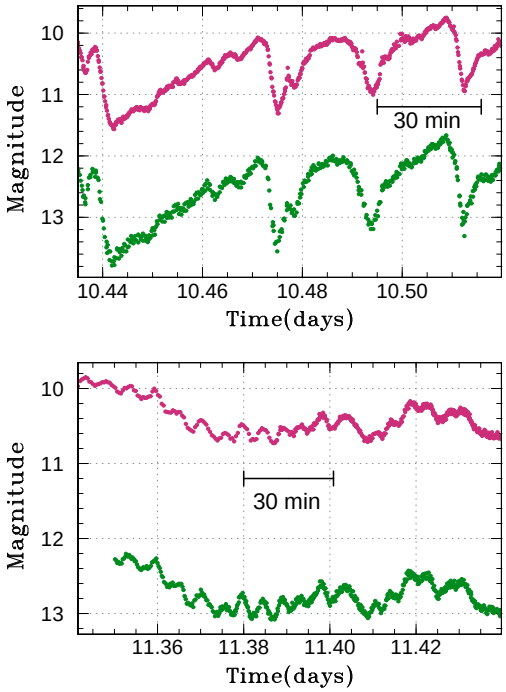


図 2: V404 Cyg のアウトバースト中の短時間変動。(上) 周期: ∼30–150 分、振幅：∼1–2.5 mag の激しい変動の一例、(下) 周期: ∼5 分、振幅：∼0.1 mag の細かい変動。ピンク色の点と緑色の点は、それぞれ I_C バンド、V バンドの可視連続測光観測データである。

[2] http://www.isdc.unige.ch/integral/analysis#QLAsources

3.3 Correlation between Optical and X-ray Variations

可視、X 線同時観測データ光度曲線を比較したものが図 3 である。X 線変動の方が振幅は大きいものの、両者の激しい短時間変動に良い相関があることが見てとれる。

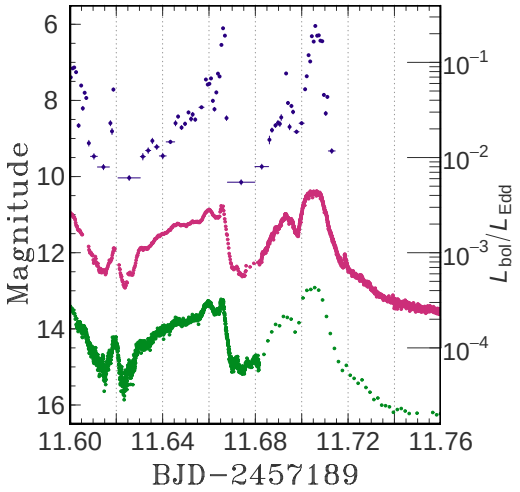


図 3: V404 Cyg のアウトバースト中の X 線と可視光の同時観測データ。紺色、ピンク色、緑色の点はそれぞれ、INTEGRAL IBIS/ISGRI の X 線観測データ、I_C バンド、V バンドの可視連続測光観測データである。

3.4 Bolometric Luminosity

今回のアウトバースト中の激しい可視光変動は、アウトバーストのごく初期から最後まで観測された。X 線の光度曲線から全放射光度を求め、図にしたものが図 4 である。この図を見ると、アウトバーストの初期や終わりかけの光度が低い時期にも規則的な可視短時間変動が起こっていたと分かる。実際に、BJD 2457191.35–2457191.60, BJD 2457192.34–2457192.70, BJD 2457200.60–2457200.76 という短時間変動が観測されていた時期の平均の全放射光度はそれぞれ、$\sim 0.015 L_{\rm Edd}$, $\sim 0.07 L_{\rm Edd}$, $\sim 0.06 L_{\rm Edd}$ であった。

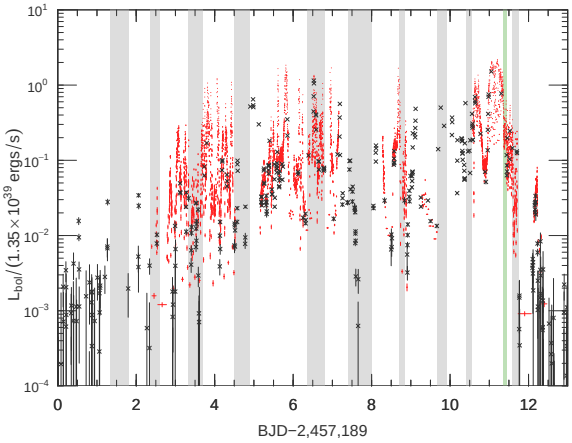


図 4: X 線の光度曲線から求めた、V404 Cyg のアウトバースト中の全放射光度。黒色と赤色はそれぞれ、Swift/BAT, INTEGRAL IBIS/ISGRI の X 線観測データから求めた光度を表している。カラーバーは、可視短時間変動が観測されていた時期を示している。

4 Discussion

3.1 章で示したように、2015 年 6–7 月の V404 Cyg のアウトバーストの持続期間は、典型的な X 線新星のアウトバーストの数十日から数百日よりもかなり短く、光度曲線も典型的な FRED(Fast Rise and Exponencial Decay) 型 (Chen et al. 1997) とは異なっていた。全体の光度曲線が緩やかに増光していたことから、今回のアウトバーストは円盤の内側でアウトバーストの引き金がかかり、それが円盤外側に徐々に伝わるという inside-out 型 (Osaki 1996 for a review) であったことが分かった。

今回のアウトバースト中に観測された変動 (3.2 章参照) は、他のブラックホール連星 GRS 1915+105 で観測されている X 線変動 (Fender & Belloni 2004 for a review) と非常に良く似た規則的なパターンを持つ可視短時間変動であった。X 線連星における規則的な可視光変動の発見は世界初である。これらの変動は、3.3 章で述べたように同時観測の X 線変動と良い相関があり、可視光でも X 線で観測しているブラックホール近傍の活動現象を捉えていたことが明らかになった。また、X 線同時観測データから全放射光度を求めることで、今回のアウトバースト中の規則的な可視光変動は、エディントン光度の 100 分の

1 程度の低光度でも起こっていることが分かった。今まで他の X 線連星で観測されていた規則的な X 線光度変動 (see e.g., Belloni et al. 2000; Altamirano et al. 2011; Bagnoli & in't Zand 2015) は、エディントン光度近くの高光度でしか発現していなかった。さらに、その規則的な変動を説明する理論として、降着円盤の内側の温度が 10^7[K] 程度になるとき、内側の円盤が放射圧優勢となり、タイムスケールが数十秒程度のリミットサイクル不安定性を起こすというものが現時点で広く受け入れられている (Janiuk & Czerny 2011)。この円盤不安定性は光度がエディントン光度近くでなければ発現せず、エディントン光度が X 線連星における短時間変動を引き起こす重要なパラメータであると考えられていた。しかし、V404 Cyg の可視短時間変動は光度が低いところでも発見されたため、このような既存の理論を覆す結果となった。加えて、X 線変動に対する可視光変動の遅れと多波長 SED 解析により、可視光の起源は、円盤内縁部から放射された X 線の、円盤外側の低温領域での吸収・再放射であると分かった (詳細は Kimura et al. 2016 参照)。このような変動がなぜ起こるのかは未だ明らかになっていない。しかし、X 線や可視領域で激しい短時間変動が見られる天体は全て軌道周期が長いため、軌道周期が長く降着円盤が大きくなりやすい天体に特有の円盤構造が関わっているのではないかと示唆される。

5 Conclusion

2015 年 6–7 月に起こった 404 Cyg のアウトバーストについて、私達は以下の 2 つの新規性を持つ光度変動を発見した。

- X 線連星では世界初の発見となる、規則的なパターンを持つ可視光変動
- エディントン光度の 100 分の 1 程度の低い光度での変動

このような光度変動から、コンパクト天体周囲に降着円盤を持つ天体に広く作用する可能性のある、未知の円盤不安定性の存在が示唆される。

Acknowledgement

私の研究を指導してくださった、加藤太一助教授、野上大作准教授、上田佳宏准教授に感謝いたします。また、論文作成時に第二著者として多大な貢献をしてくださった磯貝桂介さん、X 線データ解析を行ってくださった京都大学 X 線観測グループの皆様、そして、素晴らしい可視観測データを提供してくださったプロ・アマチュア観測家の皆様、本当にありがとうございました。

Reference

Tanaka Y., Shibazaki N., 1996, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 34, 607

Kato S., Fukue J., Mineshige S., 2008, Black-Hole Accretion Disks – Towards a New Paradigm –, *Kyoto University Press*

Khargharia J., Froning C. S., Robinson E. L., 2010, *Astrophys. J.*, 716, 1105

Miller-Jones J. C. A., Jonker P. G., Dhawan V., Brisken W., Ru- pen M. P., Nelemans G., Gallo E., 2009, *Astrophys. J.*, 706, L230

Życki, P. T., Done, C., Smith, D. A., 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 309, 561

Barthelmy, S. D. et al., 2015, GRB Coord. Netw. Circ. 17929

Chen, Y. T. et al., 2015, Astron. Telegr. 7722

Chen W., Shrader C. R., Livio M., 1997, *Astrophys. J.*, 491, 312

Osaki Y., 1996, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 108, 39

Fender, R. P., Belloni, T., 2004, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 42, 317

Belloni, T., Klein-Wolt, M., Méndez, M., van der Klis, M., van Paradijs, J., 2000, *Astron. Astrophys.*, 355, 271

Altamirano, D. et al., 2011, *Astrophys. J.*, 742, L17

Bagnoli,T. & in't Zand, J. J. M., 2015, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 450, L52

Janiuk, A., Czerny, B., 2011, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 414, 2186

Kimura, M. et al., 2016, *Nature*, 529, 54

目次へ

a9
フェルミガンマ線宇宙望遠鏡による Cygnus X-3の解析

立教大学
M1 林直志

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

フェルミガンマ線宇宙望遠鏡による Cygnus X-3 の解析

林　直志 (立教大学大学院 理学研究科)

Abstract

Cygnus X-3 はマイクロクエーサーと呼ばれる天体の 1 つであり、相対論的なジェットを放出する。Cygnus X-3 はジェットが放出されているとされる時期にガンマ線が観測されている。ガンマ線放射機構の候補として逆コンプトン散乱か π^0 崩壊によるものではないかと考えられているものの、明らかになっていない。本研究ではフェルミガンマ線宇宙望遠鏡を用いて Cygnus X-3 の解析を行った。相対論的なジェットを放出していると考えられるフレア期間のみにしぼりエネルギースペクトルを調べたところ、逆コンプトン散乱のスペクトルの特徴である Power Law になり、π^0 崩壊の特徴である数 100 MeV での折れ曲がりは存在しなかった。このことから Cygnus X-3 のガンマ線放射機構は逆コンプトン散乱によるものだと明らかになってきた。また、フレア期間のみガンマ線が観測されると考えられてきたが、Cygnus X-3 から 0.48° の位置に存在する PSR J2032+4126 の影響を抑える off-pulse 解析をしたことによりフレア期間以外にも Cyg X-3 からと思われるガンマ線が観測された。

1　Introduction

マイクロクエーサーはブラックホールまたは中性子星のコンパクト天体と恒星の連星であり、恒星からコンパクト天体に質量降着して降着円盤を形成している。マイクロクエーサーの大きな特徴は相対論的なジェットを放出することである。同じく相対論的なジェットが放出される活動銀河核のクエーサーと比べ中心天体の質量が 7-8 桁以上も違うにもかかわらず、ジェットや降着円盤など様々な特徴が一致していることから、同様のメカニズムでジェットが放出されていると考えられている。マイクロクエーサーはクエーサーに比べジェットの時間スケールが短いためジェットのメカニズムを探るのに適している。

Cygnus X-3 は白鳥座領域に存在するマイクロクエーサーの 1 つであり、コンパクト天体（ブラックホールか中性子星か議論中）と青色巨星の Wolf-Rayet 星からなる連星である。公転周期が 4.8h と大変短い周期で公転している。Cygnus X-3 からのガンマ線は Fermi 衛星によって初めて観測された。ガンマ線を含む様々な波長帯で観測、研究をされている。Cygnus X-3 はマイクロクエーサーでガンマ線が観測される数少ない貴重な天体である。

2　Observations & Analysis

Fermi 衛星は 2008 年 6 月に打ち上げられた。軌道周期は約 90 分、LAT と GBM の 2 種類のガンマ線検出器を搭載している。LAT は入射してきたガンマ線を電子陽電子対生成させ生成された電子、陽電子の飛跡、エネルギーを計測することによって入射ガンマ線の到来方向、エネルギーを測定する。20MeV-300GeV のエネルギー帯、全天の 20%を常に観測しており、2 周期（3 時間）で全天を観測する。GBM は LAT よりも広い範囲を観測しており突発的な現象を素早く感知する。本研究では LAT によるデータを用いた。

今回解析に用いたデータは LAT の 2008/08/05(MJD54683) - 2016/06/21(MJD57560) の期間のエネルギー 100MeV-10GeV、Cygnus X-3 から半径 20° までのデータを用いた。解析には NASA の Fermi チームの開発した Science Tools を用いた。ガンマ線は X 線と比べて光子の到来数が少ないため解析法として最尤法を用いる。最尤法では有意度として Test Statistic(TS) を用いる。TS は $\sqrt{\mathrm{TS}} \simeq \sigma$ と近似することができる。

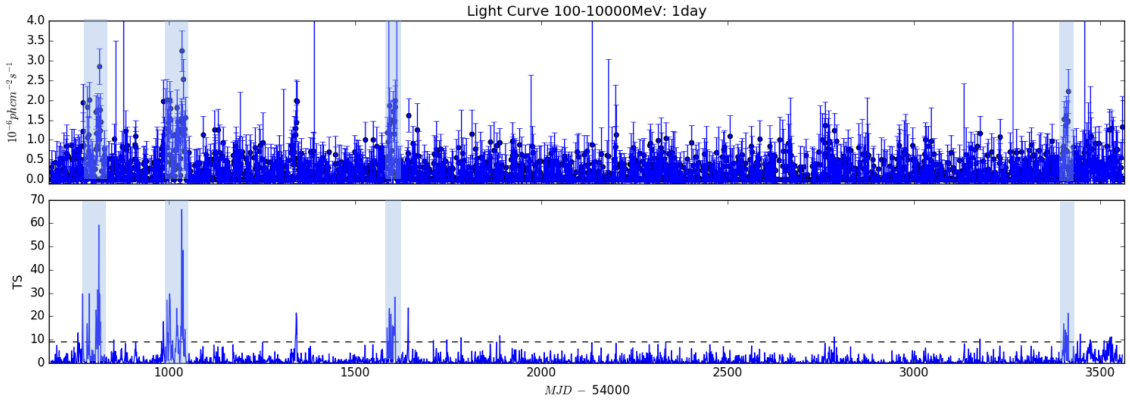


図 1: Cygnus X-3 の 1daybin light curve (MJD54683-57560), 青の期間はフレア期間 (表 1), 上段:100MeV-10GeV での Flux [10^{-6}photons cm^{-2}s^{-1}], 下段:TS 点線は TS=9

3 Results

まず Cygnus X-3 からのガンマ線を観測できる期間を調べるために 1 日ごとの Cygnus X-3 からのガンマ線の Flux を調べ Light Curve を作成した。

作成した Light Curve を図 1 に示す。図 1 の上段が Cygnus X-3 からの Flux、下段が TS を示しており、点線は TS = 9 で 3σ の有意度に相当する。

図 1 より、Cygnus X-3 の Flux が長期間にわたって上昇しているフレア期間が 4 期間あることがわかる（表 1)。

表 1: 図 1 の青で示したフレア期間

期間
2008/10/16 - 2008/12/16 (MJD 54755-54806)
2009/06/13 - 2009/07/31 (MJD 54995-55043)
2011/01/25 - 2011/02/16 (MJD 55586-55608)
2016/01/13 - 2016/01/27 (MJD 57400-57414)

また、TS > 9 を観測した bin は 4 期間以外も含めて 85bin 存在した。

TS > 9 を観測した bin のみを用いて図 2 の Cygnus X-3 のエネルギースペクトルを作成した。

図 2 より Cygnus X-3 のフレア時のエネルギースペクトルは Photon Index = 2.66 ± 0.05 の Power Law であることが明らかになった。この Photon Index は (Abdo et al. 2009) の結果と一致している。

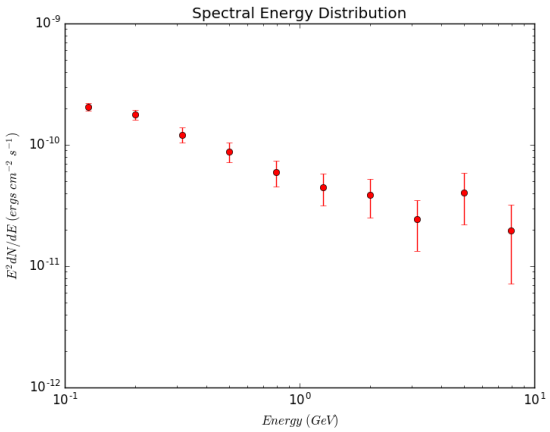


図 2: TS > 9 を観測した 85bin での 100MeV-10GeV のエネルギースペクトル

Cygnus X-3 の周囲には非常に明るいパルサーが 3 つ存在する。中でも最も近い PSR J2032+4126 は Cygnus X-3 から 0.48° の場所に位置しているため Cygnus X-3 を見えづらくしている。パルサーは自転することで磁極が見え隠れし、2 つのパルスが 1phase ごとに現れる。TEMPO2 というソフトを用いてイベントから PSR J2032+4126 の pulse 部分の時間を抜く off-pulse 解析をすることによって全イベントの 8 割を残したまま、PSR J2032+4126 を取り除くことができる。

off-pulse 解析ができる期間は PSR J2032+4126 の

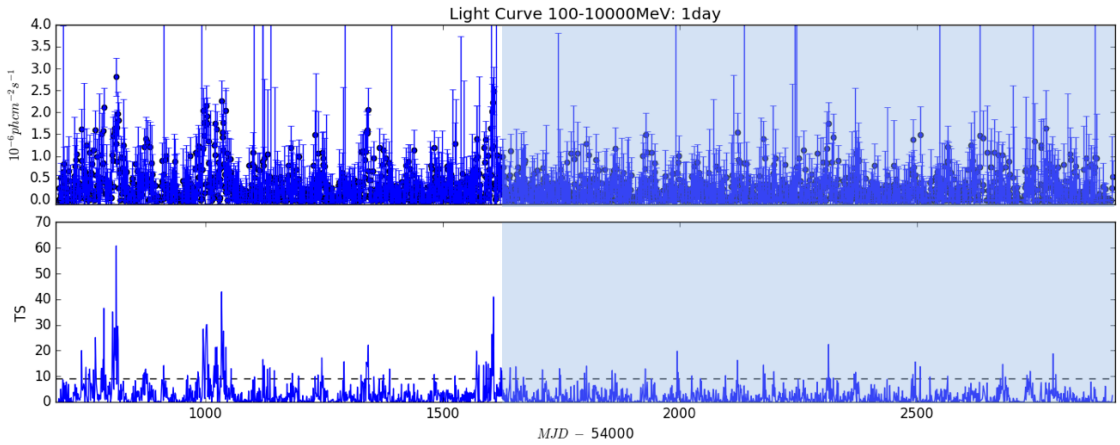


図 3: off-pulse 後の Cygnus X-3 の 1daybin light curve (MJD54690-56912), 青の期間はフレアの起きていない期間 (MJD55622-56912), 上段:100MeV-10GeV での Flux [10^{-6}photons cm^{-2}s^{-1}], 下段:TS 点線は TS=9

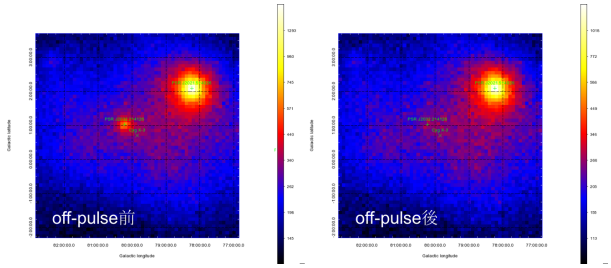


図 4: PSR J2032+4126 の off-pulse 前後でのカウントマップ (6° ×6°, 100MeV-10GeV), 中心は Cygnus X-3 の位置, 左:off-pulse 前, 右:off-pulse 後

周期などの情報が調べられている MJD54690-56912 の期間となる。

off-pulse をしたイベントを用いて作成した Light Curve を図 3 に off-pulse をする前とした後のカウントマップを図 4 に示す。図 4 より Cygnus X-3 の左上に存在する PSR J2032+4126 が off-pulse 後消えていることが確認出来る。

図 1 と図 3 を比較してみると図 3 ではパルサーの影響が小さくなったため TS が全体的に向上し、フレア期間以外でも TS > 9 を超える bin が多く見られた。この TS の上昇が Cygnus X-3 によるものであればフレア期間以外でも頻繁にガンマ線を放射していることとなる。Cygnus X-3 からのガンマ線は伴星によって主星が見え隠れすることによって公転周期の 4.8h で強度変化を起こす (abdo et al. 2008)。フレア期間でないと考えられる図 3 の青の期間 (MJD55622-56912) で TS > 9 を観測した bin(43bin) に対して 4.8h の phase 分けを行い、Cygnus X-3 からのガンマ線が強い期間 (phase < 0.08 ‖ phase > 0.63) と弱い期間 (0.08 < phase < 0.63) の 2 つに分けた。それぞれのイベントを用いて作成した TS マップを図 5 に示す。TS マップとはピクセルごとに最尤法を行い TS を求めた有意度マップである。

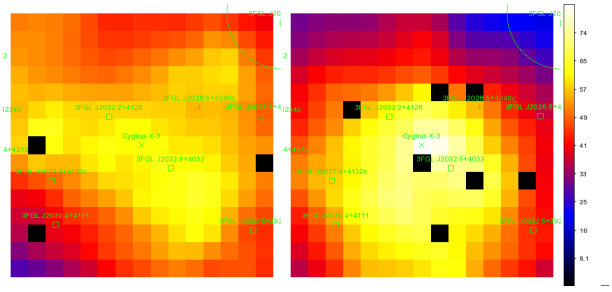


図 5: フレア期間以外 (図 3 の青の期間) での TS マップ (3° × 3°, 100MeV-10GeV), 左:Cygnus X-3 からのガンマ線が弱い期間 (0.08 < phase < 0.63), 右:Cygnus X-3 からのガンマ線が強い期間 (phase < 0.08 ‖ phase > 0.63)

図 5 で中心の Cygnus X-3 の位置の TS は弱い期間

は 62、強い期間は 82 で違いが現れた。

4 Discussion & Conclusion

ガンマ線は加速された電子、陽子によって生成される。Cygnus X-3 の場合ジェットによって電子、陽子が加速されていると考えられており、電子起源の場合は逆コンプトン散乱、陽子起源の場合は π^0 崩壊によってガンマ線が生成されていると考えられている。しかしながらどちらが起源であるか明らかになっていない。

電子起源の場合には加速された電子が Wolf-Rayet 星か降着円盤からのエネルギーの低い光子と逆コンプトン散乱を起こし、光子がエネルギーを受け取ってガンマ線になる。陽子起源の場合には加速された陽子が Wolf-Rayet 星の星風と衝突し π^0 を生成、生成された π^0 がすぐに崩壊し 2 つのガンマ線を生成すると考えられている。

本研究により Cygnus X-3 のエネルギースペクトルが Power Law になっていることが明らかとなった (図 2)。逆コンプトン散乱によるガンマ線放射の場合エネルギースペクトルは Power Law となり、π^0 崩壊によるガンマ線放射の場合には数 100MeV に折れ曲りをもつエネルギースペクトルとなる。図 2 には数 100MeV の折れ曲りは存在せず、Power Law となっている。したがって Cygnus X-3 のガンマ線放射機構が π^0崩壊 ではなく逆コンプトン散乱で、電子起源であることが示唆される。

Cygnus X-3 はフレア期間以外では周りのパルサーなどの明るい天体によって隠されており観測できていなかった。今回 off-pulse 解析したことで最も近くに存在するパルサー (PSR J2032+4126) の影響が小さくなりフレア期間以外でも Cygnus X-3 の TS の上昇が確認された（図 3)。さらに、このフレア期間以外の放射を Cygnus X-3 の公転周期である 4.8h の周期的解析をして違いが現れたことから TS の上昇が Cygnus X-3 のガンマ線放射による影響だということが示唆される。このことから Cygnus X-3 はフレア期間以外にも頻繁にガンマ線を放射している可能性があることがわかった。今後この点に関してより詳細に検討を行う予定である。

Reference

A.A.Abdo et al. 2009, Sci, 326, 1512

A.Bodaghee et al. 2013, ApJ, 775, 98

目次へ

a10

強磁場中性子星マグネターにおけるナノフレア加熱モデル

京都大学
D2 竹重聡史

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

強磁場中性子星マグネターにおけるナノフレア加熱モデル

竹重　聡史 (京都大学大学院理学研究科 宇宙物理学教室)

Abstract

近年観測技術の発展から、一般的な中性子星 ($\sim 10^{12}$G) よりも非常に強い磁場をもつ中性子星 ($\sim 10^{15}$G) としてマグネターという天体が発見されている。マグネターの一部は巨大なフレア現象 ($\sim 10^{42-46}$erg) を起こすことで発見され、このフレアはその豊富な磁気エネルギーによって駆動されると考えられている。また観測によって、マグネターからの定常的な放射から得られる有効温度 (∼0.4 keV) は一般的な中性子星の温度 (∼0.08 keV) よりも高いことが知られている (Vogel et al. 2013)。本研究ではこの温度の違いが定常的な磁気エネルギーの解放による加熱の結果と考えた。天体表面における定常的な磁気エネルギーの解放過程として、本研究では太陽コロナにおけるナノフレアモデルを応用することを試みた (Parker 1988)。このモデルでは、太陽コロナ下層のスケールハイト程度の大きさの磁気ループに、表面運動によってエネルギーを注入する。この磁気エネルギーは磁気リコネクション過程を通して観測を説明出来るような短いタイムスケールで変換される。太陽フレアの標準モデルでは、解放されたエネルギーが電子による熱伝導によって大気下層に運ばれることで高温の磁気ループが形成され、このプラズマが放射冷却で冷えることによってフレアの光度曲線が指数関数的に減衰していくと考えられる。そこで本研究では注入されたエネルギーが閾値を越えるとエネルギー解放が起きると仮定し、この閾値をパラメータとして磁気リコネクションによる加熱とエネルギー輸送、表面で加熱されるプラズマからの放射で定常放射を説明することを試みた。過去の理論的な研究から、マグネターのフレアではエネルギー輸送過程として、電子による熱伝導よりも光子による放射が有効であることが示唆されている (Masada et al. 2010)。本研究ではこれを考慮して加熱と冷却のバランスを考えることでモデルを構築し、ナノフレアの起こるタイムスケールやその頻度、また光度曲線の減衰するタイムスケールの物理量依存性を調べた。

1　Introduction

マグネターは一般的な中性子星 (B $\sim 10^{11-13}$G) よりも強い磁場をもつ (B $\sim 10^{14-15}$G) の強磁場をもつ中性子星である。マグネターは SGRs(Soft Gamma-ray Repeater) と AXPs(Anomalous X-ray Pulsars) の二種類の天体として観測されてきた。SGRs は γ 線で、$10^{44} \sim 10^{46}$erg のエネルギーを 10ms のオーダで放出するフレア現象を起こす天体として発見され、AXPs は通常のパルサーよりも X 線で明るく輝く天体として分類されるが、近年は二つの種族は同様の天体の別の活動性を観測しているとも考えられている。観測されるマグネターはいずれも孤立中性子星であり、これらの活動性は質量降着による重力エネルギーの開放では説明できず、また単位時間あたりの自転エネルギーの減少量よりも定常的な放射光度が大きい天体が複数観測されている。そのため、マグネターはその磁気圏および内部に豊富に蓄えられた磁気エネルギーを何らかの物理機構を通して解放していると考えられる。マグネターの定常的な X 線放射は ($10^{34} \sim 10^{35}$erg/cm$^2 \cdot$ s) は一般的な中性子星の放射よりも明るいことが知られており、その有効温度を比較すると、マグネターの表面温度 ($T_{\rm eff,mag} \sim 7 \times 10^6$K) は一般的な中性子星よりも高い。本研究ではマグネター表面での定常的な磁気エネルギーの開放による表面加熱によって、定常放射の違いを説明できる理論モデルの提案を行う。

マグネター表面を加熱するモデルとして、過去の理論的な研究では天体の内部から波動としてエネルギーを注入し、その表面での散逸で加熱するモデルが考えられている (Beloborodov & Li 2016)。Beloborodov & Li (2016) ではいくつかのエネルギー輸送過程およびその散逸過程を仮定し、表面温度を説明できるモ

デルが存在することを示しているが、この研究では天体の大気表面でのフレアによる加熱が重要である可能性が示唆されている。マグネターにおけるフレア現象は過去にも複数観測されており、 SGR における巨大フレア、 trangient なマグネターにおける intermidiate flare などが観測されている。これらのフレアを駆動する物理過程の候補として、過去の理論的な研究では磁気リコネクションによるフレアモデルや表面構造の急激な崩壊によるグリッチモデルが考えられている。しかし、マグネターの定常的な光度曲線ではフレア現象は直接観測されていないため、定常的な加熱を説明できるようなフレアは非常に短いタイムスケールでのフレアであることが考えられる。本研究ではマグネター同様に、磁気エネルギーの定常的な開放によって加熱されている太陽コロナでのナノフレア加熱モデルに注目し、磁気リコネクションによる加熱と放射冷却を考えることで、定常的な放射を説明できる理論モデルの構築を試みた。

2 Nanoflares on a surface of magnetars

まず太陽コロナにおける定常的な加熱モデル (Parker 1988) をマグネターに適用する。このモデルでは天体表面の磁気ループに表面運動を通してポインティングフラックスとしてエネルギーを注入し、これを磁気リコネクションによって解放することで天体表面の加熱を説明することを試みる。図 1 のようにシアー速度 $v_{\rm s}$ によってポインティングフラックスが注入されるとき、空間スケール L 程度の初期磁場 B_0 に垂直な方向の磁場強度 $B_\perp$ は

$$B_\perp = \frac{v_{\rm s} t}{L} B_0, \tag{1}$$

と表すことが出来る。このとき、パラメータ $C_{\rm rec} \equiv B_\perp/B_0$ が閾値を越えると磁気リコネクションによってエネルギーが解放されると仮定すると、フレアが起こるために必要なエネルギーを貯めるのに必要なタイムスケール $\tau_{\rm nf}$ は

$$\tau_{\rm nf} = C_{\rm rec} \frac{L}{v_{\rm s}}, \tag{2}$$

と表される。表面温度を定常に保つためには、注入されるポインティングフラックスと表面放射が同程度である必要があるので、

$$\frac{1}{4\pi}(v_{\rm s} B_\perp) B_0 \sim \sigma T_*^4 \sim \frac{L_*}{4\pi R_*^2} \tag{3}$$

が成り立つ。ここで T_* はマグネターの表面温度、L_* は表面光度、R_* は半径を表す。観測から $L_* \sim 10^{35}{\rm erg/s}$、$R_* \sim 10^6{\rm cm}$ とし、いま $C_{\rm rec}$ を 0.5 と仮定すると

$$v_{\rm s} \sim 2\times 10^{-7} \left(\frac{C_{\rm rec}}{0.5}\right)^{-1} \left(\frac{B_0}{10^{15}{\rm G}}\right)^{-2} {\rm cm/s}, \tag{4}$$

が得られる。またこのときの $\tau_{\rm nf}$ は

$$\tau_{\rm nf} \sim 2\times 10^{7} \left(\frac{C_{\rm rec}}{0.5}\right)^{2} \left(\frac{B_0}{10^{15}{\rm G}}\right)^{2} \left(\frac{L}{10{\rm cm}}\right) {\rm s}, \tag{5}$$

であり、長さ L 程度の磁気ループは星表面に $4\pi R_*^2/L^2$ 程度存在すると仮定すると、単位時間当たりのナノフレアの回数 $f_{\rm nf}$ は

$$\begin{aligned} f_{\rm nf} &= \frac{N_{\rm loop}}{\tau_{\rm nf}} \\ &\sim 10^4 \left(\frac{C_{\rm rec}}{0.5}\right)^{-2} \left(\frac{B_0}{10^{15}{\rm G}}\right)^{-2} \left(\frac{L}{10{\rm cm}}\right) {\rm s}^{-1}, \end{aligned} \tag{6}$$

として表される。また、一度のナノフレアで解放されるエネルギー $E_{\rm nf}$ は

$$\begin{aligned} E_{\rm nf} &= \frac{1}{4\pi} B_\perp^2 L^2 v_{\rm s} \tau_{\rm nf} \\ &\sim 10^{31} \left(\frac{C_{\rm rec}}{0.5}\right)^{3} \left(\frac{B_0}{10^{15}{\rm G}}\right)^{2} \left(\frac{L}{10{\rm cm}}\right)^{3} {\rm erg} \end{aligned} \tag{7}$$

として与えられる。

3 Discussion

ナノフレア過程で解放されたエネルギーがどのようにマグネター表面を加熱するかを考える。太陽フレアでは、磁気リコネクションで解放されたエネルギーの一部は電子による熱エネルギーによって太陽表面へ運ばれる。マグネターにおけるナノフレアでは、エネルギー輸送を担うのが電子でなく光子による放射およびアルフベン波が有効であることが過去の研究

で示唆されている (Masada et al. 2010; Beloborodov & Li 2016)。ここではどのようにナノフレアによるエネルギー輸送が起こるかを議論する。

まず図 2 のように、磁気リコネクションに伴って発生するアルフベン波によってマグネター表面へエネルギーが輸送される。これによって熱化されたプラズマが蒸発することで磁力線に沿って高温のフレアループが形成される。このフレアループからの放射が等方的であると仮定すると、十分小さなループを考えているとき加熱される面積 $A_{\rm BB}$ は

$$\begin{aligned} A_{\rm BB} &\sim \pi L_{\rm BB}^2 \\ &\sim \pi(R_* + L)^2 - R_*^2 \\ &\sim 2\pi R_* L \sim 6 \times 10^7 \left(\frac{L}{10{\rm cm}}\right) {\rm cm}^2. \end{aligned} \quad (8)$$

で与えられる。放射された光子はマグネター表面のある深さで熱化するが、この深さ $l_{\rm BB}$ をエネルギーから見積もる。Masada et al. (2010) によるとマグネターの表面の密度を $n_{\rm cr}$ とすると、核子あたりのエネルギーは

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\rm tot} &\sim \varepsilon_{\rm lat} + \varepsilon_{\rm in} \\ &\sim 10^{-18} n_{\rm cr}^{\frac{1}{3}} + 10^{-10}, \end{aligned} \quad (9)$$

で与えられる。この第一項が光子のエネルギーと同程度になるということから

$$e_{\rm rad} \sim \int_0^{l_{\rm BB}} 4\pi n_{\rm cr}(z) \varepsilon_{\rm lat} dz \quad (10)$$

によって

$$l_{\rm BB} \sim 40{\rm cm} \quad (11)$$

が得られる。この高密なプラズマが蒸発して T_* で放射をおこなうと考えると、冷却のタイムスケール $\tau_{\rm cool}$ が

$$\tau_{\rm cool} \sim \frac{n k_{\rm B} T_*}{\sigma T_*^4 / L} \sim 0.1s \quad (12)$$

と得られる。この結果は観測されているマグネター表面のホットスポットの面積と光度の関係をよく説明する。

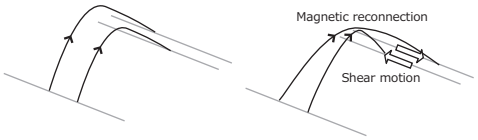


図 1: マグネター表面でのナノフレアの模式図。

4 Conclusion

本研究では、強磁場中性子星マグネターの表面が加熱される機構について、マグネター同様に磁気エネルギーを定常的に解放しているとされる太陽コロナにおけるナノフレアモデルを応用した理論モデル構築を試みた。本研究では注入された磁気エネルギーが磁気リコネクションによって解放されることを仮定することで、放射されるエネルギーについてはよく説明出来ることを示した。このモデルではどのように磁気リコネクションが起こるかはパラメータとしてしか扱っていないため、マグネターの表面においてどのように磁気リコネクションが起きるか数値シミュレーションを含めた理論的な研究を行うことは今後の課題である。

Reference

Vogel, J. K., Hascoet, R., Kaspi, V. M., et al. 2013, ApJ, 779, 163

Parker, E.N. 1988, ApJ, 330, 474

Masada, Y., Nagataki, S., Shibata, K., & Terasawa, T. 2010, PASJ, 62, 1093

Beloborodov, A. M., & Li, X. 2016, arXiv:1605.09077

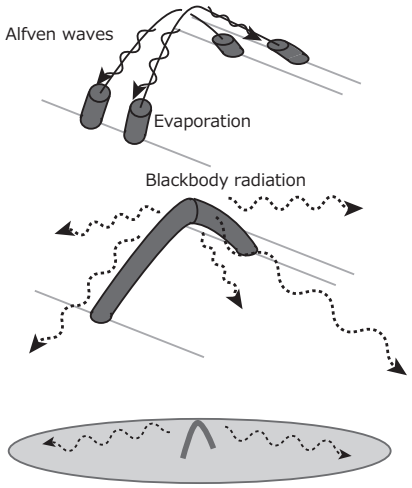


図 2: ナノフレアによるエネルギー解放によるフレアループ形成の模式図。

目次へ

a11

パルサーを中心とする少数多体系の相対論的軌道長期安定性

早稲田大学
M1 鈴木遼

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

パルサーを中心とする少数多体系の相対論的軌道長期安定性

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しい発展により，2016 年 5 月現在で 3000 以上もの系外惑星の存在が確認されており，太陽系とはかけ離れた性質を示すものも数多く観測されている．本研究では，特徴的な系外惑星のひとつであるパルサー・プラネットに着目し，その軌道が長期的にどのように進化していくのかを調べた．パルサーの運動は相対論的であると予想されるため，運動方程式として，一次のポストニュートン近似によって相対論の効果を含めた Einstein-Infeld-Hoffmann 方程式 (EIH 方程式) を採用し，これを数値積分することで相対論的な軌道の進化を追った．PSR B1257+12 や PSRJ0337+1715 といった実際に観測されたパルサー・プラネットの軌道の長期的進化を調べ，ニュートン力学で得られた結果と本研究において相対論を考慮して得られた結果を比較したほか，系を構成する軌道要素を様々に変化させた上で同様の計算を行い，軌道の長期進化が初期値としての軌道要素によってどのように変化するのかを調べた．

1 Introduction

1990 年代以降の観測技術の目覚しい発展により，2016 年 5 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観測されている．本研究では，特徴的な系外惑星のひとつであるパルサー・プラネットという惑星系に着目した．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，天体物理学者の興味の対象となっている．

パルサー・プラネットの例として，パルサーを中心に小惑星 3 つが公転している PSR B1257+12 (Konacki & Wollszczan 2003)，パルサーの周りを 2 つの白色矮星が公転している PSR J0337+1715(Ransom et al. 2014) などが挙げられる．これらの系において，中心のパルサーは太陽程度の質量を持ち，また，パルサーと内側の惑星との距離は太陽-水星間の距離よりも近い．水星は一般相対論の効果によって近日点移動を示すことがよく知られており，水星軌道との類推からパルサー・プラネットの軌道計算においても相対論的効果を無視することはできないと考えられる．そこで本研究では，パルサー・プラネットの軌道要素の時間変化を相対論的効果を考慮に入れて調べるため，1 次のポストニュートン近似による運動方程式を数値積分するという手法をとった．

上記 2 つの観測されたパルサー・プラネットについて，軌道要素の時間変化を計算し，系の長期的な安定性を確かめたほか，相対論の効果を入れたときと入れないときでの軌道進化の比較を行い，相対論の効果がどこに現れてくるのかを調べた．さらに，系を構成する軌道要素を様々に変化させた上で同様の計算を行い，軌道の長期進化が初期値としての軌道要素によってどのように変化するのかを調べた．パルサー・プラネットに限らず，多体系の軌道計算では，初期値として与える軌道要素に応じて軌道の進化の様子が大きく変化する現象があることが知られており，その内の 1 つに古在機構（Kozai-Lidov Mechanism）がある (Kozai 1962)(Lidov 1962)．古在機構は内側の惑星の質量が極限的に小さいような階層的 3 体系で観測される現象で，初期値としての軌道傾斜角が大きいとき，$\Theta = \sqrt{1-e^2}\cos I$ という量が保存するというものである．ここで，e は離心率，I は軌道傾斜角を表す．Θ の保存により，e と I の値は互いに交換しながら振動するように時間変化する．PSR J0337+1715 の軌道傾斜角を測定値から変化させて軌道要素の時間変化を計算したところ，離心率と軌道傾斜角の時

間進化が古在機構のように振動するようなものがあった．しかし，このとき，$\Theta = \sqrt{1-e^2}\cos I$ は保存せず振動し，理想的な古在機構とは異なる振る舞いを見せた．本研究では，パルサー・プラネットの軌道要素の時間変化において上記のような振る舞いが観測されるようなパラメータ領域を調査し，さらに，理想的な古在機構との違いを調べた．

2 Methods

本研究では，多体系の相対論的な運動を評価するため，運動方程式として一次のポストニュートン近似によって相対論の効果を含めた Einstein-Infeld-Hoffmann 方程式 (EIH 方程式)(式 (1)) を採用し，これを 3 段の Implicit Runge-Kutta 法 (Butcher 1964) を用いて数値積分するという手法を取った．ニュートンの運動方程式でも同様の計算を行い，相対論を考慮した場合としなかった場合で結果がどのように変化するのか比較した．

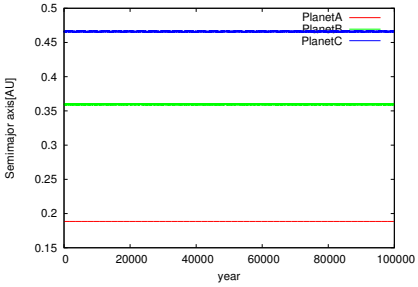
$$\begin{aligned}\frac{d\boldsymbol{v_k}}{dt} = &-G\sum_{n\neq k} m_n \frac{\boldsymbol{x}_k-\boldsymbol{x}_n}{|\boldsymbol{x}_k-\boldsymbol{x}_n|^3}\left[1-4G\sum_{n'\neq k}\frac{m_{n'}}{|\boldsymbol{x}_k-\boldsymbol{x}_{n'}|}\right.\\ &-G\sum_{n'\neq n}\frac{m_{n'}}{|\boldsymbol{x}_n-\boldsymbol{x}_{n'}|}\left\{1-\frac{(\boldsymbol{x}_k-\boldsymbol{x}_n)\cdot(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

PSR B1257+12 と PSR J0337+1715 の軌道計算の際には，初期値としてそれぞれの軌道要素の観測データ (Konacki & Wollszczan 2003)(Ransom et al. 2014) をデカルト座標に変換して使用し，計算結果は再び軌道要素の形に変換して出力した．

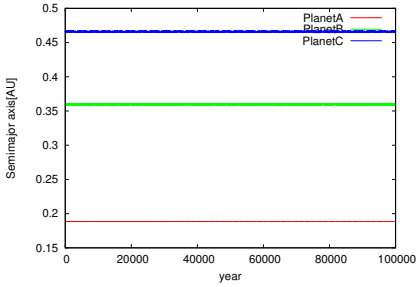
3 Results and Discussion

3.1 PSR B1257+12

PSR B1257+12 の軌道要素の時間変化を，0.4 日刻みで 1 億年分計算したところ，軌道は長期的に安定であることがわかった．軌道長半径の時間変化を図 1 に示す．



(a) ニュートン力学



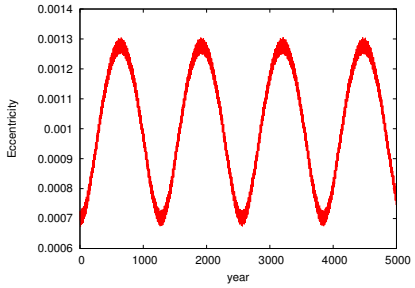
(b) EIH 方程式

図 1: PSR B1257+12 軌道長半径

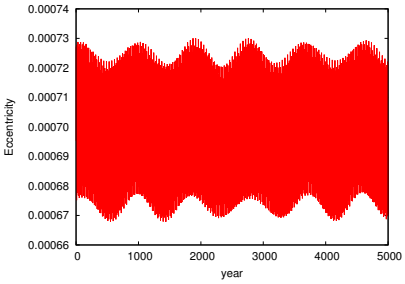
この系の軌道要素の時間変化においてニュートン力学による計算と EIH 方程式による計算の違いは見えず，得られた結果はニュートン力学で軌道の長期進化を計算した先行研究 (Gozdziewski et al. 2005) と一致していた．したがって，この系は相対論的でないと考えられる．

3.2 PSR J0337+1715

PSR J0337+1715 の軌道要素の時間変化を，0.2 日刻みで 1000 万年分計算したところ，軌道は長期的に安定であることがわかった．軌道要素の時間変化のニュートン力学による計算結果と EIH 方程式による計算結果を比較したところ，内側軌道の離心率の時間変化において，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に違いがあることがわかった．内側軌道の離心率の時間変化を図 2 に示す．

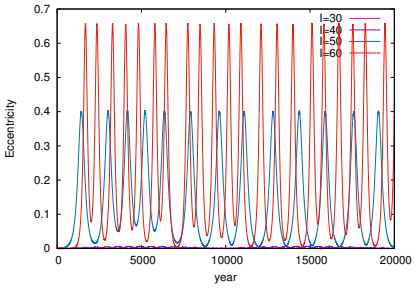


(a) ニュートン力学

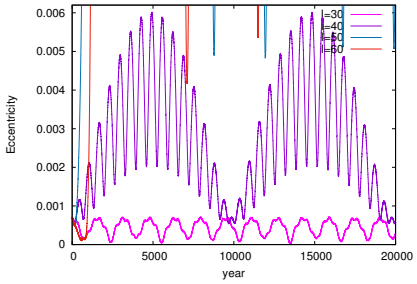


(b) EIH 方程式

図 2: PSR J0337+1715 内側軌道の離心率



(a) 内側離心率の時間変化



(b) 拡大図

図 3: I を変えたときの内側軌道の離心率の時間変化の違い

EIH 方程式で内側軌道の離心率を計算した結果（図 2b）は，別の手法で相対論的効果を含めて計算した先行研究 (Rafikov 2014)(Luan & Goldreich 2014) の結果と一致した．図 2 より，この系は相対論的で，相対論的効果は内側軌道の離心率に顕著に現れていることがわかった．

3.3　パルサーを含む 3 体系での古在機構

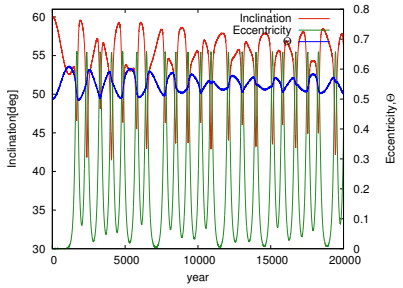
PSR J0337+1715 の軌道要素において，初期値としての軌道傾斜角の差を様々に変化させ，それぞれの場合について軌道の時間変化を調べたところ，内側惑星の離心率の進化に変化があった．結果を図 3 に示す．

図 3 より，離心率の進化は軌道傾斜角差 40 ˚を境に大きく変化していることがわかる．この境目は階層的な 3 体系において古在機構が生じる条件と同じであり，図 3 において軌道傾斜角の差が 40 ˚より大きいとき，古在機構が生じていることが予想される．

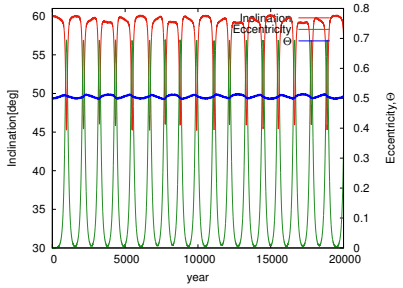
古在機構が生じているかどうか確かめるため，離心率 e，軌道傾斜角の差 I，古在機構における保存量 $\Theta = \sqrt{1-e^2}\cos I$ の時間変化を調べた．初期値としての軌道傾斜角の差が 60° の場合の結果を図 4a に示す．緑の線が離心率 e，赤い線が軌道傾斜角の差 I，青い線が保存量 Θ を表している．図 4a より，$I = 60°$ において，軌道傾斜角と離心率の周期的な交換が見られたものの，Θ の値は完全な保存量ではなく振動していることがわかった．

$I = 60°$ の場合において，Θ の値が完全な保存量にならなかった理由を考えるため，理論的に古在機構が観測できる階層的 3 体系のモデルと今回用いた系を比較し，差異を探してみると，理想の古在モデルでは内側の惑星の質量が中心天体に比べ無視できるほど小さい極限的な状況を想定しているのに対し，今回用いた系では内側の白色矮星の質量は中心天体の $\frac{1}{7}$ 倍程度と，質量比があまり大きくないことがわかった．そこで，今度は，内側の白色矮星の質量を小さくしていき，古在機構が観測できるかどうか確かめていった．内側の白色矮星の質量を元の系から

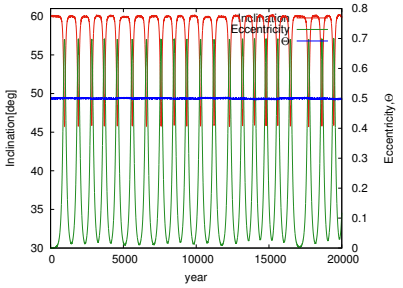
10^{-1} 倍，10^{-2} 倍としたときの古在機構の検証を，図 4 に示す．



(a) $I = 60°$ の場合の e，I，Θ



(b) 質量を 10^{-1} 倍にした場合の e，I，Θ



(c) 質量を 10^{-2} 倍にした場合の e，I，Θ

図 4: $I = 60°$ で内側白色矮星の質量を小さくしたときの e，I，Θ

図 4 より，内側白色矮星の質量が小さくなっていくにつれて Θ の値の振動の幅が小さくなり，理想的な古在機構に近づいていることがわかった．また，古在機構での e と i の値の周期的な交換のタイムスケール T_{KL} は，次の式で概算できることがわかっている (Antognini 2015)．

$$T_{KL} \sim \frac{15}{16}\sqrt{\frac{m_1+m_2}{Gm_3^2}}\frac{a'^3}{a^{\frac{3}{2}}}\left(1-e'^2\right)^{\frac{3}{2}} \qquad (2)$$

式 (2) を用いて，この系での古在機構のタイムスケールを概算してみたところ，約 900 年となり，得られた結果によく合ったので，このことからも，理想的な古在機構に近いものが得られたことがわかる．

4 Conclusion

PSR B1257+12，PSR J0337+1715 というパルサー・プラネットの軌道の時間変化を相対論を考慮に入れて計算したところ，長期的に安定であるという結果が得られた．ニュートンの運動方程式を解いた結果と比較したところ，PSR J0337+1715 の内側軌道の離心率の時間変化において相対論的効果が顕著に現れていることがわかった．

PSR J0337+1715 の軌道傾斜角の差を変化させて軌道の長期進化がどう変わるかを調べたところ，軌道傾斜角の差が 40° より大きいとき，内側軌道の離心率の時間変化に違いが生じた．軌道傾斜角の差が 40° より大きいときに古在機構が起きているかを調べたところ，軌道傾斜角と離心率の周期的な値の交換は確認できたが，古在機構において保存量であるはずの量 Θ は完全には保存しておらず，振動していることがわかった．内側の白色矮星の質量を小さくしたところ，Θ の振動の幅は小さくなり，理想的な古在機構に近づいた．

Reference

Konacki M. & Wollszczan A., 2003, ApJ, 591, L1471

Ransom S. M. et al., 2014, Nature, 505, 520

Butcher J. C. 1964, Math. Comp. 18, 50

Rafikov R. R., 2014, ApJ, 794, 76

Luan J. & Goldreich P., 2014, ApJ, 790, 82

Kozai Y., 1962, AJ, 67, 591

Lidov M. L., 1962., Planet Space Science., 9, 719

Antognini J. M. O., 2015, MNRAS, 452, 3610A

Gozdziewski K. et al., 2005, ApJ, 619, 1084

目次へ

a12

Ia 型超新星の特異な減光則と星周ダストによる多重散乱の効果

京都大学
D1 長尾崇史

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

Ia 型超新星の特異な減光則と星周ダストによる多重散乱の効果

長尾 崇史 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

Ia 型超新星は絶対光度と光度の減衰率に関係があり、距離測定の指標として使われている（Riess et al. 1998; Perlmutter et al. 1999)。しかし、Ia 型超新星は銀河系などでの一般的な減光に比べ、より赤くなるというような特異な減光（小さな R_V）を受けることが知られており、距離測定における最大の不定性となっている（Nordin et al. 2008)。この特異な減光を説明する有力なモデルとして、星周ダストによる多重散乱で説明する研究がある（多重散乱モデル、Wang 2005; Goobar 2008)。光源周りに少しでもダストがあれば、何度か散乱をして視線方向に入ってきた光が足される為、実効的に減光が変化するというモデルである。一方、星周ダストによる多重散乱が減光に与える影響は、ダストの光学特性に大きく依存する。しかし、過去の研究では二つのダストモデルしか用いておらず、多重散乱モデルが一般的に Ia 型超新星の特異な減光の解決になるかどうかは分かっていない。本研究では、多重散乱モデルにおいて、Ia 型超新星の特異な減光を再現できるようなダストの光学特性を特定することを目的とした。様々な値の散乱係数、吸収係数を持つダスト定常光源の周りに一様に置き、実効的な減光を計算した。その結果、可視光域で波長が短いほど反射率が小さく、かつ質量減光係数が大きい場合のみ、Ia 型超新星の減光を再現できることが分かった。またこのような光学特性を持つダストとしては、小さなケイ酸塩ダスト、あるいは多環芳香族炭化水素を含むダストであることを明らかにした。つまり、多重散乱の効果は普遍的なものではなく、ダストの種類やサイズに依存すること、また Ia 型超新星に対して測定された R_V から親星進化の過程で生成・放出するダストに制限をつけられることを明らかにした。この内容は、nagao et al. (2016) として出版済みである。

1　イントロダクション

Ia 型超新星は絶対光度と光度の減衰率 (Δm_{15}) の間に phillips 関係と呼ばれる関係があり、宇宙の距離測定の指標として使われている (Riess et al. 1998; Perlmutter et al. 1999)。その際、Ia 型超新星の明るさの見積もりに含まれる一番大きな不定性の一つはダストによる減光の補正から生じる (Nordin et al. 2008)。その為、精密宇宙論にはダストの減光を正確に理解する必要がある。また、ダストによる減光の理解は、そのダストの情報を引き出す上でも重要である。しかし、Ia 型超新星の減光は特異な減光を示すことが知られており、その原因はわかっていない。例えば、銀河系の R_V が ~ 3 に対し、Ia 型超新星は観測から R_V は $\lesssim 2$ という事が知られている (e.g. Nobili & Goobar 2008)。

一つの有力なモデルとして、これらの特異な減光曲線を星周ダストによる多重散乱で再現できるという研究がある (Wang 2005; Goobar 2008)。何回か散乱をし、視線方向へ戻ってきた光が足されることにより実効的に減光が変化するというものである。より波長の短い光はより多く散乱を受けて進む距離が伸び、吸収される確率が大きくなる。その為、多重散乱で足される光は相対的に赤く (小さな R_V に) なるという主張である。実際、観測的に星周物質の存在が示唆されている Ia 型超新星もある。

しかし、この議論はダストの詳細に大きく依っているはずである。そこで、本研究ではどういう光学特性 (質量散乱係数、質量吸収係数) を持つダストであれば星周ダストによる多重散乱で小さな R_V を再現できるかということを明らかにし、またそのような光学特性を持つダストが一般的なダストから作ることができるのかを議論する。

2 方法

星周ダストによる減光の場合は、星間ダストによる減光の場合と違って、光学的に薄い場合でも多重散乱の効果を考えなければいけない。光源の周りをダストが囲んでいる為である。星周ダストによる減光を多重散乱まで含めて輻射輸送方程式を書くと以下のように書ける (Chandrasekhar 1960)。ソース項に散乱によって視線方向に入ってくる項が付け加えられている。

$$\mu\frac{\partial I}{\partial r}+\frac{1-\mu^2}{r}\frac{\partial I}{\partial \mu} = -\kappa\rho\left[I(r,\mu)-\frac{1}{2}\omega_0\int_{-1}^{+1}I(r,\mu')d\mu'\right]$$

しかし、この方程式は解析的には解くことができない。そこで本研究では、モンテカルロ法を用いた輻射輸送計算を行い、星周ダストの多重散乱の効果を調べた。ただし、Ia 型超新星は定常光源ではないが、星周ダストによる減光における多重散乱の効果を見るために、定常光源周りの星周ダスト内での輻射輸送計算を行った。具体的には、Goobar (2008) の方法を使用した。この方法では、ダストによる B バンド、V バンドへの再放射を無視している。これは、ダストの昇華温度が 2000K 程度であることを考えると妥当な仮定である。

定常光源周りに半径 $R_{\rm CS}$ の球状に分布した星周ダストを考えた。まず、B バンド、V バンドの光子をそれぞれ $n_0(B)$、$n_0(V)$ 個用意した。これらの光子を星周ダストの中心から星周ダストを抜けるか吸収されるまで輻射輸送計算を行った。一度も吸収されずに星周ダストを抜けてきた光子の個数をそれぞれ $n_1(B)$、$n_1(V)$ とすると、定常光源での多重散乱を含めた実効的な R_V（$R_V^{\rm m}$）は、

$$R_V^{\rm m} = \frac{A_V}{E(B-V)} = \frac{\log(n_1(V)/n_0(V))}{\log(n_1(B)/n_0(B))-\log(n_1(V)/n_0(V))}$$

と書ける。

3 結果

様々な値の $r\kappa_{\rm ext}$,$r\omega$,$\omega(B)$ を持つダストを用いてモンテカルロ計算を行った。その結果を図 1 に示す。星周ダストの質量は、$0.2 < E(B-V) < 2.0$ となるように決めた。散乱角分布は等方散乱とした。図から $R_V^{\rm m}$ がダストの詳細 ($r\kappa_{\rm ext}$,$r\omega$) に大きく依存することがわかる。$r\kappa_{\rm ext}$ が大きく、$r\omega$ が小さい時、$R_V^{\rm m}$ が小さくなる。

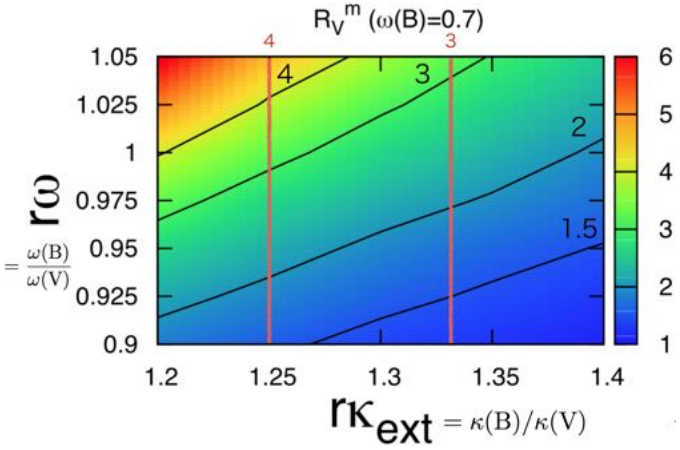


図 1: 星周ダストの場合の $r\kappa_{\rm ext}$ と $r\omega$ に対する $R_V^{\rm m}$ の値。$\omega(B)=0.7$

4 議論

この節では、ダストの種類やサイズと $R_V^{\rm m}$ の関係について議論する。ダストモデルとして Mathis et al. (1977) と Pei (1992) のモデルを使う。これらのモデルは、-3.5 乗のべきのサイズ分布を持つ astronomical silicate と graphite を混ぜ合わせ MW ダストや LMC ダストを再現するようなモデルである。最大サイズが 0.25 μ m であり、最小サイズは 0.005 μm である。

図 2 に、silicate と graphite の質量比を変えたダストの $r\kappa_{\rm ext}$ と $r\omega$ の値を示す。またサイズ分布のべきを変えたダストの点もプロットしてある。ダストのサイズ分布が急（相対的に小さいダストが多い）なダストや silicate が多いダストでは $R_V^{\rm m}$ は小さくなる。

また、他のパラメータを固定し、ダストの最大サイズだけを変化させたダストの $r\kappa_{\rm ext}$ と $r\omega$ の値を計

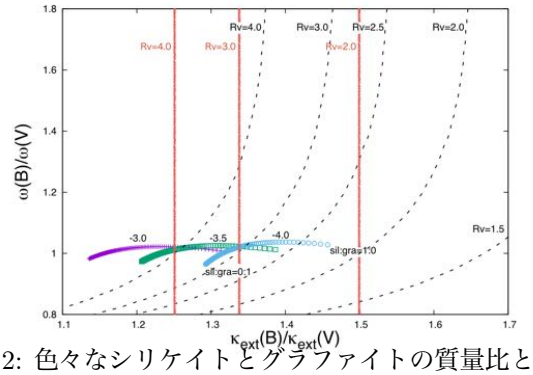


図 2: 色々なシリケイトとグラファイトの質量比とサイズ分布のべきを持つダストモデルでの $r\kappa_{\rm ext}$ と $r\omega$ の値。紫色の十字、緑色の四角、水色の丸がそれぞれサイズ分布のべきが -3.0、-3.5、-4.0 に対応している。べきの値を固定すると、シリケイトダストを増やすと $r\kappa_{\rm ext}$ がより大きくなる。破線は多重散乱を考慮した時の R_V の値 ($\omega(B) = 0.6$) である。また赤線は多重散乱を考慮しない場合の R_V の値を示す。

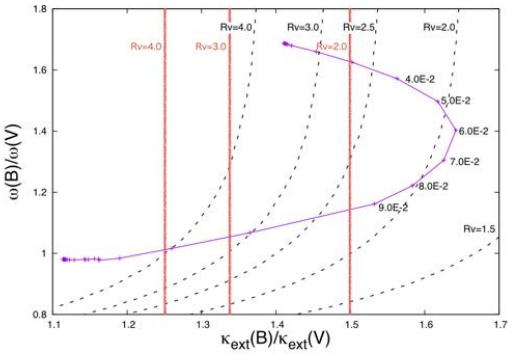


図 3: 様々な最大サイズを持つダストモデルでの $r\kappa_{\rm ext}$ と $r\omega$ の値。ダストの他のパラメータを Mathis et al. (1977) の MW モデルの値に固定し、最大サイズだけを $5.0 \times 10^{-3}\mu$m から $1.0 \times 10^{1}\mu$m まで変化させた。破線と赤線は図 2 と同じである。

算した (図 3)。$R_V^{\rm m}$ は最大サイズが $\sim 7.0 \times 10^{-2}\mu$m で最小をとる。同様の計算を最小サイズについても行ったが、$R_V^{\rm m}$ はほとんど変化しなかった。次に、graphite の一部を 10 Å の PAH(Polycyclic Aromatic Hydrocarbon) にして様々な silicate 質量での $r\kappa_{\rm ext}$ と $r\omega$ の値を図 4 に示す。PAH の光学特性は Li & Draine (2001) の値を用いた。PAH を加えた場合も、$R_V^{\rm m}$ を小さく (< 2) できることが分かる。

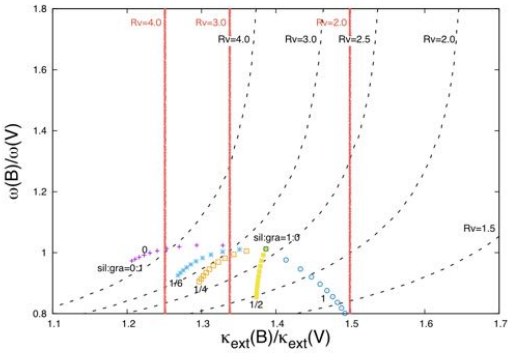


図 4: PAH を含めた様々なシリケイトとグラファイトの質量比を持つダストモデルでの $r\kappa_{\rm ext}$ と $r\omega$ の値。PAH の量は質量比でグラファイトの 1/6(水色アスタリスク)、1/4(オレンジ四角)、1/2(黄色四角)、同量 (青丸) のモデルで計算した。紫のクロスは PAH を含まないモデルである。破線と赤線は図 2 と同じである。

5 結論

様々なダストを用いて定常光源の星周ダスト内での輻射輸送計算を行うことにより、減光における多重散乱の効果を網羅的に調べた。その結果星周ダストによる多重散乱を用いて Ia 型超新星の特異な減光を説明する為には、サイズの小さなダスト、シリケイトリッチなダスト、PAH を含むようなダストが必要であることがわかった。さらに MW や LMC のような一般的なダスト (single scattering の場合に $R_V \sim 3$) に限れば、PAH を含んでいることが必要になる。逆に言えば、PAH を含む一般的なダストが少しでも Ia 型超新星の周りに普遍的に存在していれば、特異な減光を星周ダストによる多重散乱で説明できることになる。また、実際は Ia 型超新星は時間進化しており、その時間進化がこの多重散乱の効果にどの程度寄与するのか定量的に考察する必要がある。

Acknowledgement

Data analysis were carried out on PC cluster at Center for Computational Astrophysics, National Astronomical Observatory of Japan.

Reference

Chandrasekhar, S. 1960, New York: Dover, 1960,

Goobar, A. 2008, ApJl, 686, L103

Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, ApJ, 217, 425

Nagao, T., Maeda, K., & Nozawa, T. 2016, ApJ, 823, 104

Nobili, S., & Goobar, A. 2008, A&A, 487, 19

Nordin, J., Goobar, A., Jonsson, J. 2008, JCAP, 2, 008

Pei, Y. C. 1992, ApJ, 395, 130

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

Wang, L. 2005, ApJl, 635, L33

目次へ

a13

IIb型超新星爆発の親星の多様性の起源

京都大学
M1 大内竜馬

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

IIb 型超新星の親星の多様性の起源

大内　竜馬 京都大学大学院理学研究科

Abstract

超新星爆発は大質量星や白色矮星が進化の最期に起こす爆発現象であり、未だ解明されていないことも多い。特に爆発前の星 (親星) の姿は爆発が起こった後には直接観測することができないため、不明な点が多い。超新星はスペクトルや光度曲線に応じて、観測的にいくつかのタイプに分類されている。IIb 型超新星は、爆発直後には水素の吸収線が見えるが、徐々に水素の吸収線が弱くなりヘリウムの吸収線が卓越するスペクトル進化を示すタイプの超新星である。IIb 型超新星を起こす親星は少量の水素外層 (¡ 1M) を持つ大質量星と考えられているが、このような親星に至る恒星進化シナリオに関しては決着がついていない。単独大質量星が強い恒星風によって水素外層の大半を放出する単独星進化と、連星系をなす星が伴星へ水素外層の大半を輸送する連星進化の 2 つが考えられている。近年では様々な状況証拠から連星系のシナリオがより支持されつつある。IIb 型超新星の爆発直前の親星は候補を含めこれまでに 4 例が観測されている。それらの親星は HR 図上で青色超巨星から黄色超巨星に至るまで多様性を示すことが知られている。しかしその多様性の起源はまだ分かっていない。そこで本研究では、連星進化の立場からその多様性を説明できるか、またできた場合どのような要因が多様性を生み出しているかを調べた。連星系の進化計算には MESA を用い、ゼロ歳主系列星から主星の爆発直前に至るまでの両方の星の内部構造や光度などの時間進化を、質量輸送も考慮して同時に計算した。本発表では得られた結果を発表する。

1　導入

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。我々が本研究で焦点を当てたのは IIb 型と呼ばれる超新星であり、それは初期のスペクトルには水素線が見られるが次第にそれが弱まり、代わりにヘリウム線が卓越するようなスペクトル進化を示すことで特徴付けられる (Flippenko 1997)。その名前は、スペクトルが II 型と Ib 型の遷移型に対応することに因んでいる。

これら各タイプ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を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 型の親星が生じ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。これらの内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より支持されつつある。その理由としては、1. いくつかの IIb 型超新星に伴星が観測されているから。2. 初期の光度曲線から推定される親星のヘリウムコアの質量が、単独星シナリオでは説明できないことが多いためなどが挙げられる。

さて、IIb 型超新星に関してはこれまでに 1993J、2008ax、2011dh、2013df の 4 つの親星が観測されている (ただし、2013df は候補)。これらの観測的性質をまとめたのが表 1 である (Folatelli et al.2015、Maund et al.2004、Maund et al.2011、Van Dyk et

al.2014)。表 1 を見て注目すべきはそれらの示す多様性である。これら親星は HR 図上で青色超巨星から黄色超巨星に至るまでの多様性を示し、半径も数十 $R_\odot$ から数百 $R_\odot$ にわたっていることが分かる。

これらの IIb 型超新星の親星が HR 図上で示す多様性がどういった要因によって生み出されているのかを明らかにした先行研究はこれまでのところ存在していない。そこで本研究ではとりわけ外層を剥がす機構として連星シナリオを考え、そもそもどのようなパラメータ範囲を持つ連星系をなす星が IIb 型超新星を起こすか、また多様性が連星系シナリオのもとで説明できるかなどを調べることを目的にした。

表 1: これまでに観測されている IIb 型超新星の親星 4 つの光度と有効温度

超新星の名前	$logT_{eff}$	lgL
1993J	3.63 ± 0.05	5.1 ± 0.3
2008ax	3.9〜4.3	4.4〜5.25
2011df	3.76〜3.80	4.92 ± 0.20
2013df	3.62〜3.64	4.94 ± 0.06

2 計算の手法

星の進化計算には MESA(Modules for Experiments in Stellar Astrophysics) コードを用いて (詳しくは Paxton et al. 2011, 2013,2015)、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。また今回の計算では対流に伴うオーバーシューティングや星の自転は考慮しなかった。

対流は Henyey et al.(1965) の混合距離理論に従い、混合距離を $1.5 \times H_P$ として計算した (H_P はスケールハイト)。半対流は Langer et al.(1983) 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 $\alpha_{sc} = 1$ とした。また、サーモハラインの計算は Kippenhahn et al.(1980) に従いその効率を定める係数を 1 とした。

各星の恒星風にはその光球温度に応じて 2 種のものを用い、光球における温度が $1.0 \times 10^4 K$ より高い時は Kudritzki(1989) によるものを、低い時は de Jager et al.(1988) に従って計算した。また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 Ritter のスキーム (Rittter 1988) を用いた。ただし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、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、主星のそれと伴星のそれとの平均の値であると仮定した。

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) がネオン燃焼を開始したときに終了した。この段階から爆発にいたるまでの時間は十分短いのでここから爆発に至るまで、主星の HR 図上での位置はほとんど変化しないと考えられる。またこれらのモデルのうち、最終的な水素外層の質量が $0.01〜0.5 M_\odot$ 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考えられる。また 2 星が同時にロッシュローブを満たしたとき、あるいは質量輸送が主星の力学的な時間スケールで起こったときには計算を終了した。なぜなら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が、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ためである。

動かしたパラメータは 3 つ、すなわち 2 星の初期質量比、初期公転周期と質量輸送効率である。ここに質量輸送効率 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る。主星の質量に関しては $16 M_\odot$ で固定した。これは、星の最終的な光度は主にゼロ歳主系列星時の質量で決まると考えられるので、最終的な光度が観測されている IIb 型超新星の親星のそれと大体一致するように選んだものである。またこの主星質量に対して質量比 $q = M_2/M_1$ は 0.8,0.9,0.95 の範囲を考えた。また連星系の初期公転周期は 5〜1250 日の範囲で動かした。

3 Results

まず質量降着率効率 f が 1 の場合と 0.1 の場合のそれぞれのモデルにおいて、共通外層を形成するか

どうかを示したものが図 1 と図 2 である。十字マークはそのモデルが共通外層を形成して計算を終了したことを表し、×マークのモデルは共通外層を形成することなくネオン燃焼まで計算が進んだことを表す。また図 2 の×と＋が合わさったマークはそのモデルの計算途中で解が収束しなかったため、それ以上計算が進まなくなったことを表す。

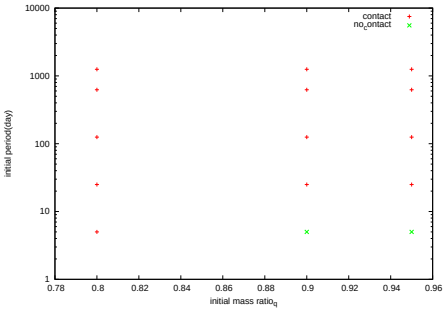


図 1: 質量輸送効率が 1 の場合の共通外層を形成するパラメータ領域

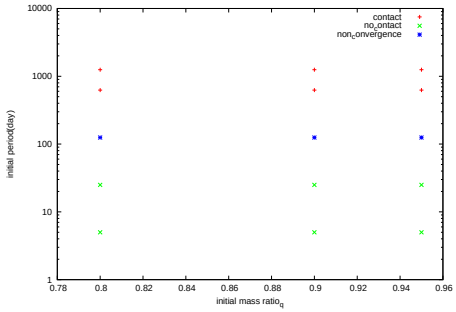


図 2: 質量輸送効率が 0.1 の場合の共通外層を形成するパラメータ領域

これより、f=1 の場合では考えたほとんど全てのパラメータ領域で共通外層を形成することが分かる。一方質量輸送効率を 0.1 としたモデル群では共通外層を形成するモデル数は減少し、さらに比較的初期周期が大きいものが共通外層を形成しやすい傾向が見て取れる。

これらの結果は次のように解釈される。まず、初期公転周期が大きいほど初期の主星のロッシュローブ半径は大きいため、主星はより進化の後半において、すなわち主星が十分に膨張してはじめて質量輸送を開始することになる。

初期公転周期が比較的短い系 ($\lesssim$ 350 日) では星がヘルツシュプルングギャップを横切って膨張している時に、すなわち外層が放射平衡の状態にあるときにロッシュローブ半径を満たして質量輸送を開始する。ゆえにこのときの質量輸送はおおよそ主星の熱的時間スケールで進行する。これによる伴星への質量降着の時間スケールと伴星の熱的時間スケールを比較し、後者が前者に比して遅い場合、伴星は降着する質量に対応しきれずに伴星の半径が膨れて、伴星もロッシュローブ半径を超えることになり、やがて共通外層を形成すると考えられる。

他方、比較的初期公転周期の長い系では、主星がヘルツシュプルングギャップを横切り終えて対流外層を持ったのちにはじめてロッシュローブ半径を満たして質量輸送を開始することになる。この場合質量輸送は極めて短い主星の力学的な時間スケールで起こり、伴星はこれに熱的に対応しきれずに膨張して共通外層を形成するであろう。

したがって質量輸送効率の値を小さくすることで、で熱的時間スケールで起こる輸送に関しては伴星も対応できるようになりうるが、輸送が力学的時間スケールで起こるようなパラメータ領域 ($\gtrsim$ 350 日) では少し効率を下げた程度では共通外層の形成を避けられないということである。

さてすでに述べたように MESA を用いて共通外層期を計算することは不可能であるため、以下では共通外層を形成しなかった 8 つのモデルについてのみを考える。これらのモデルの各種物理量をまとめたものが表 2 である。

これらのモデルの最終的な水素外層の質量に着目するとそれらは全て、2 節で述べた IIb 型の条件を満たしているため、これらの 8 つのモデルは全て IIb 型の超新星爆発を起こすと考えられる。

4 結論

表 1、表 2 を見て分かるように、これらの 8 モデルだけでは観測されている IIb 型超新星の親星の多様性を再現することは不可能である。これより本研究の結論として次のことが言える。

1. 今回考えたパラメータ範囲の連星系のうち、かなりのものが共通外層を形成すると考えられる。

2. 共通外層を形成しないであろうモデル群のみでは、観測されている IIb 型超新星の親星の多様性は再現できない。

3. 観測されている親星の多様性を連星シナリオで説明できるかどうかを調べるには、共通外層期についての何らかの計算や見積もりをすることが必須である。

5 今後の展望

今後の展望は以下のようである。

1. より広範なパラメータ範囲を調べる。

2. 共通外層を形成するモデルについて、共通外層期においてどのような進化をするかまたその後どのような星が残るかなどを大まかに見積もる。

3. 伴星がロッシュローブ半径を超えないように質量降着を制限した場合 (すなわち伴星への質量降着の時間スケール $\gtrsim$ 伴星の熱的時間スケールとなるように質量輸送効率を十分小さくした場合) に、どういう結果が得られるかを見る。

Reference

Filippenko, A.V.1997, ARA&A, 35, 309

Folatelli, G., Bersten, M.C., Kuncarayakti, H.et al.2015, AJ, 811, 147

Maund J.R., Smartt S.J., Kudritzki R.P., Podsiadlowski P., Gilmore G.F., 2004, Nat, 427, 129

Maund,J.R., Fraser, M.,Ergon, M.,et al.2011, ApJL, 739, L37

Van Dyk,S.D., Zheng, W.,Fox, O.D.,et al.2014, AJ, 147, 37

Paxton B., Bildsten L., Dotter A., Herwig F.,et al.2011, ApJS, 192, 3

Paxton, B., Cantiello, M., Arras, P., et al.2013, ApJS, 208, 4

Paxton,B., Marchant, P., Schwab,J., et al.2015, ApJS, 220,15

Henyey,L.G., Vardya,M.S., &Bodenheimer, P.1965, ApJ, 142,841

Langer,N., Fricke, K.J., &Sugimoto, D.1983, A&A, 126, 207

Kippenhahn, R.,Ruschenplatt, G., &Thomas, H.-C.1980, A&A, 91, 175

R.P.Kudritzki, A.Pauldrach, J.Puls, D.C.Abott, 1989, A&A, 219, 205-218

C.de Jager, H.Nieuwenhuijzen, K.A.van fer Hucht, 1987, 72, 259-289

Ritter, H.1988, A&A, 202, 93

表 2: 共通外層を形成しないモデル群の爆発前の各物理量

初期質量比	初期公転周期 (日)	質量輸送降着率	水素外層質量 ($M_\odot$)	logT_{eff}	logL	半径 ($R_\odot$)
0.90	5	1	0.120	4.12	4.77	47.2
0.95	5	1	0.119	4.11	4.78	49.4
0.80	5	0.1	0.0949	4.20	4.77	32.1
0.80	25	0.1	0.146	4.01	4.77	79.2
0.90	5	0.1	0.0978	4.19	4.77	34.1
0.90	25	0.1	0.147	3.97	4.78	95.9
0.95	5	0.1	0.0994	4.18	4.77	34.9
0.95	25	0.1	0.149	3.96	4.78	9.87

目次へ

a14

ブラックホール中性子星連星合体からの Kilonova/Macronova

京都大学
D3 川口恭平

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

ブラックホール中性子星連星合体からの Kilonova/Macronova

川口　恭平 (京都大学　基礎物理学研究所)

Abstract

ブラックホール中性子星連星合体は有望な重力波源として地上重力波干渉計のメインターゲットのひとつとされており、今後数年以内にはその重力波が検出されると期待されている。ブラックホール中性子星連星合体の電磁波対応天体として注目されているものに Kilonova/Macronova という可視光から近赤外領域で明るく光る突発天体が理論的に考えられてきた。近年の数値相対論シミュレーションと輻射輸送シミュレーションにより、Kilonova/Macronova の光度曲線の理論的予測が行われ、その理解が進んでいる。一方、Kilonova/Macronova の光度曲線は放出される物質の形状、質量、速度分布を通して連星合体のパラメータ、連星の質量やスピン、中性子星の半径に依存するが、こうした連星合体のパラメータに対する Kilonova/Macronova までの一貫した系統的依存性についての理解は十分ではなかった。本研究では最新のブラックホール中性子星連星合体の数値相対論シミュレーションを元に、放出される物質の性質の連星合体のパラメータ依存性をフィティングモデルを構築し、これと先行研究の輻射輸送計算による光度曲線をよく再現する Kilonova/Macronova の光度曲線モデルと組み合わせることで、Kilonova/Macronova の光度曲線の連星合体のパラメータに対する系統的依存性を明らかにした。本講演ではこのモデルが与える Kilonova/Macronova 観測戦略への示唆や、Kilonova/Macronova 観測からのパラメータ制限可能性について議論する。

1　Introduction

ブラックホール中性子星連星合体は有望な重力波源として地上重力波干渉計のメインターゲットのひとつとされており、今後数年以内にはその重力波が検出されると期待されている。また、ブラックホール中性子星連星は中性子星を含む事から、多様な突発的電磁波対応天体の源となるとも考えられている。こうした電磁波対応天体は重力波検出をより確かなものとするとともに、その科学的成果を最大化ある上で重要な役割を果たす。ブラックホール中性子星連星合体の電磁波対応天体として注目されているものに Kilonova/Macronova という可視光から近赤外領域で明るく光る突発天体が理論的に考えられてきた。これは連星合体時に中性子過剰物質が放出され、その内部で合成される放射性重元素の崩壊熱によって光る現象である。Kilonova/Macronova は合体後数日から十数日の時間スケールで準等方的に光ると考えられ、連星合体の電磁波対応天体として観測的に有望視されている。　近年の数値相対論シミュレーション (e.g., Kyutoku, K.　2015;　Kawaguchi, K. et al.　2015) と輻射輸送シミュレーション (e.g., Tanaka, M. et al. 2014) により、Kilonova/Macronova の光度曲線の理論的予測が行われ、その理解が進んでいる。一方、Kilonova/Macronova の光度曲線は放出される物質の形状、質量、速度分布を通して連星合体のパラメータ、連星の質量やスピン、中性子星の半径に依存するが、こうした連星合体のパラメータに対する Kilonova/Macronova までの一貫した系統的依存性についての理解は十分ではなかった。そこで本研究では最新のブラックホール中性子星連星合体の数値相対論シミュレーションを元に、放出される物質の性質の連星合体のパラメータ依存性をフィティングモデルを構築した。これと先行研究の輻射輸送計算による光度曲線をよく再現する Kilonova/Macronova の光度曲線モデルと組み合わせ、Kilonova/Macronova の光度曲線の連星合体のパラメータに対する系統的依存性を明らかにした。以下ページ数の都合上本研究の概要のみをまとめる。式の構成や導出については Kawaguchi, K. et al.　(2016) を参考願いたい。また、c は光速、G は万有引力定数である。また等級はすべて AB 等級である。

2 Ejecta Fitting Model

Kilonova/Macronova の光度曲線はブラックホール中性子星連星が合体するときに放出される物質の質量や速度に依存する事が知られている。また、これらの放出物質 (Ejecta) の性質は合体するブラックホールや中性子星の質量、スピン、中性子星の状態方程式などの連星パラメータに依存する。そこで本研究ではまず連星パラメータと Ejecta の質量と速度を最新のブラックホール中性子星連星合体の数値相対論シミュレーション (Kyutoku, K. 2015; Kawaguchi, K. et al. 2015) の結果を元に定量的に関係付けた。具体的には、ブラックホールの ADM 質量 $M_{\rm BH}$ とそのスピン $S_{\rm BH}$ とその傾き $i_{\rm tilt}$、中性子星の ADM 質量 $M_{\rm NS}$ とバリオン質量 $M_{\rm NS,*}$ およびにその半径 $R_{\rm NS}$ の関数として、Ejecta の質量 $M_{\rm ej}$ と平均速度 $v_{\rm ave}$ を与えるフィッティング式を与えた。

本研究で得られたフィッティング式は質量比 $Q = M_{\rm BH}/M_{\rm NS} = 3$–$7$、スピンパラメータ $\chi_{\rm eff} = cS_{\rm BH}/GM_{\rm BH}^2{\rm cos}i_{\rm tilt} = 0$–$0.75$、中性子星のコンパクトネス $\mathcal{C} = GM_{\rm NS}/c^2R_{\rm NS} = 0.138$–$0.180$ の範囲のシミュレーション結果を、質量について 20–40% の誤差で、速度について 10% の誤差で再現できた。

3 Kilonova/Macronova Lightcurve Model

Ejecta の質量 $M_{\rm ej}$ と平均速度 $v_{\rm ave}$ をパラメータとする Kilonova/Macronova の光度曲線の現象論的なモデルを、輻射輸送シミュレーション (Tanaka, M. et al. 2014) によって得られた結果と比較しながら導出した。特に、ブラックホール中性子星連星合体からの Ejecta は非等方的に放出されるというシミュレーション結果を考慮して、その形状の効果を取り入れている。　　輻射輸送の拡散近似と不透明度の灰色近似をもとで、以下のような bolometric Luminosity のモデルを導出した。

$$L(t) = (1+\theta_{\rm ej})\,\epsilon_{\rm th}\dot{\epsilon}_0 M_{\rm ej} \times \begin{cases} \dfrac{t}{t_{\rm c}}\left(\dfrac{t}{\rm day}\right)^{-\alpha} & t \le t_{\rm c}, \\ \left(\dfrac{t}{\rm day}\right)^{-\alpha} & t > t_{\rm c}. \end{cases} \quad (1)$$

ここで $\theta_{\rm ej}$ は Ejecta の厚み、$\dot{\epsilon}_0 = 1.58 \times 10^{10}{\rm erg\,g^{-1}\ s^{-1}}$ は放射性元素崩壊に伴う加熱率,$\alpha = 1.2$ は加熱率の時間発展を特徴付けるベキで $\epsilon_{\rm th} \approx 0.5$ は崩壊エネルギーの熱光子への変換効率を表す。$t_{\rm c}$ は Ejecta 中の光子の拡散の時間スケールである。この現象論的な blometric luminosity のモデルは輻射輸送シミュレーション (Tanaka, M. et al. 2014) を 40% 以内で再現できた。　　この結果を元にさらに各 band での等級の時間変化をモデル化を行った。輻射輸送シミュレーション (Tanaka, M. et al. 2014) の結果を解析したところ、以下で定義される Bolometric correction ($X = u, g, r, i, z, J, H, K$ band)

$$\Delta M_X(t) := M_{\rm bol}\left(L(t)\right) - M_X(t), \quad (2)$$

が $t' = t/M_{\rm ej}^{1/n}$, $n \approx 3.2$–4.4 という時間のリスケーリングに対してに相似則を近似的に示すことが分かった。すなわちこれは、ある $M_{\rm ej}$ についての Bolometric correction の時間発展が分かれば、この性質を用いて他の $M_{\rm ej}$ の Kilonova/Macronova の Bolometric correction の発展が得られることを意味している。本研究ではこれをもとに半解析的なモデル化を行い、各 band での等級の時間発展を与えるモデルを構築した。

4 Results

Ejecta Fitting Model と Kilonova/Macronova Lightcurve Model を組み合わせる事で、与えられたブラックホール中性子星連星合体の連星パラメータからそれに付随する Kilonova/Macronova の光度曲線を予測するモデルが得られる。

図.1 は本研究で得られたモデルによる光度曲線と、輻射輸送シミュレーション Kawaguchi, K. et al. (2016) で得られた光度曲線の比較である。この他の連星パラメータの結果についても、すべての band

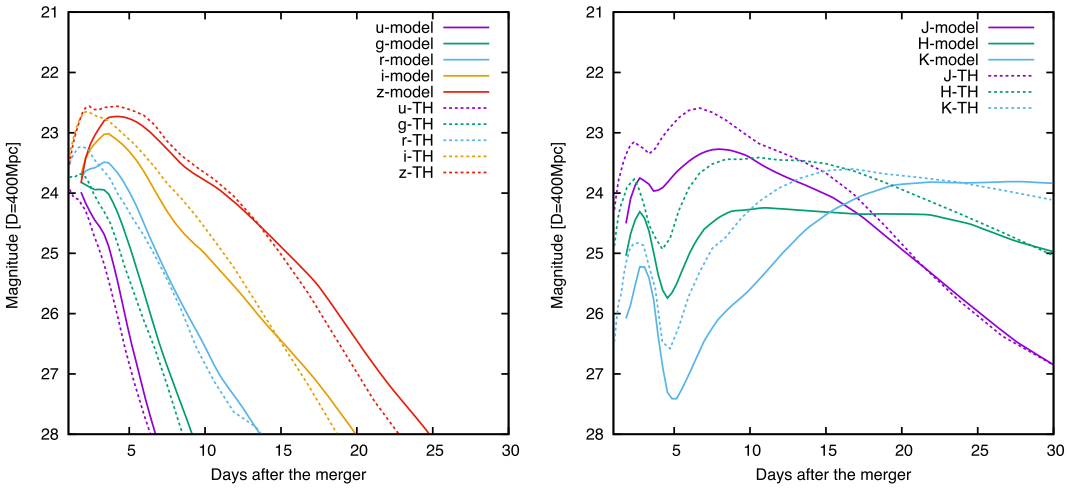


図 1: 本研究で得られたモデルと輻射輸送シミュレーション Kawaguchi, K. et al. (2016) の比較

フィルターついて ∼ 1 mag ほどの誤差で結果を再現できた。

本研究で得られたモデルは今後の Kilonova/Macronova の観測戦略に対する指針を与える（詳細については Kawaguchi, K. et al. (2016) 参考）。また、それだけでなく、Kilonova/Macronova が発見されたときに、その光度曲線から元となった連星合体の連星パラメータを制限する上でも有用である。

図.2 はその例として Kilonova/Macronova の候補天体のひとつである GRB130603B に付随する突発天体に関して、本モデルと比較を行ったものである。各プロットは違う中性子星の状態方程式を用いた場合で、APR4<ALF2<H4<MS1 の順に中性子星の半径が大きくなる。GRB130603B に付随する増光と 1 等級（2 等級）で consistent な領域を青（薄青）で示している。この図から GRB130603B の増光がブラックホール中性子星連星合体に伴う Kilonova/Macronova であったならば、中性子星の半径は比較的大きなものが好まれる事がわかる。このように本研究で得られたモデルは Kilonova/Macronova の光度曲線から連星合体の連星パラメータに関する情報を与える。

5 Discussion

本研究で得られたモデルはいくつかの誤差要因を含んでいる。今回モデルを構築するベースとして用いた輻射輸送シミュレーションは限られた連星パラメータの場合のみについての結果しか存在しない。そのため、輻射輸送シミュレーションで調べられている連星パラメータから大きく外れたパラメータ領域についての本モデルの有効性は定かではない。また、本現象論的モデルと輻射輸送シミュレーションで用いられている不透明度や加熱率の不定性に起因する

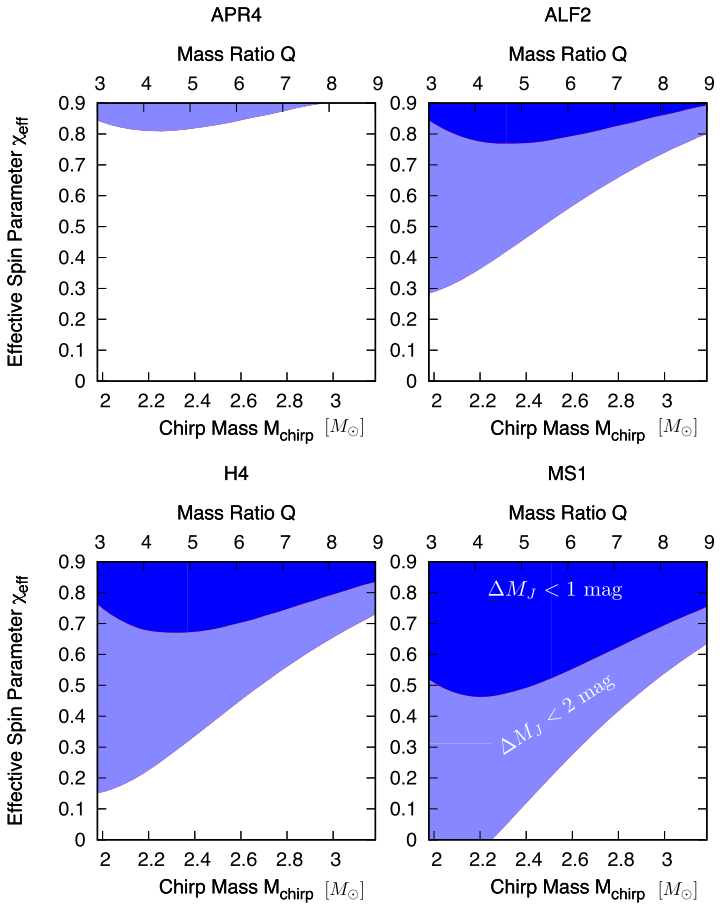


図 2: GRB130603B と consistent な連星パラメータの領域

誤差も無視できない。これらを鑑見るに本モデルは最低限 2 等級程度の誤差があってしかるべきと考えられる。

また、ブラックホール中性子星連星合体の際には、今回取り扱った中性子星の潮汐破壊に伴う物質放出の他、合体後形成されるブラックホール降着円盤由来の放出物質の寄与があると考えられる。したがって本研究で得られた光度曲線は光度曲線の下限として捉えられるべきで、こうした別成分の電磁波放射の重ね合わせにより実際にはより明るい電磁波対応天体が見える可能性がある事に留意する必要がある。こうした追加成分の電磁波放射に関するモデル化が今後の課題である。

Reference

Kawaguchi, K., Kyutoku, K., Shibata, M., & Tanaka, M., 2016, ApJ

Tanaka, M., Hotokezaka, K., Kyutoku, K., et al. 2014, ApJ

Kyutoku, K., Ioka, K., Okawa, H., Shibata, M., & Taniguchi, K. 2015, PhRvD

Kawaguchi, K., Kyutoku, K., Nakano, H., et al. 2015, PhRvD

目次へ

a15

連星中性子星合体におけるshort GRBのニュートリノ駆動モデルの検証

京都大学
D3 藤林翔

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

連星中性子星合体における short GRB のニュートリノ駆動モデルの検証

藤林 翔 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

継続時間の短いガンマ線バースト (short GRB) の母天体が何か、そして相対論的ジェットの駆動メカニズムが何かは未だ確立していない問題である。我々は、連星中性子星の合体後に形成される、大質量中性子星と降着円盤から成る系でのニュートリノの対消滅によるジェット駆動メカニズムの検証を、連星中性子星合体の数値相対論シミュレーション結果を初期条件とした、数値相対論軸対称シミュレーションによる現実的なセットアップの基で、ニュートリノの対消滅による加熱率を評価することで行った。本講演ではその概要について説明する。

1 Introduction

ガンマ線バースト (GRB) とは、その名の通りガンマ線の帯域で光子が突発的にバースト的に到来する現象である。等方放射を仮定したガンマ線の光度は 10^{51}erg s^{-1} にも上り、正に宇宙最大の爆発現象といえる。GRB はその継続時間の短長で二種族に分類できるとされている。そのうち継続時間の長い種族の GRB（long GRB と呼ばれる）については、Ib/c 型超新星に付随するものが存在することから、少なくとも long GRB の一部は、質量の大きな星の重力崩壊が関わっている事が分かっている。しかし、継続時間が短い種族の GRB（short GRB と呼ばれる）については母天体が知られていない。

また、GRB は高エネルギーかつ激しく変動する非熱的な光子の放射である。これは、相対的に加速された物質から放射が出ていることを示唆する。また、GRB の残光の観測から、GRB は細く絞られたジェット状の爆発であることも示唆される。しかし、そのような相対的ジェットを放出する機構 (中心エンジン) も未だ理論的に解明されていない。

中性子星を含むようなコンパクト連星（中性子星–中性子星または中性子星–ブラックホールから成る連星）の合体は、図 1 のようなコンパクト天体ー降着円盤系を通して効率よく重力エネルギーを解放出来る可能性があることから、short GRB の母天体として有力であるが、未だ決定的な観測的証拠は無い。中心エンジンについては、ニュートリノと反ニュートリノの対消滅による加熱で相対論的ジェットを駆動するモデル（ニュートリノ対消滅モデル）が提唱されているが、これまでの研究では流体の配位が簡単なモデルや、一般相対論的効果を考慮していないコンパクト連星合体の結果が用いられており、現実的セットアップの下での GRB のニュートリノ対消滅モデルの理論的検証はなされていない。

過去の研究においては、連星中性子星の合体でのニュートリノ駆動の short GRB の検証は中心のコンパクト天体としてブラックホールを想定したものがほとんどであり、中心に中性子星が存在する場合は殆ど行われていない。また、一般相対論を考慮しながらの計算も過去に行われていない。我々は、連星中性子星合体の数値相対論シミュレーション結果を考慮した現実的な初期条件を用いることで、ニュートリノ対消滅モデルの検証を行った。

2 Methods

連星中性子星の合体の後に形成される、コンパクト天体–降着円盤系は軸対称が良い近似となる。そのため、系の長時間発展を追跡するために軸対称 2 次元計算を用いる。計算には数値相対論を用いて一般相対論を考慮した。また、ニュートリノの取り扱いについては Leakage 法を用いて冷却率を見積もり、またニュートリノについて光学的に薄い領域について

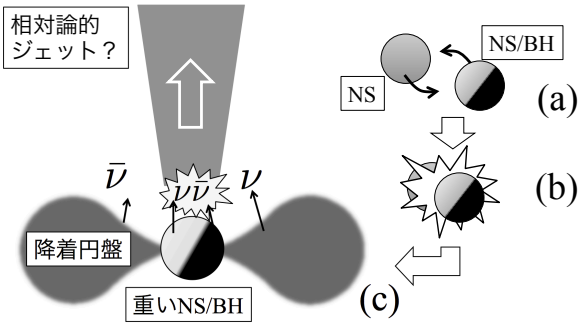


図 1: 中性子星が関与するコンパクト連星の合体の描像。(a) において連星は重力波を放出しながら公転のエネルギーと角運動量を失い徐々に近づいていき、遂には合体に至る (b)。その後は、コンパクト天体を中心とし、その周りを降着円盤が取り囲む系が形成される (c)。中性子星–ブラックホール連星の合体であれば中心となるものはブラックホールであるが、連星中性子星の場合には、核物質の状態方程式に寄っては重い中性子星が一時形成される場合がある。

はモーメントを用いた定式化を用いてニュートリノの輻射輸送を取り扱う (Sekiguchi 2010; Sekiguchi & Shibata 2011)。そうすることで、ニュートリノの対消滅を局所的に求めることが出来る。

2.1 Initial Condition

我々は初期条件として、数値相対論を用いて計算された、連星中性子星の合体計算 (Wanajo et al. 2014) を用いる。後 50 ミリ秒経ち、重い中性子星–降着円盤系の軸対称性が良くなった時刻に、系の重心の周りに全物理量を角度平均したものを用いた。核物質の状態方程式（EOS）については、DD2 パラメータを用いたもの (Banik et al. 2014) を用いた。

3 Results

現在は数値計算の解析中であるが、以下では連星中性子星合体の大まかな描像と、初期条件における流体配位の解析において分かることを中心に述べる。

3.1 Evolution of Neutrino Luminosities and Emissivity Distribution

ニュートリノ光度の時間発展を示したのが図 2 である。これを見ると分かるように、電子ニュートリノと反電子ニュートリノの光度が非常に大きく、その他のフレーバーの光度はそれらに比べると小さいことがわかる。では、この大きなニュートリノ光度を

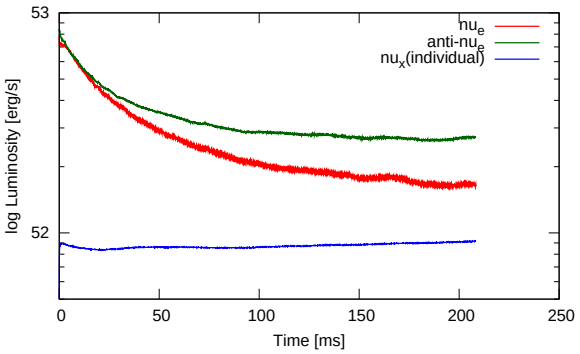


図 2: 電子ニュートリノ（赤線）、反電子ニュートリノ（緑線）、他のフレーバーのニュートリノ（青線）の光度。

供給している領域はどこであろうか。図 3 は、ニュートリノの emissivity を示している。ここから分かるように、電子型のニュートリノの emissivity は降着円盤の最も内側で最大となっている。これに対して、熱的な対生成課程のみで生成される他のフレーバーのニュートリノの emissivity は高密度・高温の中性子星表面で大きいことがわかる。この違いにより、電子型ニュートリノの光度は他のフレーバーのニュートリノのものにくらべて大きい。

3.2 Ray-tracing 法を用いた対消滅率

シミュレーションに用いたモーメント法によるニュートリノの輻射輸送計算は M1 クロージャーを用いて式を閉じている。そのため、ニュートリノのビーム同士のなす角度の情報が正しく取り扱えていない可能性があり、結果としてニュートリノの対消滅率による加熱率が正しく計算されていない可能性がある。我々は (Ruffert et al. 1997) に従って、初期条件の流体配位において Ray-tracing 法によりニュートリノ

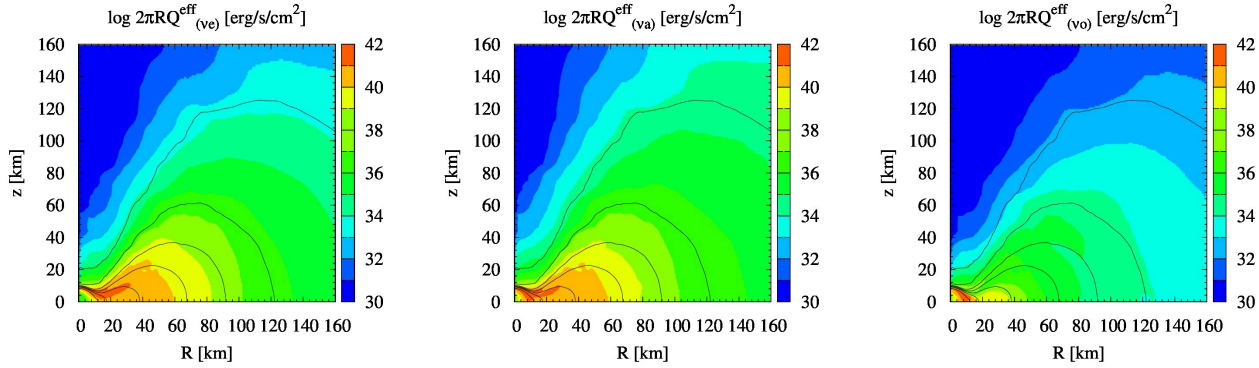


図 3: 各フレーバーのニュートリノの emissivity を x–z 面で描いたもの。ただし、流体配位は初期条件のものを用い、$2\pi R$ を掛けることで、各 R の体積の違いを考慮している。黒実線は、等密度線である（10^{14}-10^{8}g cm^{-3} まで、対数で等間隔になるようにしている）。

の対消滅による加熱率を計算した。図 4 は、z 軸上でのニュートリノ対消滅による加熱率を、z 座標の関数として描いたものである。同時に、ニュートリノ放出による冷却率も描いている。$z > 10$ km では、ニュートリノ対消滅による加熱率が冷却率を上回っているため、軸付近の低密度領域は基本的に加熱領域となっている。また、$z \sim 30$ km 付近で 10^{32}erg s^{-1}cm^{-3} 程度の加熱率が有ることがわかる。大雑把な見積もりでは、この領域での全加熱率はこれに体積 V を掛けることで得られ、

$$Q^{\rm tot}_{\nu\bar{\nu}} \sim q_{\nu\bar{\nu}} V \sim 10^{50}{\rm erg\ s^{-1}} \left(\frac{q_{\nu\bar{\nu}}}{10^{32}{\rm erg\ s^{-1}cm^{-3}}}\right)\left(\frac{V}{10^{18}{\rm cm^3}}\right) \quad (1)$$

と見積もれる。これは、short GRB にに必要とされる光度（ジェットの開き角を 10 度として 10^{48}–10^{50}erg s^{-1}）を説明できる。

ニュートリノの源としては中性子星と円盤の 2 成分に分けられる。対消滅加熱に寄与する成分はどちらであろうか。図 4 の点線、ダッシュ線、ダッシュ点線はそれぞれ、円盤からのニュートリノのみ、中性子星からのニュートリノのみ、一方は円盤から、他方は中性子星からのニュートリノのみで計算された対消滅率である。これを見て分かるように、対消滅加熱には円盤からのニュートリノの寄与が最も大きい。これは、そもそもニュートリノの放射の殆どを円盤が担っていることと、ニュートリノの放射領域が広がることで大角度での衝突の割合が増えることが原因だと考えられる。

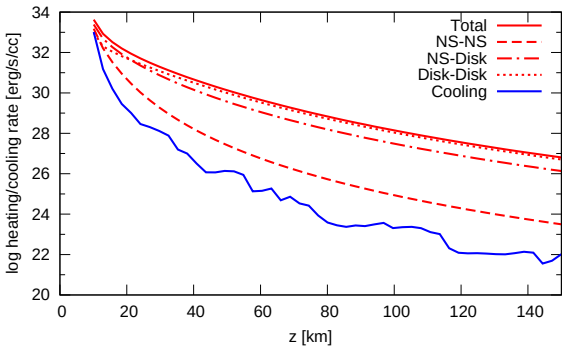


図 4: 初期条件での流体配位におけるニュートリノの対消滅による加熱率（赤実線）と、ニュートリノ放出による冷却率（青実線）。加熱率の内訳（中性子星–中性子星、中性子星–円盤、円盤–円盤）をそれぞれダッシュ線、ダッシュ点線、点線で描いている。

4 Discussion

では、これまで広く調べられてきたブラックホール–円盤系とこの系はどのように違うのであろうか。最も大きな違いはもちろん中心に中性子星が存在するか否かである。もし、中心がブラックホールであれば、最内安定円軌道の半径は（$2.6M_\odot$ のブラックホールで）20 km 程度となるため、最もニュートリノの放射及び対消滅加熱への寄与が大きい領域である、円盤の最内部が存在しない。よって、ニュートリノ

の光度と対消滅加熱率は大幅に落ちると考えられる。よって、中心に重い中性子星が残る場合に、ニュートリノの対消滅加熱によって short GRB を説明出来るだけのエネルギーが供給できると考えられる。

今回の計算においては、粘性としては数値的なものが存在するのみである。近年、数値相対論の枠組みで粘性を取り入れる手法が開発されている。降着円盤の長時間発展は、粘性による角運動量輸送が重要な役割を果すため、今後はこの手法を取り入れて粘性を考慮した降着円盤の発展を追うことが必要である。

軸対称 2 次元の計算に於いては、初期条件で非軸対称性を完全になくしてしまうために、3 次元的効果を逃している可能性がある。よって、今後は 3 次元計算にニュートリノの対消滅加熱の効果を取り入れてニュートリノ対消滅シナリオの検証を行うことが必要となる。また、今回は特定の EOS のみでの計算のみを行ったが、核物質の EOS には大きな不定性が存在するため、他の EOS を採用した場合にどうなるのかを検証していきたい。

5 Conclusion

我々は、数値相対論によって一般相対論を考慮した連星中性子星合体の数値計算を初期条件として、重い中性子星–降着円盤系の時間発展を、ニュートリノの輻射輸送を考慮しながら追うことで、ニュートリノ対消滅加熱によって short GRB を説明できるかを考察した。その結果、今回用いた DD2 EOS の場合は、円盤からのニュートリノの放射によって short GRB のエネルギーを説明できるだけの対消滅加熱が起こることが分かった。

Acknowledgement

本講演の数値データは、理化学研究所 AICS の京コンピューター、国立天文台 CfCA の XC30、京都大学基礎物理学研究所の XC40 を用いて計算されました。

Reference

S. Banik, M. Hempel, & D. Bandyophadyay 2014, Astrophys. J.Suppl. Ser. 214, 22.

S. Wanajo, Y. Sekiguchi, N. Nishimura, K. Kiuchi, K. Kyutoku, & M. Shibata 2014, Astrophys. J. 789, L39.

M. Ruffert, H.-Th. Janka, K. Takahashi, & G. Schfer 1997, A & A 319, 122.

Y. Sekiguchi 2010, Prog. Theor. Phys. 124, 331.

Y. Sekiguchi & M. Shibata 2011, Astrophys. J. 737, 6

目次へ

a16

Suzaku/WAMデータアーカイブを用いたガンマ線バーストの系統的な解析

埼玉大学
M1 西山楽

Suzaku/WAM データアーカイブを用いたガンマ線バーストの系統的な解析

西山 楽 (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）は宇宙でガンマ線が突発的に大量放出される現象である。超新星爆発や相対論的天体の合体に付随する現象だと考えられているが、いまだに解明されていない部分も多い。X 線天文衛星「すざく」に搭載された広帯域全天モニタ（Wide-band All-sky Monitor: WAM）は 50-5000 keV の観測帯域をもち、全天のほぼ半分という広い視野と硬 X 線帯域で大きな有効面積があることを利用して、GRB などの突発現象を検出することができる。しかしながら WAM には撮像機能がなく、これまでに天体の位置決定と硬 X 線の入射方向の位置決定、それを用いた正確なスペクトル解析が行われた GRB は、他衛星との同期観測によって方向が求められたものに限られ、全体の 15%にすぎなかった。未解析の GRB は 1000 あまりにもなる。そこで、藤沼（2016）は、Geant4 ツールキットを用いて衛星全体を再構成したマスモデルにモンテカルロシミュレーションを施し、入射角ごとの WAM の応答を調べ、実際の観測結果と比較することにより WAM 単独で GRB の位置決定をする方法を考案した。このシミュレーションによる到来方向の精度は、冷媒タンクがある方向を除けば方位角方向の差分の平均が約 7 ° である。これにより、他衛星との同期観測のない GRB の解析が可能となった。本研究では、WAM 単独で GRB の位置決定を行う手法を用いて実際に未解析の GRB のスペクトル解析を系統的におこなうために、位置決定誤差を様々なパラメータと比較し、その結果を報告する。

1　イントロダクション

ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst: GRB) は、ガンマ線が突発的に大量放出される宇宙最大規模の爆発現象であり、１日に１回程度の割合で宇宙遠方から等方的に発生している。GRB は継続時間によって分類することができ、2 秒未満を ShortGRB、それより長いものを LongGRB と呼ぶ。このうち long-GRB については、超大質量星が起こす超新星爆発を起源とすると考えられている。GRB は全天のどこで発生するか予想できないため、X 線やガンマ線光子に対し大きな有効面積を持ち、なおかつ広い視野を持つ検出器が観測に適している。X 線天文衛星「すざく」(Mitsuda et al. 2007) に搭載されている広帯域全天モニタ (Wide-band All-sky Monitor: WAM: (Yamaoka et al. 2009)) はそのうちのひとつである。WAM は硬 X 線検出器 (Hard X-ray Detector: HXD: (Takahashi et al. 2007)) を取り囲む反同時計数用シンチレーションカウンターであるが、50-5000 keV という広い観測帯域と約 2π str の広い視野、そして 100 keV の光子に対し 800cm^2 という大きな有効面積を持つという特徴を生かし、GRB や太陽フレアなどの突発現象を検出するのに有効である。WAM は HXD の周囲を囲む４面で構成されており、それぞれ WAM0,WAM1,WAM2,WAM3 と呼ばれる。模式図を図１に示す。WAM は単独で入射光子の到来方向を決定する機能を持たない。しかし、スペクトル解析をする際に必要な WAM の応答関数は光子の入射角度に大きく依存し、天体の位置情報が不可欠である。従って WAM 単独では観測された硬 X 線スペクトルを解析をすることはできず、今までに解析された GRB は Swift/BAT(Gehrels et al. 2004) や Fermi/GBM(Meegan et al. 2009) などの衛星によって同期観測され、それらによって位置決定されたものに限られ、その割合は検出された GRB らしきイベント全体の 1 割ほどであった。そこで、藤沼 (2016) は、４面で独立に計測される計数率を比較することで、WAM 単独で GRB の位置決定をする方法を考案

した (Fujinuma 2016)。

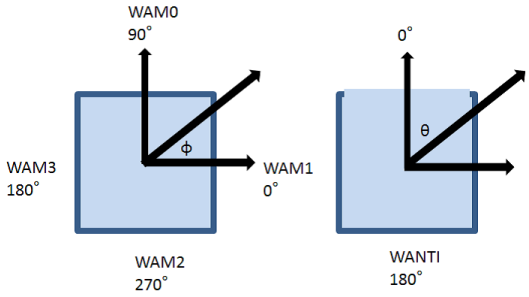


図 1: WAM の模式図。左:上から見た図。右:横から見た断面図。

2　位置決定方法

位置決定は、WAM 各面のカウント比を実測値とモンテカルロシミュレーションにより得られた値で比較することで行われる。しかし、WAM は衛星内部に搭載されているので、硬 X 線はすべて衛星構体と WAM 周辺の機器による吸収・散乱を受けている。そのためカウント比も到来方向によって複雑に変化するので正確なシミュレーションと比較することが不可欠である。そこで、まず衛星全体を構成するマスモデルを再構築し、モンテカルロシミュレーションを行うことで WAM と WANTI (HXD の主検出部である井戸型フォスィッチ検出器 WEL のアクティブシールド部) の入射角度ごとのエネルギー応答を詳細に調査する。光子を天球上の一点から衛星全体に向かって入射させる。これを全球について行うことで、入射角度ごとに各光子がどの面で検出されるか確率分布を調べ、角度応答のデータベースを構築する。図 2、図 3，図 4，図 5 は WAM の各面の入射角度に対する相対検出効率である。WAM0 の検出効率でスケールされている。図 6 は WANTI の相対検出効率である。　これらの図より検出効率の入射角度依存性が確認できる。ここで、HXD の上面を $\theta = 0°$、底面を $\theta = 180°$、WAM0、WAM1、WAM2、WAM3 の正面をそれぞれ $\phi = 90°$、$\phi = 0°$、$\phi = 270°$、$\Phi = 180°$ とする（図 1）。シミュレーションによって得られたカウント比と GRB の実測値が一致する入射角度をそ

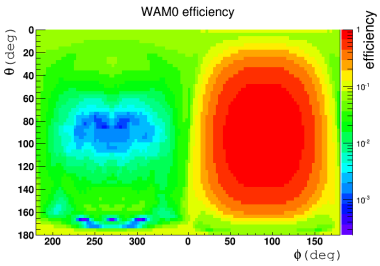


図 2: WAM0 の相対検出効率

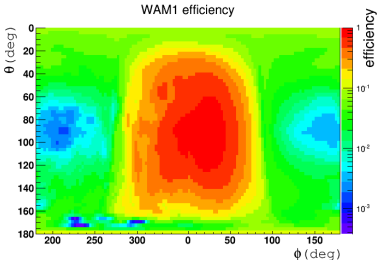


図 3: WAM1 の相対検出効率

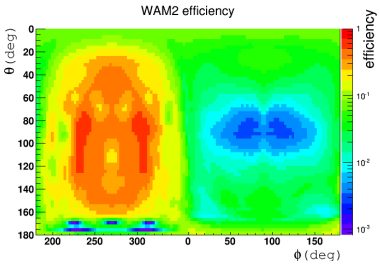


図 4: WAM2 の相対検出効率

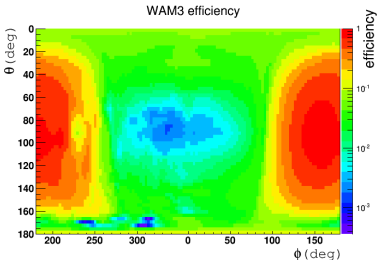


図 5: WAM3 の相対検出効率

の GRB の方向とし、χ^2 が最小となる角度 (θ, ϕ) を求めて評価する。χ^2 については、まず WAM の 1 番目に明るい面と 2 番目に明るい面のカウント比、WAM の 1 番明るい面と WANTI のカウント比について計

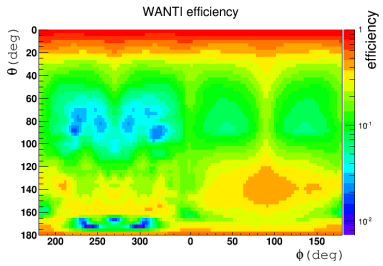


図 6: WANTI の相対検出効率

算する。χ^2 の計算は以下の式で表される。

$$\chi^2(\theta,\phi) = \left(\frac{\mathrm{ratio_{Obs}} - \mathrm{ratio_{Sim}}(\theta,\phi)}{\sigma_{\mathrm{Obs}}}\right)^2 \qquad (1)$$

ここで、$\mathrm{ratio_{Obs}}$ は実測値のカウント比、$\mathrm{ratio_{Sim}}(\theta,\phi)$ はシミュレーションの角度 (θ,ϕ) のカウント比、σ_{Obs} は実測カウント比の統計誤差である。そして、それぞれの $\chi^2(\theta,\phi)$ の和が最小となる角度をその GRB の位置とする。この方法において、GRB の推定位置を θ の正負 2 方向に絞り込むことができる。

3　位置決定精度の評価

この方法を用いて藤沼 (2016) は 2009 年から 2014 年の間に観測された 32 の GRB について位置決定を行い、精度を検証した。対象は The Gamma-ray Coodinates Network(GCN) に投稿された中で少なくとも WAM の 2 つの面で検出されていて、なおかつ他衛星によって位置決定されている GRB である。図 7 に推定値と他衛星によって位置決定された実際の値の差分の分布を示す。表 1 は推定した位置と実際

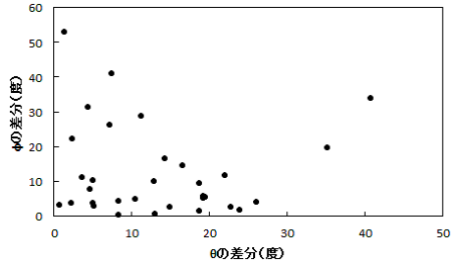


図 7: 他衛星決定位置との θ 方向と ϕ 方向の差分の分布

の位置の差分の平均である。仮に他衛星で決定され

表 1: 32GRB における推定値と実際の入射角の差分の平均。左は正解に近い角度、右は遠い角度を表す。

最も明るい面	θ の差分の平均	ϕ の差分の平均
WAM0(10GRB)	13.05°/68.36°	6.61°/6.92°
WAM1(8GRB)	16.00°/51.61°	10.70°/10.48°
WAM2(8GRB)	11.64°/87.00°	26.03°/23.37°
WAM3(6GRB)	12.19°/62.87°	6.09°/7.13°
32GRB	13.28°/67.81°	12.39°/11.96°

た方向を「正解」とすると、θ 方向は、正解に近い方向を選択できれば約 13°、ϕ 方向は WAM2 を除くと約 7° の精度で位置決定できることが分かる。WAM2 の精度が悪い原因としては WAM2 の正面にある X 線分光器 (X-Ray Spectrometer: XRS: (Kelley et al. 2007)) の冷媒タンクのマスモデルの再現性が不十分であることがあげられる。

今回は、この結果を正しく評価するために、それぞれの角度の差分を他のパラメータと比較し、相関性があるか調べた。まず、GRB の明るさと差分の関係について調べた。図 8，図 9 に fluence とそれぞれの角度の差分の関係を示す。 θ 方向、ϕ 方向ともに

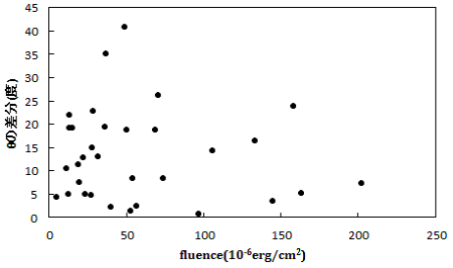


図 8: fluece と θ の差分の関係

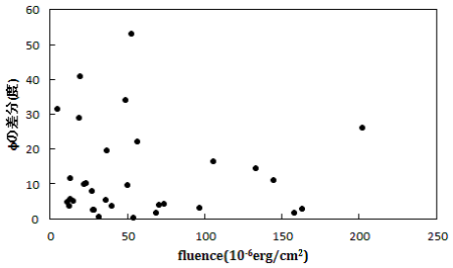


図 9: fluece と ϕ の差分の関係

fluece が低いと精度が落ちているようにみえる。これ

は fluence が低くなることで WAM の各面と WANTI のカウント数が落ちてしまい、それが原因になっていると考えられるが、今後、統計数を増やし定量的に検証していく必要がある。次に他衛星決定位置に対する θ と ϕ のそれぞれの差分を調べた。その結果を図９，図１０、図１１，図１２に示す。　やはり

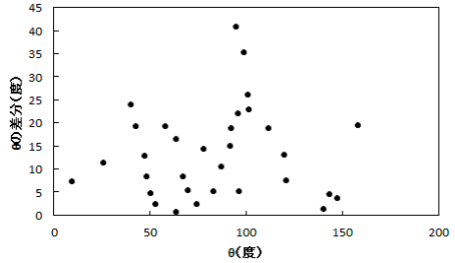


図 10: 他衛星決定位置 θ と θ の差分の関係

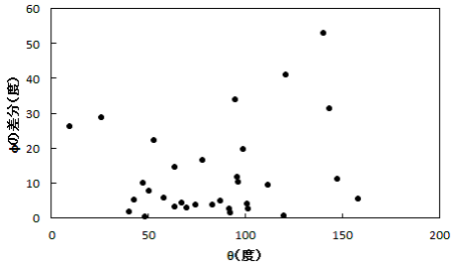


図 11: 他衛星決定位置 θ と ϕ の差分の関係

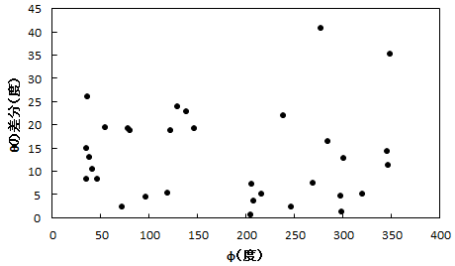


図 12: 他衛星決定位置 ϕ と θ の差分の関係

WAM2 が正対し、大きな光電吸収要因となる XRS デュワーがある、$\phi = 270°$ 付近での精度が θ, ϕ ともに低くなっているのが分かる。θ に対しては、４面に対称に入射する 90° 付近で θ の精度が落ちていることがわかった。

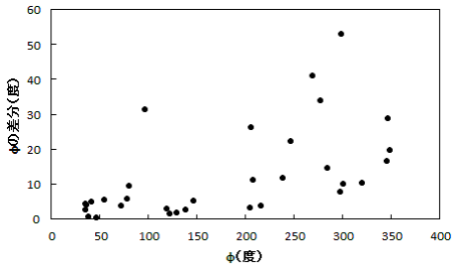


図 13: 他衛星決定位置 ϕ と ϕ の差分の関係

4　まとめ

2009 年から 2014 年にかけて観測された 32 の GRB について、fluence と精度の相関関係、決定位置 θ, ϕ と精度の相関関係を調べた。その結果、暗い GRB ほど精度が下がっているように見えることが分かった。しかし、今後統計数を増やし定量的な検証をしていく必要がある。また、$\theta = 90°$ 付近で θ の精度が下がることが分かった。また、WAM2 の位置に相当する $\phi = 270°$ 近辺で θ, ϕ それぞれの精度が下がっていることが確認できた。アーカイブデータから未解析の GRB を系統的に解析する際は、これらの誤差の結果に注意する必要がある。

Reference

Fujinuma, T. 2016, Master ’ s thesis, Saitama Univ

Yamaoka, K., Endo, A.,Enoto, T., et al. 2009, PASJ, 61, 35

Takahashi, T., Abe, K., Endo, M., et al. 2007, PASJ, 59, 35

Kelley, R. L., Mitsuda, K., Allen, C. A., et al. 2007, PASJ, 59, 77

Mitsuda, K., Bautz, M., Inoue, H., et al. 2007, PASJ, 59, 1

Gehrels, N., et al. 2004, Astrophysical Journal, 611, 1005

Meegan, C., et al. 2009, Astrophysical Journal, 702, 791

目次へ

a17

非等方な密度揺らぎを持つプラズマ中でのワイベル不安定性

青山学院大学
M2 冨田沙羅

非等方な密度揺らぎを持つプラズマ中でのワイベル不安定性

冨田　沙羅 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

Abstract

γ線バースト (GRB) の後に見られる残光は、電波から X 線という幅広 いエネルギー帯域で、数日から数年かけて輝き、非熱的粒子の存在を示 す。GRB 中心天体は相対論的超音速のアウトフローを放出し、その運動 エネルギーは相対論的無衝突衝撃波によって散逸される。従って非熱的 粒子の存在を示す残光が生じる過程には、エネルギー散逸、磁場生成そ して粒子加速が重要となる。残光の観測によると、相対論的衝撃波下流の広い放射領域で、星間空 間の磁場を圧縮した値から約 100 倍にも磁場を増幅する必要があると示唆されている。その磁場の増幅機構は未解明である。ワイベル不安定性 は、温度非等方な速度分布をもつ無衝突プラズマ系において磁場揺らぎ を励起する現象であり、相対論的無衝突衝撃波での磁場生成において重要であると考えられている。先行研究では、一様プラズマ又は、一様プラ ズマ中を伝播する衝撃波でのワイベル不安定性の Particle- in- cell (PIC) シミュレーションが行われてきた。これよりワイベル不安定性による磁 場はすぐに減衰し、観測から期待されるような広い放射領域を占めるこ とが出来ないことが分かってきた。しかし現実の星間物質には密度揺らぎがあるはずである。衝撃波下流 では、相対論的衝撃波の伝搬方向に密度揺らぎが強く圧縮され、非等方 的な密度揺らぎが生成されると期待される。そこで本研究は、非一様媒 質中でのワイベル 不安定性の非線形発展を調べるために、2 次元 PIC シ ミュレーションを行った。その結果、先行研究の結果よりも、ワイベル不安定性による磁場を長 時間維持させることができた。これは、空間的に非等方な密度揺らぎ、非 等方な速度分布を作り出したことで、2 度に渡りワイベル不安定性による磁場が生成されたためである。さらに、2 度目に生成された磁場揺らぎが 維持される時間は、密度揺らぎスケールに比例することから、観測を説 明出来ると期待される結果を得た。

1 Introduction

ワイベル不安定性は温度非等方な速度分布をもつ無衝突プラズマ中で磁場揺らぎを励起する現象であり (Weibel 1959)、相対論的無衝突衝撃波での磁場生成や粒子加速において重要だと考えられている (Spitokovsky 2008b)。

最近のガンマ線バースト（GRB）の残光の観測によると、磁場のエネルギー密度と衝撃波の運動エネルギー密度の比 ϵ_B は、$10^{-8} \sim 10^{-3}$ と幅広い値をもち、平均で 10^{-5} と示唆されている (Santana et al. 2014)。これは、外部衝撃波の広い下流領域において、磁場が衝撃波圧縮による値よりも、平均して約 100 倍に増幅されていることを意味する。また、残光が放射されるタイムスケールは、爆発波の減速時間となるため、下流静止系で、以下のように与えられる (Sironi & Goodman 2007)。

$$t_{dec}\omega_{pp} = 7.4 \times 10^7 E_{iso,53}^{1/3} n_0^{1/6} \gamma_2^{-5/3} \qquad (1)$$

ここで、ω_{pp} は陽子のプラズマ振動数、$E_{iso} = 10^{53} E_{iso,53}$ erg は GRB の等方的で等量なエネルギー、$n = 10^0 n_0 cm\ -3$ は上流静止系での上流の密度、$\gamma_2 = 10^2\gamma$ は爆発波のローレンツ因子であるところが、これまでに行われてきた、一様な電子陽電子プラズマ中における相対論的衝撃波の particle-in-sell（PIC）シミュレーションによると、ワイベル不安定性によって生成される磁場は、すぐに減衰するために広い下流領域を占めることができないという結果を示している (Chang et al. 2008)。従って、ワイベル不安定性によって生成される磁場が、GRB 残光の観測を説明できるのかどうかは、未解決問題である。

しかし、実際には星間空間や星周物質には、密度揺らぎが存在するはずである。その場合、相対論的衝撃波下流では、上流の等方的な密度揺らぎが、衝

撃波伝播方向へ強く圧縮されるため、圧縮された密度構造は空間的に大きく非等方となる。そして、高密度領域の粒子は非等方的に逃げていくため、温度非等方性が生成され、ワイベル不安定性が高・低密度領域で、不安定な状況になっていると期待される。そこで本研究では、非一様媒質中を伝播する相対論的衝撃波の下流を再現した、非一様かつ空間的に非等方な密度構造をもつプラズマ中における、ワイベル不安定性の非線形発展を調べる。

2　温度非等方性の生成

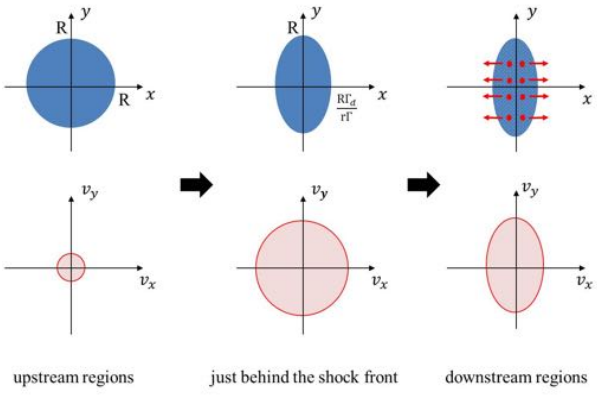


図 1: 温度非等方性の生成メカニズム

この章では、衝撃波下流で温度非等方性が生成される過程を詳しく説明する。図 1 は、高密度なプラズマの固まり (以下、高密度 clump) の構造と、そこでの速度分布を示したイラストである。どのイラストも局所慣性系で描かれており、衝撃波の伝播方向は x 方向である。衝撃波上流は速度分布が等方で且つ低温だとする。今、上流静止系でみて、上流に存在する空間的に等方的な高密度 clump の発展を考える (左側)。高密度 clump は、衝撃波面を通過した後 (真ん中)、下流静止系で x 方向へ $\gamma_d/(\gamma r)$ にまで強く圧縮される (r,γ_d はそれぞれ圧縮比、衝撃波静止系の時の下流でのローレンツ因子)。磁化されていない衝撃波の場合、ワイベル不安定性は磁場を生成し、上流からのフローを下流で散逸させることで、衝撃波遷移相付近で、速度分布はほぼ等方的になる。その後、下流でのプラズマは大きな速度分散をもつため、粒子は衝撃波下流で高密度 clump から逃げていく (右側)。いま、高密度 clump は衝撃波伝播方向へ $\gamma_d/(r\gamma)$ 倍に Lorentz 収縮されたため、早い速度 v_x をもつ粒子は、まず高密度 clump から x 方向へ逃げていき、衝撃波伝播方向に垂直な方向へ逃げるには、より長い時間がかかるため、結果として、温度非等方性が下流領域での高密度 clump で現れる。ただし、温度非等方性の生成時間は、音速で高密度領域を通過する時間とほぼ同じだと考えられる。このとき高密度領域では、衝撃波伝播方向の温度が、衝撃波面に平行方向の温度よりも低くなり、一方低密度領域では、早い速度 v_x をもつ粒子が逃げてくるので、逆のことが起きる。従って、上流の密度揺らぎは、衝撃波下流で温度非等方性をつくると考えられる。

3　シミュレーションセットアップ

非一様プラズマ中でのワイベル不安定性の非線形発展を調べるために、pCANS の公開コード、2 次元の電磁プラズマ粒子 (Particl-in-sell,PIC) シミュレーションを用いた。両方向に周期境界条件を課した x-y 平面に、2 次元シミュレーション box を設定し、粒子の速度 3 成分、磁場そして電場を解き、計算を進める。

まず、2 つ対向して流れる、磁化されていない電子陽電子プラズマを用意する。ドリフト速度は $0.5c$(c は光速)、対向流の方向は y 方向とする。電子・陽電子プラズマの密度は等しく、熱速度は $0.1c$ とする。この初期の速度分布は、ワイベル不安定性にとって不安定な状態である。また実際に GRB のアウトフローは、電子陽子プラズマの構成だと考えられているが、相対論的衝撃波の下流では、電子の温度は陽子の温度とほぼ同じになるため (Spitokovsky 2008a)、電子陽電子プラズマを電子陽子プラズマとして扱うことができる。本研究では、計算コストが低い電子陽電子の場合を第一ステップとした。

GRB 母天体周辺については未解明だが、下流の密度分布を以下のように簡単な密度構造 $n(x,y)$ として仮定した。

$$n(x,y) = n_0 \tag{2}$$

$$n(x,y) = n_0\{1+0.5\sin(2\pi x/L_x)\} \tag{3}$$

式 (2) は一定密度 n_0 の一様密度分布を示す。式 (3) は x 方向のみに依存する、空間的に非等方な密度分布である。L_x は x 方向のシミュレーション box サイズである (i.e. シミュレーション box に 1 波長の密度揺らぎがある)。また、磁場生成の密度揺らぎ波長依存性を調べるために、空間的に非等方な密度分布の場合で、3 つの計算 $L_x = L_y = 120, 240, 480c/\omega_{pe}$ を行った。ω_{pe} はプラズマ振動数で、電子陽電子の平均密度 n_0 で決まる。また、セルサイズ $\delta x = \delta y = 0.1c/\omega_{pe}$ 、時間間隔$\delta t = 0.05\omega_{pe}^{-1}$ とした。

4 Results

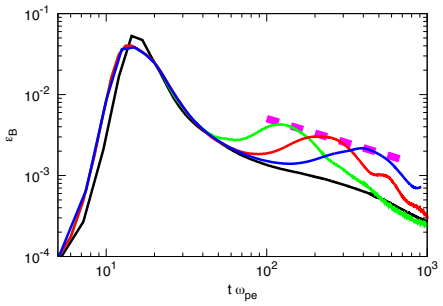


図 2: 磁場のエネルギー密度の時間発展

図 2 は、磁場 3 成分で平均した磁場エネルギー密度を、初期の運動エネルギー密度で規格化した値、ϵ_B の時間発展を表す。一様分布の場合 (黒線)、まずワイベル不安定性の線形解析の予言通り、磁場は指数函数的に成長する。サチュレーション後 ($t \sim 10\omega_{pe}^{-1}$)、磁場は単調に減衰していき、速度分散は大きくなる。ここで、本シミュレーションによるノイズレベルが、$\epsilon_B \sim 5\times10^{-4}$ であることから、ϵ_B の長時間発展は信頼できないことを注意しておく。一方非等方な密度分布の場合 (緑、赤、青、それぞれ $120, 240, 480c/\omega_{pe}$)、第 1 サチュレーション後 ($t \sim 10\omega pe^{-1}$)、磁場は $t \sim 10^2\omega_{pe}^{-1}$ から再び成長し始め、第 2 サチュレーション後、磁場はゆっくり減衰した。磁場の第 2 成長時間は、高密度領域を音速で通過する時間と同じくらいになるため、密度揺らぎの波長が大きくなるにつれて、磁場の第 2 成長時間が長くなる。これは 2 章で述べたように、本研究の期待と一致していることがわかる。従って、一様分布の場合と初期の運動エネルギーが同じにも関わらず、磁場は非等方的な密度分布の方が、より長い時間生成されることが分かった。

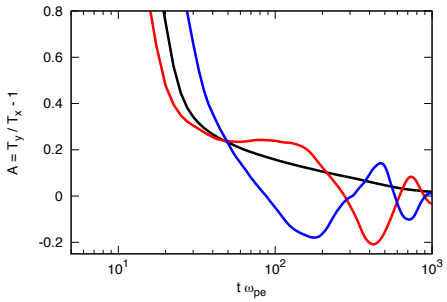


図 3: 温度非等方性の時間発展

次に、磁場の第 2 成長の起源を理解するために、温度非等方性の時間発展を示す（図 3)。いま温度非等方性を $A = T_y/T_x - 1$ と定義し、高密度領域 (赤線)、低密度領域 (青線)、そして一様密度分布 (黒線) のそれぞれにおいて見ていく。一様密度分布 (黒線) では、温度非等方性は時間につれて単調に減少し、0 に近づいていく。一方、高密度領域の場合、温度非等方性は $t \sim 10^2\omega_{pe}^{-1}$で $A \sim 0.25$ となり、一様密度分布の場合よりも大きくなった。これは、x 方向へ動く粒子が低密度領域へ逃げ、x 方向の温度が減少したためである。さらに、低密度領域では、x 方向へ動く粒子が集まるため、$t \sim 10^{-2}\omega_{pe}^{-1}$ で、低密度領域での x 方向の温度は時間につれて増加する。$t \sim 10^{-2}\omega_{pe}^{-1}$ 後、温度非等方性は、振幅が減衰しながら音速での通過時間とともに振動する。

最後に、第 2 サチュレーション時 $t \sim 200\omega_{pe}^{-1}$ での非等方な密度構造における、ϵ_B の空間分布を示す (図 4)。磁場は、高密度 ($x \sim L_x/4$) と低密度 ($x \sim 3L_x/4$) 領域で効果的に生成されており、波数ベクトルは、高密度領域で x 方向に平行で、低密度領域で y 方向に平行となっているのがわかる。また磁場揺らぎの波長は典型的に、約 $20c/\omega_{pe}^{-1}$ である。

以上の結果より、第 2 サチュレーション時で $A = 0.25$、波数 $k \approx 0.3\omega_{pe}/c$ と得られ、線形解析より、ワイベル不安定性の最大成長率 $\gamma_{max} \approx 10^{-2}\omega_{pe}$ が

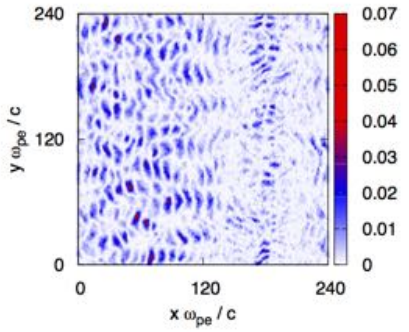


図 4: 磁場のエネルギー密度の空間分布

得られる。これらは、本シミュレーション結果と一致している。従って、磁場の第 2 成長は、ワイベル不安定性によるものであることが分かり、第 1 サチュレーション後の温度非等方性は、粒子の非等方な逃亡によって生成されたと結論付けられる。

5 Discussion

最後に、本研究結果と GRB 残光の観測による値と比較をする。しかし現在のスーパーコンピューターでも、観測と比較できるくらい大きなスケール ($L_x \sim 10^7 c/\omega_{pp}$、$t \sim \omega_{pp}^{-1}$) を、シミュレーションすることは不可能である。そこで 3 種の密度揺らぎスケールの場合で得られた、それぞれの磁場の第 2 ピーク値 3 点をとって、スケーリングを行うと、以下のように与えられる (図 2 の破線)。

$$\epsilon_B \approx 0.08(t\omega_{pe})^{-0.6} \tag{4}$$

もし $10^7 c/\omega_{pp}$ のスケールをもつ非等方な密度分布を仮定すると、式 (4) は、タイムスケール $t \sim 10^7 \omega_{pp}^{-1}$ の時点で、磁場が $\epsilon_B \sim 10^{-5}$ にまで生成されると示唆する。これは GRB 残光の観測と一致する。従って、GRB 残光の観測が示唆する、衝撃波下流の広い領域で増幅される磁場は、衝撃波圧縮によって出来た、非等方な密度構造で駆動される、ワイベル不安定性によって生じていると期待される。このスケーリングを確かめるために、我々はより大きなスケールのシミュレーションを行う必要がある。さらに非一様媒質中を伝播する無衝突衝撃波のシミュレーションをして、本研究結果を確かめる必要があり、それは現在計画中である。

6 Conclusion

本研究では、無衝突プラズマ系で非等方な密度構造が温度非等方性を生成したことより、磁場がワイベル不安定性によって生成されるという結果を得た。そのような状況は、上流域での等方的で非一様な密度構造が、下流域で非等方的に衝撃波圧縮されることから、非一様プラズマ中を伝播する相対論的衝撃波の下流域で期待される。このメカニズムによって、ワイベル不安定性により生成された磁場は、先行研究よりも広い下流域で存在することができ、GRB の残光放射や粒子加速において、重要となりうるだろう。

Acknowledgement

青山学院大学理工学研究科からのご支援に感謝致します。本研究活動をするにあたって、共同研究者である、大平豊助教授をはじめ、山崎了准教授や研究室の方々からの有意義なコメントに感謝の意を表します。また本研究では、千葉大学で開発された、pCANS の一部の公開ソフトウェアを使用し、国立天文台天文シミュレーションプロジェクトの計算機 Cray XC30 でシミュレーションを行いました。

Reference

Chang, P., Spitkovsky, A., & Arons, J, 2008, Astrophysical Journal

Santana, R., Duran, R. B., & Kumar, P., 2014, Astrophysical Journal

Sironi, L., & Goodman, J., 2007, Astrophysical Journal

Spitkovsky, A., 2008, Astrophysical Journal Letters

Spitkovsky, A., 2008, Astrophysical Journal Letters

Tomita, S., & Ohira, Y., 2016, Astrophysical Journal

Weibel, E. S., 1959, Physical Review Letters

目次へ

a18

相対論的流体場における電子·光子温度遷移過程を考慮した GRB 放射モデルの検討

東北大学
M2 鍋島史花

相対論的流体場における電子 · 光子温度遷移過程を考慮した GRB 放射モデルの検討

鍋島 史花　(東北大学大学院 工学研究科)

Abstract

ガンマ線バースト（GRB）の放射スペクトルは Band 関数と呼ばれる特徴的な構造を持っている．GRB の放射構造を解明しようとこれまで様々な議論がされてきたが，観測スペクトルを再現するモデルは未だ提案されていない．GRB の形成シナリオとして，大質量星が一生の最後に重力崩壊を起こした後，中心から相対論的ジェットが噴き出し，光のエネルギーがガンマ線まで上昇することが考えられている．相対論的ジェット内には衝撃波が幾つか存在することが知られているが，光子が衝撃波をまたぎ温度の高い電子と出会い平衡状態へ遷移する過程で非熱的なスペクトルが形成される可能性がある．GRB 放射スペクトルの非熱的構造が電子 · 光子の平衡遷移過程で得られる可能性を検証するためには，輻射輸送計算において相対論的な電子分布を適切に与えることや相対論的電子と光子の間のエネルギー交換を正確に表現することが重要である．

本研究では，輻射輸送計算手法としてモンテカルロ法を用い，GRB 放射スペクトルを再現するモデルを構築することを目標に，電子と光子のエネルギー変化を正確に追尾する計算コードを開発してきた．衝撃波により電子のみが急激に高温になる状況を想定し，3 次元モンテカルロ計算を行った．初期分布としてそれぞれ Wien 分布および Maxwell - Jüttner 分布を考え，散乱過程としてトムソン散乱およびコンプトン散乱を考え，散乱優位な流体場を仮定して計算を行った．その結果，相対論的な電子と光子の衝突により逆コンプトン散乱が起こり高エネルギー光子が生成される過程を再現できること，平衡状態へ遷移する過程で非熱的なスペクトルが得られることがわかった．また，観測結果と近いスペクトルを得るために必要な光学的厚さや電子 · 光子の初期温度について検討した．

1　はじめに

ガンマ線バースト (GRB) はビックバンを除き，宇宙で最大の爆発現象といわれており，太陽が一生かけて放出するようなエネルギーをガンマ線としてわずか数十秒の間に放出する (P. Meszaros 2006)．ガンマ線放出の持続時間により，Short GRB と Long GRB に分類されるが，中でも Long GRB は通常の超新星爆発と比べて放出するエネルギーが非常に大きいため，通常の超新星爆発とは別のシナリオで形成されると考えられている．現在最も有力なシナリオは，大質量星が一生の最後に重力崩壊を起こし中心にブラックホールを形成する際に，物質が高速のジェット（相対論的ジェット）として噴き出し，指向性のある爆発を起こすというものである (S. E. Woosley et al. 2006)．この相対論的ジェット内を光が進むことにより，エネルギーがガンマ線まで上昇すると考えられている．

Long GRB のもう一つの特徴として，観測スペクトルが Band 関数という非熱的な構造を持つことが挙げられる (Band et al. 1993)．べき型のスペクトル構造を再現するモデルについて様々な議論がなされているが，未だに観測を完璧に再現するような放射モデルは提案されていない．非熱的なスペクトルを形成する一要因として，相対論的ジェット内に存在する幾つかの衝撃波により，光子が高温電子と衝突し温度平衡になるまでの過程が考えられている (Chootray et al. 2015)．電子と光子の間の対生成 · 対消滅およびコンプトン散乱を考慮すると，Band 関数をピーク付近の 2 から 3 オーダーの範囲にわたって再現することができるという．しかしながら，低エネルギー側と高エネルギー側のべきの端は再現できておらず，課題が残っている．

本研究では相対論的ジェットにおける衝撃波によ

り高温となった電子と比較的温度の低い光子との間の温度平衡過程に注目し，GRB の観測スペクトルを再現できるような非熱的な構造を得ることを目標に掲げる．光子と相対論的な電子の散乱過程を追尾できる 3 次元輻射輸送計算を開発し，非熱的なスペクトルが形成される条件について検討する．

2　数値計算法

本研究では輻射輸送計算手法としてモンテカルロ法を用いる．モンテカルロ法を用いた輻射輸送計算では，バックグラウンドの流体場中に多数の光子を放射し，光子のエネルギー，方向ベクトル，反応断面積などを各分布に基づいて確率的に決定することで，輻射場の発展を追跡する．

2.1　輻射輸送方程式

散乱を考慮に入れた輻射輸送を評価する際には式 (1) の輻射輸送方程式を解く必要がある．

$$\Big(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}+\mathbf{\Omega}\cdot\nabla\Big)I(\mathbf{r},\mathbf{\Omega},\nu,t)=j(\nu,T)+\frac{\rho(r,t)}{4\pi}\times \int\int\sigma(\nu)I(\mathbf{r},\mathbf{\Omega}',\nu',t)\phi(\Omega',\Omega,\nu',\nu)d\nu' d\mathbf{\Omega}' -[k(\nu)+\sigma(\nu)]\rho(\mathbf{r},t)I(\mathbf{r},\mathbf{\Omega},\nu,t). \tag{1}$$

ここで，c は光速，t は時刻，$\mathbf{r}$ は位置，$\mathbf{\Omega}$ は光の進む方向の単位ベクトル，ν は光の振動数，I は光の強度，j は単位時間単位体積あたりの放出率，T は温度，ρ は密度，σ は散乱断面積，k は吸収断面積，$\phi(\mathbf{\Omega}',\mathbf{\Omega},\nu',\nu)$ は $\mathbf{\Omega}'$ 方向から $\mathbf{\Omega}$ 方向への散乱カーネルである．本研究では，過去に石井らにより開発された 0 温度電子における 3 次元並列モンテカルロコードを用いる (A. Ishi et al. 2013)．

2.2　電子分布の更新

光子の衝突相手として温度を持つ電子を想定するため，新たに電子温度分布より散乱相手を決定するようコードを改変する．電子は配列として与え，散乱断面積を決定する際に配列要素からランダムに選択することで衝突相手の電子エネルギーを決定する．以下の順序でローレンツ変換および電子速度の更新を行う．

1. 電子と光子はそれぞれ流体静止系で等方に分布すると考え，ランダムに選択した電子速度を用いて光子の散乱断面積を決定する．
2. 衝突前電子速度を用いて衝突前光子エネルギーを衝突前電子静止系へローレンツ変換する．
3. 散乱断面積より散乱イベントが起こるか起こらないかを判断する．散乱が起こる場合は衝突後の光子散乱角，光子エネルギー，電子速度を Klein-Nishina の式およびエネルギー保存則，運動量保存則より決定する．
4. 3 で求めた値を衝突前電子速度を用いてローレンツ逆変換し，元の系へ戻る．

電子静止系から流体静止系へのローレンツ逆変換は以下の式 (2), (3) を用いる．

$$\begin{pmatrix}E/c\\p_x\\p_y\\p_z\end{pmatrix}=\mathbf{L}(\beta)\begin{pmatrix}E'/c\\p'_x\\p'_y\\p'_z\end{pmatrix}, \tag{2}$$

$$\mathbf{L}(\beta)=\begin{pmatrix}\gamma & \gamma\beta_x & \gamma\beta_y & \gamma\beta_z\\ \gamma\beta_x & 1+\frac{(\gamma-1)\beta_x^2}{\beta^2} & \frac{(\gamma-1)\beta_x\beta_y}{\beta^2} & \frac{(\gamma-1)\beta_x\beta_z}{\beta^2}\\ \gamma\beta_y & \frac{(\gamma-1)\beta_x\beta_y}{\beta^2} & 1+\frac{(\gamma-1)\beta_y^2}{\beta^2} & \frac{(\gamma-1)\beta_y\beta_z}{\beta^2}\\ \gamma\beta_z & \frac{(\gamma-1)\beta_x\beta_z}{\beta^2} & \frac{(\gamma-1)\beta_y\beta_z}{\beta^2} & 1+\frac{(\gamma-1)\beta_z^2}{\beta^2}\end{pmatrix}. \tag{3}$$

ここで，E は電子の衝突後エネルギー，p_x, p_y, p_z は衝突後電子の x , y, z 方向運動量を表しており，ダッシュ付きは電子静止系における値，ダッシュなしは流体静止系での値を意味する．また，電子静止系におけるエネルギー保存および運動量保存は以下の式 (4)，(5) で表される (G. B. Rybicki et al. 1985)．

$$h\nu_i+m_ec^2=h\nu_f+E, \tag{4}$$

$$\frac{h\nu_i}{c}\mathbf{n_i}=\frac{h\nu_f}{c}\mathbf{n_f}+\mathbf{p}. \tag{5}$$

ここで，m_e は電子の静止質量，$\mathbf{n_i}$，$\mathbf{n_f}$ は衝突前および衝突後の光子方向ベクトル，ν_i，ν_f は衝突前および衝突後の光子の振動数，$\mathbf{p}$ は電子の衝突後の運動量ベクトルを表す．

3　シミュレーション条件

衝撃波により電子温度のみが急激に上昇するような状況を想定する．散乱優位な流体場を仮定し，散乱過程としてトムソン散乱およびコンプトン散乱を考える．初期電子と初期光子は平衡状態にあると考え，それぞれ式 (6)，(7) のような Maxwell - Jüttner 分布，Wien 分布で与える．

$$f(\gamma)d\ln\gamma = \frac{\gamma^3}{\theta}\sqrt{1-\frac{1}{\gamma^2}}\exp\left(-\frac{\gamma}{\theta}\right)d\ln\gamma, \qquad (6)$$

$$I_\nu^W(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2}\exp\left(\frac{-h\nu}{kT}\right). \qquad (7)$$

ここで，γ は電子速度のローレンツ因子，θ $(= m_e c^2/kT)$ は relativistic coldness, k はボルツマン定数を表す．

初期時刻に温度および密度一様な球状の計算領域の中心から光子を等方に放出し，電子と衝突を繰り返し，一定時間経過した後の光子エネルギーと電子運動エネルギーよりスペクトルを作成する．計算時間内に領域外へ脱出する光子が無いように，領域の光学的厚さを十分に大きく設定する．ここで，全衝突回数を全光子数で割った値を平均衝突回数として定義する．

4　結果

初期電子温度を 1 MeV，初期光子温度を 0.1 keV として 3 次元モンテカルロ計算を行った．初期時刻および一定時間経過後の光子スペクトルと電子の運動エネルギー分布を図 1，図 2 に示す．電子の配列数および光子の粒子数を 10 万とし，時間刻み幅を $\Delta t = 0.01$ s として計算を行った．

4.1　放射スペクトルおよび電子運動エネルギースペクトル

まず光子スペクトルを見ると，はじめ 0.1 keV であった光子は 1 MeV の電子との衝突により，逆コンプトン散乱を起こしている様子が確認できる．時刻 $t = 0.01$ s の時には，まだ光子の一部しか電子と衝突をしていないため，スペクトルは 0.1 keV のピークと高エネルギー側のなだらかな広がりの二つの部分から構成されている．その後，徐々に光子スペクトルのピークが高エネルギー側へと移動していき，最終的には 0.1 keV と 1 MeV の間の温度で平衡へと達している．特に，時刻 $t = 0.01$ s および $t = 0.1$ s の時は広い振動数領域にわたって非熱的な構造が見られる．次に電子運動エネルギー分布を見ると，衝突を繰り返すうちに電子温度が下がっている様子が確認できる．$t = 10$ s の時点で光子と電子は温度がほぼ等しくなっており，平衡状態に近づいていることがわかる．

表 1 に各時刻における光子の平均衝突回数を示した．これより，衝突回数が数回程度の時に非熱的な構造が顕著に見られることが確認できる．観測スペクトルに見られるような幅広い振動数領域にわたる非熱的な構造を再現するためには，平均衝突回数が 1 程度の時に注目して見ることが必要である．

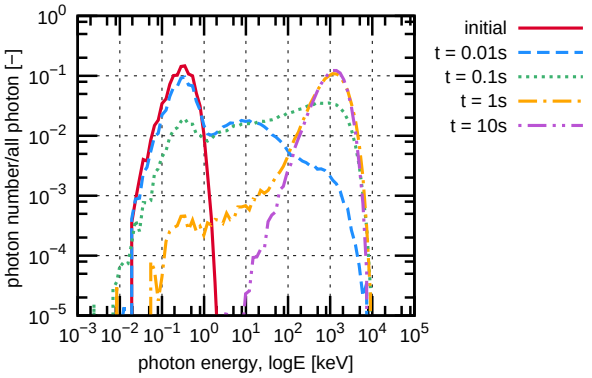


図 1: 一定時間経過後の光子スペクトル．

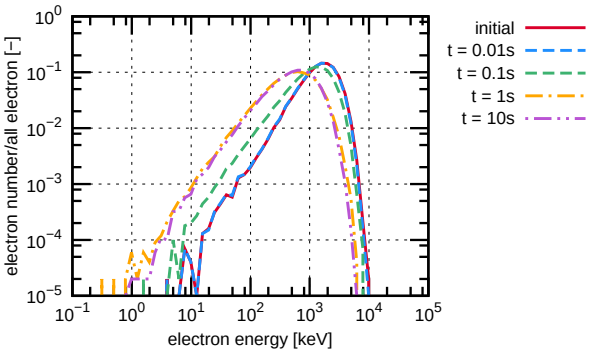


図 2: 一定時間経過後の電子運動エネルギー分布．

表 1: 各時刻における平均衝突回数.

時刻 [s]	平均衝突回数 [回]
$t = 0.01$	0.4664
$t = 0.1$	2.403
$t = 1$	8.270
$t = 10$	53.58

4.2 時間刻み幅のスペクトルへの影響

本計算では背景場の物理量を一定としており，セルをまたぐ際の物理量のジャンプがないため，計算を行う際にタイムステップを細かく切る必要がないと考えていた．しかし，図 3 に示すように，タイムステップを切る場合と切らない場合でスペクトルに大きな差が出てしまった．これは，電子を粒子ではなく配列として与えており，時間刻み幅が大きいと電子分布が細かく更新されないためである．コードの構造上，一つ目の光子に対してタイムステップ内に発生するイベントを全て計算し終わった後，次の光子のイベントを計算するという仕様になっている．このため，時間刻み幅が大きいと一つ目の光子との衝突により電子分布が大きく更新されてしまい，次の光子を取扱う際に電子分布が全く違うものとなってしまう．電子と光子の平衡過程に注目して計算をする際には両方の分布を時事刻々と更新するべきであるので，タイムステップを細かく刻むことが必要である．

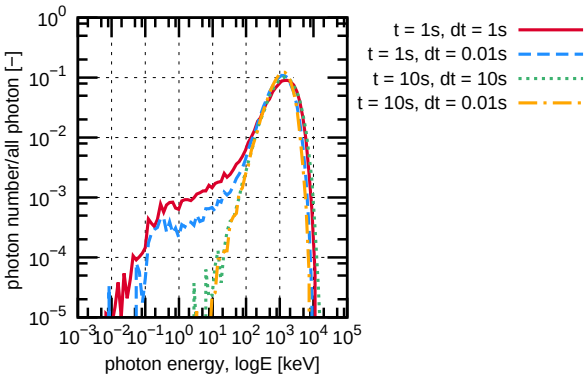


図 3: 時間刻み幅を変えた時の光子スペクトル.

5 まとめと今後の展望

本研究では，GRB 観測スペクトルに見られる Band 関数を再現することを目標に，相対論的電子と光子のエネルギー交換を追尾できる輻射輸送モンテカルロコードを開発した．また，相対論的ジェット中に存在する衝撃波により電子温度のみが急激に上昇する状況を想定し，3 次元輻射輸送計算を行った．散乱優位な流体場を過程し，電子および光子の初期分布としてそれぞれ Wien 分布および Maxwell - Jüttner 分布を用いた．

その結果，光子と電子の散乱回数が 1 回以下の際に，一部の光子が高温電子との衝突により逆コンプトン散乱を起こし高エネルギーになり，幅広い振動数領域にわたり非熱的な光子スペクトルが形成されることが確認できた．また，平均衝突回数が 50 回を超える程度まで衝突を繰り返すことにより，最終的には電子と光子が温度平衡へと近づくことも確認した．今後は，観測スペクトルに近いべき型のスペクトル構造を得るため，電子と光子の初期温度によるスペクトルへの影響や平均衝突回数が 1 回程度の状況についてより詳細に検討をしていく．また，背景場に流速を与え，視線方向によるスペクトルの変化についても調べる予定である．

Reference

P. Meszaros, Journal of Progress in Physics, Vol. 69 (2006).

S. E. Woosley & J. S. Bloom, Annual Rev. Astron. Astrophys., Vol. 44, (2006).

D. Band, J. Matteson & L. Ford, Astrophysical Journal, Vol. 413, (1993).

A. Chhotray & D. Lazzati, Astrophysical Journal, Vol. 802, (2015).

A. Ishii et al., High Energy Density Physics, Vol. 9, (2013).

G. B. Rybicki & A. P. Lightman, Radiative Processes in Astrophysics, Wiley-VCH, (1985).

目次へ

a19
ガンマ線バースト付随超新星の爆発モデリング

京都大学
M2 早川朝康

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

ガンマ線バースト付随超新星の爆発モデリング

早川朝康 (京都大学大学院理学研究科 宇宙物理学教室), 前田啓一 (京都大学)

Abstract

宇宙で最も明るい現象の一つとして、超新星爆発やガンマ線バースト (GRB) と呼ばれる爆発現象が知られている。これらの現象は別々に観測されきたが、1998 年以降、同時に起こる GRB 付随超新星という現象が観測されてきた。GRB 付随超新星は、一般的な超新星よりも明るく、GRB のエネルギーや継続時間に多様性があることも知られている。しかしながら、どのようにしてこの多様性を説明するのかは分かっておらず、そもそも爆発メカニズムも分かっていない。

現在、collapsar モデルと呼ばれる大質量星の崩壊モデルが提案されている。このモデルでは、中心にブラックホール、その周りに降着円盤を作る系が考えられており、円盤からの降着によって開放された重力エネルギーがジェットとなり GRB になると考えられている。また、ジェット以外に円盤からは円盤風が吹き、この円盤風が外層を吹き飛ばすことで超新星になると理論から予想されている。

先行研究では、collapsar の詳細な計算が、大質量星のコアでされているが、実際には外層に囲まれているため、コアの議論だけでは不十分である。そこで本研究では、collaspar モデルを単純な系として時間進化を計算し、GRB と超新星が同時に起こり得るのかを調べた。その結果、円盤風は必ずしも外層を押し返し超新星になるとは限らず、球対称な爆発は起こせないことがわかった。逆に、双極的な爆発を考慮に入れると、観測されている GRB 付随超新星の一部を説明できることもわかった。

1 Introduction

宇宙の進化の歴史を追うためには、恒星の進化を知ることが重要である。恒星は内部で元素合成を行い、鉄までの元素を作る。そして、星の進化の最終段階では、超新星爆発と呼ばれる大爆発現象で、鉄より重い元素を作ることが知られている。超新星は明るい現象で、より遠くの宇宙の情報が得られるために、この現象の理解が、直接宇宙の化学進化の理解につながる。

超新星爆発には、白色矮星と主系列などの星からなる連星系による、核暴走燃焼型超新星と、大質量星が進化の最終段階で、重力崩壊を起こす、重力崩壊型超新星の 2 種類が存在する。超新星は、可視光で明るく輝くために、多くの可視光観測が地上や衛星によって行われてきた。また可視光以外にも明るく輝く現象であるため、広い波長域で観測が行われ、高分散分光観測も行われいる。これにより、爆発した際の状態がわかりつつあるものの、爆発メカニズムは未だによくわかっていない。

そして、超新星とは別にガンマ線バースト (GRB) と呼ばれるガンマ線で一気に光り輝く高エネルギー爆発現象が、別の現象として観測されてきた (Piran (2004),Mészáros (2006),Woosley & Bloom (2006))。GRB は初めて観測されて以来、全天で毎日 1 発ほど観測されているが、継続時間やエネルギーに多様性があることが観測から分かっており、謎を深めている。

さらに GRB の中には、超新星が付随して起こっているものも 1998 年以降 10 数例ほど見つかってきている (Iwamoto et al. (1998),Galama et al. (1998))。この GRB 付随超新星は、普通の超新星よりも爆発のエネルギーが大きく、より明るく光ることが観測から分かっている。しかし、GRB と超新星の関係性は未だによくわかっておらず、GRB 付随超新星の爆発メカニズムもよくわかっていない。また GRB 付随超新星にも多様性があり、これをどのように説明するかも未解決問題である。

GRB 付随超新星を説明するモデルとして、collapsar モデルと呼ばれる高速回転する大質量星の重力崩壊モデルが提案されている (MacFadyen & Woosley

(1999),Popham et al. (1999) など)。このモデルでは、大質量星の重力崩壊後に中心にブラックッホール、そして周りに降着円盤を作ると考えられている。円盤からはブラックホールにガスが降着し、降着する際に開放された重力エネルギーがジェットと呼ばれる超相対論的な速度を持つガスを放出する。このジェットがまだ降着していない星の外層を突き抜けることで、GRB になると考えられている。そして、円盤からはジェットとは別に、円盤風と呼ばれる別のアウトフローが噴出することが理論から予測されており、この円盤風が外層を吹き飛ばすことで超新星になると示唆されてきた (Kohri et al. (2005),MacFadyen & Woosley (1999),Kumar et al. (2008))。

しかし、これまでの計算では、円盤とブラックホールの計算を以って、GRB 付随超新星を説明できるとされてきたが、実際にジェットが外層を貫き、また円盤風が外層を吹き飛ばし超新星になるかはわからない。そして、GRB 付随超新星の多様性をどのように説明するかもわかっていない。そこで、本研究では、collapsar モデルを円盤、ブラックホール、外層からなる系と考え、簡単なモデリングをし、それぞれの中での物質のやりとりを計算して、ジェットのエネルギーや超新星のエネルギーを見積もった。また、多様性を説明するために、親星の性質に着目して、様々な親星での計算を行った。

2 Method

今回の計算では、詳細な流体計算は行わず、円盤とブラックホールの時間進化を、外層からの効果も考慮に入れながら行う。Kumar et al. (2008),Maeda & Tominaga (2009) を参考に、外層から円盤への降着率、円盤からブラックホールへの降着率を求める。また角運動量の進化を解いていく。例えば、円盤、ブラックホールの質量の進化は、外層から降着してくるガスを考慮に入れて、

$$\begin{aligned}\dot{M}_{\rm disk}(t) &= \dot{M}_{\rm ff}(t) - \dot{M}_{\rm acc}(t) \\ \dot{M}_{\rm BH}(t) &= \dot{M}_{\rm acc}(t) - \dot{M}_{\rm wind}(t)\end{aligned} \tag{1}$$

のように書ける (詳しい計算方法は、Kumar et al. (2008))。ここで、円盤風はどのようにして放出されるかは詳しくわかっていない。そこで、円盤風は、降着の一部が放出されるとし、$0 \leq s \leq 1$ を満たすパラメーター s を与え見積もった。

$$\dot{M}_{\rm wind}(t) = \dot{M}_{\rm acc}(t) \times \left(\frac{r_{\rm inner}(t)}{r_{\rm disk}(t)} \right)^{s} \tag{2}$$

ここで、$r_{\rm inner}, r_{\rm disk}$ は円盤の内縁、外縁半径である。それぞれ、円盤に供給された角運動量と、ブラックホールの回転により決まる。

この進化を解いていく中で、ジェットと円盤風のエネルギーを見積もる。ジェットは、ブラックホールへの降着率と回転によるとして、

$$\begin{aligned}L_{\rm jet}(t) &= \eta_{\rm jet}(a)\dot{M}_{\rm BH}(t)c^2 \\ \eta_{\rm jet} &= 0.07 \left(\frac{a}{1+\sqrt{1-a^2}} \right)^5\end{aligned} \tag{3}$$

円盤風は、円盤から脱出速度を持って噴出するとし、

$$\dot{E}_{\rm wind} = \frac{0.1s}{2(1-s)} \frac{\dot{M}_{\rm acc}c^2}{(r_{\rm disk}/r_{\rm s})^s} \left[\left(\frac{r_{\rm s}}{r} \right)^{1-s} \right]_{r_{\rm disk}}^{r_{\rm s}} \tag{4}$$

ここで、$r_{\rm s}$ はシュワルツシルト半径である。また、(3),(4) からそれぞれの圧力を求め、外層からの圧力を自由落下してくる層の圧力として、$P_{\rm jet} \geq P_{\rm envelope}, P_{\rm wind} \geq P_{\rm envelope}$ となった時を、それぞれ GRB と超新星の成功条件とし、その時のエネルギーを求めた。ジェットと円盤風の圧力は、絞り角がどの程度あるかによって決まるため、ジェットは 5°、円盤風は球対称な場合と 30° の場合を考えた。

また初期条件として、Woosley & Heger (2006) の 16TI モデルを用い、角運動量の絶対量を変えた複数モデルでの計算を行った。

3 Result

3.1 球対称な円盤風を考慮した時

円盤風を球対称とした時の結果を示す。

図 1 は、圧力の時間進化を示してる。$s = 0.5$ とし、円盤風を球対称と仮定すると、円盤風はほとんどのものが降着する最終段階まで、外装を吹き飛ばせず超新星になりえないことがわかった。一方でジェットは、絞り角が小さく、圧力が大きくなりやすいため

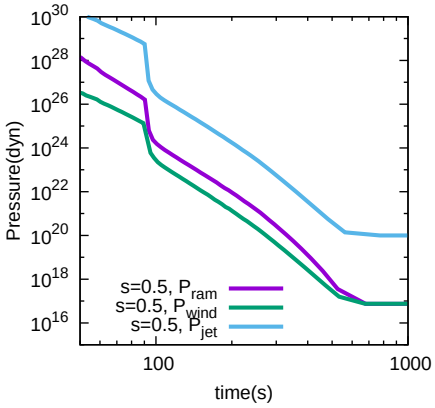


図 1: 球対称な円盤風を仮定した時の外層からの圧力 (紫)、円盤風 (緑)、ジェットの圧力の時間進化 (青)。

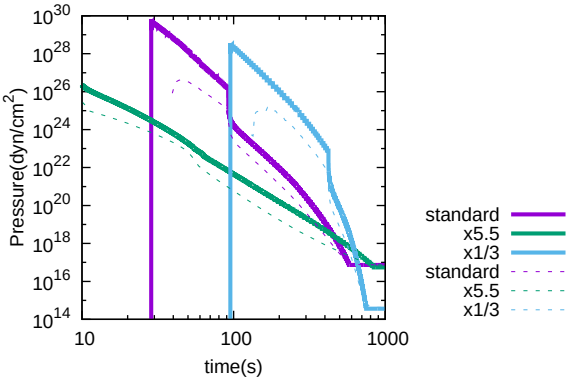


図 2: 圧力の比較。破線:円盤風の圧力、実線:外層からの圧力。色の違いは角運動量の違い。紫を基準に、緑は 5.5 倍したもの、水色は 1/3 にしたもの。

に、外層を貫くことができ、GRB として成功しうることがわかった。

また、円盤風のエネルギーを得やすい角運動量を変えたモデルを計算した結果を図 2 に示す。角運動量を大きくしたとしても、外層を吹き飛ばすことはできず、球対称な円盤風では超新星を起こせないことがわかった。

3.2 絞り角を 30° としたモデル

円盤風の圧力は絞り角を変えることにより高まり、外層を吹き飛ばせることがわかった。この時、吹き

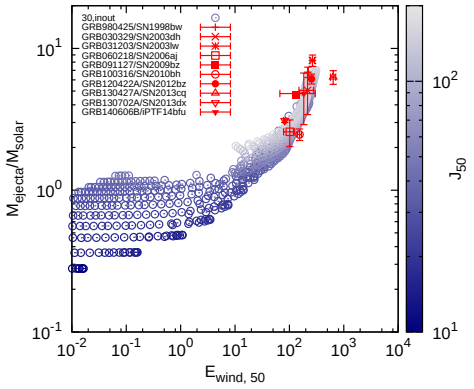


図 3: 吹き飛ばされた外層質量と円盤風によって吹き飛んだ質量、円盤風のエネルギー。赤色の点が観測されている GRB 付随超新星の特徴。カラーは初期に与えた角運動量の違いを示している ($10^{50}\mathrm{g\cdot cm^2\cdot s^{-1}}$ で規格化)。

飛ばせなかった外層は絶えず円盤に降着するために、降着と円盤風が同時に起こる系が考えられる。この場合、円盤風は長い間エネルギーを稼ぐことができることがわかった。

この時の吹き飛ばされた質量や、超新星のエネルギーを観測と比較した結果が図 3 である。この状況を考えた時のみ観測を説明できる結果を得られた。しかし、外層からの降着が続かないとすると、観測を説明できないことも同時にわかった。また、角運動量が大きくないと爆発しても、観測を説明できないことも新たにわかった。

GRB エネルギーについても親星の角運動量に着目し、超新星のエネルギーと比較した結果が図 4 である。角運動量の大きいモデルで、降着が同時に起きている場合を考えれば、一部の観測を説明できることがわかった。また GRB のエネルギーの幅は角運動量の違いで説明でき、必ずしも超新星が付随するとは限らないという結果を得た。

4 Conclusion

外層を含めた collapsar モデルの計算をすることで GRB 付随超新星が本当に起きるのかを調べた。その

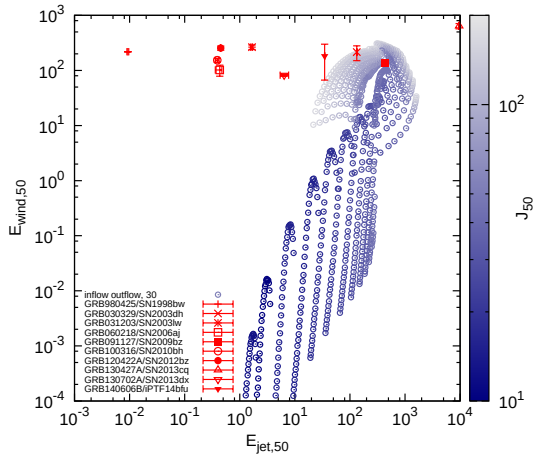


図 4: ジェットのエネルギーと超新星のエネルギー。それぞれ 10^{50}erg で規格化している。赤点は観測点。色の違いが角運動量の違いを示している。

結果、球対称な円盤風では外層を飛ばせず超新星になりえないことがわかった。また観測されている GRB 付随超新星を説明するためには、円盤風は絞られて放出され、また吹き飛ばせなかった外層からは絶えず円盤への降着している状況が必要ということが新たにわかった。さらに GRB のエネルギーの違いは、親星の角運動量の違いで説明できたが、GRB 付随超新星の多様性の全ては説明がつかなかった。

この結果は、先行研究で指摘されていた結果と矛盾のないこともわかった (Maeda & Tominaga (2009))。しかしながら、観測されている GRB 付随超新星は、双極的な爆発よりかは球対称的な爆発をしていることが観測から分かっている Maeda et al. (2008)。そのため、観測を説明できるという結論になったものの、まだ課題は残る。

実際には、円盤風やジェットは外層中で大きく広がり、単純に外層を飛ばしたり、貫いたりするとは限らない。外層とジェットと外層の相互作用が重要になってくるため、外層の詳細な計算が必要である。ジェットのエネルギーを超新星のエネルギーに転化させることができれば、同じ親星で、球対称的な円盤風を仮定しても、GRB 付随超新星を説明出来る可能性がある。

また違う解決策としては、今回中心天体をブラックホールとしていたが、magnetar と呼ばれる磁場の強い中性子星を考えたモデルがあげられる。このモデルでは、magnetar の回転エネルギーと円盤風のエネルギーが合算することで、超新星を起こせるかもしれない。超新星残骸の中に magnetar が見つかった例 Kouveliotou et al. (1998) も報告されており、このモデルも否定できない。これらは今後の課題になる。

Reference

Galama, T. J., Vreeswijk, P. M., van Paradijs, J., et al. 1998, Nat, 395, 670

Iwamoto, K., Mazzali, P. A., Nomoto, K., et al. 1998, Nat, 395, 672

Kohri, K., Narayan, R., & Piran, T. 2005, ApJ, 629, 341

Kouveliotou, C., Dieters, S., Strohmayer, T., et al. 1998, Nat, 393, 235

Kumar, P., Narayan, R., & Johnson, J. L. 2008, MNRAS, 388, 1729

MacFadyen, A. I., & Woosley, S. E. 1999, ApJ, 524, 262

Maeda, K., & Tominaga, N. 2009, MNRAS, 394, 1317

Maeda, K., Kawabata, K., Mazzali, P. A., et al. 2008, Science, 319, 1220

Mészáros, P. 2006, Reports on Progress in Physics, 69, 2259

Piran, T. 2004, Reviews of Modern Physics, 76, 1143

Popham, R., Woosley, S. E., & Fryer, C. 1999, ApJ, 518, 356

Woosley, S. E., & Bloom, J. S. 2006, ARA&A, 44, 507

Woosley, S. E., & Heger, A. 2006, ApJ, 637, 914

目次へ

b1

銀河系中心核Sgr A*の43 GHz帯における準周期的振動の検出

慶應義塾大学
M1 岩田悠平

銀河系中心核 Sgr A*の 43 GHz 帯における準周期的振動の検出

岩田 悠平 (慶應義塾大学大学院 理工学研究科)

Abstract

銀河系の中心核は、Sgr A*と呼ばれる強烈な点状電波天体として認識され、$M \sim 4 \times 10^6\ M_\odot$ の超大質量ブラックホールを内包していると考えられている。しかしながら Sgr A*は、未だ一般相対論が予言するブラックホールの「候補天体」に過ぎない。一般にブラックホール候補天体は、その光度に準周期的振動 (quasi-periodic oscillation; QPO) と呼ばれる特有の変動現象を伴う事が知られている。これは、一般相対論的効果を受けた降着円盤内の軌道運動とエピサイクリック運動との共鳴に起因する現象と解釈されており、ブラックホールの有力な存在証拠の一つと考えられている。Sgr A*もまた、近赤外線および X 線フレア中に QPO を呈しているとの報告があり、電波領域でも VLBA, 43 GHz 帯にて Sgr A*の構造変化を用いた QPO の検出が報告されている。我々は、この 43 GHz 帯のデータを使用して、光度曲線を用いた強度変動の詳細な周期解析を行った。2004 年 3 月 8 日のデータを解析した結果、Sgr A*は 43 GHz において 13%変動し、少なくとも 14.6 分、32.1 分に有意な周期的振動を示すことが分かった。これらの周期を降着円盤の共鳴振動モデルでフィットするならば、Sgr A*のスピンパラメータ a_* は $a_* = 0.56 \pm 0.15$ と求められる。この a_* の値は、質量降着による Sgr A*の自転角運動量の上昇過程以外に、何らかの角運動量の抜き取り過程があることを示唆している。

1 Introduction

強烈な点状電波源である銀河系中心核 Sgr A*はその質量が $M \sim 4 \times 10^6\ M_\odot$ と見積もられており (Ghez et al. 2008)(Gillessen et al. 2009)、最も確度の高い超大質量ブラックホール (supermassive black hole; SMBH) の候補天体である。Sgr A*の質量は周囲の恒星の運動から正確に測定されているが、BH の基本的な物理量の一つである自転角運動量は未だ議論の渦中である。Sgr A*は広帯域な連続波を放射し、ミリ波から X 線においてフレアが観測される (Baganoff et al. 2001)(Genzel et al. 2003)(Yusef-Zadeh et al. 2006)。BH 候補天体は、その光度に準周期的振動 (quasi-periodic oscillation; QPO) と呼ばれる特有の変動現象を伴う事が知られているが、Sgr A*もまた、近赤外線および X 線フレア中に QPO の暫定的報告がされている (Genzel et al. 2003)(Yusef-Zadeh et al. 2006)(Bélanger et al. 2006)(Hamaus et al. 2009)。

Sgr A*から検出されている QPO の周期は、降着円盤の最内安定円軌道 (Innermost stable circular orbit; ISCO) での回転周期に近い。このことから QPO の発生モデルの一つとして、降着円盤中の ISCO 付近で一般相対論的効果を受けたケプラー振動数 $\Omega_{\rm K}$ とエピサイクリック振動数 κ が $\Omega_{\rm K} = 2\kappa$ となる半径で共鳴を起こすという共鳴円盤振動モデルが考えられている (Kato & Fukue 2006)(Kato et al. 2010)。このモデルでは、観測される QPO の振動数は整数 m を用いて、$m\Omega_{\rm K} \pm \kappa$ と表され、それぞれの振動数は共鳴半径、BH 質量、BH の自転角運動量を表すスピンパラメータ a_* (a_* は $-1 \leq a_* \leq 1$ の範囲をとる) を用いて求めることができる。

電波帯での QPO は、Very Long Baseline Array (VLBA) による 43 GHz データから、Sgr A*の空間構造の時間変化を解析することによって 16.8, 22.2, 31.4, 56.4 分の周期が報告されている (Miyoshi et al. 2011)。我々はこのデータについて、空間構造を限定した上で光度曲線を作成し周期解析を行い、より信頼度の高い QPO の検出を目指した。

2 Observations and Analysis

今回解析を行ったデータは、2004 年 3 月 8 日 9:30 - 16:30 (UT) に観測された VLBA の 43 GHz データである。この前日には Nobeyama Millimeter Array にて Sgr A*のミリ波フレアが観測されていた (Miyazaki et al. 2006)。

解析には、Astronomical Image Processing System (AIPS) を用いた。このデータの全時間を用いて作成した Sgr A*のイメージを図 1 に示す。AIPS のタスク UVFIT を用いて、Sgr A*の構造を楕円のガウシアン (712 μas × 407 μas, PA = $79\overset{\circ}{.}8$, Bower et al. 2004) に固定し、ピーク強度をフリーパラメータとしてビジビリティデータのフィッティングを行った。フィッティングはデータに対し 15 秒間隔で行い、合計で 756 点のフラックス密度が得られた。

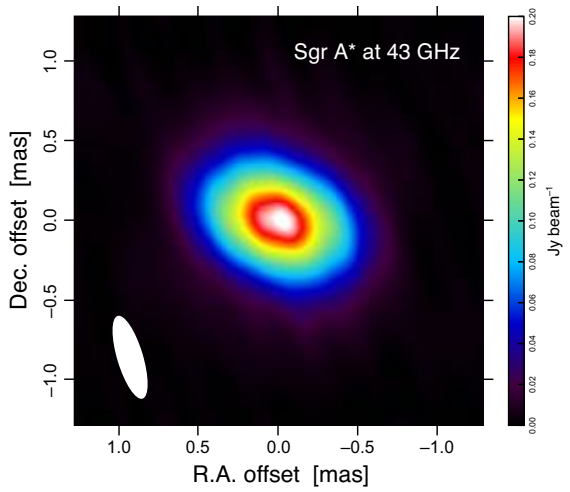


図 1: Sgr A*の VLBA 43 GHz イメージ 。合成ビームを左下に示している。

3 Results

図 2 にフィッティングより得られたフラックス密度の光度曲線を示す。光度曲線は最初の 30 分のデータのクオリティが悪かったため、これを除いた 702 点をプロットしている。光度曲線の変動の有無を調べるため、フラックス密度が図 2 の平均値 1.02 Jy となる一定のモデルに対し、χ^2 を自由度で割った $\chi^2_{\rm red}$ を計算した。$\chi^2_{\rm red} = 61$ と 1 より十分大きい値を示し、この光度曲線は変動を示すことが分かった。変動の相対的な大きさは、図 2 の標準偏差 0.14 Jy であったことから 0.14 Jy/1.04 Jy $\simeq$ 13% と求められた。

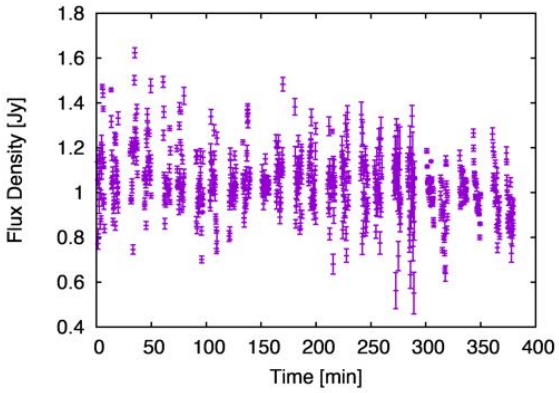


図 2: 得られた光度曲線。エラーバーはフィッティング誤差を示している。

得られた光度曲線に特徴的な周期が含まれているか調べるため、周期解析を行った。光度曲線の時間間隔は等間隔ではないため、等間隔でないデータについても周期解析を行うことができる Lomb-Scargle Periodogram (L-S ピリオドグラム)(Scargle 1982) という手法を用いた。図 3 に L-S ピリオドグラムを示す。図 3 で見られる強いピーク 3 つについて、ガウシアンフィットでピーク位置を求めると、10.2 ± 0.1 分、14.6 ± 0.2 分、32.1 ± 0.8 分 と求められた。また、ピークの高さの信頼性を示す False Alarm Probability (FAP) (Horne & Baliunas 1986) を求めると、3 つのピークは全て FAP = 0.01% を上回った。したがって、3 つの周期が本物の信号によるものである可能性が高いことが示された。

特徴的な周期が光度曲線の時間間隔によるものではないか調べるため、ガウシアンノイズと図 2 と同じ時間 t_j を用いて光度曲線を作成し、周期解析を行った。得られた L-S ピリオドグラムからは、強められるような特徴的な周期は見られなかった。また、ガウシアンノイズに cos 波を加えた光度曲線に対しても周期解析を行った。図 4 に 32.1 分の周期の cos 波を加えた時の L-S ピリオドグラムを示す。10.2 分の周期を入れた場合にも同様の図となり、このことか

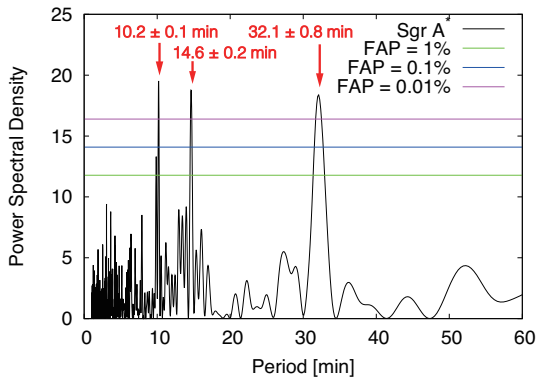


図 3: 光度曲線から得られた L-S ピリオドグラム（黒線）と FAPs。緑、青、赤紫はそれぞれ FAP = 1, 0.1 0.01% を表す。

ら 10.2 分と 32.1 分の周期の信号どちらかが入った場合、もう一方の周期を誘起する可能性があることがわかった。

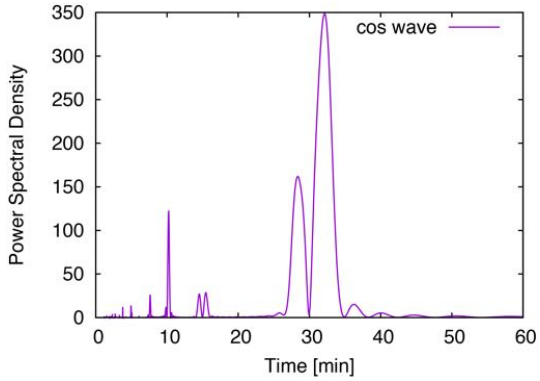


図 4: ガウシアンノイズに 32.1 分の cos 波を加えたときの L-S ピリオドグラム。

4 Discussion

図 3 に見られた 10.2, 14.6, 32.1 分の周期について考える。擬似信号を入れた数値シミュレーションから、10.2 分と 32.1 分の周期はどちらかの影響によって誘起された可能性があることがわかった。したがって、10.2, 32.1 分のどちらかの周期と 14.6 分の周期が本研究で観測された QPO の周期と考えることが出来る。10.2 分と 32.1 分の周期に関してはどちらが本物の周期であるか結論付けるのは難しいが、過去の観測例で 10 分に近い周期は見つかっていないことから、32.1 分の周期の方がより信憑性が高いように思われる。したがって、本研究では少なくとも 14.6, 32.1 分の 2 つの QPO 周期を検出した可能性がある。

14.6, 32.1 分の周期について、降着円盤の共鳴円盤振動モデルで a_* についてフィッティングを行った。今回得られた 3 つの周期とフィッティングの最適値 $a_* = 0.56$ のとき理論的に予想される周期を図 5 に示す。なお BH 質量は $(4.31 \pm 0.66) \times 10^6\ M_\odot$ とした (Gillessen et al. 2009)。フィッティング結果とモンテカルロシミュレーションから、$a_* = 0.56 \pm 0.15$ と求められた。

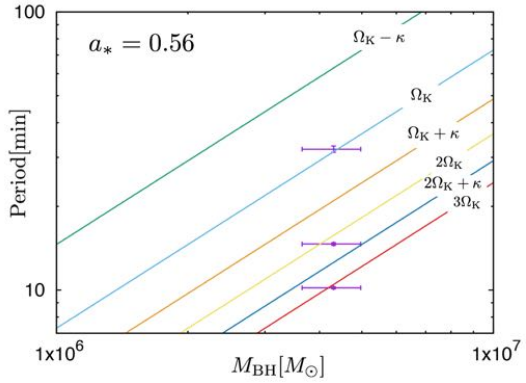


図 5: 観測された周期と $a_* = 0.56$ のときの共鳴円盤振動モデルによる計算結果。直線は理論的に予想される各モードでの QPO 周期を示している。

BH は質量降着によって成長する際に、角運動量も受け取るためスピンパラメータは大きくなる ($a_* \sim 1$) と考えられる。しかしながら本研究の結果は $a_* = 0.56$ という 1 よりも明らかに小さい結果となり、BH から何らかの角運動量の抜き取り過程が存在することを示唆している。理論的には、適度に降着が起こるような BH のモデルによる結果 ($a_* \lesssim 0.5$)(King & Pringle 2006) や、BH 周りの磁場の影響を考慮した統計的な平衡解 ($a_* \sim 0.6$)(Chashkina & Abolmasov 2015) によって、本研究で求めたスピンパラメータと近い値が報告されている。

5 Conclusion

本研究では Miyoshi et al. (2011) のデータを用いて、Sgr A*からの放射を楕円のガウシアンでフィットする手法により光度曲線を得た。光度曲線についてL-S ピリオドグラムを用いて周期解析を行うと、10.2, 14.6, 32.1 分の特徴的な周期が検出された。本論文では、このうち 14.6, 32.1 分の周期についてQPO を観測した可能性があると結論付ける。得られた QPO の周期から銀河系中心核 BH のスピンパラメータを求めると、$a_* = 0.56 \pm 0.15$ という値が求められた。このような 1 よりも明らかに小さいスピンパラメータの値は、BH から何らかの角運動量の抜き取り過程が存在することを示唆している。

電波帯での QPO の存在をより確固たるものにするためには、検出例を増やすことが必要である。更なる QPO の検出報告のため、我々は Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array による Sgr A*の観測を計画している。

Reference

Ghez, A. M., Salim, S., Weinberg, N. N., et al. 2008, ApJ, 689, 1044-1062

Gillessen, S., Eisenhauer, F., Trippe, S., et al. 2009, ApJ, 692, 1075

Baganoff, F. K., Bautz, M. W., Brandt, W. N., et al. 2001, Nature, 413, 45

Genzel, R., Schödel, R., Ott, T., et al. 2003, Nature, 425, 934

Yusef-Zadeh, F., Roberts, D., Wardle, M., Heinke, C. O., & Bower, G. C. 2006, ApJ, 650, 189

Bélanger, G., Terrier, R., de Jager, O. C., Goldwurm, A., & Melia, F. 2006, Journal of Physics Conference Series, 54, 420

Hamaus, N., Paumard, T., Müller, T., et al. 2009, ApJ, 692, 902

Kato, S., & Fukue, J. 2006, PASJ, 58, 909

Kato, Y., Miyoshi, M., Takahashi, R., Negoro, H., & Matsumoto, R. 2010, MNRAS, 403, L74

Miyoshi, M., Shen, Z.-Q., Oyama, T., Takahashi, R., & Kato, Y. 2011, PASJ, 63, 1093

Miyazaki, A., Shen, Z.-Q., Miyoshi, M., Tsuboi, M., & Tsutsumi, T. 2006, Journal of Physics Conference Series, 54, 363

Bower, G. C., Falcke, H., Herrnstein, R. M., et al. 2004, Science, 304, 704

Scargle, J. D. 1982, ApJ, 263, 835

Horne, J. H., & Baliunas, S. L. 1986, ApJ, 302, 757

King, A. R., & Pringle, J. E. 2006, MNRAS, 373, L90

Chashkina, A., & Abolmasov, P. 2015, MNRAS, 446, 1829

目次へ

b2

VLAの電波観測に基づくマイクロクエーサーSS 433のジェットの偏波解析

九州大学
M1 酒見はる香

VLA の電波観測に基づくマイクロクエーサー SS 433 のジェットの偏波解析

酒見 はる香 (九州大学 宇宙物理理論研究室)

Abstract

宇宙ジェットの研究は多くなされており、その形成や構造については多くのことが解明されてきている。特にマイクロクエーサー SS 433 は比較的近傍に存在するため、多くの観測が行われており、その構造について活発に調べられている。しかし、未だにわかっていない点も存在する。
宇宙ジェットを理解することは、宇宙の構造・形成を理解するために欠かせないものである。また、SS 433 のジェットの研究が進むことで、AGN などの他の宇宙ジェットの理解も深まると考えられる。
ジェットの研究の手法の一つとして、偏波解析が挙げられる。偏波解析では、天体から届く電磁波の電場の振動の偏りがどの方向にどの程度あるのかを調べることで、天体の電場ないし磁場の構造を調べる。本公演では SS 433 の偏波解析の現状の理解を深めるべく、David et al.(2008) のレビューを行う。
David et al.(2008) では、ジェット上で偏波の程度に偏りが生じている様子が見られた。ジェットの周辺領域ではジェットよりもかなり大きい偏波が見られ、このことから SS 433 とそのジェットを取り巻く物質が大局的な磁場を持っていることがわかった。ジェットと、それを取り巻く物質との相互作用が、ジェットの形態と磁場を決定するのに重要な役割を果たしているであろうと考えられる。このようなジェットの周辺領域の偏波の影響やファラデー偏波解消、ジェットの運動の影響を考慮すると、ジェットの磁場がジェットのらせん構造に沿っていることが確認された。

1 Introduction

SS 433 は、超新星残骸 W50 内に存在するマイクロクエーサーである。周期 13.1 日の近接連星系を成し、主星は恒星質量ブラックホールもしくは中性子星であり [1]、伴星は通常の恒星である。主星からは二つのジェットが噴き出しており、その速度は約 0.26c である。また、ジェットが歳差運動をしており、その周期は 162 日、歳差軸からの傾きは 20°である [2]。そのため、ジェットはらせん構造をしている。

VLA を用いた周波数 5 GHz の観測から、ジェットが数十パーセントの直線偏波をしており、その偏波の構造は、ジェット上での位置と、歳差運動の位相で変わることが確認された [3]。また、ジェットの磁場は、ジェットに沿ってらせん構造をしていると考えられている [4]。本公演では、VLA（Very Large Array）による SS 433 の電波観測のデータを用いて偏波解析を行った論文、David et al.(2008)[5] のレビューを行う。

2 Observation and Data Reduction

今回は VLA で 1998 年 3 月 5 日から 7 日にかけて 3〜4 時間おきに観測したデータを用いている。周波数は 3 月 5 日では 1.415, 1.665, 4.800, 14.94 GHz のものを、3 月 6 日と 7 日では、1.415, 1.465, 4.800, 14.94 GHz のものを用いている。解析には AIPS（電波干渉計データ解析用ソフトウェア）を、画像作成には DIFMAP を用いた。各日付で、各周波数の画像を作成し、最終的に同じ周波数のものについて、主星の位置で重ね合わせ、平均を取った画像を作成した。

3 Result

図 1 は、14.94 GHz で観測した SS 433 のジェットのデータについて、上に述べたような処理を行った

結果の画像である。画像のうち、上段は全電波強度の等高線、中段は偏波強度の等高線と電場のポジションアングル、下段は全電波強度の等高線（上段のものより本数を減らしている）と、グレースケールで偏波率を表している。ここで偏波率とは、全電波強度のうち偏波強度の占める割合であり、より色が濃いものが偏波率が高いということを表している。また、各画像に、Hjellming & Johnston(1981b)[6] のジェットの運動力学モデルを重ねている。この運動力学モデルは、ジェットの速度の赤経・赤緯方向の成分から、ジェット物質の時刻ごとの位置を表しているものである (Appendix 参照)。画像に重ね合わせているモデルでは、5 日ごとに放出されたジェット物質の位置を示している。+は我々の方向に向かっているもの、・は我々から遠ざかっているものを表す。

また今回、地球から SS 433 までの距離は d = 5.5 kpc、ジェットの速度は 0.29c を採用している。

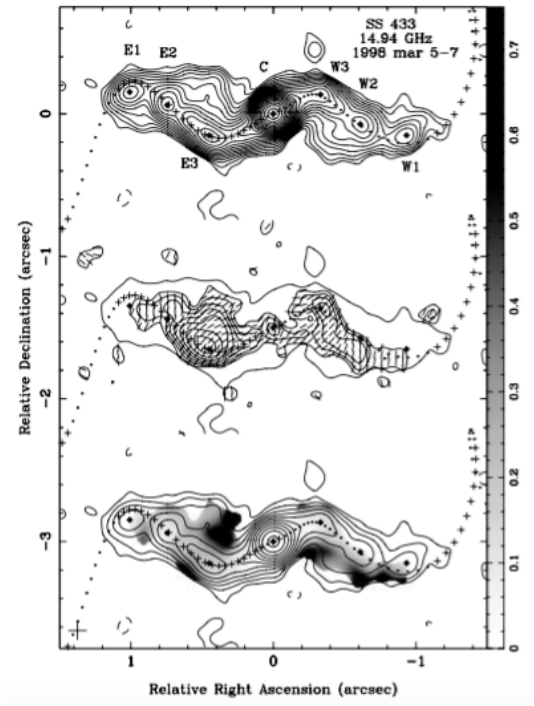


図 1: 14.94 GHz のデータの処理後の画像

図 2 は、14.94 GHz の周波数で観測された SS 433 のジェットの磁場の方向を示したものである。この磁場の方向は、観測で得られたストークスパラメータから電場のポジションアングルを求め、それに対し直交しているとして決められている。等高線の尾根の部分がジェットであるとみなし、ジェット上の特に明るく輝く領域（E1, E2, E3, W1, W2, W3）、主星の位置を表す core(C)、ジェット、ジェットの周辺領域（off-jet）に着目して、以下の結果を見ていく。

1. E1 と W1 の近くでは、SN 値が低いことと、ジェットが急激に曲がっていることから、磁場の方向の決定が難しい。
2. E1-E2-E3、W1-W2-W3 の領域では、磁場の方向が等高線の尾根に沿っている様子が見られる。
3. E3-C-W3 の領域では、ジェットの方向と磁場の方向が直交している様子が見られる。これは、電波がファラデー回転を受けている影響によるものだと考えられる。
4. off-jet、特に E3 の北側や W3 の南側では、偏波率が高く、磁場が一定の方向を向いている様子が見られる。このことから、SS 433 を取り巻く物質が数千 AU のスケールの大局磁場を持っていることがわかる。また、一つの可能性として、ジェットとそれらの構造との間に相互作用が働き、ジェットの端の部分ではガスの大規模な運動が引き起こされると考えられる。
5. 図 1 の下段に示されている通り、ジェットの偏波は、off-jet の偏波よりも低くなっており、off-jet の偏波に隠されてわかりにくくなっている。しかし、ジェットの全領域で偏波率が最小となる部分をジェットとみなすと、ジェットの磁場はジェットに沿ってらせん構造になっていることがわかる。
6. 図 1 の下段に示されている通り、特に明るく輝く領域（E1, E2, E3, W1, W2, W3）とそれらの間の領域（例えば E1 と E2 の間の領域や、E2 と E3 の間の領域）では、前者の方が、偏波率が低い。特に明るく輝く領域がどのようにして作られるのかはまだわかっていない。しかし、一つの考えうるプロセスとして core でなんらかの衝撃波が発生し、それにより圧縮された部分が、ジェット上で特に明るく輝いて見えるというものがある。このプロセスで考えると、圧縮された部分では磁場の構造が複雑になり、部分的にジェットの進行方向に直交するような磁場も生じる。この影響で、特に明るく輝く領域では偏波率が低くなると考えられる。

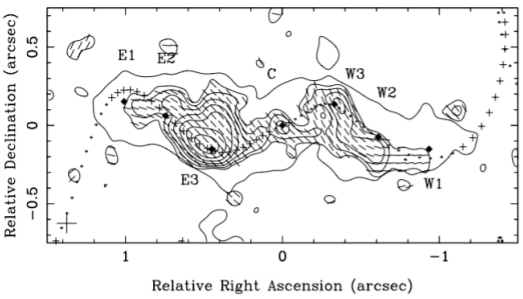


図 2: 磁場の方向

4 Summary and Future work

今回レビューした論文から、SS 433 のジェットの磁場、また、ジェットの周辺領域の磁場の特徴が分かった。現段階では、ジェットと、その周りに存在する物質との相互作用の詳細や、ジェット内で特に明るく輝くような領域がどのように発生するのかということがわかっていない。

今後の研究では、SS 433 のジェットの端やコクーンの偏波解析を行っていき、ジェットと周りの物質との境界の磁場構造を調べたいと考えている。

Acknowledgement

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。

Reference

(1)K. Kubota, et al., ApJ, 709:1374-1386, 2010
(2)Abell, G. O., & Margon, B., Nature, 279, 701, 1979
(3)Hjellming, R. M., & Johnston, K. J. 1981a, Nature, 290, 100
(4)Stirling, A. M., et al., MNRAS, 354, 1239, 2004
(5)David H. Roberts, et al., ApJ, 676:584-593, 2008
(6)Hjellming, R. M., & Johnston, K. J. 1981b, Apj, 246, L141

Appendix

ここでは、Hjellming & Johnston(1981b) の運動力学モデルについて説明する。まず、SS 433 の静止系の軸を考える。主星の位置を原点とし、ジェットの速度ベクトル $\vec{v}$ が角度 ψ、角速度 Ω で回転しているような軸を z' 軸、z' 軸に直交し、空の面の方向の軸を y' 軸、y' 軸と z' 軸の両方に直交している軸を x' 軸とする（右手系をとる）。また、ここで二つのパラメータ s_{rot} と s_{jet} を定義する。s_{rot} については $\Omega = s_{rot} 2\pi / P$ が成り立ち、s_{rot}=+1 は右ねじの方向を表す。また、P はジェットの歳差運動の周期である。s_{jet}=+1 は、ジェットが我々に向かっている状態を表す。

ここで、観測者の系を考える。主星の位置を原点として、観測者の方向に x 軸、y' 軸と同じように y 軸、x 軸と y 軸に直交するように z 軸をとる。ここで、z' 軸と x 軸の成す角を i とする *(*図 3 *(A))*。この時、ジェットの速度ベクトル $\vec{v}$ は *SS 433* の静止系で、

$$\vec{v} = s_{jet} v[\sin\psi\cos\Omega(t_0 - t_{ref}), \sin\psi\sin\Omega(t_0 - t_{ref}), \cos\psi] \tag{1}$$

となる。ここで、t_0 は速度を測った時刻、t_{ref} は t_0 より前のある基準となる時刻を表す。このジェットの速度ベクトルを観測者の系で表すと、

$$\vec{v}\cdot\vec{\hat{x}} = s_{jet} v[\sin\psi\sin i\cos\Omega(t_0 - t_{ref}) + \cos\psi\cos i] \tag{2}$$

$$\vec{v}\cdot\vec{\hat{y}} = s_{jet} v[\sin\psi\sin\Omega(t_0 - t_{ref})] \tag{3}$$

$$\vec{v}\cdot\vec{\hat{z}} = s_{jet} v[\sin i\cos\psi - \cos i\sin\psi\cos\Omega(t_0 - t_{ref})] \tag{4}$$

となる。

さらに観測者の系の y 軸と z 軸を χ だけ回転させた、北の方向を指す $\Delta\delta$ 軸、東の方向を指す $\Delta\alpha$ 軸を新たな軸に取り直す *(*図 3 *(B))*。ここで、δ は赤緯、α は赤経を表している。この時、$\Delta\alpha$ 方向、$\Delta\delta$ 方向のジェットの速度成分は *(3)* と *(4)* を用いて、

$$v_\alpha = (\sin\chi)\vec{v}\cdot\vec{\hat{y}} + (\cos\chi)\vec{v}\cdot\vec{\hat{z}} \tag{5}$$

$$v_\delta = (\cos\chi)\vec{v}\cdot\vec{\hat{y}} - (\sin\chi)\vec{v}\cdot\vec{\hat{z}} \tag{6}$$

で表される。ここでジェットのある部分が *core* から放出された時間を t_{eject} とすると、その固有運動は

$$\mu_\alpha = \frac{v_\alpha(t_0 - t_{eject}/\cos\delta)}{d(1-\vec{v}\cdot\vec{\hat{x}}/c)} \tag{7}$$

$$\mu_\delta = \frac{v_\delta(t_0 - t_{eject})}{d(1-\vec{v}\cdot\vec{\hat{x}}/c)} \tag{8}$$

となる。これらの式に v、P、ψ、i 、χ、d(地球から *SS 433* までの距離)、c(光速)、s_{rot}、s_{jet} の値を代入し、ジェット物質の位置を求めたものが、運動力学モデルである。

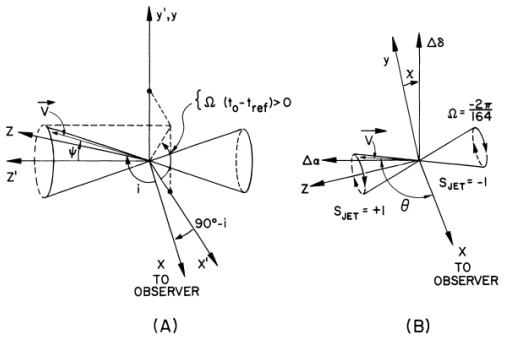


図 3: (A)SS 433 の静止系と観測者の系 (B) 観測者の系と $\Delta\delta$ 軸・$\Delta\alpha$ 軸

目次へ

b3

放射冷却を取り入れたブラックホール降着円盤

九州大学
M1 大村匠

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

二温度化による放射冷却を取り入れたブラックホール降着円盤

大村 匠 (九州大学 理学府物理学専攻)

Abstract

ブラックホールなどのコンパクト天体には, その強い重力によって落ち込むガスによって降着円盤が形成され,X 線を放射する。X 線連星で観測される X 線スペクトル状態は, ハード状態とソフト状態の 2 種類に大別される. ソフト状態は, 光学的に厚く、幾何学的に薄いとした標準円盤モデル (SSD) に対応していると考えれており、ハード状態は、光学的に薄く、幾何学的に厚い放射が非効率な高温降着流を持つ円盤モデル (RIAF) を用いて説明される。X 線観測では、ハード状態からソフト状態への遷移状態も観測されているが、その遷移状態の理論的モデルはまだ解明されていない。ハード状態は, 放射を出す効率が極端に悪いため, 重力エネルギーの解放により生じた熱エネルギーを外に排出することできない. そのため, 円盤内部は高温となり, 温度が電子の静止質量エネルギーを超え 2 温度分布が形成される. ハード状態では, 高エネルギー電子による制動放射, シンクロトロン放射, 逆コンプトン散乱が基本的な放射機構となる. 電子の温度を考慮した円盤モデルを考えた流体力学シミュレーションを行うことで、質量降着率がある臨界点に達すると放射冷却によってハード状態からソフト状態への遷移状態へと遷移することがわかった。

1 Introduction

ブラックホール X 線連星 (BHBs) や活動銀河核 (AGNs) は、ジェットやフレア等の激しい活動性を示すことが知られている。この激しい活動性の起源は、中心天体の大きな重力エネルギーが中心天体の周りを回転しながら落下するガス円盤 (降着円盤) の中で開放されるためであると考えられている。X 線連星により X 線連星に関する観測が行われている。その結果、大まかに分けて 2 つの X 線スペクトル状態はあることがわかっている。一つは、軟 X 線が比較的に強く、X 線スペクトルがおおよそ 1KeV の黒体放射とパワーロウの重ね合わせで説明できるソフト状態である。ソフト状態は黒体放射の重ね合わせで説明できることから、光学的に厚く幾何学的に薄い標準円盤モデルであると考えれている。もう一方の X 線スペクトル状態はスペクトル全体がパワーロウをを持ち、ソフト状態では見られない 100KeV 付近でのカットオフが見られるハード状態である。ハード状態は、光学的に薄く、幾何学的に厚い放射が非効率な高温降着流を持つ円盤モデル (RIAF) を用いて説明される。近年では、X 線連星のアウトバースト時に、この 2 つのスペクトル状態を行き来する状態遷移が観測されている。最近の観測からアウトバースト前半のハード状態からソフト状態の遷移間では、光学的に薄く非常に明るい状態があることが発見された。このハード状態からソフト状態への状態遷移の円盤モデルはまだ解明されていない点が多い。

ハード状態は、放射が非効率であると考えられているため、放射の冷却効果が効かずガスが高温となる。高温になると、粘性が大きくなり角運動量の輸送効率が高まる。重力エネルギーの開放によって生じた熱は、この高速ガス流にのって、中心天体へと運ばれるため、円盤の中心ほど温度が高くなる。ガスの温度はブラックホール近傍で 10^{12}K に達する。そのため、温度が電子の静止質量エネルギーを超え、2 温度分布が形成される。そのため、ハード状態における基本的な放射機構は、(1) 高エネルギー電子からの制動放射,(2) 磁場と高エネルギー電子によるシンクロトロン放射,(3) 制動放射やシンクロトロン放射によって生成された光子の、高エネルギー電子による逆コンプトン散乱である。この放射機構を取り入れた円盤の流体シミュレーションは、ほとんど行わていない。

そのため、降着円盤のハード状態からソフト状態への状態遷移の理解には、放射冷却を取り入れた数値実験が重要である。そこで、高温降着流内のガス温

度から電子温度を近似的に与えることによって、放射冷却を取り入れた 2 次元の降着円盤の流体シュミレーションを行った。

2 Methods

極座標系 (R, θ, ϕ) において、基礎流体力学方程式は以下のように与えられる。

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho\nabla\cdot\boldsymbol{v} = 0 \tag{1}$$

$$\rho\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = -\nabla P_{tot} - \rho\nabla\phi + \nabla\cdot\boldsymbol{T} \tag{2}$$

$$\rho\frac{d(e/\rho)}{dt} = -P_{gas}\nabla\cdot\boldsymbol{v} + \boldsymbol{T}^2/\mu - Q^-_{rad} \tag{3}$$

ρ は質量密度,$\boldsymbol{v}$ はガスの速度、Q^-_{rad} は放射冷却率、全圧力 $P_{tot} \equiv P_{gas} + P_{mag}$ は、ガス圧と磁気圧の和で表せる。$\boldsymbol{T}$ は応力テンソルで、e は内部エネルギー,ϕ は重力ポテンシャルで、今回は近似的な重力として Pseudo-Newtonian 重力 $\phi = -GM_{BH}/(R - R_s)$ を採用している。R_s はシュバルツシュルト半径である。また、降着円盤の粘性の起源は磁気回転不安定性であると考えれているが、慣習的に用いられる α 粘性を採用する。磁場は、プラズマパラメータ β(ガス圧と磁気圧の比) を用いて与え, 簡単のため定数であると仮定した。

高温降着流内での電子とイオンのニ温度を考える。ガスは円盤内部ほど高温状態になり、高温になるほど電子温度 T_e がイオン温度 T_i より低くなることから、電子温度を以下のように仮定する。

$$T_e = \frac{T_i}{(R/R_0)^{-k} + 2.0} \tag{4}$$

ここで、$k > 0$ はチューニングパラメータで、R_0 は、初期円盤の最もガス密度が高い点までの半径である。電子温度を考慮することで、放射冷却率 Q^-_{rad} を計算でき、円盤の時間変化を追うことができる。

高温降着流内での放射機構は、制動放射、シンクロトロン放射、逆コンプトン散乱である。放射冷却率は

$$Q^-_{rad} = Q^-_{brem} + Q^-_{syn} + Q^-_{syn,C} \tag{5}$$

で表される。制動放射は、電子-電子衝突と電子-イオン衝突の両方を考慮している。

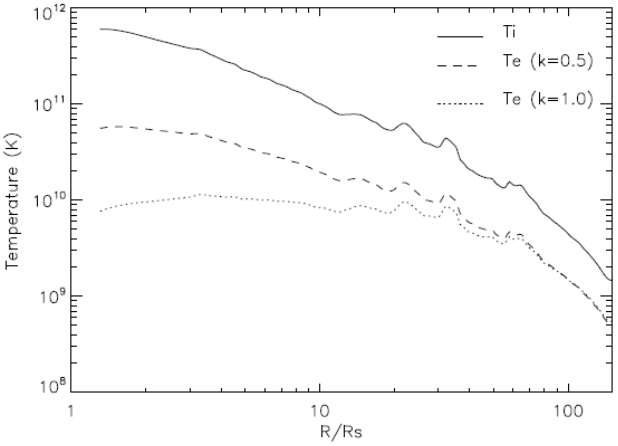


図 1: 電子温度とイオン温度の変化の様子。イオン温度は RunA においての放射冷却が行われる前の状態の値である。

表 1: シミュレーションの各種パラメータ値

Run	ρ_{max}/ρ	β	k	t_{stop}	$\dot{M}/\dot{M}_{Rdd}$
A	1.0	10	1.0	9.0	0.06
A1	0.5	10	1.0	8.0	0.03
A2	0.1	10	1.0	5.0	0.006
B	1.0	100	1.0	5.0	0.06
B1	1.0	1	1.0	5.0	0.06
E	0.5	10	0.5	5.0	0.03
E1	0.5	10	$-^{(a)}$	5.0	0.03

(a) は $T_e = T_i$

シミュレーションにおける、初期条件としてブラックホール $M_{BH} = 10M_\odot$ のまわりに、ドーナツ型のトーラス状のガス円盤を仮定した。円盤は中心から距離 $100R_s$ のところでガス密度が最大であるとした。最大ガス密度は、円盤の質量降着率 $\dot{M}$ を決定する。計算領域は、$1.3R_s$ から $400R_s$ までとし、外からの質量降着はないものとした。粘性パラメータ $\alpha = 0.01$ で固定し、表 1 に示すようにパラメータを変えながら、円盤の時間発展を調べた。

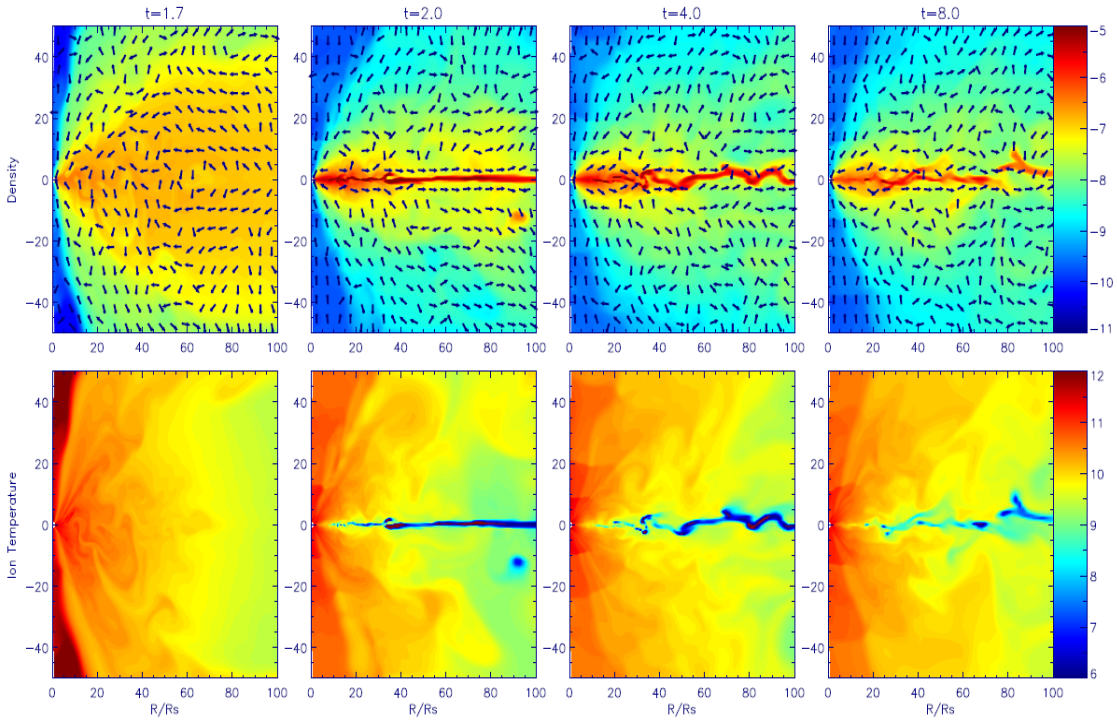


図 2: RunA における円盤のガス密度 (上) とイオン温度 (下) の変化の様子。左から $t = 1.7, 2.0, 4.0, 8.0$ の様子である。

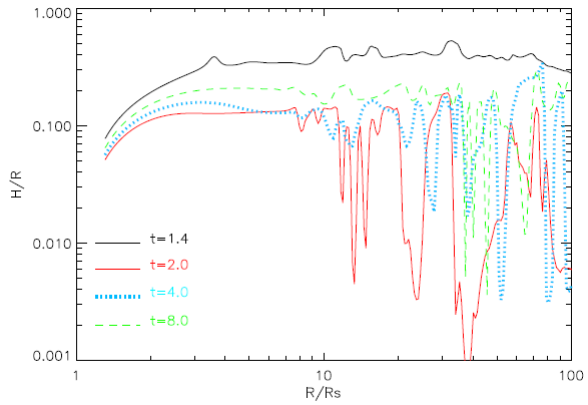


図 3: RunA における、赤道面での半径に対する H/R の変化の様子。黒線、赤線、青破線、緑破線はそれぞれ $t = 1.4, 2.0, 4.0, 8.0$ の様子を示している。

3 Results

RunA を基準シミュレーションとした。図 2 に RunA においての円盤のガス密度 (上) とイオン温度 (下) の時間変化（左から $t = 1.4, 2.0, 4.0, 8.0$）を示す。$t = 1.4$ のとき、幾何学的に厚く高温な降着流が見らる。$t = 2.0$ では、放射冷却の効果によって、冷やされ赤道面に冷たく、密度の高い、幾何学的に薄い円盤が形成されているのがわかる。その後の 2 枚の写真では、薄い円盤が乱流状態になっているが、これは外側からの質量降着をなしとしているからである。次に、RunA においての赤道面での半径に対するスケール長と半径の比のグラフを図 3 に示す。スケール長は $H \equiv c_s/\Omega_k$ とし、ここで c_s は音速、Ω_k はケプラー角運動量である。$H/R > 0.1$ のところは高温降着流と考えられ、$H/R < 0.01$ では、冷たい円盤であると考えられる。$t = 1.4$ では、高温で幾何学的に厚いディスクが $R = 100R_s$ まで形成されていることがわかる。対して、$t = 2.0$ では、$R \approx 10R_s$ を境に、内側では高温な降着流が、外側では冷たい円盤が形成されていることがわかる。結果として、高温降着流で放射冷却の効果を取り入れることでハード状態からソフト状態への状態遷移を確認すること

ができた。

質量降着率を変化させて計算を行った。その結果、ハード状態からソフト状態への状態遷移への臨界質量降着率が見つかった。質量降着率が臨界質量降着率より小さいと放射冷却が効かず高温降着流が冷やされず状態遷移しないことがわかった。

電子温度のチューニングパラメータ k を変化させて計算を行った場合、臨界質量降着率が変化することが確認された。これは、電子温度が高くなるにつれて、放射冷却の効果が大きくなるからである。

4 Discussion&Conclusion

本稿では、数値実験によって、臨界質量降着率に達すると円盤がハード状態からソフト状態への状態遷移することを示した。放射冷却によって高温降着流内にいくつかの冷たい塊状の構造ができる。質量降着率の増加に伴い、この塊状の構造が大きく成長・結合し、赤道面に冷たい薄い円盤を形成することが確認できた。この塊状の構造ができることの観測的事実はブラックホール連星においては直接的な証拠は得られていない。しかし、活動銀河核においては、その存在を示す根拠と成りうる観測事例がいくつか見つかっている。

今回のシミュレーションでは、電子温度を近似を用いてガス円盤内の半径から仮定していることや電磁気の方程式を用いず、プラズマパラメータのみで与えているなどの課題がある。また、ソフト状態では、今回は考慮していない熱伝導なども重要になっていくると考えられる。今回の論文レビューを踏まえて私は、電子の温度を近似的に与えるのではなく、二温度プラズマの電磁流体方程式を数値的に解くことによって求めたいと考えている。その結果、より正確な円盤の状態遷移の様子をシミュレーションできると考えられる。最終的には、観測的事実と比較していきたい。

Reference

Mao-chun Wu,Fu-Guo Xie,Ye-Fei Yuan,Zhaoming Gan,astro-ph 1604.02283v1 (2016)

目次へ

b4

超新星残骸における Rayleigh-Taylor 不安定性の 1D モデル

九州大学
M1 長野源生

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

超新星残骸における RT 不安定性の 1D モデル

長野 源生 (九州大学大学院理学府物理学専攻　宇宙物理理論研究室)

Abstract

この研究では 1D の流体方程式に修正を加えることで、RT 不安定性の多次元の効果を近似する方法を示す。このモデルでは、RT 不安定な流れを 2D 軸対称の数値計算で行った結果と比べることによって決めることができる無次元のパラメータを導入する。そして、1D モデルが多次元の効果を再現することができるまで拡張されたことを示すために、いくつかのテストを行う。

1 Introduction

RT 不安定性は流体の間の接触不連続面で起きる。超新星の場合には、イジェクタと CSM の衝突で衝撃波が作り出され、それによって接触不連続面ができ、これが減速されることで生じる慣性力が引き金となって RT 不安定性が起きる。RT によって起こる密度ジャンプやイジェクタと CSM の混合といった多次元の効果は、多くの数値計算によって長年研究されてきた。2D 数値計算は最初に Chevalier と Klein によって行われ、彼らは SNe の構造形成を研究した。

まだ、超新星の力学についての多くの研究が 1D で実行されている。したがって、1D 流体力学コードを用いて行われる超新星の研究で使うことができる 1D モデルの発展が期待される。驚くべきことに、1D 流体コードに簡単に導入できる唯一の方法が Gull によって 40 年前に作り出された。この研究では、この Gull の方法を用いる。Gull の考えに従って、普通の流体変数とともにスカラー量 κ を組み込む。この κ は RT の乱流変動の大きさを表す。κ は流れの RT 不安定な領域での成長割合を示し、全ての保存される変数の混合を引き起こす局所的な拡散定数 η を計算するために用いられる。この簡単な処方で本当の多次元の RT 計算と一致する力学を作り出すことができる。

2 Model description

まずは、保存則形式で球対称の 1D 流体方程式を書き下す。

$$\partial_t(\rho) + r^{-2}(r^2(\rho\nu))' = 0 \tag{1}$$

$$\partial_t(\rho\nu) + r^{-2}(r^2(\rho\nu^2 + P))' = \frac{2P}{r} \tag{2}$$

$$\partial_t(\epsilon_{tot}) + r^{-2}(r^2(\epsilon_{tot} + P)\nu)' = 0 \tag{3}$$

さらに、イジェクタと CSM の間の混合を測定するために使われるパッシブスカラー X を用いて、保存則を作る。

$$\partial_t(\rho X) + r^{-2}(r^2(\rho X\nu))' = 0 \tag{4}$$

このパッシブスカラー X はイジェクタで $X = 1$、CSM で $X = 0$ である。

多次元の効果を考慮するために、スカラー量 κ を組み込む。κ は乱流変動の相対的な強さを表している。

スカラー量 κ は、バックグラウンド平均についての乱流変動の速度 δu と局所的な音速 c_s を用いて書き表せる。

$$\kappa \quad = \frac{\langle \delta u^2 \rangle}{c_s^2} \tag{5}$$

流れの安定的な領域で、κ はパッシブスカラーとして組み込まれる。

$$\partial_t(\rho\kappa) + r^{-2}(r^2(\rho\kappa\nu))' = 0 \tag{6}$$

目標は 1D の方程式 (1)-(3) を乱流の効果を補足する項を追加して拡張させることである。そこで乱流

における速度変動と密度変動を導入する。全ての量の拡散の支配的なソースはこれらの変動で十分である。

例えば、質量の連続方程式は、

$$\partial_t \rho + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho \boldsymbol{\nu}) = 0 \tag{7}$$

である。質量フラックス $\rho\boldsymbol{\nu}$ は平均の項と変動量で書き直せる。

$$\boldsymbol{F}_\rho = \langle \rho\boldsymbol{\nu} \rangle = \langle \rho_{a\nu g}\boldsymbol{\nu}_{a\nu g} + \delta\rho\boldsymbol{\nu}_{a\nu g} + \rho_{a\nu g}\delta\boldsymbol{u} \rangle \tag{8}$$

二番目の項と三番目の項は全体の平均をとるとゼロになる。最後の項

$$\delta\boldsymbol{F}_\rho = \langle \delta\rho\delta\boldsymbol{u} \rangle \tag{9}$$

は密度変動と速度変動に相関性があるならゼロではない。実際にそれらには相関性があり、密度の変動は流体要素が相関時間の間にどれだけ動いたかによって与えられる。

$$\delta\rho \sim -\tau\delta\boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{\nabla}\rho \tag{10}$$

τ は相関時間であり、この仮定によって質量フラックスは書き直すことができる。

$$\boldsymbol{F}_\rho = \rho\nu - \tau\langle \delta u^2 \rangle \rho' = \rho\nu - \eta\rho' \tag{11}$$

ここで $\eta = \tau\langle \delta u^2 \rangle$ は拡散定数である。同様にして、全ての保存方程式に対して拡散フラックスを導入できる。まだ乱流の成長と崩壊の項は組み込んでいないが、まとめると以下のようになる。

$$\partial_t(\rho) + r^{-2}(r^2(\rho\nu - \eta\rho'))' = 0 \tag{12}$$

$$\partial_t(\rho\nu) + r^{-2}(r^2(\rho\nu^2 + P - \eta(\rho\nu)'))' = \frac{2P}{r} = 0 \tag{13}$$

$$\partial_t(\epsilon_t ot) + r^{-2}(r^2((\epsilon_{tot} + P)\nu - \eta\epsilon'_{tot}))' = 0 \tag{14}$$

$$\partial_t(\rho X) + r^{-2}(r^2(\rho X\nu - \eta(\rho X)'))' = 0 \tag{15}$$

$$\partial_t(\rho\kappa) + r^{-2}(r^2(\rho\kappa\nu - \eta(\rho\kappa)'))' = 0 \tag{16}$$

ここで、$\eta = \tau\langle \delta\boldsymbol{u}^2 \rangle = \lambda\langle |\delta\boldsymbol{u}| \rangle = \lambda\sqrt{\kappa}c_s$ で、λ は相関長である。

λ は、バックグラウンドフローの中の二つの流体要素の距離であり、その二つの要素の膨張による相対速度は乱流速度のオーダーである。

$$\lambda\nabla\cdot \sim \delta u \tag{17}$$

バックグラウンドフローが音速のオーダーで動径方向に膨張しているなら、速度変動は以下のように書ける。

$$\nabla \cdot \nu \sim \frac{c_s}{r}, \quad \delta u \sim \sqrt{\kappa}c_s \tag{18}$$

これによって乱流の the largest coherent scale での推測ができる。

$$\lambda \sim \sqrt{\kappa}r \tag{19}$$

RT の非線形な成長割合は密度 ρ_1 と ρ_2 を持つ二つの流体の間の密度ジャンプがある混合層を考えることで決められる。一定の加速度 g の下で、混合層の幅は h で表される。

$$h(t) = \alpha g A t^2 \tag{20}$$

ここで $A = \frac{(\rho_1 - \rho_2)}{(\rho_1 + \rho_2)}$ は Atwood 数、g は混合層にかかる加速度で、α は定数である。このとき混合層の成長割合は、

$$\Gamma_{RT} = \frac{\dot{h}}{h} = \frac{2}{t} = 2\sqrt{\frac{\alpha g A}{h}} \tag{21}$$

密度変化が線形であると考えれば、混合層の成長割合は以下のように書ける。

$$\Gamma_{RT} \sim \sqrt{-\frac{\rho' P'}{\rho^2}} \tag{22}$$

定数は落としているが、密度と圧力勾配が逆の符号であるときにのみ RT が成長するので負の符号は大事である。この成長割合を κ の方程式にソース項として組み込む。

$$S^+_\kappa = (A + B\kappa)\Gamma_{RT}\rho = (A + B\kappa)\sqrt{-P'\rho'} \tag{23}$$

ここで A と B は任意の無次元の定数であり、ソース項は圧力と密度の勾配が逆の符号を持つ領域でのみ加えられる。

実際には、ソース項に乱流の崩壊を考慮した項を加える必要があるが、現在の研究では結果は 2D の乱流と比較するだけであり、重要な崩壊を示さないので乱流の崩壊の項は無視する。結局 κ は力学的拡散定数 η を計算するために使われる。この拡散係数は $\eta \sim |\delta u|\lambda$ であるので、ある λ で

$$\eta = C(\kappa c_s r) \tag{24}$$

ここで、C はもう一つの無次元の定数である。

λ の選択は重要であり、ここでは $\lambda = \sqrt{\kappa}r$ と仮定している。より正確なモデルでは λ のよりよい仮定ができるかもしれない。しかし、今の $\lambda = \sqrt{\kappa}r$ の仮定では、$A = 1.18 \times 10^{-5}, B = 1.2, C = 0.102$ とすることで 2DRT に非常に正確に近づけることができる。次の章ではそれを確かめていく。

3 Numerical tests

この研究での数値テストは似た方法で全て実行する。それぞれのテストで RT モデルがない 1D 計算、本当の乱流を取り入れた 2D 軸対称計算、RT モデルを取り入れた 1D 計算の 3 つの計算を実行する。最初のテストで、2D 計算と比較することによって定数 A、B、C の値を決めるために”Idealized Supernova” を用いる。ここで決められた値を使って他の 4 つの超新星モデルでテストをする。

3.1 The Idealized Supernova

これは最も簡単な RT 不安定な超新星モデルである。初期条件は以下で与えられる。

$$\rho = \begin{cases} \frac{3}{4\pi R^3} & (r < R) \\ 1 & (r > R) \end{cases} \tag{25}$$

$$\nu = \begin{cases} \nu_{max}\left(\frac{r}{R}\right) & r < R \\ 0 & r > R \end{cases} \tag{26}$$

圧力は無視できる。

初期条件はイジェクタが全質量 $M = 1$、エネルギー $E = 0$ を持ち、一様な密度 $\rho_{CSM} = 1$ の CSM と衝突するように選んだ。解はイジェクタと CSM の質量が匹敵して RT 不安定性が顕著になる時間 $t = 1$ で計算されている。

図は、3 つの計算で得られた全ての量の半径を横軸としたグラフである。一番下のグラフには κ によって表される乱流速度がプロットされており、この量が 2D の計算と直接比較される。定数 A、B、C は κ のプロファイルが 2D の結果になるべく合うように調節されている。これによって決められた $A = 1.18 \times 10^{-5}$、$B = 1.2$、$C = 0.102$ が他のテストで用いられる。

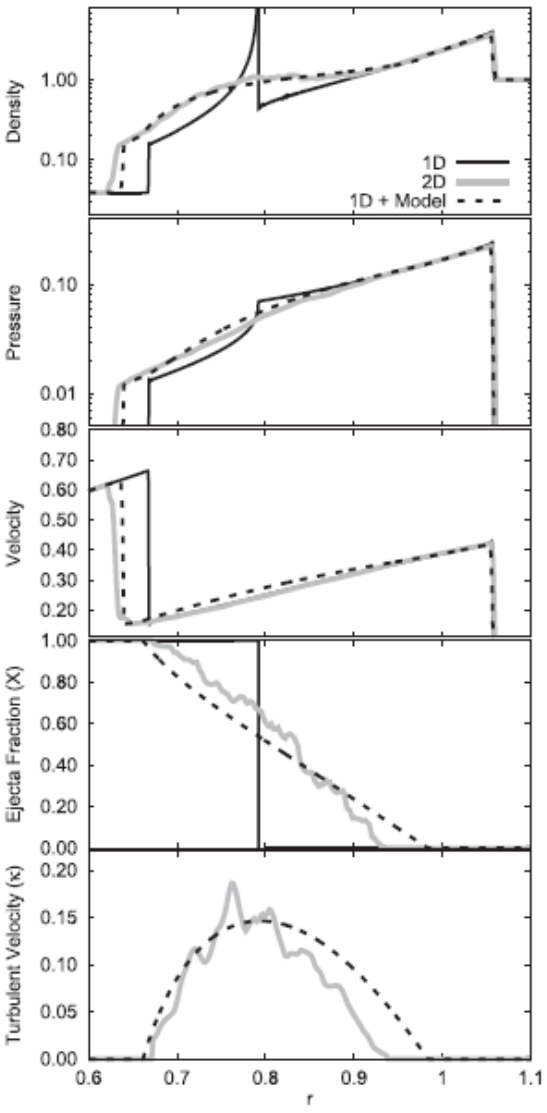


図 1: 時間 $t = 1.0$ での理想的な超新星の 1D プロファイル

3.2 The Soft Explosion

これはより弱い衝撃波を生成する滑らかな初期条件を用いる。初期条件は以下で与えられる。

$$\rho(r) = \rho_{ej}(r) + \rho_{CSM}(r) \tag{27}$$

$$P(r) = 2.5\rho(r) \tag{28}$$

$$X(r) = \frac{\rho_{ej}(r)}{\rho(r)} \tag{29}$$

$$\nu(r) = \left(\frac{r}{R_0}\right) X(r) \tag{30}$$

ここで R_0 であり、

$$\rho_{ej}(r) = \frac{\exp(-(r/R_0)^2)}{R_0^3} \tag{31}$$

$$\rho_{CSM}(r) = 1 \tag{32}$$

である。

従って、初期条件は滑らかな関数によって記述されており、無視できない圧力は衝撃波を弱くし、より簡単に解くことができる。

3.3 The Persistent Engine

このモデルは、エネルギーが無視できないタイムスケールで系にインプットされており、絶え間ないエンジンをモデル化している。これによってイジェクタ構造をずっと複雑にし、よりやっかいなテストとなっている。しかし、内部の圧力によって他のテストに比べて乱雑な RT 不安定性を引き起こすので、重要である。

初期条件は安定な流体の一定の圧力によって与えられる。

$$P = 0.1 \tag{33}$$

$$\nu = 0 \tag{34}$$

$$\rho = 1 + \frac{\tanh((R-r)/a)}{2R^3} \tag{35}$$

エネルギーは熱的に系に燃料を与えていて、単位体積当たりの力は以下で表される。

$$S_\epsilon = \frac{3}{4\pi R_E^3 T} \quad r < R_E \text{ かつ } t < T \tag{36}$$

これはエネルギー供給が終わったときに全エネルギー $E = 1$ を流出するようになっている。

3.4 The Brief Encounter

これはより複雑な初期条件を持っている。 イジェクタは broken power law で与えられ、イジェクタの質量のほとんどが半径 R_1 以内に含まれているが、RT は早い時間で見られる。さらに、衝突は永遠には続かず、これは超新星が衝突する有限なガス殻を表している。初期条件は以下で与えられる。

$$\rho = \begin{cases} \rho_c(R_1/R_c)^{-10}(r/R_1)^{-1} & r < R_1 \\ \rho_c(r/R_c)^{-10} & R_1 < r < R_c \\ \rho_{CSM} & R_c < r < R_2 \\ 10^{-4}\rho_{CSM} & r > R_2 \end{cases} \tag{37}$$

$$\nu = \begin{cases} r/t_0 & r < R_c \\ 0 & r > R_c \end{cases} \tag{38}$$

この問題では、温度を無視している。

3.5 The W7 Model

W7 は普通詳細な元素合成を用いて計算される型超新星のイジェクタモデルで使われる。データが公に利用できるので、複雑な超新星イジェクタモデルで理想的なテストを行うことができる。この例では、イジェクタは以下の密度であるウィンドの中に膨張していくことを考える。

$$\rho_{wind}(r) = \frac{K}{r^2} \tag{39}$$

このウィンドは質量損失が 10^{-4} 太陽質量であり、その速度は 1000km/s である。

4 Summary

超新星モデルと観測を繋げるにはパラメータ空間の広い研究が必要であり、それは特にこれらの超新星が full radiation hydrodynamics を含んでいるときには 1D でのみ可能であるかもしれない。ここで示されたモデルはこれらのパラメータ空間を調査するのに有用なツールを供給している。しかし、このモデルは十分時間が経った後の乱流の崩壊をまだ考慮していない。従って、将来的には流体の偏微分方程式にその崩壊の項を組み込む。また、無次元のパラメータを 2D 数値計算の結果を用いて定めているが、3D 計算の方が正確である。そして、最終的には相対論的な効果を考慮するまで拡張する。

Reference

Paul C.Duffell 2016, ASJ

目次へ

c1

2次元輻射流体計算から迫る、宇宙初期における超大質量ブラックホールの起源

京都大学
M2 竹尾英俊

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

2 次元輻射流体計算から迫る、宇宙初期における超巨大ブラックホールの起源

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 ~ 1Gyr) 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 (Mortlock et al. 2011) 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 ~ 0.2Gyr) 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、2 次元 (非球対称) 効果を考慮すれば、超臨界降着が可能かもしれない。我々は特に、中心部からの輻射が、降着円盤由来で非等方性を有する (回転軸方向に強く、赤道面方向に弱い) 点に着目した。我々は、原始ガス (水素・ヘリウム) 内での電離・再結合を考慮した、2 次元輻射流体計算 (HLL 法) を行った。なお、輻射により周囲のガスを温める効果を取り入れた。結果、非等方な輻射によって、2 次元的なガスの運動が生じることがわかった。回転軸付近で、アウトフローが発生する一方、それ以外の部分のガスは、赤道面に集まり、赤道面付近でインフローが増大する。ただし、アウトフローとインフローの双方が促進されるため、この 2 次元的なガスの振る舞いが、超臨界をもたらすか否かは、今後の課題である。

1 Introduction

超巨大ブラックホールは、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 $\sim 0.8-1.0$Gyr) に質量が $> 10^9 M_\odot$ にものぼ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 0.2Gyr) 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 ($\dot{M}_{\rm Edd} \equiv L_{\rm Edd}/c^2$、$L_{\rm Edd}$ 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、~ 0.9Gyr かかり、観測された巨大ブラックホールの形成 (許される時間は ~ 0.6Gyr) に間に合わないからだ。

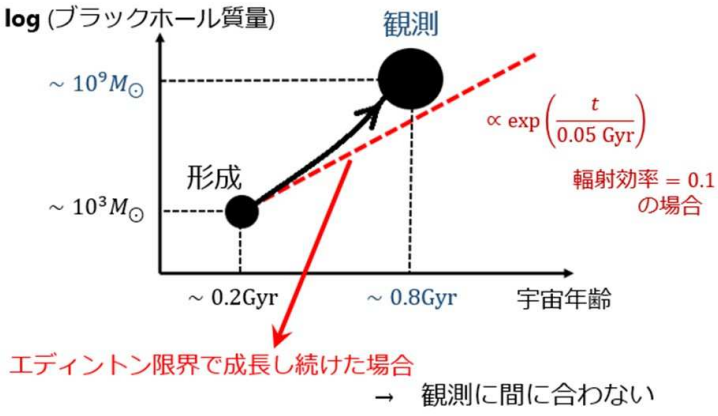


図 1: ガス降着によるブラックホールの成長

ブラックホールへの超臨界降着は可能なのか。少なくとも、ブラックホール近傍 ($\sim 10^{2-3} R_{\rm S}$、$R_{\rm S}$ 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ことがわかっている (Ohsuga et al. 2005。図 2)。

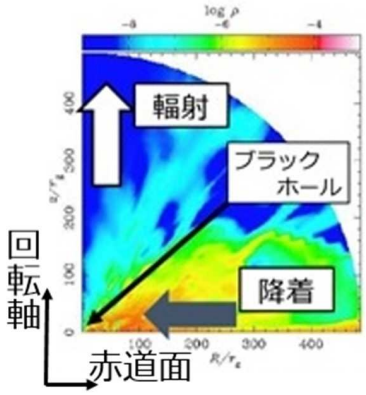


図 2: 降着円盤を通した、ブラックホールへの超臨界降着(密度分布)

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 ($R_{\rm Bondi} \equiv GM_{\rm BH}/c_{\rm s}^2$、$c_{\rm s}$ 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 ($\dot{M} \propto R_{\rm Bondi}^2 \rho_\infty \propto T^{-3/2}\rho_\infty$)。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 ($\sim 10^9 R_{\rm S}$) 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いる。そのため、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き、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、実際に数値をあたってみると、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とわかる。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に関しては、電離半径≫ボンディ半径となり、超臨界は実現しない。

そこで、2 次元効果を考慮すれば、超臨界でのガス供給が可能かもしれない。特に我々は、中心からの輻射場が非等方性を有する可能性に着目した。上述の通り、中心からの輻射は、降着円盤由来である。赤道面 (円盤面) 方向は高密度で、輻射が通りにくく、一方、回転軸方向は、低密度なため輻射が通りやすい。そのため、輻射場は回転軸方向に強く、赤道面方向には弱い。輻射場は、ガスによる散乱で、次第に等方化していくが、どの半径でどのような角度依存性を持つかは明らかにされていない。したがって、ボンディスケールで等方な輻射場を考えることは自明ではない。輻射が非等方で、回転軸方向に強く抜けるならば、逆に赤道面方向ではガス供給が阻害されにくくなるかもしれない。

図 3: 非等方な輻射のもとで、予想される降着の様子。降着優勢領域と輻射優勢領域のすみ分けが期待される。

したがって、我々の当面の目標は、非等方な輻射場の元で、ガスの振る舞いを知ることにある。

2 Methods/Instruments and Observations

我々は、非等方な輻射の効果を知るため、2 次元輻射流体計算 (HLL 法) を実行した。また、原始ガス ($\mathrm{H}, \mathrm{H}^+, \mathrm{He}, \mathrm{He}^+, \mathrm{He}^{++}, e^-$、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、$\mathrm{H}, \mathrm{He}, \mathrm{He}^+$ 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状態を置いた。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、$L_\nu \propto \nu^{-1.5}$ ($L \equiv \int L_\nu \mathrm{d}\nu$) なるスペクトルを仮定した。また、今回は、簡単のため、光度は時間によらず一定 ($L \equiv 10^{-3} L_{\mathrm{Edd}}$) とした。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。

計算領域は、先述通り、ボンディ半径を含むようにとった ($10^{-2} R_{\mathrm{Bondi}} \leq r \leq 10 R_{\mathrm{Bondi}}$)。(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 and Discussion

図 4 は、非等方な輻射のもと、ガス降着を再現した場合の密度分布である。

回転軸方向に、より強い輻射が出るため、電離面は軸方向に伸び、赤道面方向にはひしゃげた形状をなしている。電離面は、図の状態で拡大を止めた。

ガスの運動は、電離面の外部と内部とで大きく異なる。電離面の外では、遠方から中性なガスが等方的に落下してくるが、電離面に接近するに連れて、赤道面にガスが集まっていく。そのため、赤道面付近では、等方な輻射を与えた場合と比べて、インフローが増大している。一方、電離面内部へ進入したガスは、回転軸方向へ拡散し、軸付近の強い輻射によって、アウトフローとして、外部へ放出されていく。このような、相反する 2 つの作用が同時に起こったため、トータルの降着率は、等方な輻射の場合と比べ、僅かな増加を見ただけであった。

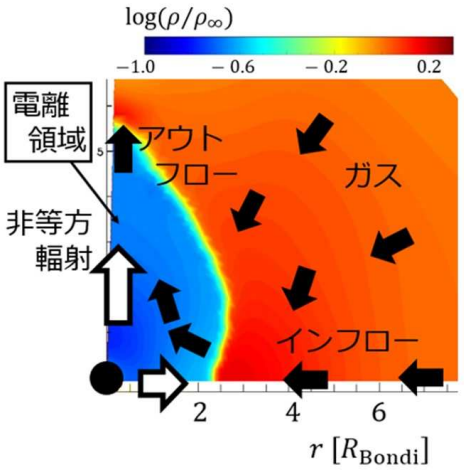


図 4: 非等方な輻射のもとでの降着

ただし、今回のシミュレーションでは、中心の光度は、降着率によらず一定という、簡単化を行っている。実際には、光度は降着率によって変化し、一般には、降着率が減少すれば、光度も減少する。したがって、電離面の形成によって、降着が抑制されることで、電離面は、一旦縮小すると予想される。それによって、赤道面の密な領域がブラックホールに引き寄せられ、より重力の影響が強い領域へ近づくことで、インフローが促進されるかもしれない。

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。

Reference

Mortlock et al. 2011, Nature, 474, 616

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

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

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

目次へ

c2
SMBHのダウンサイジングと合体成長説

お茶の水女子大学
D1 近藤さらな

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

超巨大ブラックホールのダウンサイジング現象に対する考察

近藤　さらな (お茶の水女子大学大学院 人間文化創成科学研究科)

Abstract

ほぼすべての銀河中心には、超巨大ブラックホール（SMBH）が存在する。SMBH の形成には、銀河同士の合体により、中心のブラックホールが合体し成長するというマージャー説がある。一方 SMBH には、大きいものほど昔にできたというダウンサイジング現象がみられている。マージャー説によるとブラックホールは現在に近くなるにつれて合体により大きくなるはずであるので、マージャー説とダウンサイジング現象は矛盾しているように思われる。
今回、マージャー説を仮定したうえで、ダウンサイジング現象を説明できるか考察してみた。

1　Introduction

ほぼすべての銀河中心には、太陽の 100 万〜数十億倍の質量を持つ超巨大ブラックホール（Super Massive Black Hole, SMBH）が存在する。そして、SMBH と、それを有する銀河とは共進化してきたと考えられている。例えば、SMBH と Classical Bulge の質量が比例関係にある、球状星団の数と SMBH の質量との間には、比例関係があることからそのように考えられている。SMBH の形成過程にはさまざまな説があるが、今回は銀河の合体により SMBH を含む活動銀河核が生成されたとするマージャー説を仮定したうえで、ダウンサイジング現象について考察してみた。
マージャーはメジャー・マージャーとマイナー・マージャーの 2 つに分類できるという説がある。マージャー説が考え出された由来は、超高光度赤外線銀河（ULIRG）が発見されたことにある。エネルギー源は星（スターバースト）、明るさはクエーサーと同じように太陽光度の 1 兆倍を超えていた。ULIRG は合体銀河であり、光度的にクエーサーと同程度だということで、クエーサーについての起源が提唱された。銀河の合体によりスターバーストが起き、それらが寿命を迎え超新星バーストが起き、合体銀河に残っていたガス雲が銀河風により吹き飛ばされ、中心に SMBH を含む AGN がみられればクエーサーである、というものである。
SMBH にはダウンサイジング現象がみられる。ダウンサイジング現象とは、質量の大きなブラックホールほど昔にでき、質量の小さいブラックホールは最近できたという現象である。明るいクエーサーほどの空間密度のピークが赤方偏移の高いほうにあることが観測的に判明していることから、そのようにそのように考えられている。
マージャー説をとるならば、SMBH は合体により後年になるにつれて質量は大きくなるはずである。ここに、マージャー説とダウンサイジング現象の矛盾が生じる。

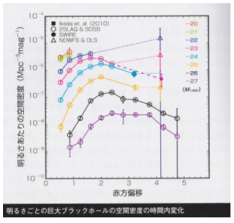


図 1: ダウンサイジング現象

2

初代星が寿命を迎え、その結果できた現在のブラックホールに比べ大質量のブラックほーーるを種ブラックホールとし、その後マージャーにより合体成長をしたとかんがえると、過去のブラックホールのほうが初代星の質量は太陽の 1000 倍くらいであると考えられている。分子ガス雲は、電波を放射してエネルギーを外界に運び温度が下がり、重力収縮して星と

なる。現在の分子雲には重元素が含まれているため、CO や CS 分子があり、それらが電磁波を放射して分子ガス雲のエネルギーを外界に運び、分子ガス雲の温度が下がる。しかし初代星のもととなる分子ガス雲は、ビッグバンで生成された水素とヘリウムしか含んでいない。そのため、ガス雲が冷えることが難しく、重力収縮するのに多くのガスが必要となり、その結果初代星は大きくなる。一方、最近できた星は初期の星に比べて質量が小さく、それらからできたブラックホールも小さい。このブラックホールを種ブラックホールとした場合、合体してできたブラックホールは初期のものに比べて小さい。よって、赤方偏移が大きい SMBH ほど質量が大きいダウンサイジング現象がみられるのではないかと考えた。

図 2: 宇宙初期と現在の星がブラックホールになる概念図

3

概念だけでなく、定量的に議論するためにはもっと多くの資料や議論を参照することが必要である。そのうえで、数式を用いて表すことが今後の課題である。スモルコフスキー合体方程式を用いて表すことを考えている。

Reference

谷口義明 2016, 天文月報

谷口義明, 和田桂一 2013, 『巨大ブラックホールと宇宙』丸善出版

Masahiro Morikawa, 2016, arXiv:1508.05436 [astro-ph.GA]

目次へ

c3

MAXI GSC のデータを用いたパワースペクトル解析によるブラックホール候補天体のX線短時間変動の系統的解析

日本大学
M1 川瀬智史

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

MAXI GSC のデータを用いたパワースペクトル解析による ブラックホール候補天体の X 線短時間変動の系統的解析

川瀬 智史 (日本大学大学院 理工学研究科)

Abstract

全天 X 線監視装置 MAXI は、国際宇宙ステーション（ISS）の日本実験棟「きぼう」に取り付けられており、約 92 分で地球を一周する ISS の周回運動に合わせて全天のスキャン観測を行っている。比例計数管を用いた MAXI の GSC (Gas Slit Camera) 検出器は 2-20 keV のエネルギー領域に感度を持ち、50 μs の時間分解能を持っている。また、ブラックホール候補天体には hard state や soft state などの状態が存在し、状態によって異なる強度変動を示す。それらを判別する方法の一つにパワースペクトルを用いた時系列解析がある。天体からの X 線が MAXI の視野に入ってから出るまでの 1 スキャンデータ (観測時間 ∼40-200 s) を用いたパワースペクトルから、明るいブラックホール候補天体や中性子星連星の状態遷移や準周期的振動 (QPO) の検出が期待される。

MAXI のデータを用いる理由は二つ挙げられる。明るい突発現象が発生した際に、MAXI は全天をスキャン観測しているので突発現象を捉えられる可能性が高いためと、多くの X 線望遠鏡がサチュレーションを起こしてしまうほどの明るい現象でも、X 線を集光するミラーを持たない MAXI では観測できるためである。

ところが、MAXI のデータを用いて作成したパワースペクトルは、スキャン観測による点源に対する有効面積の時間的変化（三角形の窓関数）の影響を受けて変形しているので、そのままでは正しいスペクトルの形状がわからない。そこで、先行研究者である鈴木和彦がこの問題に取り組み、正しいパワースペクトルを作成して解析する方法を確立した。

今後は、MAXI で検出されたブラックホール候補天体及び中性子星連星について、新しい解析方法を用いてパワースペクトル作成とフィッティングを行う。そしてこれらの天体のパワースペクトルと X 線強度との関係を系統的に調査する。また、この解析方法を研究手法として確立するために、解析の自動化にも取り組む。

1 目的

X 線を集光して観測する X 線望遠鏡は, 検出器がサチュレーションを起こしてしまう恐れから, 非常に明るい天体を観測することはできない. しかし全天 X 線監視装置 MAXI は X 線を集光せずに観測するため, 明るい天体でもサチュレーションを起こさずに観測することができる. さらに全天をスキャン観測しているという MAXI の性質から, 突発現象を発見できる可能性が高い. そのため, 非常に明るい突発天体が発見された時には MAXI の観測データが重要になることが考えられる.

MAXI がスキャン観測を行っていることから, MAXI のデータを用いて天体のパワースペクトルを作成する際には観測データを補正する必要がある. この補正方法は先行研究者である鈴木和彦によって確立された.

本研究は, 鈴木による補正方法を用いて実際にブラックホール候補天体及び中性子星連星のパワースペクトルを作成し, それぞれの天体のパワースペクトルと X 線強度との関係について系統的に調査することを目指している. 同時に, パワースペクトル作成の手順を自動的に行うプログラムを作成し, 効率よくパワースペクトル解析を行うことができる環境を整備する.

2 観測装置

2.1 MAXI

全天 X 線監視装置 MAXI は 国際宇宙ステーション (ISS) の日本実験棟『きぼう』に取り付けられており, ISS の 92 分ごとの地球周回運動に合わせて全天をスキャン観測している. MAXI には 2-20 keV のエネルギー帯域に感度を持った GSC (Gas Slit Camera) と, 0.7-7.0 keV に感度を持った SSC (Solid-state Slit Camera) が搭載されている. MAXI のデータを解析する際には, 観測している視野の広さと帯域から一般的に GSC のデータが用いられる. GSC には比例計数管が用いられており, 時間分解能は 50 μ 秒である. 検出器の上にはコリメーターと呼ばれる板を 128 枚設置しており, X 線光子の飛来方向に制限を持たせている. これによって, スキャン方向における X 線源の位置を判断している.

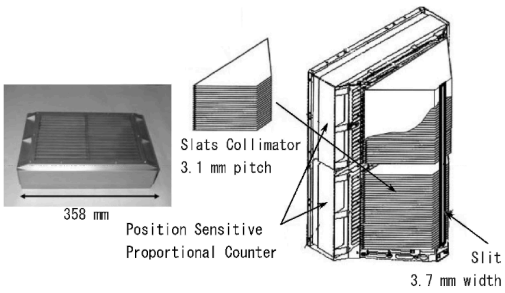


図 1: 左: GSC 検出器, 右: GSC の上部にコリメーターが設置されている様子. [1]

2.2 有効面積の時間変化

明るさが一定の点源を GSC で観測すると, 一回のスキャン中に一度増光し, その後減光しているかのようにみえてしまう. これは GSC のデータから位置情報を得る方法としてコリメーターを用いている影響で, GSC の有効面積が一回のスキャンの間に時間変化しているからである.

GSC が天体を捉え始める時は, コリメーターと光子の飛来方向との角度が大きく, 光子の多くがコリメーターに遮蔽されてしまうため, 検出器まで届きカウントされる光子数は非常に少ない. スキャンが進むにつれてコリメーターと光子の飛来方向との角度は平行に近づいていくと X 線のカウント数は増加し, 点源が検出器の正面に来たときにカウント数は最大になる. その後, 光子はまたコリメーターに遮蔽されるようになるためカウント数が減少し, 検出器の視野から外れる直前に最小になる. その結果, 明るさが一定の天体を観測しているのにも関わらず, 一回のスキャン中に天体が光度変動を起こしているように見えるのである.

このデータをそのまま用いてパワースペクトルを作成すると, 有効面積の時間変化が影響してスペクトルが歪んでしまい, 正しい評価をすることができない. そのため, 有効面積の時間変化を表す関数 (三角形の窓関数) を作成し光度変動データに反映させることで, 正しいパワースペクトルを作成することができる.

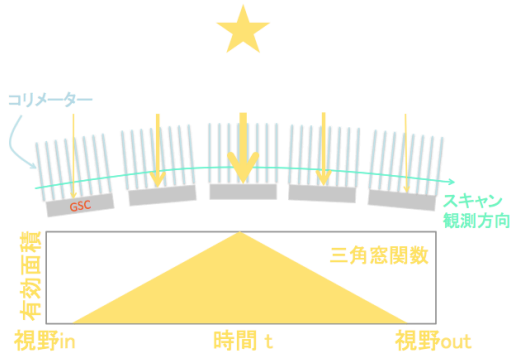


図 2: スキャン観測による有効面積の変化の様子. ある点源由来の光子のうち, コリメーターを通過できる光子の量 (黄色矢印) は検出器の向きにより異なる. [2]

3 対象天体及び現象

3.1 ブラックホール候補天体

ブラックホールはコンパクト星の一種であり, 単体では光を発しないため観測することができない. ところが, ブラックホールが他の恒星などのガスを吸い込む際に形成される降着円盤は, 重力エネルギーを解

放して輝いてるため, X 線で観測することができる.

ブラックホールの周りに発生する降着円盤のエネルギースペクトルとパワースペクトルを調べると, ブラックホールの降着円盤には大きくわけて soft state と hard state の二つの状態があることがわかる. soft state では数 keV 以下で軟 X 線の強度が強く, スペクトルは 数千万 K ほどの熱放射に近い. この軟 X 線成分は降着円盤の内部領域の黒体放射で説明できる. それに対して hard state は 100 keV 程度の硬 X 線まで伸びる冪関数で表される. この放射の由来は降着円盤本体ではなく, その上部にあると考えられる高温プラズマガスによるものとされている. これらの状態はブラックホールに落ち込んでいくガスの量 (質量降着率) に依存し, 質量降着率が大きければ soft state , 小さければ hard state になる. よって降着円盤の状態は, 質量降着率の変化に伴い遷移すると考えられている.

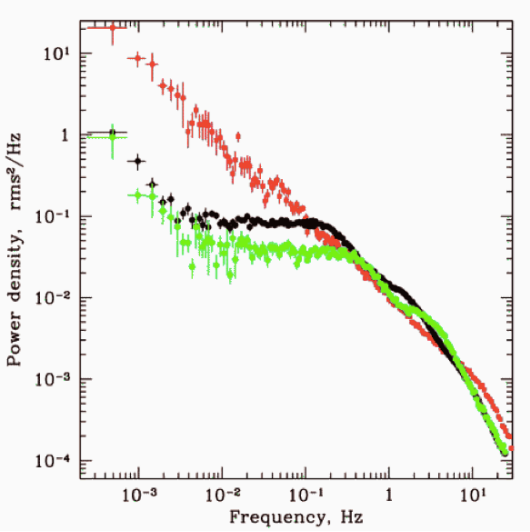


図 3: RXTE 衛星によって観測されたブラックホール候補天体 Cyg X-1 の hard state (黒, 緑) と soft state (赤) のパワースペクトル. エネルギー帯域は 6-13keV. [3]

3.2 QPO

QPO (Quasi-Periodic Oscillation) とは準周期的振動を意味し, ブラックホール候補天体や中性子星連星のパワースペクトル上で観測される. パルサーの周期的なパルスは鋭いピークを示すが, QPO はピークを中心に幅を持った形になる. QPO は hard state から soft state へ状態遷移する際に観測されることが多いとされているが, その起源の詳細は明らかになっていない.

4 パワースペクトル解析

4.1 パワースペクトル

時間変動する信号のフーリエ変換とその複素共役を掛け合わせたものがパワースペクトルであり, 周波数ごとの振幅の二乗を意味する. 例えば, 周期的な光度変動を示す天体の場合は, 各周波数における光の強度を示すパワースペクトル上でピークが観測できる.

4.2 解析方法

主に XSELECT [1] と XSPEC [2] を用いて解析を行う.

まず, 取得した任意の期間のイベントデータと MAXI の姿勢データを XSELECT 上で照らし合わせ, 対象天体が十分に観測されているスキャンデータだけを抽出し, ライトカーブを作成する. そのライトカーブを一度各スキャンごとに分割し, フーリエ変換から各スキャンごとのパワースペクトルを作成する. その後全スキャン分のデータを加算平均し, 観測期間全体のパワースペクトルを作成する.

また, 各スキャンの実際の有効面積の時間変化をすべてプロットし, 平均二乗検定を用いてフィッティングし, 三角形の窓関数を作成する. この三角形の窓関数からレスポンスファイルを作成し, XSPEC でパワースペクトルのファイルとともに読み込む. フィッティングには Lorentzian と Gaussian を用いた.

5 結果

以下の解析結果は, プログラムを手動で実行した結果である. 実際に多くの天体について解析する際に

[1] https://heasarc.gsfc.nasa.gov/ftools/xselect/
[2] https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/

は, 解析手順が自動化されたものを使用する.

5.1 Cyg X-1

Cyg X-1 (はくちょう座 X-1) は 1962 年に始めて発見されたブラックホール候補天体で, O 型青色超巨星と連星系を成している. Cyg X-1 は X 線光度変動の様子から, MJD 55360 付近で hard state から soft state に状態遷移している. この遷移前後のブラックホールの状態の違い, はパワースペクトルにも現れる. hard state を示す MJD 55237-55243 のパワースペクトルと, soft state を示す MJD 55500-55506 のパワースペクトルを作成し比較する.

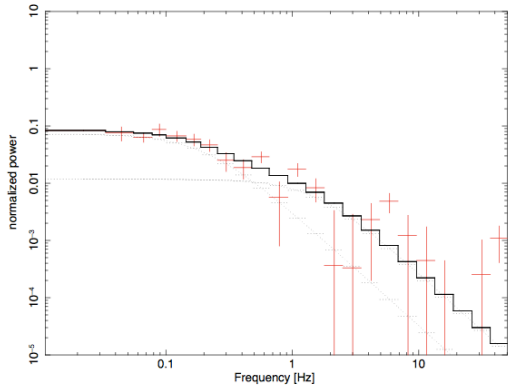


図 4: Cyg X-1 (hard state) のパワースペクトル (2-20 keV, MJD = 55237-55243) [2]

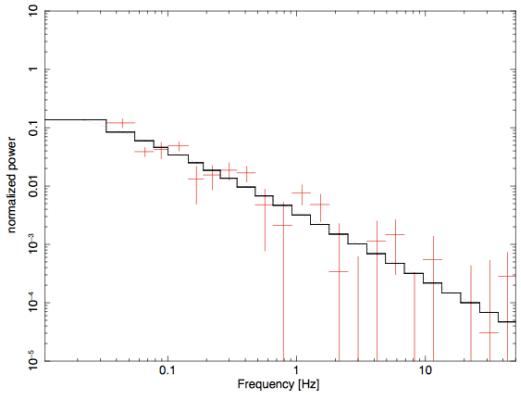


図 5: Cyg X-1 (soft state) のパワースペクトル (2-20 keV, MJD = 55500-55506) [2]

hard state のスペクトルには折れ曲がりが確認でき, soft state のスペクトルは冪で減少している. これは, 前述の RXTE の観測結果 (図 3) に近い解析結果である.

6 今後の課題

現段階では, 鈴木の作成したプログラムを自動化することができていないため, 対象一つを解析するのに多くの時間がかかってしまう. そのため, 複数の天体を様々な観測時間で解析しようとすると一層時間がかかり, 現在の方法では効率的に研究を行うことができない. 今後はプログラムの自動化を行い, 解析にかかる時間を短縮する必要がある.

その後, MAXI で観測されているブラックホール候補天体について順次解析を行っていく.

7 参考文献

[1] http://pasj.asj.or.jp/v61/n5/610509/615-3561-fig4.png

[2] 鈴木 和彦 , 日本大学修士論文 (2015)

[3] E. Churazov, M. Gilfanov and M, Revnivtsev, 2001 , MNRAS, 321, 759-766

[4] 福江 純 『輝くブラックホール降着円盤—降着円盤の観測と理論』, プレアデス出版

目次へ

c5

軌道収縮する大質量ブラックホール連星における Kozai-Lidov mechanism

京都大学
D2 岩佐真生

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

軌道収縮する大質量ブラックホール連星における Kozai-Lidov mechanism

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。その結果、相対論的効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により、星の軌道は非常に離心率が高い状態に遷移することがわかった。この遷移は初期に離心率が小さかったものに関しても起こる。

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 [1]。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 [2]。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[3] 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 が初期に内軌道の近点移動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、MBH 連星の軌道収縮に伴う特徴的な分岐により、内連星の離心率は非常に大きくなることがわかった。これは初期に内連星の離心率が非常に小さくても生じる。

2 相対論的な系における KL mechanism

我々は階層的三体系 $(m_0\text{-}m_1)\text{-}m_2$ の間に相対論的効果のみを考え、直接三体計算による数値実験を行なった (m_0, m_2:MBH, m_1:太陽程度の大きさの星)。初期条件は 1) 重力波放出により摂動天体 m_2 の軌道が収縮している, 2) 内連星の相対論的近点移動により KL mechanism が抑制されている状況に設定する。

以後我々は幾何単位系 $c = G = m_0 + m_1 + m_2 = 1$ を使用し、内・外の軌道要素に関して j=1, 2 とラベルし、a_j:軌道長半径, e_j:離心率, g_j:近点引数と表し、また 2 つの軌道面のなす角を I と表す。この時内軌道の全角運動量 G_1 と外軌道に垂直な角運動量成分 J_1 は

$$G_1 \equiv \sqrt{1-e_1^2} \tag{1}$$

$$J_1 \equiv G_1 \cos I \tag{2}$$

また議論を簡単にするため質量を $m_0 = 0.3, m_1 = 0.3 \times 10^{-6}$, $m_2 \simeq 0.7$ と固定する。

2.1 直接数値計算

我々は三体の運動を直接追跡するために、2.5 次の Post Newton(PN) 項まで考慮した ADM

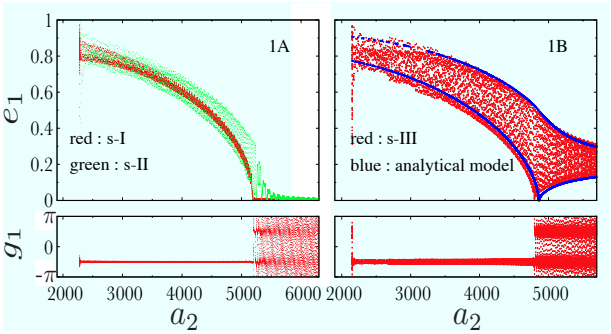


図 1: 内軌道の離心率 e_1 と g_1 の進化を a_2 の関数として記述。Panel1A: s-I(赤色の点) と s-II(緑色の点) の結果を表す。Panel1B:s-III(青色の点) の結果と、解析的な手法から得られた結果 (青色の点) を示す。

Hamiltonian$\mathcal{H}_{\rm ADM} = \mathcal{H}_{\rm N} + \mathcal{H}_{\rm 1PN} + \mathcal{H}_{\rm 2PN} + \mathcal{H}_{\rm 2.5PN}$ より得られる運動方程式を用いた。ここで $\mathcal{H}_{\rm N}, \mathcal{H}_{\rm 1PN}, \mathcal{H}_{\rm 2PN}$ はそれぞれニュートン, 1 次の PN, 2 次の PN 項である。$\mathcal{H}_{\rm 2.5PN}$ は重力波放出による最低次の散逸項である。

数値積分を行なう上で我々は adaptive time-step control を用いて 4 次の Runge-Kutta 法を適用した。今回我々は m_0-m_1 間の瞬間的な距離が $10m_0$ となった時に計算を終えている。

我々は次の 3 つの系 s-I, s-II, s-III の進化を追った。それぞれの初期条件は、s-I [$e_{1,\rm i} = 0.001, a_{2,\rm i} = 6300, e_{2,\rm i} = 0.0001$], s-II [$e_{1,\rm i} = 0.001, a_{2,\rm i} = 6300, e_{2,\rm i} = 0.3$], s-III [$e_{1,\rm i} = 0.3, a_{2,\rm i} = 5700, e_{2,\rm i} = 0.0001$] とした. またその他の軌道要素は $a_{1,\rm i} = 400$, $g_{1,\rm i}=\pi/2$, $g_{2,\rm i} = 0$ と共通して設定し、初期の軌道傾斜角 $I_{\rm i}$ は内連星の z 軸方向の角運動量 $J_{1,\rm i} \equiv \sqrt{1-e_{1,\rm i}^2}\cos I = 0.150$ となるように決めた ($i \sim 80°$). 我々の主な関心は内側の離心率 e_1 の異なった 2 つの系 s-I, s-III であり s-II は外側の離心率 e_2 の影響を見るために取り上げた

Fig 2 に直接計算の結果を示す。MBH 連星の軌道収縮に伴い、どの系においても内連星の離心率が非常に大きくなることがわかった。

2.2 永年摂動論に基づく解析

次に我々は直接数値計算の結果を解析した。我々は階層的 3 体の長期的な進化に興味があるため、3 体の Hamiltonian を内・外の軌道周期で軌道平均した。適当にスケール変換後、我々は次の Hamiltonian を得る。

$$\mathcal{H}_{\rm T,1PN} = \mathcal{H}_{\rm qp} + \mathcal{H}_{\rm 1PN} \tag{3}$$

ここで

$$\mathcal{H}_{\rm qp} \equiv -3G_1^2 - 15\frac{J_1^2}{G_1^2} - 15(1-G_1^2)\left(1-\frac{J_1^2}{G_1^2}\right)\cos 2g_1, \tag{4}$$

$$\mathcal{H}_{\rm 1PN} \equiv -\frac{3\gamma}{G_1}. \tag{5}$$

である。$\mathcal{H}_{\rm qp}$ は内軌道に対する外軌道の潮汐力の 4 重極項を表し、$\mathcal{H}_{\rm 1PN}$ は内軌道の近点移動を引き起こす相対論的効果を表す。

この Hamiltonian における自由度は正準共役量 (g_1, G_1) だけである。またパラメータ γ は MBH 連星の軌道収縮に伴い現象する変数であり、

$$\gamma \equiv \frac{16(m_0+m_1)^2 a_2^3}{m_2 a_1^4} \tag{6}$$

で定義される。座標 (g_1, G_1) において、$G_1 = J_1$ と $G_1 = 1$ は幾何学的対称性から固定点であることは重要である。

次に我々は γ の現象に伴い、位相空間がどのように変化するかを調べた。(i)$\gamma > 12 - 20J_1^2 \equiv \gamma_{\rm c}$ のとき (Fig. 2A)、位相空間内を回転する曲線のみ存在する。

(ii)$\gamma = \gamma_{\rm c}$(Fig. 2A と 2B の間) の時、固定点 $G_1 = 1$ が安定な状態から不安定な状態に遷移するピッチフォーク分岐が起こる。

(iii)$\gamma < \gamma_{\rm c}$ のとき、位相空間内を回転する曲線と秤動する曲線が存在する。分岐線で囲まれる領域は時間進化とともに大きくなる。

次に我々は、s-III の位相空間内の軌道の進化を断熱不変量 $S_{\rm III}$ を用いて追跡した。Fig. 2 の青色の領域が $S_{\rm III}$ に対応する。初期には位相空間内を回転していたが、分岐線で囲まれる領域の面積と断熱不変量が等しくなった瞬間に秤動する。秤動に遷移後は固定点 $g_1 = \pi/2$ の進化に沿って離心率の大きな方向

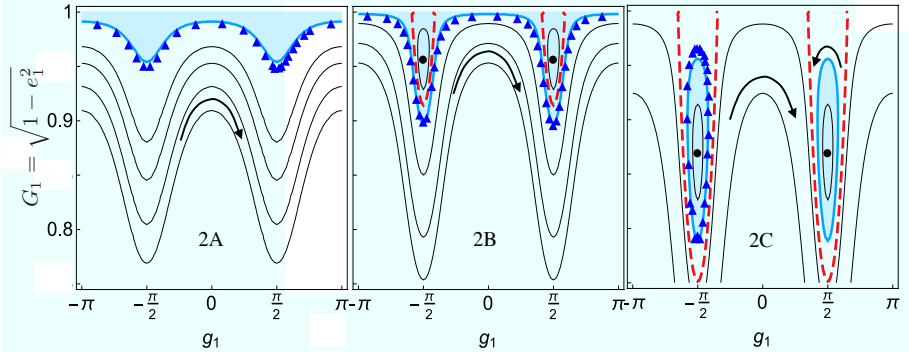


図 2: $J_1 = 0.150$ としたときの相対論的系における内軌道の位相空間の進化。2A、2B、2C はそれぞれ $\gamma = 14.88$、10.03、7.37 に対応する。黒色の実線は Hamiltonian$\mathcal{H}_{\rm T,1PN}$ の等高線、黒色の点は安定な固定点、赤色の破線は分岐線、矢印は運動の向きを表す。青色の領域は初期条件から得られる断熱不変量と等しい領域を表し、青色の点は直接計算の結果を表す。

へ進化する。また、Fig. 2 の青色の点は直接数値計算の結果を表しており、断熱不変量と良く一致していることがわかる。

3 星団ポテンシャルによる影響

次に外側の MBH m_2 の落下に伴う中心の MBH m_0 周りの星団内の星 m_1 の進化を考える。m_1 の運動は m_0 の重力が支配的だが、1PN の効果が星団のポテンシャルの効果よりも小さい場合を考える。

3.1 永年摂動論による解析

星団の密度分布を球対称で $\rho(r) = \rho_1(r/a_1)^{-\beta}$ $(\beta < 3)$ と仮定する。このとき適当なスケール変換をした Hamiltonian は

$$\mathcal{H}_{\rm T,SP} = \mathcal{H}_{\rm qp} + \mathcal{H}_{\rm SP}. \tag{7}$$

で表される。ここで

$$\mathcal{H}_{\rm SP} = \eta e_1^2 \left[1 + \beta(-1+\beta)\left(\frac{e_1^2}{16} + \mathcal{O}(e_1^4)\right)\right], \tag{8}$$

である。以後簡単のため $\mathcal{H}_{\rm SP}$ の $\wr e_1^2$ は無視する。つまり $\mathcal{H}_{\rm SP} = \eta(1-G_1^2)$ である。またパラメータ η は MBH 連星の軌道収縮に伴い減少するパラメータであり、

$$\eta \equiv \frac{16\pi\rho_1 a_2^3}{m_2}, \tag{9}$$

で定義される。この Hamiltonain の位相空間の進化を相対論的効果の場合と同様に調べる。以下 Fig. 3 に従い説明する。以下簡単のため $J_1 < \sqrt{3/5}$ とする。

(i')$\eta > -18 + 30/J_1^2 \equiv \eta_{\rm c1}$ のとき (Fig. 3A)、逆行する回転軌道のみ存在する。

(ii')$\eta = \eta_{\rm c1}$ のとき (Fig.3A と 3B の間)、$G_1 = J_1$ でピッチフォーク分岐が起こり、新たな安定点 $g_1 = \pi/2$ が発生。

(iii')$\eta_{\rm c2} \equiv 12 < \eta < \eta_{\rm c1}$ のとき (Fig. 3B)、分岐線内部に秤動する領域が現れる。秤動内部の面積は時間発展とともに増加する。

(iv')$\eta = \eta_{\rm c2}$ のとき (Fig.3C)、$G_1 = J_1$ と $G_1 = 1$ の安定性が同時に変化し、$g_1 = 0$ と $g_1 = \pi$ に固定点が並ぶ特異な状況が発生。この時、位相空間は秤動軌道で覆われる。

(v')$\eta_{\rm c3} \equiv -18 + 30J_1^3 < \eta < \eta_{\rm c2}$ のとき (Fig. 3D)、再び回転軌道と秤動軌道が存在するようになる。回転軌道は順行へと遷移している。

次に断熱不変量を用いて個々の軌道の進化を解析する。今回は次の二つの初期条件を持つ軌道 s-IV $(g_1, G_1, \eta) = (0, 0.95, 200)$ と s-V $(g_1, G_1, \eta) = (0, 0.6, 200)$ を取り上げる。また両方の系で $J_1 = 0.5$ と固定した。Fig. 3 の青色 (s-IV) 及び緑色 (s-V) の領域が断熱不変量に対応し進化する。s-IV は特徴的な状態 (iv') の瞬間に libration になるが、その直後に離心率の大きな状態へ一気に遷移することがわかる。s-V の場合は (iii') のときに秤動軌道に遷移する。

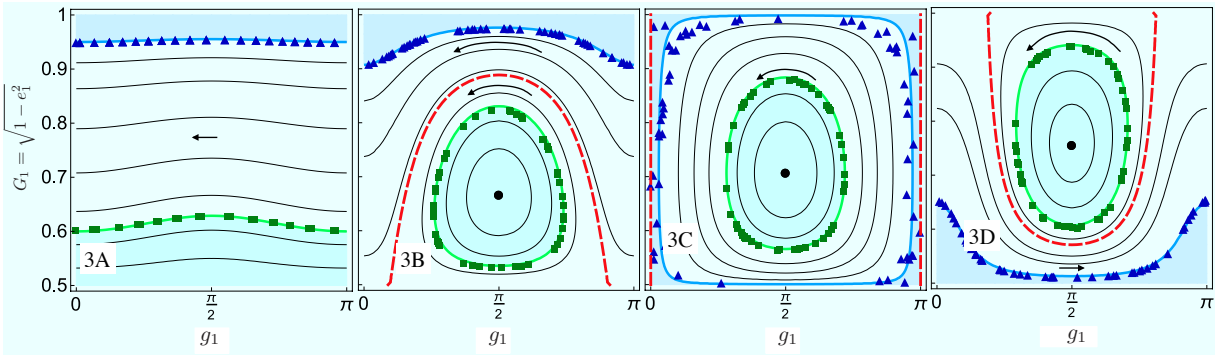


図 3: 星団内の星の軌道進化。$J_1 = 0.50$ と固定。3A、3B、3C、3D はそれぞれ $\eta = 200$、20、12、5 に対応する。黒色の実線、黒色の点、赤色の破線、矢印は Fig. 2 と同じ意味を表す。青色・緑色の領域は s-IV と s-V の断熱不変量を表し、青色・緑色の点は永年摂動論に基づく各々の数値計算の結果を表す。

このとき G_1 の最小値 $G_1 = J_1$ を通過する。この時離心率は最大になることがわかる。

また Fig.3 には永年摂動論から得られる運動方程式

$$\dot{G}_1 = -\frac{\partial \mathcal{H}_{\rm T,SP}}{\partial g_1}, \quad \dot{g}_1 = \frac{\partial \mathcal{H}_{\rm T,SP}}{\partial G_1} \tag{10}$$

を $\dot{\eta} = -10^{-3}$ のもと解いた計算結果を掲載している (青・緑色の点)。断熱不変量が有用であることがわかる。

4 Conclusion

我々は軌道収縮する MBH 連星における KL mechanism について考察した。永年摂動論に基づく Hamiltonian の位相空間内の構造を固定点の安定性を調べることで解析した。その結果、MBH 連星間距離が短くなることで位相空間内で分岐が起こり、内連星の離心率が増加することがわかった。また断熱不変量が KL mechanism の進化を知る上で有用であることがわかった。

Reference

[1] P. Amaro-Seoane *et al.*, GW Notes **6**, 4 (2013).

[2] X. Chen, A. Sesana, P. Madau & F.K. Liu, Astrophys. J. **729**, 13 (2011).

[3] Y. Kozai, Astron. J. **67**, 591 (1962); M. L. Lidov, Planet.Space Sci. **9**,719 (1962).

[4] Iwasa, M., & Seto, N. , Phys. Rev. D, **93**, 124024 (2016)

目次へ

c6

特殊相対論的流体力学を記述する高精度衝撃波捕獲数値計算法の開発

名古屋大学

M1 松本紘熙

特殊相対論的流体力学を記述する高精度衝撃波捕獲数値計算法の開発

松本紘熙 (名古屋大学大学院 理論宇宙物理学研究室)

Abstract

コンパクトオブジェクトの天体現象を解析するには, 相対論的な記述が必要になる. また, 相対論的速度の流体の運動では, 超音速流による強い衝撃波を扱うことも多くなる. これらを数値シミュレーションによって正しく記述するためには, 新しい数値計算手法を開発する必要がある.
数値シミュレーションの計算法の一つに Smoothed Particle Hydrodynamics 法 (以下,SPH 法) がある. これはカーネル関数によって表される広がりをもった質量分布の粒子を用いて流体力学を記述する手法である. 標準 SPH 法を相対論に拡張した研究は存在する (S.Rosswog2015[1],2010[2]) が, この標準 SPH 法の弱点として強い衝撃波を精度良く記述できないことが挙げられる. これに対して,Inutsuka2002[3] では有限体積法で確立された Godunov 法を応用し, SPH 法で強い衝撃波を正しく記述できる計算法 (以下,GodunovSPH 法) を開発した. 本研究では, この GodunovSPH 法を特殊相対論を扱えるように拡張する. いくつかの問題に対してテスト計算を行い, 本研究で開発した計算法の有効性について議論する.

1 Introduction

1.1 本研究のモチベーション

GRB は中性子星同士, あるいは中性子星とブラックホールの merger によって起きるとされている. このときブラックホールへ質量が降着するが,event horizon 近傍では落下物質の速度が光速 c に近い値になる. 従って, 内側で起きる現象の記述には相対論的扱いを必要とする. また, ジェットなどの超高速流を記述するには衝撃波を精度良く記述出来る計算法が必要となる. ここではまず特殊相対論の効果を SPH 法に取り入れるため,GodunovSPH 法の手法を拡張し, 衝撃波を精度良く記述出来る数値計算法を開発する.

1.2 なぜ SPH なのか？

ブラックホール近傍のみならず天体物理学に現れる流体力学的問題において, 計算領域内に物質がほとんど存在しない空隙が多く, またその空隙の形が変形するような問題を扱うことが多い. このような問題には, ラグランジュ的な記述をする粒子的計算法が有利である場合が数多く存在する. また, 粒子法では粒子数が保存している為, 自動的に連続の式を満たしている. 作用反作用の法則によって角運動量や運動量, 全エネルギーについても厳密に保存しているというメリットがある.

2 非相対論的 GodunovSPH

SPH 法ではある場所での密度 $\rho(\boldsymbol{x})$ を式 (1) で定義する

$$\rho(\boldsymbol{x}) = \sum_j m_j W(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x_j}, h). \tag{1}$$

ここで j は j 番目の SPH 粒子を表している. すなわち, ある場所での密度はそれぞれの SPH 粒子の密度の足し合わせによって表される. W はカーネル関数といい, 球対称, 無限遠で 0, 空間で規格化されているという性質を持つ. h はカーネル関数のパラメータで, スムージング長と呼ばれる. スムージング長はだいたい平均粒子間隔程度のものを使用するとよい. 式 (1) を見ると,SPH 法ではカーネル関数を用いて粒子に広がりを持たせていることが分かる. 考えられるカーネル関数の形は様々であるが, 最も簡単なものはガウシアン型である

$$W(\boldsymbol{x}, h) = \left[\frac{1}{h\sqrt{\pi}}\right]^d e^{-\boldsymbol{x}^2/h^2}. \tag{2}$$

ここで d は空間の次元である. ここではこのガウシアンカーネルを使う. カーネル関数は空間で規格化され

ているという特徴をもつので質量 M は

$$M = \int \rho(\boldsymbol{x}) d\boldsymbol{x} = \sum_i m_i \tag{3}$$

となり,SPH 法では連続の式が自動的に満たされることが分かる. この定式化のもとで運動方程式とエネルギー方程式を離散化すると

$$\ddot{\boldsymbol{x}}_i = -\sum_j m_j \int \frac{P(\boldsymbol{x})}{\rho^2(\boldsymbol{x})} \left[\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{x_i}} - \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{x_j}} \right] W(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x_i}, h) W(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x_j}, h) d\boldsymbol{x}, \tag{4}$$

$$\dot{u}_i = -\sum_j m_j \int \frac{P(\boldsymbol{x})}{\rho^2(\boldsymbol{x})} [\boldsymbol{v} - \dot{\boldsymbol{x}}_i] \cdot \left[\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{x_i}} - \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{x_j}} \right] W(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x_i}, h) W(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x_j}, h) d\boldsymbol{x}. \tag{5}$$

ここで u は比内部エネルギー,P は圧力, 添字 i, j は i 番目, あるいは j 番目の粒子の物理量であることを表す.

標準 SPH 法では $W(\boldsymbol{x}, h) \to \delta(\boldsymbol{x})$ として積分を評価しているが, これでは衝撃波を精度良く記述することが出来ない. GodunovSPH 法では, 衝撃波管問題の厳密解を用いることで人工粘性項を導入せずに衝撃波を精度良く解くことが出来る. 初期の不連続の左右の物理量 f をそれぞれ f_L, f_R とし, 接触不連続面の前後の圧力と速度を P_*, v_*, 衝撃波の速度を W とすると

$$W_i = \sqrt{\gamma P_i \rho_i} \sqrt{a + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{P_* - P_i}{P_i}} \qquad (P_* \le P_i) \tag{6}$$

$$W_i = \sqrt{\gamma P_i \rho_i} \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \frac{1 - P_*/P_i}{1 - (P_*/P_i)^{(\gamma-1)/2\gamma}} \quad (P_* \ge P_i). \tag{7}$$

ここで $i = L, R$ を表す. この W_i から

$$P_* = \frac{P_L/W_L + P_R/W_R + v_L - v_R}{1/W_L + 1/W_R}, \tag{8}$$

$$v_* = \frac{v_L W_L + v_R W_R + P_L - P_R}{W_L + W_R} \tag{9}$$

となる. この衝撃波管問題の解 P_*, v_* を用いて定式化した式 (4),(5) は

$$\ddot{\boldsymbol{x}}_i = -2 \sum_j m_j P_* V_{i,j}^2(h) \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{x}_i} W(\boldsymbol{x}_i - \boldsymbol{x}_j, \sqrt{2}h), \tag{10}$$

$$\dot{u}_i = -2 \sum_j m_j ([P\boldsymbol{v}]_* - P_* \dot{\boldsymbol{x}}_{*,i}) V_{i,j}^2(h) \cdot \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{x}_i} W(\boldsymbol{x}_i - \boldsymbol{x}_j, \sqrt{2}h) \tag{11}$$

となる. ただし,

$$V_{i,j}^2(h) \equiv \frac{1}{4} h^2 \left(\frac{V(\boldsymbol{x}_i) - V(\boldsymbol{x}_j)}{|\boldsymbol{x}_i - \boldsymbol{x}_j|} \right)^2 + \left(\frac{V(\boldsymbol{x}_i) + V(\boldsymbol{x}_j)}{2} \right)^2, \tag{12}$$

$$V(\boldsymbol{x}) = \frac{1}{\rho(\boldsymbol{x})}, \tag{13}$$

$$\dot{\boldsymbol{x}}_{*,i} = \dot{\boldsymbol{x}}_i + \frac{1}{2} \ddot{\boldsymbol{x}}_i \Delta t. \tag{14}$$

以上のように GodunovSPH 法は定式化される.

3 相対論的 GodunovSPH

相対論的な連続の式は

$$(\rho_0 V^\alpha)_{;\alpha} = 0 \Rightarrow \frac{\partial(\gamma\rho_0)}{\partial t} + \frac{\partial(\gamma\rho_0 \boldsymbol{v})}{\partial \boldsymbol{x}} = 0. \tag{15}$$

ここで γ は Lorentz factor,ρ_0 は共動系での密度,V^α は四元速度 ($\alpha = 0, 1, 2, 3$), $\boldsymbol{v}$ は三次元的な速度である. 相対論的な mass flux density を $\gamma\rho_0\boldsymbol{v}$ として考えて

$$\rho(\boldsymbol{x}) = \gamma\rho_0(\boldsymbol{x}) = \sum_j m_j W(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_j, h) \tag{16}$$

と定義すると, この ρ を用いることで自動的に連続の式を満たすことになる. 特殊相対論的なラグランジアン L は

$$\begin{aligned} L &= -\int T^{\mu\nu} V_\mu V_\nu d\boldsymbol{x} \\ &= -\int \rho_0 (1 + u) d\boldsymbol{x} \\ &= -\int \frac{\rho}{\gamma} (1 + u) d\boldsymbol{x} \\ &= -\sum_j m_j \int \frac{1 + u}{\gamma} W(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_j) d\boldsymbol{x}. \end{aligned} \tag{17}$$

ここで, 光速 c = 1,$T^{\mu\nu}$ は stress-energy tensor である. このラグランジアンからラグランジュ方程式

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{dL}{d\dot{\boldsymbol{x}}_i}\right) - \frac{dL}{d\boldsymbol{x}_i} = 0 \tag{18}$$

を解くことで相対論的 SPH 法を定式化することが出来る。

4 Results

非相対論的 GodunovSPH 法で衝撃波管問題を解いた結果が図 1 である. 初期条件は

$$\begin{aligned} \rho_L = 1, \rho_R = 0.5, \\ P_L = 1, P_R = 0.2, \\ v_{x,L} = 0, v_{x,R} = 0. \end{aligned} \tag{19}$$

図 1 を見ると衝撃波面の到達していない境界付近の

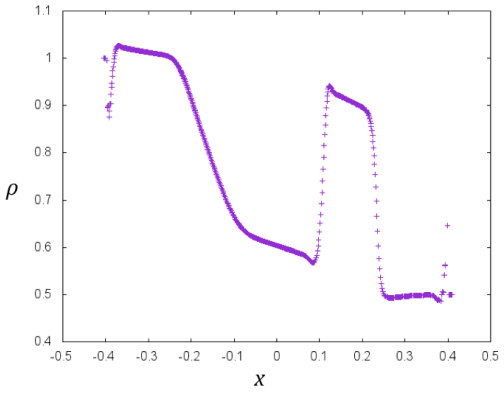


図 1: GodunovSPH での衝撃波管問題

密度分布が大きく変化していることが分かる. これは各粒子の相互作用を正しく計算出来ていないと考えられる。現在この非相対論的 GodunovSPH 法のデバッグ作業中である.

5 今後の課題

まずは非相対論的 GodunovSPH 法の計算コードのデバッグを行い, 解析解と合わせて正しい計算が行われているか確認する. 次に非相対論的 GodunovSPH 法を相対論的な計算法に拡張する. 相対論的 GodunovSPH 法でも $\gamma \sim 1$ の極限では非相対論的な場合の計算結果と一致しなければならない。そこでまずテスト計算として, 非相対論的な衝撃波管問題を相対論的 GodunovSPH 法で計算し, その解析解と十分に一致しているかどうか確かめる. その後, いくつか相対論的な場合のテスト計算を行う. これらのテスト計算後, 潮汐破壊問題について計算する.

Reference

[1] S.Rosswog LRCA 1,1 109 (2015)

[2] S,Rosswog JCP 229,8591 (2010)

[3] S.Inutsuka JCP 179,238 (2002)

目次へ

c7
ボルツマン方程式を用いた一般相対論的輻射輸送計算コードの開発

京都大学
M2 牧野芳弘

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

ボルツマン方程式を用いた一般相対論的輻射輸送計算コードの開発

牧野　芳弘 (京都大学大学院　宇宙物理学教室)

Abstract

ブラックホール周囲の降着円盤は、ジェットや強力な電磁波放射など、高エネルギー現象の起源と考えられている。また、降着円盤からの光子や物質のエネルギーと運動量の放出は、周囲の星間ガスに影響を与えるため、星や銀河の進化にとっても重大な影響である。しかしながら、光子や物質の放出メカニズムについては、まだよく分かっていない。そのメカニズムを解明するために、輻射磁気流体計算が行われてきたが、先行研究では M1 closure 法と呼ばれる近似法を用いて輻射輸送を解いている。M1 closure 法は、光学的に厚い極限で正しいが、薄い状況や、光学的厚みが 1 程度の場合に不正確な輻射場を示す場合がある。円盤の冷却や、円盤表面からのガス噴出を正しく調べるには、光学的厚みが 1 かそれ以下の領域での輻射輸送を正しく解かねばならない。よって、輻射輸送方程式を直接解く、より厳密な輻射輸送計算が必要である。本研究では、ボルツマン方程式を用いた一般相対論的輻射輸送計算コードの開発を行っているが、その第一歩として移流項の計算コードの開発とテスト計算を行った。

1　Introduction

ブラックホール周囲の降着円盤は、超高速ジェットや強力な電磁波放射など、高エネルギー現象の起源と考えられている。また、降着円盤からの光子や物質のエネルギーと運動量の放出は、周囲の星間ガスに影響を与えるため、星や銀河の進化にとっても重大な影響である。しかしながら、光子や物質の放出降着円盤やジェットのメカニズムは、未だよく分かっていない。

降着円盤の研究は 1970 年代に始まり、1 次元の解析モデルを中心に発展してきた。しかし、円盤表面からのガス噴出や円盤内部の乱流など、多次元効果が重要であると共に、輻射場や磁場とガスの相互作用が問題の本質に関わることが示されてきたため、多次元の輻射磁気流体計算が行われるようになってきた。特に、一般相対論を組み込んだ輻射磁気流体計算は、最先端の研究課題であり、近年になってようやく実現可能となった。ただし、そこでは M1 closure 法と呼ばれる近似法を用いて輻射モーメント式を解いている。M1 closure 法は、光学的に厚い極限で正しいが、薄い状況や、光学的厚みが 1 程度の場合に不正確な輻射場を示す場合がある。円盤の冷却や、円盤表面からのガス噴出を正しく調べるには、光学的厚みが 1 かそれ以下の領域での輻射輸送を正しく解かねばならない。よって、輻射輸送方程式を直接解く、より厳密な輻射輸送計算が必要であり、本研究では、ボルツマン方程式を用いて、近似なしに一般相対論的輻射輸送方程式を解くコードの開発をしている。ガスと輻射の相互作用については Nagakura et al.(2014) によって提唱されている手法を採用する。この手法は、輻射強度の方向を実験室系に、そして振動数を流体静止系に合わせて設定するもので、電子散乱を解く際の数値的な扱いをシンプルにしつつ、誤差を小さくすることが可能となる。

なお、一般相対論的輻射輸送計算法は、測地線に沿って輸送方程式を解く方法が既に開発されており、ブラックホールシャドウの計算などに利用されている。しかし、この手法はグリッドベースの流体計算と結合するのが難しい。各グリッド点での輻射場が分からないと、ガスと輻射の相互作用が分からないからである。そのため、流体計算との結合を将来目標とする本研究では、グリッドベースでの輻射輸送計算コードの開発を行っている。

2 Methods

2.1 Basic equation

測地線に沿ったボルツマン方程式から始める。この節での表式は Shibata et al.(2014) に従う。p^a は光子の運動量ベクトル、$f\left(x^a,p^i\right)\left(x^a=(t,x^i)\right)$ は光子の分布関数、S_{rad} は輻射と物質の相互作用による衝突項、τ は光子の軌道に対するアフィンパラメーターである。

$$\left.\frac{dx^a}{d\tau}\frac{\partial f}{\partial x^a}\right|_{p^i}+\left.\frac{dp^i}{d\tau}\frac{\partial f}{\partial p^i}\right|_{x^\mu}=\left(-p^a\hat{u}_\alpha\right)S_{\rm rad}\left(p^\mu,x^\mu,f\right) \tag{1}$$

数値計算に適した形にするために、保存系に書き直す。空間座標は極座標を用いて測り、光子の飛ぶ方向は各点でさらに極座標を貼って測る。r,θ,φ は空間座標を表す。ν は局所正規直行系で測られた光子の振動数である。$\overline{\theta}$ は各点での鉛直方向、$\overline{\varphi}$ は各点での東西南北を表し、光線の飛ぶ方向を示す。$e^a_{(\mu)}\,(\mu=0,1,2,3)$ を局所正規直行系でのテトラッド基底とすると、p^a は次のように書ける。

$$p^a=\nu\left(e^a_{(0)}+\sum_{i=1}^{3}\ell_{(i)}e^a_{(i)}\right) \tag{2}$$

ここで、$\ell_{(i)}$ は光子の飛ぶ方向であり、$\overline{\theta},\overline{\varphi}$ を用いて次のように表される。
$\ell_{(1)}=\cos\overline{\theta},\ell_{(2)}=\sin\overline{\theta}\cos\overline{\varphi},\ell_{(3)}=\sin\overline{\theta}\sin\overline{\varphi}$
これらを用いて、ボルツマン方程式の保存系は以下のように書ける。

$$\begin{aligned}&\frac{1}{\sqrt{-g}}\left.\frac{\partial\left(\sqrt{-g}\nu^{-1}p^\alpha f\right)}{\partial x^\alpha}\right|_{q_{(i)}}\\&+\frac{1}{\nu^2}\frac{\partial}{\partial\nu}\left(-\nu f p^\alpha p_\beta\nabla_\alpha e^\beta_{(0)}\right)\\&+\frac{1}{\sin\overline{\theta}}\frac{\partial}{\partial\overline{\theta}}\left(\nu^{-2}\sin\overline{\theta}f\sum_{j=1}^{3}p^\alpha p_\beta\nabla_\alpha e^\beta_{(j)}\frac{\partial\ell_{(j)}}{\partial\overline{\theta}}\right)\\&+\frac{1}{\sin^2\overline{\theta}}\frac{\partial}{\partial\overline{\varphi}}\left(\nu^{-2}f\sum_{j=2}^{3}p^\alpha p_\beta\nabla_\alpha e^\beta_{(j)}\frac{\partial\ell_{(j)}}{\partial\overline{\varphi}}\right)=S_{\rm rad}\end{aligned} \tag{3}$$

ここで、g は計量テンソルの行列式である。

特に、Schwarzschild 時空の場合について述べる。まず、計量は以下のように書ける。

$$\begin{aligned}ds^2=&-\left(1-\frac{2M}{r}\right)dt^2+\left(1-\frac{2M}{r}\right)^{-1}dr^2\\&+r^2\left(d\theta^2+\sin^2\theta d\varphi^2\right)\end{aligned} \tag{4}$$

テトラッドを以下のように選ぶ。

$$\begin{aligned}e^a_{(0)}&=\left(1-\frac{2M}{r}\right)^{-1/2}\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)^a,\\e^a_{(1)}&=\left(1-\frac{2M}{r}\right)^{1/2}\left(\frac{\partial}{\partial r}\right)^a.\\e^a_{(2)}&=\frac{1}{r}\left(\frac{\partial}{\partial\theta}\right)^a,\\e^a_{(3)}&=\frac{1}{r\sin\theta}\left(\frac{\partial}{\partial\varphi}\right)^a.\end{aligned} \tag{5}$$

これらを (3) に代入すると以下のように書ける。

$$\begin{aligned}&\left(1-\frac{2M}{r}\right)^{-1/2}\frac{\partial f}{\partial t}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left[f\cos\overline{\theta}\left(1-\frac{2M}{r}\right)^{1/2}\right]\\&+\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(f\sin\theta\sin\overline{\theta}\cos\overline{\varphi}\right)\\&+\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(f\sin\overline{\theta}\sin\overline{\varphi}\right)\\&-\frac{1}{\nu^2}\frac{\partial}{\partial\nu}\left[f\nu^3\cos\overline{\theta}\frac{M}{r^2}\left(1-\frac{2M}{r}\right)^{-1/2}\right]\\&-\frac{1}{\sin\overline{\theta}}\frac{\partial}{\partial\overline{\theta}}\left[f\sin^2\overline{\theta}\frac{r-3M}{r^2}\left(1-\frac{2M}{r}\right)^{-1/2}\right]\\&-\frac{\partial}{\partial\overline{\varphi}}\left(f\frac{\cot\theta}{r}\sin\overline{\theta}\sin\overline{\varphi}\right)=S_{rad}\end{aligned} \tag{6}$$

M=0 とすると、平坦時空でのボルツマン方程式が得られる。M $\neq$ 0 の時、平坦時空との違いは、t 微分、r 微分、ν 微分、$\overline{\theta}$ 微分に現れる。ν 微分は重力赤方偏移を表す。また、$\overline{\theta}$ 微分の項は r=3M の光円軌道半径を境に符号を変えることが分かる。

2.2 Numerical calculation method

数値計算法として、離散座標法を用いる。本コードでは、Nagakura et al.(2014) で提唱されているよ

うに、輻射強度の方向を実験室系で、振動数を流体静止系で設定することも可能である。この手法によって、電子散乱を解く際の数値的な扱いをシンプルにしつつ、誤差を小さくすることが可能となる。

3 Results

コード開発の第一歩として、まず、Schwarzschild 時空で、ボルツマン方程式の移流項を解くコードの開発を行った。移流は陽的に積分している。これにより、光速でタイムステップを決める必要があるが、ブラックホール周辺では、そもそも流体の速度が高速なため、これによる計算速度の低下は大きな問題とならない。逆に、陰的に解く際に必要な大規模行列反転が不要となり、並列化効率が向上する。

図 1、図 2 にそれぞれ、Schwarzschild 時空と平坦時空でのテスト計算の結果を示す。赤道面で 3 ヶ所 ($r < 3r_g, r = 3r_g, r > 3r_g (r_g = GM/c^2 = 1)$) から ϕ 方向に $t = 0$ から $t = 20r_g/c$ まで定常的に光を入射した。カラーは log (輻射エネルギー密度) を表す。解析解と同じように、Schwarzschild 時空で $r < 3r_g$ から放射した光はブラックホールに落ち込み、$r = 3r_g$ からの光は円軌道を描き、$r > 3r_g$ からの光は遠方に脱出している。当然、平坦時空では 3 本とも光は直進している。

4 Conclusion

一般相対論的輻射輸送計算コード開発の第一歩として、Schwarzschild 時空でボルツマン方程式の移流項をグリッドベースで解くコードの開発とテスト計算を行った。現在、衝突項を解くコードの開発を行っている。両方のコードの完成後には、ポストプロセスでブラックホール降着円盤の輻射スペクトルを計算する予定である。(ここで開発するコードは、流体とカップリングさせて一般相対論的輻射磁気流体計算コードへと発展させることを見据えているが、それは次年度以降に行う計画である。) 過去の研究では、降着円盤のスペクトルを多温度黒体輻射で扱うことが多かったが、コンプトン散乱や相対論的ビーミング効果が効くことで、単純な多温度黒体輻射と

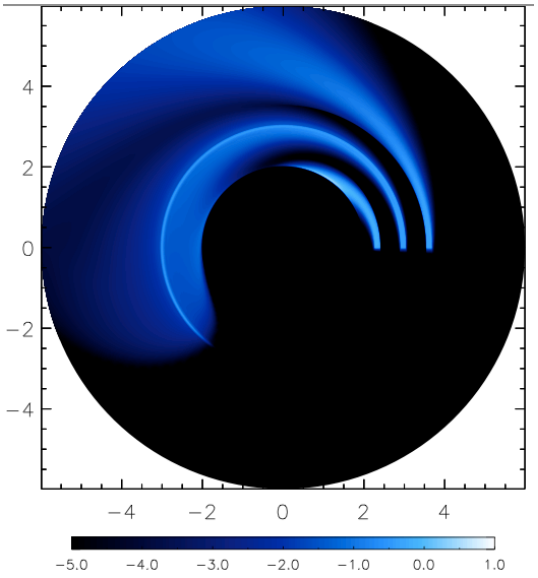


図 1: Schwarzschild 時空でのテスト計算の結果。カラーは log(輻射エネルギー密度) を表す。縦軸、横軸は $r_g = GM/c^2 = 1$ として規格化している。

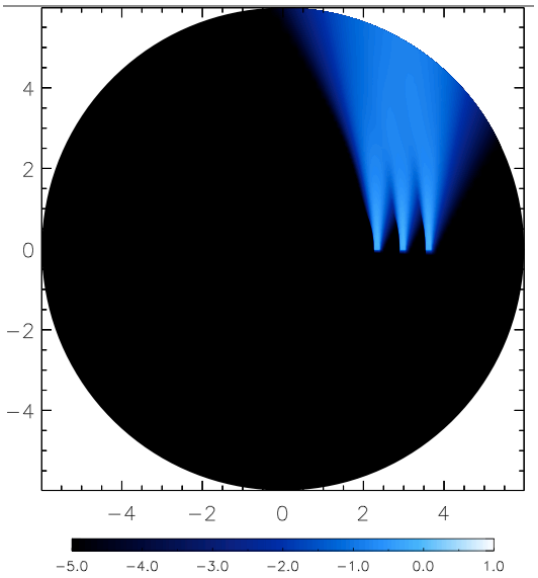


図 2: 平坦時空でのテスト計算の結果。図 1 同様、カラーは log(輻射エネルギー密度) を表し、縦軸、横軸は $r_g = GM/c^2 = 1$ として規格化している。

は異なったスペクトルが現れることや、観測角度に強く依存することが予想される。そこで、既に行われている一般相対論的輻射磁気流体シミュレーショ

ンのデータをを元に、より現実的な輻射スペクトルを求め、観測との比較を行う予定である。

Acknowledgement

本研究を進めるにあたり、大変丁寧な指導・議論をしていただいた国立天文台の大須賀健助教、高橋博之特任助教、京都大学の嶺重慎教授、小川拓未氏、カリフォルニア工科大学の長倉洋樹氏に感謝を申し上げます。

Reference

Ohsuga, K.& Mineshige, S. 2011, ApJ, 736, 2

Shibata, M., Nagakura, H., Sekiguchi, Y., & Yamada, S. 2014, Phys. Rev. D,89,084073 d

Nagakura, H., Sumiyoshi, K., & Yamada, S. 2014, ApJS, 214, 16

目次へ

c8

ブラックホール磁気圏における相対論的アウトフローの形成

熊本大学
M1 松枝直紀

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

ブラックホール磁気圏における相対論的アウトフローの形成機構

松枝 直紀 (熊本大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

磁気とプラズマが相互作用するブラックホールまわりの領域ではブラックホール磁気圏と呼ばれ、さまざまな激しい現象を引き起こすと考えられている。例えばクエーサーの中心核から放射される相対論的宇宙ジェットはその中心にあるブラックホールのまわりの磁気的活動によって形成されていると考えられている。
本研究では回転するブラックホールまわりで磁気面に沿って流れるプラズマ流の安定性や加速機構を相対論的電磁流体力学（MHD）数値シミュレーションを用いて調べる。ここでは磁場によるプラズマ流の速度変化を磁場がない場合と比較する。また、ブラックホール遠方でのプラズマジェットのアウトフローの形成過程と今後の課題についても報告する。

1　イントロダクション

我々の住む地球のまわりには宇宙放射線や太陽風を防ぐ役割をもつ磁場が存在する。この磁場によって磁気圏が形成されているが、磁気圏は地球だけでなく太陽や星などのさまざまな天体にも付随していることが知られている。その中でもブラックホール磁気圏は宇宙において最も活動的な領域であり、相対論的速度をもつプラズマの流れが噴出することがある。このような相対論的ジェットには活動銀河核（AGN）ジェット、マイクロクエーサー（μ QSO）ジェット、ガンマ線バースト（GRB）ジェットの 3 種類がある。これらはブラックホールまわりの激しい現象により形成されると考えられているが、その形成機構は具体的には分かっていない。相対論的ジェットが形成するためには、”光速度近くまでプラズマを加速させる力 ”と”ジェットの流れを細長く絞り込む機構 ”を明らかにする必要があるが、磁気的な力がはたらいているモデルを考えることによってこの二つの条件を上手く説明することができる。ここではブラックホールまわりの磁場形成のメカニズムとブラックホールの回転による時空のゆがみの効果の取り扱いを紹介し、それらをふまえた数値シミュレーションを行った。数値シミュレーションでは回転するブラックホールの赤道面方向で放射状磁場があると仮定し、磁場がプラズマ流の速度にどのような影響を及ぼすのかを考察する。

2　磁気形成

ブラックホール自身は磁場を生み出さないことから、ブラックホール磁気圏での磁場はまわりにあるプラズマに流れる電流が担う。ブラックホールのまわりにガスなどの物質がある場合、それらはブラックホールの重力によりブラックホールに引き寄せられる。しかし、ブラックホールとガスの距離はブラックホールの半径よりもはるかに大きいため、ガスがもつ角運動量は大きくなかなかブラックホールには近づけない。このときガスはブラックホールの赤道面のまわりに円盤を形成する。これは降着円盤と呼ばれ、磁場の生成や維持するはたらきがある。ここでは赤道面の降着円盤に放射状の磁場を初期条件として用いた数値計算を行う。

3　ブラックホールの回転

ブラックホールが速く回転するとき、地平面近くにはエルゴ領域が存在する。エルゴ領域中ではすべての物質はブラックホールの回転方向にしか運動することができない。したがって、理想 MHD プラズマに満たされたエルゴ領域中にある磁場はブラックホールの回転方向に曲げられることになる。このような一般相対論的な空間の引きずり効果を考慮する場合、一般相対論的 MHD（GRMHD）がよく用いられる。ここではブラックホールの回転パラメータ

を a=1 とした。ブラックホールの赤道面付近のプラズマの流れを GRMHD 数値計算によって調べる。ここで系の軸対称を仮定して、赤道面に沿った 1 次元の数値計算を行った。

4　数値計算の結果

本研究では最大回転速度に近いブラックホールの赤道面上で磁場が初期に放射状になっている場合を考えた。密度 ρ、速度 v、磁場 B の時間発展を下図に示す。

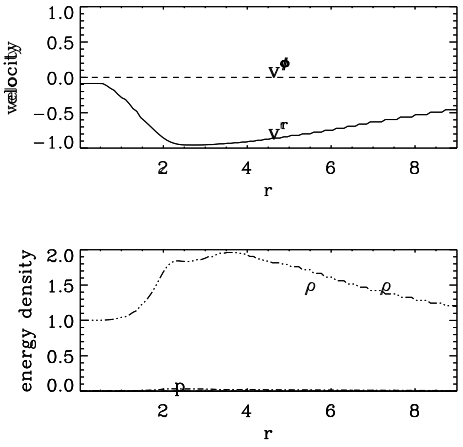


図 1: 磁場がない場合（t=7.18）

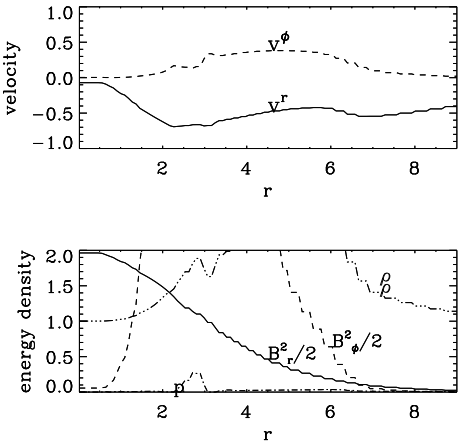


図 2: 磁場がある場合（t=5.68）

グラフの上が速度と距離の関係、下がプラズマの密度・圧力・磁場と距離の関係である。磁場の有無による密度、圧力の変化はほとんど見られなかった。磁場がない場合（図１）では時間経過によりプラズマの落下速度が光速に近づいていきブラックホールに落ち込むことが読み取れる。一方、磁場がある場合（図２）は時間経過につれて同様に落下速度が大きくなっていくが、光速程度には到達しないことがわかった。これは磁場がプラズマ流を妨げるはたらきをしていると考えられる。また速度の方位角成分も磁場による影響がみられた。

5　結論と今後の課題

数値計算の結果より回転するブラックホール中に磁場がある場合、ブラックホールに落ち込むプラズマ流の速度は磁場がないときに比べて小さいことが分かった。また、半径が大きい領域ではプラズマ流の速度が正の値になることが予想されるが、これはブラックホールから遠ざかる方向へプラズマが移動するアウトフローであると考えられる。

今回は回転するブラックホールにおけるプラズマ流の速度変化を磁場がある場合とない場合の 2 通りで調べた。簡単のため磁力線に沿った 1 次元の座標を設定し、磁場のみがプラズマに作用しているとした。しかし、実際はブラックホールの重力、放射、電気抵抗などもプラズマのアウトフローやジェットに影響を及ぼすと考えられている。今後の課題として、この結果をさらに時間発展させて遠方でのアウトフローを確かめることやプラズマ流の 2 次元でのふるまい、さらに磁場以外の外的要因を考慮した新しい解析モデルを考えたい。

Reference

S.Koide,K.Shibata & T.Kudoh: Astrophys.J.495(1998)

S.Koide,K.Shibata & T.Kudoh: Astrophys.J.522(1999)

S.Koide,K.Shibata & T.Kudoh: Phys. Rev.D 74(2006)

M.Takahashi,A.Tomimatsu: 日本物理学会誌 46(1991)

目次へ

c9
定常流を用いたジェットの解析

早稲田大学
M1 渡邊玲央人

定常流を用いたジェットの解析

渡邊　玲央人 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

Abstract

宇宙には様々なダイナミックな現象があり、その一つとして宇宙ジェットがある。現在、宇宙ジェットは様々なスケールで重力天体の周辺で発見されいる。中心に大質量ブラックホールを持つ AGN からは、数百 kpc もの長さにわたって銀河間の虚空を貫いていて、光速に近い値で噴出されるプラズマガスが電波として観測されている。このような宇宙ジェットには未だ解明されていない様々な問題がある。ジェットはどのような機構によって光速に近い値まで加速されているのかという加速機構の問題、なぜジェットが拡散せずに細いまま進んでいくのかという収束問題、ジェットの構造や安定性問題などが挙げられる。重力天体の成長や周辺の星間空間を深く知るために、私たちにはこれらの問題を解明していくことが望まれる。

先行研究では数値シミュレーションによってジェットの時間発展の様子を描写した研究が数多くあり、未解決問題が研究されている。本研究では、少し違ったアプローチを考え時間発展ではなくジェットが定常流になっていることを使いその形状を求めることを考える。今回は、ジェットの先端に生じるバウショック下流の流れについて着目し、細かい物理現象やジェットの構造を理解することを目標として定常解を求めることを試みた。

1 Introduction

電波からガンマ線まであらゆるスケールの電磁波の観測により宇宙ジェットの存在が確認されている。星間分子雲の中で生まれたばかりの原始星の場合、原始星周辺から双方向に毎秒数 10km のガス流が発見されている (L1551 など)。主な系内ジェットとしては、SS433 があり、SS433 から噴出されるジェットは速度が光速の 26% にも達する。中心に大質量ブラックホールを持つ、クェーサー電波銀河などの活動銀河では、中心から数百 kpc もの長さにわたって銀河間の虚空を貫きながら、電波を放射するプラズマガスが光速に近い値で飛び出している。このように宇宙ジェットは様々なスケールで重力天体の周辺で発見されている。

ジェットはどのような機構によって光速に近い値まで加速されているのかという加速機構の問題や、なぜジェットが拡散せずに細いまま進んでいくのかという収束問題、ジェットの構造や安定性問題など、未だに解明されていない問題がたくさんのがある。本研究では、その中でもジェットの先端で生じるバウショックに着目する。バウショック静止系で見ると下流が定常流になっていると捉えることができる。その下流では流線はどのようになるのか、密度や圧力はどのようになるのかということを、定常解を用いて求めることを試みる。宇宙では衝撃波が発生する多くの現象が観測されている。この衝撃波の下流の流れの定常解はジェットに限らず、宇宙の様々な場面に応用できることが期待される。

2 Methods

本研究では、バウショック静止系に立ちショックの下流が定常流になっていることを想定する。

円筒座標系を考え、軸対称 2 次元、理想気体、φ 方向の速度ゼロを仮定し、円筒座標を図 1 のように設定する。

これらの仮定の下、円筒座標における定常流の流体の基礎補方程式

$$\begin{cases} \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho V_r) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho V_z) = 0 \\ V_r\frac{\partial V_r}{\partial r} + V_z\frac{\partial V_r}{\partial z} = -(\gamma-1)\frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho\varepsilon}{\partial r} \\ V_r\frac{\partial V_z}{\partial r} + V_z\frac{\partial V_z}{\partial z} = -(\gamma-1)\frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho\epsilon}{\partial z} \\ (V_r\frac{\partial}{\partial r} + V_z\frac{\partial}{\partial z})(\frac{1}{2}V^2 + \gamma\varepsilon) = 0 \end{cases} \tag{1}$$

r 方向の速度:V_r z 方向の速度:V_z
密度:ρ 内部エネルギー:ε
を用いた。この 4 つの物理量の z 微分を求めると、

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial V_r}{\partial z} \\ \frac{\partial V_z}{\partial z} \\ \frac{\partial \rho}{\partial z} \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \end{pmatrix} = \frac{1}{\det P}\mathbf{AB} \tag{2}$$

A : 行列　**B** : ベクトル
このように表すことができ、中心差分法を用いて z 方向に積分して計算をする。

ここで、バウショックの形状を $f(r)$ で与え、上流の速度を V_0、上流の密度を ρ_0 で与える。上流の流れは衝撃波に対して角度 α で流入することになる。入射角 α と $f(r)$ の関係は、

$$\tan\alpha = \frac{df(r)}{dr} \tag{3}$$

で表される。ランキンユゴニオの関係より初期条件は

$$V_r = \frac{2}{\gamma+1}\cos\alpha\sin\alpha V_0 \tag{4}$$

$$V_z = (\frac{\gamma-1}{\gamma+1}\cos^2\alpha + \sin^2\alpha)V_0 \tag{5}$$

$$\rho = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}\rho_0 \tag{6}$$

$$\varepsilon = \frac{2\cos^2\alpha}{(\gamma+1)^2} \tag{7}$$

を用いた。

軸上と外側の境界条件は内側 3 つの値を外挿で得る。

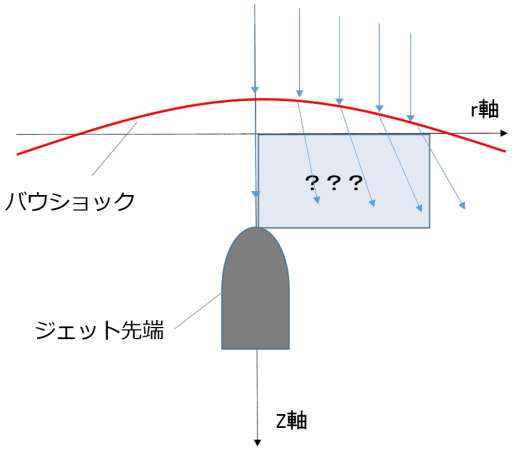


図 1: ジェット先端における座標の取り方

3 Results/Discussion

ジェットのバウショック下流では流線はどのようになるのか、密度や圧力はどのようになるのかを、上記の流体シミュレーションを用いて求めた。

今回、初期条件を下記のようにとって計算した結果を図 2、図 3 に示す。

$$\begin{cases} f(r) = 1 - r^2/10, 1 - r^2/20 \\ V_0 = 7.0 \\ \rho_0 = 1.0 \end{cases} \tag{8}$$

図 2 から、速度ベクトルとエントロピー等高線の傾きが一致していることが確認される。このことからエントロピー等高線と流線が一致していることが伺える。基礎方程式をしっかりと再現した定常解が求められていると考えられる。

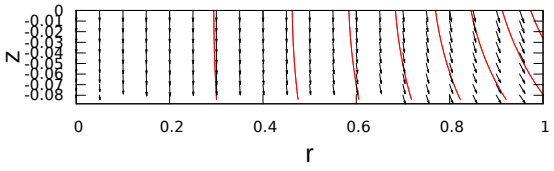


図 2: エントロピー等高線 (赤線) と速度ベクトル ($f(r) = 1 - r^2/10$)

図??は、密度分布と、速度ベクトルを描いた図である。z 軸上で z が進んでいくにつれて密度が上昇してものが溜まっていくとともに V_z が減衰していた。これはバウショックを形成しているジェットの先端の部分が描写されていると考えられる。また、図 3 上と図 3 下を比較してみると、バウショックの形状によって V_z の速度が減衰し 0 に至る距離に違いが生じることが見受けられた。これは、バウショックの形状とジェット先端の形状に相関関係があるということ

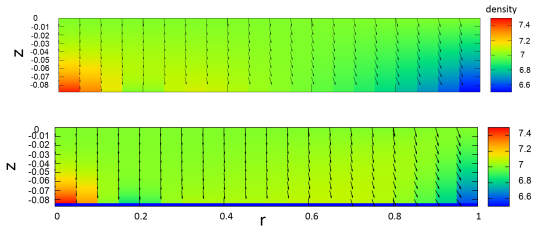


図 3: 密度分布と速度ベクトル (上:$f(r) = 1 - r^2/10$, 下:$1 - r^2/20$)

を示唆していると考えられる。これによってジェットの先端にできるバウショックはどのような形状になるのか、またジェットはどのような状況下で安定し、崩れるのかということを解析していきたいと考える。

4 Conclusion

今回のシミュレーションでは単純な初期条件を与えたが、衝撃波の形状を考慮したより現実的な初期条件、境界条件を考えていきたい。また、現在のコードを元に改良を重ねていく必要があると考える。改良としてまず、座標変換を用いて衝撃波の形状に合わせた座標を導入することが考えられる。また今回の計算を用いてバウショックとジェットの先端の関係を定量的に明らかにしていきたい。この 2 つは今後、領域を広げた計算をし、ジェットのより大きなースケールで構造を見るための架け橋となると考える。これらを通じて、ジェットの定常解を正確に求め安定性解析をしていくことが今後の目標である。

Reference

Christian Fromm 2013, Springer

L.D.Landau & E.M.Lifshitz 1959,ELSEVIER

目次へ

c10

ニュートリノ輻射輸送計算によるガンマ線バーストのジェット駆動機構の研究

京都大学
D1 西野裕基

ニュートリノ輻射輸送計算によるガンマ線バーストの ジェット駆動機構の研究

西野　裕基 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst, GRB) は突発的にガンマ線を観測する現象である。光度は太陽の 10^{17} 倍 を超えることもあり、宇宙最大級の爆発現象と呼ばれる。1990 年代以降の詳細な即時放射・残光の観測と理論的研究から、相対論的なジェットが GRB を引き起こすと考えられている [文献 1, 2]。しかし、相対論的ジェットを駆動する中心エンジンや、 そのメカニズムは明らかになっていない。GRB のジェット駆動機構の有力な説として、降着円盤や超大質量中性子星 でのニュートリノ対消滅ジェット機構 [文献 3] が提案されている。そこで、本稿ではニュートリノ対消滅によるエネル ギー注入率の計算手法について紹介する。

1　導入

ガンマ線バーストは一秒あたり 10^{50-52}erg（等方放射の仮定の下）ものエネルギーをガンマ線として解放する高エネルギー天体現象である。非常に短い時間スケール（数十ミリ秒以下）で光度が変動することから、母天体はコンパクト天体であると推定されている。特に、母天体として大質量星崩壊後&連星合体後に形成しうる、降着円盤や超大質量中性子星 [1] が有力視されている。これらの天体は高温高密度になるので、大量のニュートリノ・反ニュートリノ が放射され、ニュートリノ対消滅（式 1）によって大量のエネルギーをバリオンの少ない領域にデポジットできると考えられている（図 1）。

$$\nu + \bar{\nu} \to e^- + e^+. \tag{1}$$

このようにして、ファイアボールが形成できれば、衝撃波放射によって GRB の即時放射や残光を再現できうる。

このシナリオを確かめるために必要であるのがニュートリノ輻射輸送の問題である。上記のコンパクト天体の流体シミュレーションおいて、

[1] 熱圧によって一時的に支えられる

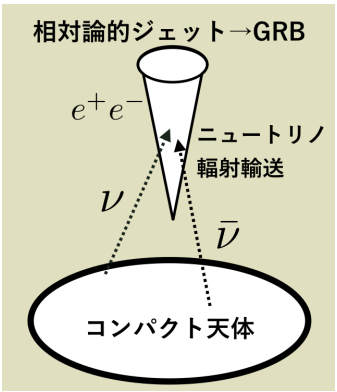


図 1: GRB の模式図：ニュートリノ対消滅によってジェットが生成

核子、原子核、電子および陽電子の振る舞いは流体素片のマクロ変数（素片の速度、密度、温度、圧力）によって記述可能である。一方で、ニュートリノは平均自由行程 $l_{\rm mfp}$ が流体のスケールと比べて大きいので、マクロ変数では記述できない。1MeV 程度のニュートリノと核子との散乱断面積はおよそ $\sigma \sim 10^{-43}{\rm cm}^2$ であるので、ニュートリノの平均自由行程は、

$$l_{\rm mfp} \sim 100{\rm km}\left(\frac{\rho}{10^{10}{\rm g/cm^3}}\right)^{-1}\left(\frac{E_\nu}{1{\rm MeV}}\right)^{-2} \quad (2)$$

と見積もれる。今、考えているコンパクト天体は系のスケールが数十、数百 km であるため、数十 MeV のニュートリノでは、流体とニュートリノ輻射場とを同じように取り扱うことはできない。概算からわかるように、ニュートリノは平均で 100km も散乱せず自由に飛んでいく。そのため、ある地点でのニュートリノ輻射場の性質を調べるために、輻射輸送を系全体で考えなければならない。一方で、高エネルギーのニュートリノが非常に高密度な領域を通る場合を考えてみると、

$$l_{\rm mfp} \sim 1{\rm m}\left(\frac{\rho}{10^{13}{\rm g/cm^3}}\right)^{-1}\left(\frac{E_\nu}{10{\rm MeV}}\right)^{-2} \quad (3)$$

まで小さくなる。考えている系のスケールはこれより大きいので、局所的な物理量で輻射場は記述できる。このように平均自由行程によって、輻射輸送の様子は全く異なるため、その解法は非自明である。そこで、我々は近似的に基礎方程式である Boltzmann 方程式を数値計算することにした。

2 セットアップ

本稿では、[文献 3] の質量 $100M_\odot$、金属量 $Z = Z_\odot$ の星の進化計算をもとに重力崩壊の一般相対論的シミューレーション [文献 4 参照] を行った結果を提供していただいた。そして、形成された超大質量中性子星の流体データ（密度、温度、電子比率など）を用いて、ポストプロセスで輻射計算した。用いた流体データのうち、参考のために密度分布を載せる（図 2）。図 2 からわかるように中心密度は原子核と同程度の高密度天体である。

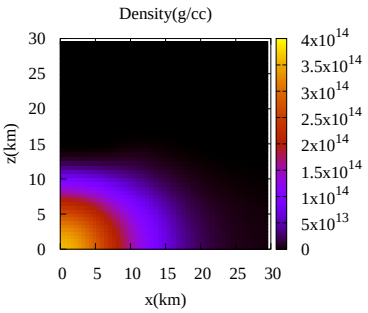


図 2: 超大質量中性子星の密度分布

3 メソッド

先に紹介した流体データの下で輻射輸送計算するメソッドについて紹介する。ここでは、考えている地点での輻射場を計算するために、その地点からニュートリノの軌跡（ray）をトレースバックして、各 ray 上で独立に輻射輸送計算を行う（ray-tracing 法）。今回は簡単のために平坦時空と仮定した。微視的反応によるニュートリノの吸収率 $R_{\rm abs}$ や放出率 $R_{\rm emis}$ を用いて、Boltzmann 方程式は

$$\left(\frac{\delta f}{c\delta t}\right)_{\rm coll} = -R_{\rm abs}f + R_{\rm emis}(1-f) \quad (4)$$

とかける。これを数値的に計算を行った。

輻射輸送計算する際に、以下の微視的反応を取り入れた（詳細は文献 [6, 7] を参照）。これらは高温高密度の時に主要な反応である。

電子捕獲、陽電子捕獲 :

$$\nu + n \leftrightarrow p + e^-, \quad (5)$$

$$\bar{\nu} + p \leftrightarrow n + e^+. \quad (6)$$

対消滅反応:

$$\nu + \bar{\nu} \leftrightarrow e^- + e^+. \quad (7)$$

制動放射 (以下の N は p, n を指す):

$$N + N \leftrightarrow N + N + \nu + \bar{\nu}. \quad (8)$$

プラズモン崩壊:

$$\tilde{\gamma} \leftrightarrow e^- + e^+. \tag{9}$$

4 結果

輻射輸送計算を行い、各地点でのニュートリノの分布関数を求めた。各地点で分布関数はエネルギーと方向毎に計算される。分布関数の数値計算は、エネルギーグリッド $N_E = 15$、方向 2 次元 ($N_\theta \times N_\phi = 25 \times 10$) で計算を行った。こうして得られた分布関数をもとに、対消滅によるエネルギー注入率 $Q_+(\mathrm{erg/cm^3/sec})$ を計算してみる。電子の静止質量がニュートリノのエネルギーよりも十分に小さいとし、さらに終状態の電子のブロッキングファクターを無視して電子と陽電子の運動量空間で積分してしまうと、注入率の表式は次のようになる。

$$Q_+ = \frac{\sigma_0}{4{m_e}^2 h^6}\left[\frac{2({C_V}^2 + {C_A}^2)}{3}\int dE \int dE' \right. \\ \left. \times (E+E')E^3 {E'}^3 \int d\Omega \int d\Omega' f_\nu f_{\bar{\nu}} (1-\cos\theta)^2. \right. \tag{10}$$

ここで、ニュートリノのエネルギーと運動量の方向は (E, Ω)、(E', Ω′) である。上記は V-A 理論の近似の下での計算であるが、今、考えているエネルギースケールが数 MeV から数十 MeV なので、これは良い近似である。ベクトル及び軸ベクトルカレントの係数 C_V, C_A は、Weinberg 角 $\sin^2\theta_W \simeq 0.23$ とした時、

$$\frac{2({C_V}^2 + {C_A}^2)}{3} \simeq 0.78 \tag{11}$$

$$\tag{12}$$

である。また、対消滅の断面積はフェルミ定数 G_F を用いて、

$$\sigma_0 \equiv \frac{4{G_F}^2 m^2}{\pi(\hbar c)^4} \sim 1.76 \times 10^{-44}\ \mathrm{cm}^2 \tag{13}$$

で特徴付けられてる。

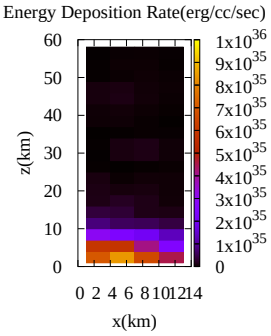


図 3: Energy Deposition Rate の図

対消滅によるエネルギー注入率 $Q_+(\mathrm{erg/cm^3/sec})$ を計算した結果が図 3 である。高温高密度な中心付近で非常に大きく、大質量中性子星の外でも大きなエネルギー注入率が期待できる。とはいえ、今回はエネルギー積分を簡略化するために電子のブロッキングを無視したので、これは大きく見積もった結果と考えるべきである。

5 議論

以下に本稿で考慮できなかった課題を 2 点述べる。

今回は、計算上の困難から主要な反応率の一つであるニュートリノ核子散乱を取り入れなかった。ニュートリノ核子散乱は、分布関数の方向依存性を大きく変えうるので、衝突角度に大きく依存している対消滅率の計算に、どの程度影響するのか見積もる必要がある。

また、中心天体付近は強重力場であるため、輻射輸送計算にも一般相対論的影響（重力赤方偏移や測地線など）が考えられるが、今回は取り入れなかった。これについては現在、取り組んでいるところである。

6　まとめ

本稿では具体的な超大質量中性子星の配位の下で、微視的反応（電子捕獲・陽電子捕獲・ニュートリノ対消滅・核子の制動放射・プラズモン崩壊）を考慮したニュートリノ輻射輸送計算を行った。そして、ニュートリノ対消滅によるエネルギー注入率を見積もる計算手法を確認した。

謝辞

ご協力いただいた基礎物理学研究所の柴田大教授、California Institute of Technology の長倉洋樹研究員には深く感謝を申し上げます。研究に関して貴重な助言と流体データを提供していただいた東邦大学の関口雄一郎講師にも感謝いたします。

Reference

Paczynski, Astrophys.J. **308** (1986) L43-L46

Piran, Phys.Rept. **314** (1999) 575-667

Meszaros&Rees, Mon.Not.Roy.Astron.Soc. **257**(1992) 29-31

Umeda&Nomoto, Astrophys.J. **673** (2008) 1014

Sekiguchi&Shibata., Astrophys.J. **737** (2011) 6

Bruenn, Astrophys.J.Suppl. **58** (1985) 771-841

Horowitz, Phys.Rev. D**65** (2002) 043001

目次へ

c11

Short gamma-ray bursts from the merger of two black holes

東北大学
M1 荻原大樹

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

Short gamma-ray bursts from the merger of two black holes

荻原　大樹 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

Perna et al. (2016) についてレビューをする。この論文では、ブラックホール同士の連星系で short Gamma-Ray Burst(sGRB) が起こるモデルを提唱している。sGRB は、二つのコンパクト天体が合体する際に起こる現象で、連星系の中に質量を供給する中性子星が少なくとも一つあることが必要とされてきた。しかし、ブラックホール同士の合体による重力波信号 (GW150904) と同時に、Fermi 衛星により sGRB の特徴を持った γ 線の検出が報告された。ブラックホール同士の合体に sGRB が付随していた可能性がある。検出された放射エネルギーは 10^{49}erg/s で、 このエネルギーを放射するには $10^{-5}M_{\odot}$/s の急激な質量降着が必要である。従来のモデルでは、ブラックホール周辺には十分な量の物質が残らず、合体時にのみ激しい降着が起こることはない。よって、ブラックホール合体時に質量供給が起こるモデルを考える必要がある。ここでは以下のようなモデルを考える。連星ブラックホールの親星の一方が、高速回転をしている低金属量の重い星であれば重力崩壊時に円盤が形成される。円盤は高温で、磁気回転不安定性 (MRI) による乱流の角運動量輸送により拡散と質量降着が起こる。時間進化に伴い放射冷却により冷えて電気的に中性になると、MRI が効かなくなり質量降着がとまる。この円盤は合体直前まで残ることができ、合体時に短い時間で落ちることにより、sGRB に十分な降着率を達成できる。このモデルの妥当性について議論する。

1 Introduction

ブラックホール同士の合体に由来する重力波信号が LIGO により検出された (GW150914)(Abbott et al. 2016)。この信号の持つ情報から、連星をなすブラックホールの質量はそれぞれ $29^{+4}_{-4}M_{\odot}$ と $35^{+5}_{-4}M_{\odot}$ であることがわかった。この重力波信号の 0.4 秒後に 1 秒間の γ 線信号を FERMI GBM が検知した (Connaughton V. et al. 2016)。この γ 線信号の光度は 1keV から 10MeV の波長帯で $1.8^{+1.5}_{-1.0}\times10^{49}$erg/s だった。これは 2 つのブラックホールの合計質量に対応するエディントン光度よりも 9 桁大きい値となっている。短い時間の強い放射であることやスペクトルの情報から、γ 線バースト (GRB) が原因だと考えられる。GRB が放出する大きなエネルギーを供給するメカニズムとして Blandford-Znajek メカニズム (BZ メカニズム) が考えられている (section 2)。BZ メカニズムによるエネルギー供給には十分な質量降着率が必要である。これまで、GRB は連星のうち片方の天体から他方への質量供給が可能な中性子星-中性子星連星か中性子星 - ブラックホール連星で起きると考えられてきた。ブラックホールは形成の際に周辺の物質を吸い込んでしまい十分な質量が残らないので、ブラックホール同士の連星系では GRB は起こらないと考えられてきたのだ (section 3)。しかし、今回の LIGO と FERMI GBM のデータを踏まえると、ブラックホール同士の連星合体による GRB を説明するようなモデルを考える必要がある。Perna et al. (2016) では”dead disk モデル” を用いることで、ブラックホール形成後も連星合体直前まで吸い込まれずに残る円盤状の構造が存在できると考えた。合体時にその円盤が急激に質量降着することで、観測された γ 線強度を説明するだけのエネルギーを作り出すことができる (section 4)。

2 Blandford-Znajek mechanism

Blandford-Znajek mechanism は、定常軸対象を考えた時、回転ブラックホールの回転エネルギーが磁場の働きで軸方向のポインティングベクトルへと変換されるメカニズムである。ブラックホールから等方に伸びる磁場はプラズマに凍結され一緒に剛体回転をす

る。回転ブラックホールの地平線近くでは、ブラックホールの回転に引きずられる形で磁場が回転方向の成分を持つ。理想磁性流体を考えると、$E+v\times B=0$ から $\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}=0$ となる。よって、極方向にポインティングベクトルができる。回転軸に垂直な方向には降着円盤がある。降着によるラム圧によってプラズマ粒子とともに磁場は極方向に圧縮される。磁気圧と降着円盤のラム圧のつり合いを考えると、ラム圧 $\sim\rho v^2$、磁気圧 $\sim B^2/(8\pi)$ と質量降着率 $\dot{M}\sim\rho r^2 v$ からエネルギー流速は $L_{BZ}=B^2/(8\pi)\times 4\pi r_g^2 c\sim\eta\dot{M}c^2$。ここで係数を η とした。このエネルギーフラックスがプラズマ粒子を加速することにより GRB が起こると考えられている (Toma & Takahara 2014)

3 conventional theory

まず、従来考えられていたようなブラックホール周辺には星間ガスしか残っていないような状況を考える。必要な質量降着率は

$$\dot{M}=\frac{L_{EM}}{\eta c^2}\sim 5\times 10^{-5}\eta_{0.1}^{-1}M_\odot/\mathrm{s} \qquad (1)$$

と見積もられる。ここで、観測された γ 線放射エネルギーフラックスを L_{EM}、光速を c、$\eta_{0.1}=0.1\eta$ とした。星間物質の質量密度を $10^{-24}\mathrm{g/cm^3}$ とし中心ブラックホールへの降着をボンディ降着として考えると、その質量降着率は $\sim 5\times 10^{-20}M_\odot/\mathrm{s}$ となり、観測値には遠く及ばない (Lyutikov 2016)。合体直後の短い間の信号だったことを考えると、GRB を起こすためには星間物質以上の質量を合体直前まではブラックホール周辺にとどまりつつ、合体する瞬間の短い時間で急激に降着が起こるようなモデルが必要になる。

4 Dead disk model

(Perna et al. 2016) ではブラックホール同士の連星でも GRB を起こすのに十分な質量降着率を合体の瞬間にだけ起こすようなモデルが提唱されている。"long-lived dead disk" を用いるモデルである。質量が $\sim 40M_\odot$ で金属量が $Z\lesssim 0.1Z_\odot$ の星を考える。低金属量であるので質量損失が少なく、重力崩

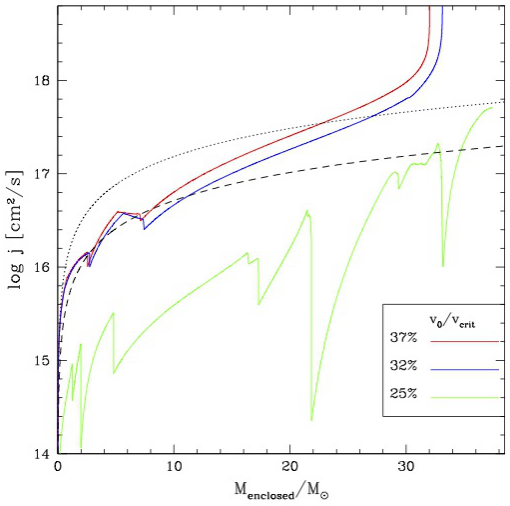


図 1: 重力収縮を始めたときの星表面速度を v_0、$v_{crit}^2=(1-L/L_{Edd})(GM/R)$、$j$ を単位質量あたりの角運動量 (比角運動量) とした。シュバルツシルトブラックホール (点線) とカーブラックホール (破線) の場合の各質量での最内安定軌道での比角運動量を共に示す。

壊後に $\sim 30M_\odot$ の大質量ブラックホールを形成できる。重力崩壊が始まるときの星表面での比角運動量が大きい場合、星中心の鉄コアが崩壊する直前 (速度が 1000km/s を越えた時) の比角運動量を (図 1) に示す。比角運動量が星の外縁部で非常に大きくなっている。比角運動量が、その半径以内の質量でできるブラックホールの最内縁安定軌道 (ISCO) での比角運動量よりも大きな値となっている。その質量の一部は、星の重力崩壊時にも中心天体に落ちきらずに半径 $R\sim 10^9-5\times 10^{10}\mathrm{cm}$ で周回軌道を安定に回ることようになる。このリング状構造を作る質量は $0.5M_\odot$ である。リング状構造は非常に高温で、磁気回転不安定性 (MRI) による粘性が発生している。その粘性により角運動量を授受することで円盤はしだいに拡散していく。そのタイムスケールは α 粘性を考えて、

$$t_{vis} = \frac{R^2}{H^2\alpha\Omega_k} \qquad (2)$$

$$\sim 160\alpha_{-1}^{-1}m_{30}^{3/2}R_{10}^{3/2}\left(\frac{R}{H}\right)^2\ \mathrm{s} \qquad (3)$$

である。ここで $\alpha_{-1} = 0.1\alpha$、$m_{30} = M/30M_\odot$、$R_{10} = R/10^{10}$cm、H は円盤の厚さである。拡散とともにリング状構造は円盤構造となり冷却が進む。円盤ははじめ、高温であるので"sim disk"である。質量降着率が大きく円盤は厚みを持っていて、円盤は粘性摩擦により加熱されるが、降着ガスがエネルギーを持ったまま移流により運びさられブラックホールに降着することによる冷却もうける。slim disk のときは円盤表面からの放射による冷却の寄与は移流に比べ小さい。移流冷却により円盤の温度は下がるにつれて、質量降着率も

$$\dot{M}_d(t) = \dot{M}_d(t_{vis}) \left(\frac{t}{t_{vis}} \right)^{-4/3} \tag{4}$$

に従って減少する。移流によるエネルギー輸送よりも輻射による冷却が大きくなると急激に降着率を落とし標準円盤へと遷移する。遷移が始まるときの質量降着率は移流によるエネルギー損失と輻射による冷却が釣り合うところで $\dot{M}_{turn(R=R_{10})} \sim 1.9 \times 10^{-11} M_\odot/\mathrm{s} \sim 8.2 \times 10^2 \dot{M}_{Edd}$ と見積もる。リング状構造が拡散を初めてからの経過時間は $t_{turn} \sim 2.3 \times 10^8\,\mathrm{s} \sim 7.3\,\mathrm{yr}$ となる。標準円盤となった後も表面からの輻射で温度が下がる。この間の円盤面密度は

$$\Sigma = \Sigma_0 \left(\frac{t}{t_{turn}} \right)^{-15/16} f_{\left[\left(\frac{R}{R_{10}} \right) \left(\frac{t}{t_{turn}} \right)^{-3/8} \right]} \tag{5}$$
$$f_{(u)} = (28)^{-3/2} u^{-3/5} (1 - u^{7/5})^{3/2}\,,$$

質量降着率は

$$\dot{M}_{d(t)} = \dot{M}_{turn} \left(\frac{t}{t_{turn}} \right)^{-3/16} \tag{6}$$

で減少する (Cannizzo et al. 1990)。slim disk から標準円盤への遷移の際に降着率は急激に下がるが、ここではその効果を無視して最後に円盤に残る質量を見積もる。後に無視したの効果について考える。さらに温度が下がり $\sim 10^4$K で円盤の電気的中性化が始まると、MRI による粘性が効かなくなるので、角運動量輸送とそれによる質量降着がとまる。こうして軌道上に残される円盤状構造を"long-lived dead disk"と呼ぶ。MRI が効かなくなる時の質量降着率は標準円盤の温度との関係から $\dot{M}_{end} \sim 1.1 \times 10^{16} \alpha_{0.1}^{2/3} m_{30}^{-5/6} R_{10}^{5/2} T_4^{10/3}$ $(T_4 = T/10^4\mathrm{K})$ で、経過時間は $t_{end} \sim 2.3 \times 10^{13}$ s となる。よって、dead disk に残る質量は初期質量を $0.5M_\odot$ として Σ の式から $M_{end} \sim 5.2 \times 10^{-4} M_\odot$ と見積もることができる。slim disk から標準円盤に移る時、降着率は 6 桁程度急激に下がるが、これによる t_{end} の変化は最終的に残る質量を一桁程度大きくする程度である。この円盤が連星ブラックホールの片方にできると、連星が接近するまでの長い間、ブラックホールは周りに質量がある状態を維持できる。

5 Result

非常に遠く離れたブラックホール同士が軌道半径から重力波によるエネルギー損失で近づいていくタイムスケールは

$$t_{GW} = \frac{5}{256} \frac{c^5}{G^3} \frac{R^4}{2M^3} = 3.7 \times 10^7 \frac{R_{10}^4}{m_{30}^3}\,\mathrm{s} \tag{7}$$

Hughes (2009) で dead disk の形成時間よりも長い。1pc の距離から合体するまでに $\sim 1.0 \times 10^{35}$ 年の時間がかかる。GW150914 の検出は宇宙年齢以内に合体するブラックホールを発見したことにも大きな意義があるものだった。長い時間をかけて連星間距離が小さくなるにつれ、円盤への潮汐効果が無視できなくなる。円盤での粘性ストレステンソルは

$$\sigma_{ik} = \eta \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \mathrm{div} \boldsymbol{v} \right) + \zeta \delta_{ik} \mathrm{div} \boldsymbol{v} \tag{8}$$

で与えられる。η、ζ はそれぞれシア粘性係数、バルク粘性係数である。dead disk の間は粘性が働かないので $\sigma_{ik} = 0$ である。円盤について運動方程式をたてると、

$$\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = \frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + (\boldsymbol{v} \cdot \nabla)\boldsymbol{v} = -\nabla U - 2\boldsymbol{\omega}_{orb} \times \boldsymbol{v}. \tag{9}$$

ここで

$$U = -\frac{GM_1}{R_1} - \frac{GM_2}{R_2} - \frac{1}{2}(\boldsymbol{\omega}_{orb} \times \boldsymbol{R_g}) \tag{10}$$

円盤が属する星の中心からの距離を R_1、もう一方の星の中心からの距離を R_1、連星の回転角速度を $\boldsymbol{\omega}$、連星の重心からの位置ベクトルを $\boldsymbol{R_g}$ とした。これを

$$\frac{dr}{dt} = v_r\,,\ \frac{d\phi}{dt} = \frac{v_\phi}{r} \tag{11}$$

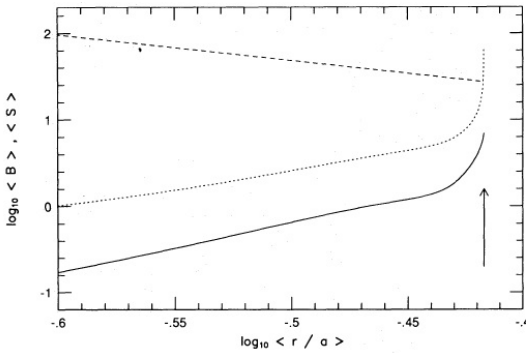


図 2: 点線は非軸対称シア拡散 S、実線はバルク粘性拡散 B の周回平均をとったもの。連星の質量比を 0.47 としている。破線は軸対称なシア粘性拡散、a は連星間の距離、r は中心星からの距離を示す。

を用いて時間微分を消去し、周期境界条件 $R_{(0)} = R_{(2\pi)}$、$v_{r(R_{(0)},0=R_{(2\pi)},2\pi)}$、$v_{\phi(R_{(0)},0=R_{(2\pi)},2\pi)}$ を満たすような解を数値的に計算すると、ある半径より外側では解が存在しないことがわかる。この臨界半径を tidal disruption radius(R_{TT}) と呼ぶ。$R_{TT} \sim 0.3 \times$(連星間距離) となっている。連星間距離が小さくなるにつれて dead disk の半径も小さくなる。コリオリ力により速度場にゆらぎが生まれ、安定周回軌道を回っていたガス粒子が衝突を始める。単位体積あたりの粘性加熱率は

$$\rho\epsilon_\nu = \sigma_{ik}\frac{\partial v_i}{\partial x_k} = \eta S + \zeta B \tag{12}$$

$$S = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ik}\mathrm{div}\boldsymbol{v}\right)^2 \tag{13}$$

$$B = (\mathrm{div}\boldsymbol{v})^2 \tag{14}$$

から各半径においての S と B は (図 2) のようになる。$R \sim R_{TT}$ 付近で粘性加熱が起きている (Ichikawa & Osaki 1994)。円盤温度が上がり電離が始まると再び MRI が発生する。しかし、この状況では tidal truncation rasius 付近のみプラズマ化するが内側領域は冷たいままなのでブラックホールへの質量降着は起きない。連星間距離が $t_{GW} \sim t_{vis}$ となるまで小さくなると収縮した円盤全体が高温状態となりブラックホールとともに降着をする。この時の落下時間を見積もると、

$$t_{crit} = t_{GW} = t_{vis} = 0.005\left(\frac{R}{H}\right)^{16/5}\frac{m_{30}}{\alpha_{0.1}^{8/5}}\,\mathrm{s} \tag{15}$$

$(R/H) \sim 10$ とすると、$t_{crit} \sim 5$s となり、全円盤質量がこの間に降着すると考えると、GRB を起こすのに十分な質量降着率 $\sim 1 \times 10^{-4} M_\odot$/s が得られることになる。

6 Summary

ブラックホール同士の連星合体のときにも GRB が発生する可能性のあるモデルを考えた。$\sim 40 M_\odot$ の低金属量星が重力崩壊してブラックホールになる際、星外縁部の比角運動量が大きければ一部の質量がブラックホールに取り込まれずにリング状の構造を作る。この構造が拡散し、円盤構造を作ると質量降着とともに円盤は冷えていき、電気的に中性化したところで MRI が効かなくなり質量降着の原因である粘性がなくなり、円盤は dead disk になる。このときの円盤に残った質量は $\sim 5 \times 10^{-4} M_\odot$ である。連星をなすもう一方のブラックホールが近づいてくると潮汐効果による粘性加熱が効いて温度が上がり、合体直前に円盤全体が高温状態になるため急激な質量降着を起こす。このときの質量降着率は $\sim 10^{-4} M_\odot$/s で、FERMI GBM により観測された γ 線強度を満たすのに十分な GRB のエネルギー源となる。

Reference

Abbott et al. 2016, Physical Review Letters, 116, 061102

John K. Cannizzo,Hyung Mok Lee,Jeremy Goodman 1990,ApJ 351:38-46

Connaughton V. et al. 2016,arXiv:1602.03920v5

Hughes S. A. 2009,ARA&A, 47, 107

Susumu Osaki, Yoji Ichikawa 1994, PASJ 46,621-628

Lyutikov, Maxim 2016, arXiv:1602.07352

Perna,Lazzati & Gicomazzo 2016, ApJ, 821:L18

Kenji Toma & Fumio Takahara 2014, MNRAS, , Volume 442, Issue 4, p.2855-2866

目次へ

c12

Hilbert-Huang変換を用いた重力波解析

新潟大学
M1 渡邊幸伸

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

Hilbert-Huang 変換を用いた重力波解析

渡邊　幸伸 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

超新星爆発のような理論的予測波形が用意できないバースト的重力波に対しては、これまで短時間フーリエ変換やウェーブレット変換などのようなフーリエ変換を用いた解析手法が使われてきたが、時間と周波数の間に存在する不確定性関係のために精度の良い解析が困難であった。フーリエ変換を用いない解析手法である Hilbert-Huang 変換 (HHT) はこの不確定性関係に影響されず、これまでよりも詳細な解析が可能となる。HHT は経験的モード分解 EMD と Hilbert 変換を用いるスペクトル解析 HSA から成る。HSA のみでは一般的なデータから物理的に意味のある結果が得られるとは限らないため、EMD によるモード分解を行ってから HSA を施す。しかし、EMD ではひとつのモードの中に複数の周波数成分が混在する mode mixing という現象が問題となっており、これを抑えるために元データに白色ガウス雑音を加えて EMD を適用し、アンサンブル平均を行う Ensemble EMD(EEMD) が使われる。本研究ではこの HHT 解析の基本的性質について議論する。

1　Introduction

超新星爆発は数値シミュレーションによる研究が活発に行われているが、その爆発メカニズムは未だに解明されていない。しかしこの超新星爆発からの重力波を解析することで、爆発直前の恒星内部の様子を知ることができ、超新星爆発メカニズムの解明が飛躍的に進むと考えられる。超新星爆発からの重力波はバースト的重力波と呼ばれ、理論的予測波形を用意できないため、時間-周波数空間で雑音と重力波信号のパワーを比較する手法が適切とされている。これまでは短時間フーリエ変換やウェーブレット変換などのフーリエ変換を基礎とする手法が使われてきたが、時間と周波数の間に不確定性関係が存在するために解析の精度が制限されてきた。

今回はフーリエ変換を用いないバースト的重力波の解析手法である Hilbert-Huang 変換 (HHT) について議論を進める。HHT ではまずデータに対して経験的モード分解 Empirical Mode Decomposition(EMD) を行い、次に分解した各モードに対して Hilbert 変換を用いたスペクトル解析 Hilbert Spectrum Analysis(HSA) を適用し、瞬間振幅と瞬間振動数を求める。ここでは HSA,EMD の順に基本的性質を説明し、さらに EMD が抱える問題を軽減する Ensemble EMD(EEMD) についても紹介する。

2　Hilbert Spectral Analysis

時系列データ $h(t)$ に対して

$$h(t) = A(t)\cos\phi(t) \tag{1}$$

と分解できて、$A(t)$ が時間的に変動するタイムスケールが、$\cos\phi(t)$ の変動するタイムスケールに比べて小さいとき、$A(t)$ を振幅、$\phi(t)$ を位相と見なすことができる。しかし、一般にこの分解は一意的にできない。$h(t)$ が $|z| \to \infty$ で十分早く 0 に近づく解析関数 $F(z)$ の実軸上の実部であると仮定すると、Hilbert 変換によってその虚部 v(t) が一意的に決めることができる。従って、

$$F(t) = h(t) + iv(t) = A(t)e^{i\phi(t)} \tag{2}$$

となり、h(t) の瞬時振幅 (Instantaneous Amplitude:IA) と瞬間周波数 (Instantaneous Frequency:IF) が定義できる。ここで、$h(t)$ に対する Hilbert 変換 $\mathcal{H}[h(t)]$ の定義は以下の通りである。

$$\mathcal{H}[h(t)] = \frac{1}{\pi}P\int_{-\infty}^{\infty}\frac{h(\tau)}{t-\tau}d\tau \tag{3}$$

P は Cauchy の主値積分を表す。

このように Hilbert 変換を定義すれば、IA と IF は

$h(t)$ と $v(t) = \mathcal{H}[h(t)]$ を用いて以下のように表せる。

$$A(t) = \sqrt{h(t)^2 + v(t)^2} \quad (4)$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi}\frac{d\theta(t)}{dt} \quad (5)$$

ここで、瞬時位相は

$$\theta(t) = \tan^{-1}\left\{\frac{v(t)}{h(t)}\right\} \quad (6)$$

となる。

ここで、Hilbert 変換を用いることの利点である時間-周波数の不確定性関係に依らない点について説明する。短時間フーリエ変換やウェーブレット変換などのフーリエ変換を用いる時間-周波数解析は、時間と周波数に関する不確定性関係

$$\sigma_t \sigma_f \geq \frac{1}{4\pi} \quad (7)$$

が存在する。ここで、σ_t と σ_f は時間と周波数の標準偏差であり、不確定さを表す。バースト的重力波は典型的にミリ秒のタイムスケールで周波数が数 10Hz から数 kHz まで変動する。ここで、時間の不確定さを 1ms とすると、周波数の不確定さは

$$\sigma_f \geq \frac{1}{4\pi} \cdot 10^3 \approx 10^2 \quad (8)$$

となる。この不確定さでは数 10Hz のオーダーでの周波数を見ることはできない。また、時間の不確定さをこれよりも更に小さくして詳細に見ることを考慮すると、バースト的重力波の周波数の不確定さが更に大きくなってしまう。従って、フーリエ変換を用いる解析手法はバースト的重力波の解析に対してあまり適切だとは言えない。よって、フーリエ変換を用いず Hilbert 変換を用いる HSA はこの点において有利であると判断できる。

しかし、一般的なデータの HSA から必ずしも物理的に意味のある結果が得られる訳ではない。例えば、次のようなデータを考える。

$$h(t) = \alpha\cos(2\pi f t) + \beta \quad (9)$$

ここで、α と β は定数である。この関数の Hilbert 変換は、

$$\mathcal{H}[h(t)] = v(t) = \alpha\sin(2\pi f t) \quad (10)$$

となり、瞬時振幅 IA と瞬時振動数 IF は、

$$A(t) = \alpha\sqrt{1 + \frac{\beta^2}{\alpha^2} + 2\frac{\beta}{\alpha}\cos(2\pi f t)} \quad (11)$$

$$f(t) = \frac{\alpha^2 + \alpha\beta\cos(2\pi f t)}{A(t)^2} \quad (12)$$

となる。$h(t)$ は振幅 α、振動数 f の波を振幅の方向に β だけ shift したデータであり、HSA を施しても当然振幅は α、振動数は f になるはずである。しかし HSA によって導かれた振幅と振動数はこちらとは明らかに異なる形になってしまっている。従って、一般的なデータに対して HSA が物理的に意味のある結果を出すとは限らず、実際の重力波の観測データに HSA を直接施しても同様のことが起きると考えられる。

3 Empirical Mode Decomposiiton

一般のデータに対しては、複数の零点の周りを振動する対称な波と振動しないゆっくりと変動する成分 (トレンドあるいは DC 成分) の重ねあわせであると見なせれば物理的な解釈がしやすくなる。そこで、HSA が物理的に有意義な結果を出すような条件を満たすように、時系列データを単純なモードに分解することを考える。その条件を数学的に表したものが、Huang らによって示された次の 2 点である。

1. 任意の点に対して、極大値をつないだエンベロープと極小値をつないだエンベロープの平均が 0 であること。

2. データ全体において、零点との交点と極値の数の差が 0 もしくはせいぜい ± 1 であること。

この 2 つの条件を満たすような時系列データを Intrinsic Mode Function(IMF) と呼び、データをモード分解していくことで IMF を求めることを Empiraical Mode Decomposition(EMD) という。

ここからは EMD の概略について説明する。EMD は IMF を求めるために shifting process というデータの高周波成分を残す作業を繰り返し適用する。図 1 に EMD の概略図を示す。元のデータを $x_{1,1}(t)$ とすると (図 1 左上)、EMD は以下の手順で行われる。

(1) データ $x_{1,1}(t)$ の極大値と極小値を見つける (図 1 右上)。

(2) 見つけた各極大値を通るエンベロープを引く。極小値についても同様にエンベロープを引く。更に、引いた 2 つのエンベロープの平均をとり、これを $m_{1,1}(t)$ とする (図 1 左中央)。

(3) 元のデータからエンベロープの平均を引き、これを $x_{1,2}(t)$ とする (図 1 右中央)。

$$x_{1,1}(t) - m_{1,1}(t) = x_{1,2}(t) \tag{13}$$

この (1)〜(3) までの処理を shifting process と呼ぶ。

(4) $x_{1,2}(t)$ に対して shifting process を繰り返し、$x_{1,k}(t)$ を求める。(k は自然数)

(5) コーシーの収束条件

$$\frac{\sum_{j=0}^{N-1} |m_{1,k}(t_j)|^2}{\sum_{j=0}^{N-1} |x_{1,k}(t_j)|^2} < \epsilon \tag{14}$$

を適用する。ϵ は事前に与えるパラメータである。この条件を満たした時 shifting process を終了し、その時の $x_{1,k=k_{\max}}$ を $c_1(t)$ と表す。これが IMF1 となる (図 1 左下)。

(6) 元のデータから $c_1(t)$ を引く (図 1 右下)。

$$x_{1,1}(t) - c_1(t) = x_{2,1}(t) \tag{15}$$

(7) $x_{2,1}(t)$ に対して再び shifting process を行い $c_2(t), c_3(t), \cdots, c_i(t), \cdots$ (i は自然数) を作っていく。このようにしてデータを IMF に分解していき、引き去ったデータに極値がなくなったらループを終える。極値を持たないデータをトレンド成分 $r(t)$ とすれば、最終的にデータ $x(t)$ は $c_i(t)$ と $r(t)$ を使って次のように分解できる。

$$x(t) = \sum_{i=1}^{i_{\max}} c_i(t) + r(t) \tag{16}$$

このとき IMF1 が最も高い周波数成分を持ち、IMF2,3 ⋯ と番号が大きくなるにつれてより低い周波数成分を持つことになる。

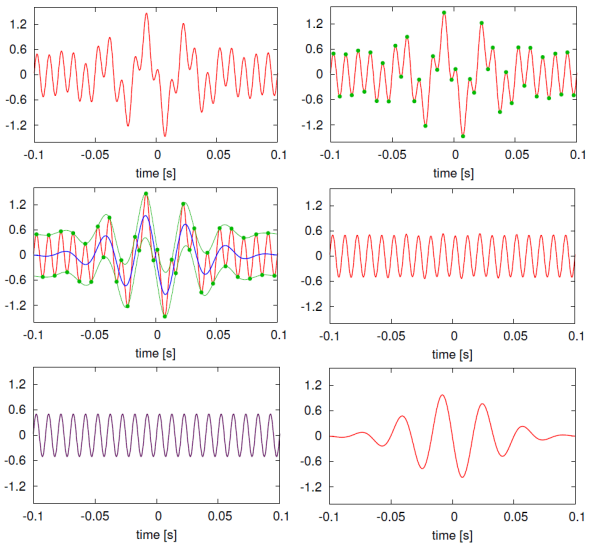


図 1: EMD の概略図

4 Ensemble EMD

これまでの研究において、EMD によって 1 つの IMF の中に複数の周波数成分が混在したり、また同じ周波数帯域の成分が複数の IMF に分散する mode mixing と呼ばれる現象が見られている。この現象を抑えるために行われているのが Ensemble EMD(EEMD) である。EEMD は性質の分かる白色ガウス雑音を用いて IMF の周波数帯域を制御しようという手法である。EEMD の手順は以下の通りである。

(1) 時系列上で、元のデータ $x(t)$ に平均 0, 標準偏差 σ_e の白色ガウス雑音 $w^{(1)}(t)$ を加える。

$$x^{(1)}(t) = x(t) + w^{(1)}(t) \tag{17}$$

(2) データ $x^{(1)}(t)$ に EMD を適用し、IMF$c_i^{(1)}(t)$ と $r^{(1)}(t)$ に分解する。

(3) 白色ガウス雑音の乱数を変えて $w^{(2)}(t), w^{(3)}(t), \cdots, w^{(j)}(t), \cdots$ (j は自然数) を作り、(1) と (2) を N_e 回行う。そして各 IMF$c_i^{(j)}(t)$ と $r^{(j)}(t)$ のアンサンブルを求める。

(4) 最後に、各 IMF でアンサンブル平均

$$c_i^{\text{final}}(t) = \frac{1}{N_e} \sum_{j=1}^{N_e} c_i^{(j)}(t) \tag{18}$$

をとり、その IMF$c_i^{\rm final}$ について HSA を行う。

EEMD では解析するデータに白色ガウス雑音を加えているが、その影響は小さくすることができる。実際、$\sigma^{\rm final}$ をデータ x(t) と $\sum_i c_i^{\rm final}$ の差で定義した標準偏差とすると、

$$\sigma^{\rm final} = \frac{\sigma_e}{\sqrt{N_e}} \tag{19}$$

となるので、N_e を大きくするほど、EEMD で加えた解析結果に与える影響はほとんど無視できる。このような EEMD を実行することにより、mode mixing を解消できることが示されている。

5 Summary

バースト的重力波の解析においては、フーリエ変換を用いる解析では時間-周波数の間の不確定性関係の影響を受け、観測の精度が大きく落ちるため、フーリエ変換を用いない HHT による解析の方がより精度の高い解析ができると期待できる。HHT では低周波成分を抜き取って高周波成分を残す shifting process を繰り返しモード分解する EMD を行い、その後 Hilbert 変換を用いる HSA で瞬時振幅、瞬時振動数を導く。EMD が抱える問題である mode mixing は、白色ガウス雑音をデータに足してアンサンブル平均をとる EEMD を使うことで軽減できる。

Reference

Hilbert-Huang Transform and its Applications edited by N. Huang et.al.,(World Scientific, Singapore,2005).

H. Takahashi, K. Oohara, M. Kaneyama & J. B. Camp, Advances in Adaptive Data Analysis 5,1(2013)

目次へ

c13
Hilbert-Huang Transform with Gravitational Wave data analysis

新潟大学
D2 若松剛司

Hillbert-Huang Transform with Gravitational Wave data analysis

若松 剛司 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

It will begin Gravitational wave Astronomy now.It is the first discover gravitational wave can be directly detection at advLIGO.The first detected data is when it is detector to regulate in the tecnical enginering.This discover have a point during operating online pipeline.The final check detected Gravitational Wave done by mached filtering tecnechnique. But,before semicheck detected Gravitational Wave done by time-frequency analysis.This time is BH-BH merger,however,the next time will be NS-NS merger,because the detector sensitivity will be the same good.

This publication is HILBERT-HUANG TRANSFORM(HHT) with time-frequency analysis.This analysis have the adovantage of nonlinear data.HHT is made up of Hilbert spectrum analysis(HSA） and Empirical mode decomposition(EMD),and how to detect tecnique is empiricaly.This announce mention to calculation for basic wave by HHT.

1 Introduction

一般相対性理論の研究は 100 年の歴史を持った。そして、重力波の観測は始まったばかりである。LIGO では、今年、重力波の初観測が発表された。日本では KAGRA が、3 月に試運転を開始した。重力波のデータ解析の研究は、重力波を観測することに対して、そして、重力波の波形の科学に対して効果がある。

通常、波形を探査することは二種類の手法が使われる。重力波の波形が良く分かっているときに有効な手法は mached filtering であり、よく分からない場合はその他の手法が考えられる。その他の手法の例として、Short Time Fourier Transform（STFT) などが考えられる。GW150914 では、後者で緊急的なアラートを出して、前者でより正確に確かめるということが行われた。また、matched filter だけでなく、時間周波数マップ上でバースト的な波形を見つける algorithm も存在する。バースト的な波形は、検出器のノイズとの区別が困難である。

その他の手法として、通常フーリエ変換が用いられている。フーリエ変換は、周波数が時間的に変動するような時系列データには有効ではない。これは、非線形で非定常な信号は、単にフーリエ変換をしただけでは適切な解析ができないといえる。さらに、重力波検出器からの出力は非線形で非定常であると考えられる。つまり、単にフーリエ変換をするだけでは、信号にたいして適切に欲しい情報が得られないといえる。しかし、これには言葉が足りなくて、周波数の時間的な変化を見たい場合には、STFT という手法があり、ある程度有効であるといえる。ある程度ということは、適切な解析ができない場合があるということである。NS-NS の inspiral 波形はチャープ波形と呼ばれている。図 1 が NS-NS の合体のイメージ図である。そして図 2 が、チャープ波形である。チャープ波形は周波数と振幅が徐々に増大する波形である。signal-noise-ratio が良い場合は、綺麗に見えるはずである。しかし、この inspiral 波形は周波数帯が検出器の観測可能帯域で、地面振動に隠れてしまい、数 10Hz 以下の周波数帯域は、通常は見えないと考えられる。

ところで、ここまではフーリエ変換を基本とした解析手法である。フーリエ変換での解析手法には時間周波数に関連した不確定性があることが知られている。これは、フーリエ変換を使用することで避けられないことである。また、フーリエ変換以外の時間周波数解析手法は wavelet analysis が考えられる

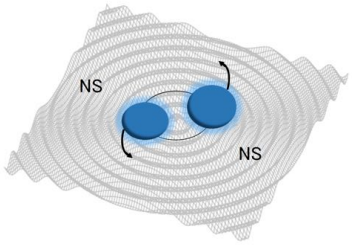


図 1: NS-NS img

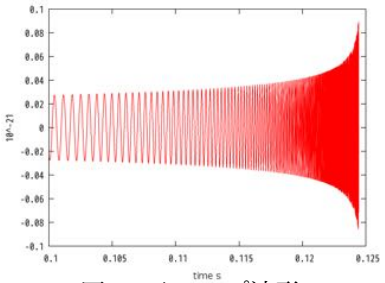


図 2: チャープ波形

が、これも不確定性関係に制限されている。今回紹介をする HHT の解析手法は、不確定性関係に制限されない。基本的な波形を解析した結果を見せて考察をする。

2 Methods with HHT

HHT は HSA と EMD から構成される。HSA は、IF と IA の 2 種類の数値で時間周波数の変動を表す。HSA は x(t) を実際の信号としたときに、解析信号を

$$z(t) = x(t) + iy(t) \tag{1}$$

とするとき、$y(t) = \mathrm{H}[x(t)]$ を与えて定義をする。$\mathrm{H}[x(t)]$ は、$x(t)$ の Hilbert Transeform である。このとき、$a(t) = |z(t)|$,$\theta(t) = \mathrm{Arg}z(t)$ が計算できて、$a(t)$ が IA, $f(t) = d\theta/dt$ が IF である。EMD は HSA を計算したときに、IF の適切な周波数が得られるようにするモード分解の手法で、波形はゼロまわりで近似的に symmetry となる性質を持たせる。図 3 に EMD を実行した様子を示す。この図は、順に 4 つの過程を表している。まず、1 つ目は極値を見つける。そして、極大値と極小値の極値を分ける。2 つ目に、極大値と極小値を見つけてそれぞれを曲線を補完法で接続する。3 つ目に、上限の曲線と下限の曲線との平均の曲線を作る。4 つ目に、その平均を元の曲線からさし引く。それで新たな Signal を生成する。それを i 番目の IMF であるとみなす。これを shifting process と呼ばれ、これをある条件まで繰り返すことが EMD である。次に、このアルゴリズムを表す。

- $h(t) = h(t)_i$
- for $i = 1$ to i_{max}
  - $h_{i,1}(t) = h_i(t)$
  - for $k = 1$ to k_{max}
    - Identify the local maxima and minima of $h_{i,k}$(t)
    - $U_{i,k}(t)$ = the upper envelop joining the local maxima using a spline
    - $L_{i,k}(t)$ = the lower envelop joining the local maxima using a spline
    - $m_{i,k}(t) = (U_{i,k}(t) + L_{i,k}(t))/2$
    - $h_{i,k}(t) - m_{i,k}(t)$
  - Exit from the loop k if a certain stoppage criterion, which will be described below
  - $\mathrm{IMF}_i(t) = c_i(t) = h_{i,k}(t)$
  - $h_{i+1}(t) = h_i(t) - c_i(t)$
- residual:$r(t) = h_{imax+1}(t)$

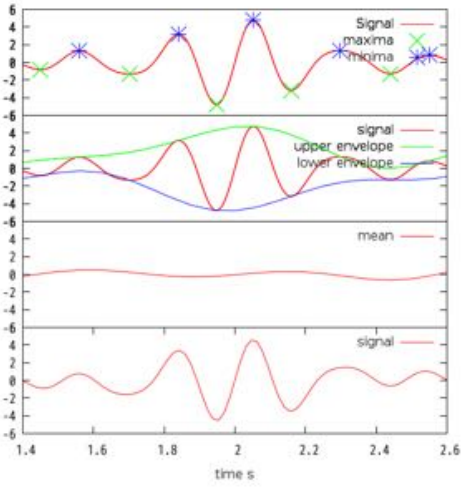


図 3: EMD sifting algorithm and schematic example

このようなアルゴリズムで、imf1 ∼max までモード分解される。HSA と EMD の関係は、一般的に HSA のために EMD を実行するということである。このプロセスでは補間法は C spline が使われている。

3 To calculate for basic wave by HHT

このセクションでは、基本的な波形で数値計算を行い、HHT を実行する。基本的な波形は、Sin-Gauss 波形を用意した。実際に解析する波形の式は、以下である。

$$s(t) = \exp(-\frac{(t-t_0)^2}{2\times sig^2})\times (a \times sin(2\pi f1 \times t) + b \times sin(2\pi f2 \times t)) \quad (2)$$

ここで、$sig = 0.0007$,$t_0 = 0.005$s,$f1 = 3810$Hz,$f2 = 3290$Hz,$a = 0.4$,$b = 0.6$ である。この波形に対して、White-Gauss-noise を混入した。それを Signal として、HHT を実効した。図 4 で確認ができる。Signal と、EMD から生成さるＩＭＦ 1 ∼5 である。signal が IMF4 で見つかっていることがわかる。他の IMF に現れているのは、ノイズの成分である。図 5 は、IMF4 の IF,IA である。基本的には、このように持続時間が短いような short signal で有効である。

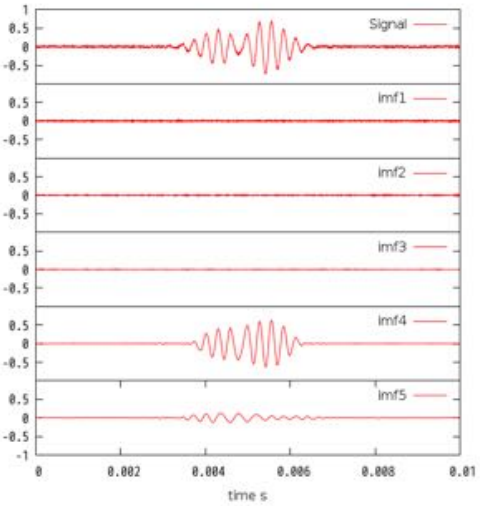


図 4: signal and imf1 ∼ 5

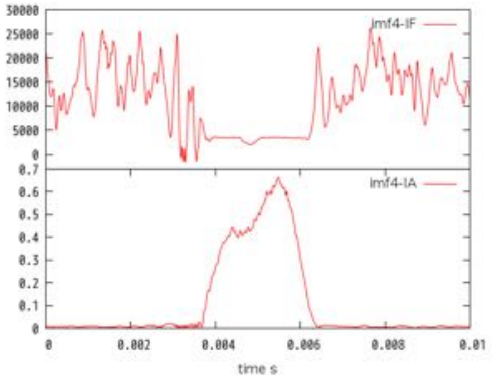


図 5: IMF4 IF and IA

4 To calculate for basic wave by STFT

先ほどの Sin-Gauss 波形と noise を STFT でも解析を行った。窓関数は Dirichlet 窓を使った。よって power が一部もれている。STFT は以下のような式で書き表せることができる。

$$S_w(f,t) = \int s_w(\tau,t)e^{-2\pi i f\tau}d\tau \quad (3)$$

解析したい信号に対して、適切な窓関数を用いて、フーリエ解析を行う。図 6 が解析を行った time-frequency-map の結果である。

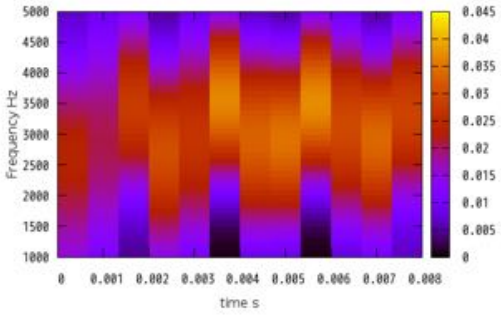


図 6: Time-Frequency map

5 Conclusion

考察を行う。HHT は一般に、時間周波数の不確定性関係に制限されない。フーリエ解析を基本とした

手法では、$\triangle t \triangle f \sim \frac{1}{2\pi}$ の制限がある。これから、持続時間が短い波形においては HHT は効果があるといえる。しかし、単に STFT が short signal で効果が薄いというわけではなく、STFT の窓幅を重ね掛けをするという手法が考えられる。これにより、より細かい時間幅で、周波数変動を見ることができるが、その分、強度が余計に高くなってしまう。なので parametarization する必要がある。今回の STFT 解析であるが、重ね掛けはしていない。また、窓関数で区切った範囲外はゼロとして、フーリエ変換を行った範囲は解析したい時間のすべてを計算している。窓関数で区切った範囲内のみを計算することも考えられる。また、power spectrum の normalize であるが、区切った範囲内の power の和が 1 となるように計算を行った。通常は power は振幅に依存する量であるので、例えば、一番振幅が高い値を normazlize することや、すべての power の和を normalize することが行われると考えられる。今回はまだ、どのような normalize が良いかは判断ができていない。また、窓関数であるが、Dirichlet 窓を使った。通常は han 窓が使われる。

6 Summary

まとめを行う。簡単な基本的な波形を解析した結果を示した。HHT は一般的に short signal で有効である。しかし、単に STFT が効果が薄いというわけではなく、手法を改良すると良い結果が得られると期待できる。また、HHT それ自身の解析手法も完全とは言えず、mode mixing などの問題があることがわかっている。mode mixing の対応は、ensemble empirical mode decomposition がある。HHT の研究は、重力波の分野でも研究がなされていて、いくつか結果がでている。HHT は、基本的に持続時間が短い short signal で有効であるが、binary の ring down phase やバーストの波形で効果が期待できるはずである。binary の探査は、観測可能な確率にも依存する。バーストの波形は、ノイズとの識別が困難であるはずである。バースト波形として考えられる波源は、超新星爆発も考えられる。重力波データ解析のこれからの研究に注目したい。

Acknowledgement

基礎物理学研究所び国立天文台、KAGRA からのご支援に感謝いたします。

Reference

Norden E. Huang and Zhaohua Wu (2006), Reviews of Geophysics, 46, RG2006 / 2008

Julien sylvestre (2002), Physical. Review D 66, 102004 2002

Jordan B. Camp et al.(2007), Physical. Review D 75, 061101R 2007

目次へ

c14

重力崩壊型超新星内部の流体力学的不安定性と重力波の解析

早稲田大学
D1 犬塚愼之介

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

重力崩壊型超新星内部の流体力学的不安定性と重力波の解析

犬塚 慎之介 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

Abstract

本研究では、重力崩壊型超新星の爆発過程において生じる流体力学的不安定性を三次元の流体シミュレーションを用いて詳細に計算し、原始中性子星付近で発せられる重力波を解析する。重力波の大半が放出されると考えられる原始中性子星近傍の高密度領域を計算領域に含め、この領域におけるニュートリノ加熱・冷却の効果を考慮している点が本研究の特色である。原始中性子星より外側の領域については既に三次元非軸対称で計算が行われていたが、内側の高密度領域はこれまで計算領域から除外されていた。今回は高密度領域において計算される物理量に optical depth に依存する補正を行うことでより現実的な計算を行う。まず、高密度領域を含めた計算において、定常解を数値的に求めた。その定常解を初期条件として、重力崩壊型超新星内部の衝撃波上流で擾乱を与え、対流不安定性や定在降着衝撃波不安定性 (SASI) などの流体力学的不安定性を三次元で計算した。これらの不安定性は衝撃波やその内部の流体の非球対称な運動をもたらす。時間発展に伴う質量降着率とニュートリノ光度の変化に対応させるため、様々な質量降着率とニュートリノ光度の組み合わせでモデルを多数作成した。コアバウンス後の流体力学的不安定性の変化を観察し、不安定性の発現パターンをモード解析により特定した。さらに各モデルについて重力波の計算を行い、超新星内部の流体の不安定性の発現パターンとコア付近で発生する重力波の関係を検討した。

1 序論

重力崩壊型超新星がどのようにして爆発を起こすのかについてこれまでに様々な理論的研究がなされており、信頼に足る超新星爆発の進化過程のモデルおよび爆発のシナリオが提案されている。しかし、超新星の爆発機構を解明するにあたり、多くの困難が残されている。その一つは超新星のコア内部で発生する衝撃波の停滞である。重力崩壊後に発生する衝撃波が星内部を伝播して外層を吹き飛ばすことができれば、爆発が成功したと見なすことができる。しかし、これまでの研究から、鉄の光分解反応や電子捕獲反応で発生するニュートリノにより衝撃波のエネルギーは失われてしまい、衝撃波が停滞するという結果が得られている。この衝撃波を復活させることが爆発を引き起こすための重要なポイントである。

現在、重力崩壊型超新星が爆発を起こす機構として最も盛んに研究が行われているものは、ニュートリノ加熱メカニズムである。重力崩壊によって中性子星に蓄えられた内部エネルギーはニュートリノによって持ち出されるが、このニュートリノのエネルギーの一部を衝撃波下流の物質に吸収させることにより衝撃波を再び伝播させようという機構である。ただし、衝撃波が停滞している領域は、ニュートリノ球の外側なので、ニュートリノの吸収に対し光学的に厚い領域と薄い領域の中間の領域となる。したがってその可否はニュートリノ輻射輸送を厳密に解くことができる詳細な数値計算により検証する必要があるが、比較的小さな質量の星を除いて、ニュートリノ加熱メカニズムは今日まで一次元の計算で爆発を再現できていない。それ故に、爆発には非球対称な現象が強く関わっていると考えられている。爆発に影響を与えることが期待される非球対称な効果には流体力学的不安定性、回転、磁場などが挙げられる。現在、多くのグループでそれぞれの効果がどのように爆発に影響するのか詳細な研究が行われているが、未だに超新星爆発の全貌を解明するには至っていない。

また、超新星の爆発過程においてはニュートリノとともに重力波も放出されると考えられている。重力波は一般相対論により存在が予言された時空の歪みの波動であり、天体・天文物理学においては既に欠かせないものとなっている。2015 年にはアメリカ

の LIGO グループにより連星系からの重力波が初めて観測され、重力波研究は非常に大きな注目を集めている。重力波を理論的に予測することは、一般相対論を含む重力理論の検証の進展、および宇宙を見る手段として新たに重力波を用いる「重力波天文学」の誕生に大きく貢献することが期待される。

このような状況において本研究では、重力崩壊型超新星の爆発過程において生じる流体力学的不安定性と原始中性子星付近から発せられる重力波を、三次元の流体シミュレーションを用いて定量的に解析することを目的とする。これまで除外されていた原始中性子星内部の領域を含めたより現実的な計算を行い、異なる初期条件に対応するモデルの重力波形を比較することで、流体の不安定性のダイナミクスと重力波との関係を明らかにする。

2　衝撃波の不安定性の解析

2.1　計算方法

原始中性子星より外側の領域については既に三次元非軸対称で計算が可能となっているものの、重力波の放出に重要な影響を与えることが予想される原子中性子星近傍の高密度領域はこれまで計算領域から除外されていた。今回は高密度領域におけるニュートリノ加熱・冷却の効果を考慮したより現実的な計算を行う (Iwakami 2014a,b)。まず高密度領域を含めた 1 次元計算によって、定常解を数値的に求める (Yamasaki 2006)。その定常解を初期条件として、重力崩壊型超新星内部の衝撃波上流で擾乱を与え、対流不安定性や定在降着衝撃波不安定性 (SASI) などの流体力学的不安定性を三次元で計算する。これらの不安定性は衝撃波やその内部の流体の非球対称な運動をもたらす。

星内部の流体の基礎方程式は三次元圧縮性オイラー方程式で、自己重力を無視できるとし、ニュートンの万有引力の法則から重力を求める。また、エネルギー方程式のソース項にニュートリノ加熱・冷却項を与える。ニュートリノ加熱・冷却項の計算方法は以下のとおりである。まず、原始中性子星表面から時間に対し一定のフラックスでニュートリノが放出されているとする。この原始中性子星の外側の領域は光学的に薄いと仮定し、輸送方程式を解かずに、ニュートリノの分布関数をフェルミ・ディラック関数で近似し、ニュートリノ加熱・冷却量を計算する。さらに今回は原子中性子星内部の高密度領域まで計算を行いその効果を調べたいので、光学的に厚い原子中性子星内部 ($\rho \gtrsim 10^{11}\mathrm{g/cm^3}$) には optical depth に依存する補正 (Murphy 2009) を行い、上記の単純化をこの領域にも適用する。計算領域は原始中性子星の内部、$\rho \sim 10^{13}\mathrm{g/cm^3}$ となる位置を内部境界とし、中心から半径約 2000km の位置を外部境界とする鉄のコア内部の領域とする。基礎方程式を解く計算コードは、ZEUS-MP/2 コード (Hayes 2006) をもとに作成したものである。離散化方法は有限差分法、計算格子は球座標系のスタガード格子、衝撃波を捕えるために人工粘性を使用する。

時間発展に伴う質量降着率とニュートリノ光度の変化に対応させるため、様々な質量降着率とニュートリノ光度の組み合わせでモデルを多数作成し、不安定性の発現パターンの違いを調べる。

2.2　計算結果

図 1 は初期条件として $\dot{M} = 0.8 M_\odot, L_\nu = 4.5 \times 10^{52}\mathrm{erg}$ と設定したモデルの衝撃波内部のエントロピー分布の断面図である。このモデルは衝撃波内部の流体がある軸のまわりを回転する、定在降着衝撃波不安定性 (SASI) が発達していることがわかった。

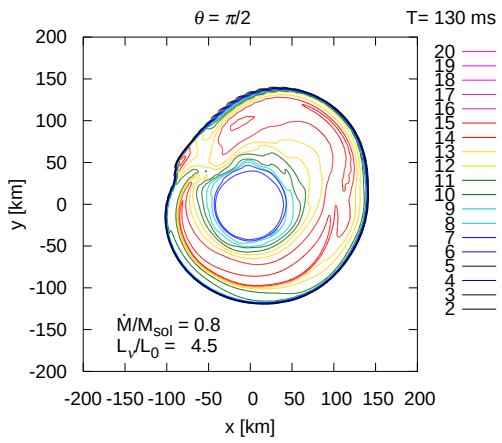


図 1: SASI モデルのエントロピー分布

3 超新星内部で放射される重力波の評価

3.1 方法

超新星のコア付近では重力波が発生すると考えられており、星内部の流体の不安定性が重力波の放射に影響を与える (Kotake 2007)。様々な初期条件のモデルについて超新星内部における物質起源の重力波の振幅を四重極公式 (1) を用いて計算し、地上で観測される重力波形を求める。

$$h_{ij}^{TT}(t,\boldsymbol{x}) = \frac{2}{r}\frac{\partial^2}{\partial t^2} I_{ij}^{TT}\left(t-\frac{r}{c}\right) \tag{1}$$

$$I_{ij}^{TT} = \frac{G}{c^4}\int d^3x\rho\left(x^i x^j - \frac{1}{3}\delta_{ij}r^2\right) \tag{2}$$

ここで h_{ij} は重力波振幅の ij 成分、I_{ij} は質量四重極モーメントの ij 成分、TT は Transverse-Traceless ゲージを表す。

コアの中心部に形成される原始中性子星の内部と外部の領域それぞれについて重力波形を計算し、今回新たに加えた内側の領域が波形にどのように効いているかを調べる。さらに重力波形のフーリエ変換により偏光状態を調べる。

$$h_+ = A_+\cos\left(\omega t+\phi_+\right) \tag{3}$$

$$h_\times = A_\times\cos\left(\omega t+\phi_\times\right) \tag{4}$$

得られた重力波形の偏光状態から、流体の不安定性の発現パターンと重力波の波形との関係を検討する。

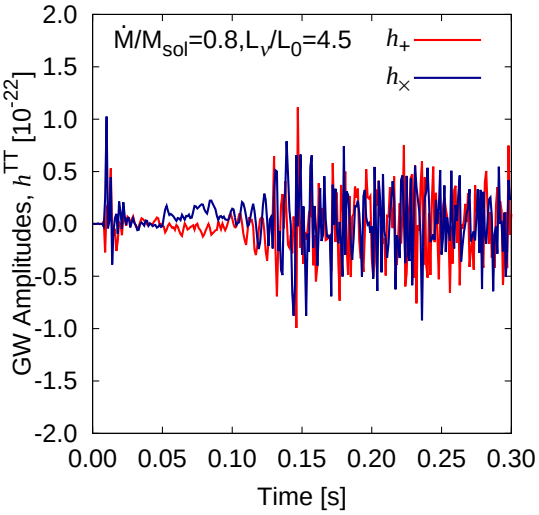


図 2: SASI モデルの重力波形

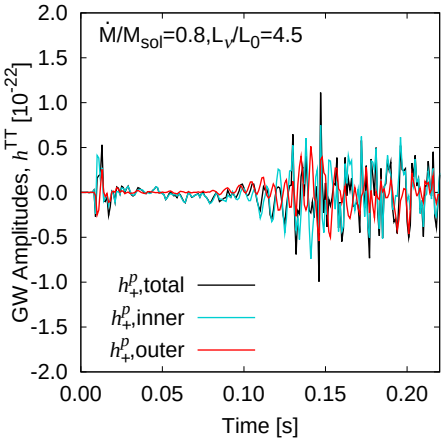


図 3: 重力波形と計算領域の関係

3.2 結果

図 3.2 は SASI モデルの重力波を回転軸方向から観測した場合の波形である。振幅が大きくなる時刻 ($\sim$ 130ms) は SASI の成長が始まる時刻によく一致しており、この重力波が SASI のスパイラル運動に由来するものであることがわかる。

図 3 は衝撃波内部から放出される重力波 (黒) のうち原始中性子星内部 ($\geq 10^{14}$g/cm^3) がどれほど効いているかを表す。中性子星外部からの波形 (赤) より内部からの波形 (青) の振幅が大きく、今回新たに計算領域に含めた中性子星内部がよく効いていることがわかる。図 3.2 は重力波振幅に寄与する星内部の物質の質量四重極モーメントの被積分関数の子午面における分布である。左側のパネルは衝撃波内部、右側のパネルは中性子星内部に対応させている。原始中性子星内部の高密度領域が重力波に大きく寄与しているが、さらに内側の領域 (密度 $\sim 10^{14}$g/cm^3) まで計算に含める必要があることがわかる。

図 5 は得られた重力波の 2 成分 + モード、$\times$ モードをフーリエ変換して得た振幅の周波数分布である。この分布で卓越している周波数成分 ($\sim$ 120Hz) は衝撃波のスパイラル運動の周期に対応している。したがって、衝撃波のスパイラル運動を放出される重力

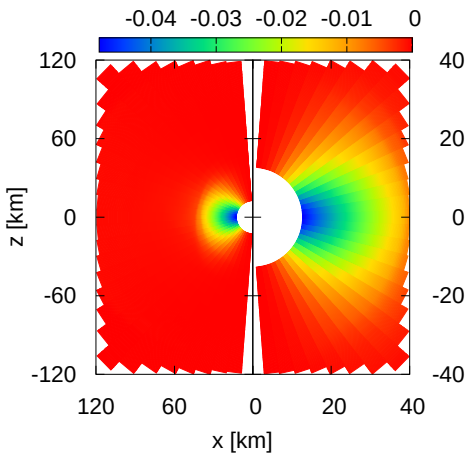


図 4: 星内部の質量四重極モーメントの分布

波の偏光状態によって特徴づけることができる。

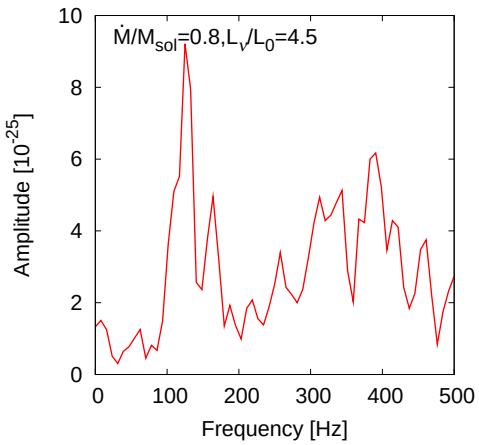


図 5: 重力波形のフーリエ振幅

4 Conclusion

本研究では重力崩壊型超新星のコア内部で現れる流体力学不安定性のパターンと放出される重力波との関係を調べた。特に、今回の計算で新たに加えた高密度の中性子星内部領域が重力波の振幅に大きく寄与することを示した。SASI の成長が見られたモデルに関しては放出される重力波の卓越する周波数成分が回転の周波数とよく一致した。今後は内部境界をさらに内側に設定することで高密度領域の寄与をさらに詳細に調べ、計算結果から重力波形および偏光が初期条件の違いによってどのような傾向を示すかについて解析を行う予定である。

Reference

Iwakami, W. et al. 2014a, ApJ, 786, 118

Iwakami, W. et al. 2014b, ApJ, 793, 5

Hayes, F. et al. 2006, ApJS, 165, 188

Kotake, K. et al. 2007, ApJ, 655, 406

Murphy, J. W. et al. 2009, ApJ, 707, 1173

Yamasaki, T. et al. 2006, ApJ, 650, 291

目次へ

c15

超新星の多次元ニュートリノ加熱メカニズム

福岡大学
M1 坪根達之

超新星の多次元ニュートリノ加熱メカニズム

坪根 達之 (福岡大学大学院 理学研究科)

Abstract

太陽の約 8 倍以上の重さをもつ恒星は元素合成の最終段階において中心部に鉄のコアを形成する。この鉄コアが化学反応によりエネルギーを失い重力的に不安定になることから急激に潰れ始め、それによって生じる爆発が重力崩壊型超新星爆発（超新星）である。この現象は自然界の 4 つの相互作用がすべて関与し起こる稀な現象である。さらに様々な天体現象の謎を解明するにあたって重要であると考えられており、天文学や高エネルギー宇宙物理分野において最も注目される天体現象の一つである。また爆発後に残される中性子星、ブラックホールといった最終的な高密度天体の形成過程そのものであり、爆発の際に形成される元素組成は銀河の化学進化を決め、膨張する衝撃波は宇宙線加速の要因となっている。しかし重力崩壊型超新星爆発がどのような過程により起こっているのかは長い歴史を持ちつつも未だ解明されていない。そしてこの現象を解明するにあたってまず内部コアで起こっている現象を理解する必要がある。重力崩壊が進み中心密度が核密度に達したとき、核物質は互いにくっつきあった状態になる。これにより急激に圧力があがるため外側の物質をはじき返し、内部コアの表面に衝撃波が形成される。しかし衝撃波はおよそ半径が 100 200km の地点で一度失速する。そして外側から落下する物質の運動量とつりあう地点で停止してしまう。その原因として衝撃波の背面での鉄の光分解とニュートリノ冷却によりエネルギーを損失してしまうからである。そして失速してしまった衝撃波が復活するにあたって重要になるシナリオがニュートリノ加熱メカニズムである。ニュートリノによって再加熱された衝撃波は復活し再び動き出し星の外まで膨張し超新星が観測される。今回の夏の学校では超新星はどのようにして起こるのか、そしてニュートリノはどのように衝撃波を再加熱に復活させたのかについて詳しく議論していきたい。

1 Introduction

重力崩壊型超新星爆発 (超新星) とは大質量の星が進化の最終段階でもたらす爆発現象であり、天文学や高エネルギー宇宙物理分野において注目されている天体現象の一つでもある。超新星は中性子星やブラックホールといった高密度天体の形成過程であり爆発時に合成される元素組成は銀河の化学進化を決め、爆発時の衝撃波は宇宙線加速の要因になっている。今回は超新星が起こる星のコアではどのようなことが起こっているのか多次元的に議論していきたい。

2 Methods/Instruments and Observations

爆発メカニズムを解き明かすためにはその星の内部の現象を解明しなければならない。そこでコア内に着目しながら星の進化について考察していく。

3 Results

約 10 太陽質量以上の星は内部に最も安定である鉄まで元素合成が進む。そして鉄コアは光分解反応と電子捕獲反応を引き起し、重力崩壊が進んでいく。しかし重力崩壊により内部コアの中心密度は上昇していきニュートリノトラッピングという現象をもたらし同時にフェルミ縮退をもたらす。この反応によって内部コアでバウンスした衝撃波が外部コアを通過し、爆発までに至る。

4 Discussion

1930 年代から現在まで爆発メカニズムについて多くの研究や観測などが行われてきたが、未だ完全に

は解明されてない。爆発メカニズムについてどのような研究が進んでいるかについて考察していく。

5 Conclusion

重力崩壊型超新星のような自然界の 4 つの相互作用を全て含む物理現象を時間発展的に研究するためには、コンピュータシミュレーションを用いた数値シミュレーションが必要不可欠である。

6 Reference

Kei Kotake,Katsuhiko Sato and Keitaro Takahashi, (2006) Ex- plosion mechanism,neutrino burst and grabitational wave in core- collapse supernovae, Rep.Prog.Phys,69, 971-1143(2006)

Acknowledgement

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

目次へ

c16

音響メカニズムによる重力崩壊型超新星爆発の系統的研究 II

東京大学

D2 原田了

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

音響メカニズムによる重力崩壊型超新星爆発の系統的研究 II

原田 了 (東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻)

Abstract

本講演では、音響メカニズムによる重力崩壊型超新星爆発を駆動するためにはどれだけの強度の音波が必要になるかを報告する。重力崩壊型超新星爆発は大質量星の最期の爆発である。爆発の衝撃波が星表面に到達すれば光学的に観測されるが、その前に一度エネルギーを 失って停滞してしまう。その復活メカニズムは不明である。音響メカニズムとは、Burrows et al. (2006) によって提案された衝撃波復活メカニズムの仮説である。具体的には、中心の原始中性子星 (PNS) に g モード振動が励起され、そこから放射される音波が衝撃波を加熱することで復活するというものである。PNS からどれだけの強度の音波が放射されるかということを調べた研究はいくつかあるが、統一的な結論は得られていない。そこで、本講演では音波の放射ではなく、音波の衝撃波への作用に着目した。即ち、一定の質量降着率とニュートリノ光度のもとで停滞衝撃波モデルを構築し、それを爆発させるのに必要な音波強度を調べた。この際、1 次元球対称の理想化したシミュレーション及び 2 次元軸対称のより現実的なシミュレーションを行い、それぞれの結果の比較も行った。加えて、音波の強度を推定するために、ニュートリノ反応を考慮した大振幅音波のエネルギーを定式化する新しい理論を構築した。その後に、必要な音波強度を元のモデルの質量降着率・ニュートリノ光度の関数として表し、パラメータ空間上の臨界曲面として表した。2 次元シミュレーションの結果によると、必要な音波強度は典型的には $\sim 10^{51}\,\mathrm{erg/s}$ であり、これは 1 次元シミュレーションのものより小さい。加えて、今回構成した臨界曲面は、Burrows らの報告した結果をエネルギーの観点から説明できる。

1 Introduction

重力崩壊型超新星爆発は大質量星の最期の爆発現象である。大質量星の中心に形成される鉄コアは光分解などでその圧力を失い、重力を支えきれなくなって崩壊する。重力崩壊が続いて中心が原子核程度の密度になると、強い核力によってそれ以上潰れることができなくなる。その結果、尚も降り続ける外部領域の物質との間にバウンス衝撃波を形成する。このバウンス衝撃波が星表面まで到達すれば爆発として観測されるようになるが、実際には伝搬するにつれ原子核の分解等でエネルギーを失い、やがて停滞する。これを復活させるメカニズムが、長年議論されている (Janka 2012)。

最有力仮説はニュートリノ加熱メカニズムである。これは、衝撃波形成後中心に残される原始中性子星からニュートリノが放射され、これが衝撃波にエネルギーを与えることで復活するというものである。加えて、1 次元球対称を仮定したシミュレーションでは衝撃波を復活させられず、近年では多次元的な流体不安定性がニュートリノ加熱を助けることでやっと爆発できると考えられている。しかし、現状最先端のシミュレーションであっても、爆発エネルギーが観測されている $\sim 10^{51}\,\mathrm{erg}$ の 1/10 程度しか得られておらず、仮説は確かめられたとはいえない。

その一方で、音響メカニズムという仮説も提案されている。この仮説によると、ニュートリノ加熱による爆発が失敗した後に、流体不安定性によって発達した乱流が原始中性子に撃力を繰り返し与えて g モード振動を励起する。そこから放射される音波が後に二次衝撃波となり、運動エネルギーを熱に散逸し、もともとの衝撃波を加熱するというのが音響メカニズムのシナリオである。これは Burrows et al. (2006) のシミュレーションによって発見され、最も支配的なモードの角度インデックス (Legendre 展開した際の次数) は $\ell = 1$、周期は $\sim 3\,\mathrm{ms}$ であり、エネルギーは $10^{50-51}\,\mathrm{erg}$ であった。また、放射される音波の強度は $\sim 4 \times 10^{51}\,\mathrm{erg/s}$ 程度であった。

音響メカニズムは、Burrows et al. (2006) 以外の

グループは発見していない。これは、ニュートリノ加熱が失敗したあとさらに長時間シミュレーションを続けることが困難だったからと Burrows et al. (2006) は主張している。長時間シミュレーションの代わりに、Yoshida et al. (2007) と Weinberg & Quataert (2008) は放射される音波の強度を単純化したモデルで計算した。その結果、線型解析を用いた Yoshida et al. (2007) は $\sim 10^{51}\,\mathrm{erg/s}$、モード結合計算を用いた Weinberg & Quataert (2008) は $\sim 10^{48-49}\,\mathrm{erg/s}$ の強度の音波が出るとそれぞれ推定した。Weinberg & Quataert (2008) の方が非線形効果を入れているためより現実的かもしれないが、他のグループの追試がされていないこともあり、厳密に言えば音波放射に関する議論はまだ結論が出ていない。

そこで、本講演では音波の発生ではなく、音波が衝撃波に与える作用を調べた。具体的には、一定の質量降着率・一定のニュートリノ光度のもとで停滞衝撃波解をつくり (Burrows & Goshy 1993)、原始中性子星表面から音波を放射させ、爆発させるのに必要最低限の音波強度を調べた。これにより、質量降着率・ニュートリノ光度・音波強度の 3 パラメータ空間の中で爆発するかどうかを分ける臨界曲面を描いた。

2 Methods

本講演では、物理的な描像を見やすくするために理想化した 1 次元球対称計算と、より Burrows et al. (2006) の計算に近い 2 次元軸対称計算を行った。どちらも、Yamasaki & Yamada (2006) と同様の手法で一定の質量降着率・ニュートリノ光度の下での定在衝撃波解を構成し、それを初期条件として流体シミュレーションを行った。境界条件としては、原始中性子星表面に対応する内部境界の密度と速度に、初期条件の値を中心とする周期 3 ms の振動を与えた。2 次元計算の場合は、振動のモードは $\ell = 1$ とした。外部境界の値は初期条件のもので固定した。流体ソルバーは HLL 法を用い、状態方程式は STOS 状態方程式 (Shen et al. 1998) を用いた。ニュートリノ輸送には Light-bulb 法 (Ohnishi et al. 2006) を用い、その温度は電子ニュートリノで 4 MeV、反電子ニュートリノで 5 MeV とした。

各質量降着率・ニュートリノ光度の初期条件に対し、爆発するかどうかの境界を調べるために、振動の振幅を様々に変えてシミュレーションを行った。しかしながら、物理的な描像を得るには振幅よりもエネルギーが便利である。音波のエネルギーは流体が断熱的かつ線型摂動の範囲でならよく知られた公式で推定できるが、今回の計算ではニュートリノ反応を考えているため系は断熱的ではなく、その上振幅は必ずしも線型ではなかった。そこで、このような状況でも適用できる音波のエネルギーの公式を、本講演では Myers (1991) の理論を拡張することで独自に導いた：

$$\frac{\partial E_{\rm dis}}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{F}_{\rm dis} = -D_{\rm dis}, \tag{1}$$

ただし

$$\begin{aligned}
E_{\rm dis} &= \rho\left(H - H_0 - T_0(s-s_0) - \frac{\mu_0}{m_{\rm u}}(Y_{\rm e} - Y_{\rm e0})\right) \\
&- \boldsymbol{m}_0\cdot(\boldsymbol{u}-\boldsymbol{u}_0) - (P - P_0) \qquad (2)\\
\boldsymbol{F}_{\rm dis} &= (\boldsymbol{m}-\boldsymbol{m}_0)\left(H - H_0 - T_0(s-s_0) - \frac{\mu_0}{m_{\rm u}}(Y_{\rm e} - Y_{\rm e0})\right) \\
&+ \boldsymbol{m}_0((T-T_0)(s-s_0) + \frac{\mu-\mu_0}{m_{\rm u}}(Y_{\rm e} - Y_{\rm e0})) \qquad (3)\\
D_{\rm dis} &= -(s-s_0)\boldsymbol{m}_0\cdot\boldsymbol{\nabla}(T-T_0) - (Y_{\rm e} - Y_{\rm e0})\boldsymbol{m}_0\cdot\boldsymbol{\nabla}\frac{\mu-\mu_0}{m_{\rm u}} \\
(\boldsymbol{m} &- \boldsymbol{m}_0)\cdot(\boldsymbol{\zeta} - \boldsymbol{\zeta}_0 + (s-s_0)\boldsymbol{\nabla}T_0 + (Y_{\rm e} - Y_{\rm e0})\boldsymbol{\nabla}\frac{\mu_0}{m_{\rm u}}) \\
&- (T-T_0)\left(\frac{Q}{T} - \frac{Q_0}{T_0}\right) + \frac{\mu\mu_0}{m_{\rm u}}\left(\frac{T}{\mu} - \frac{T_0}{\mu_0}\right)\left(\frac{\rho\Gamma}{T} - \frac{\rho_0\Gamma_0}{T_0}\right). \qquad (4)
\end{aligned}$$

ここで、ρ、T、s、$m_{\rm u}$、$Y_{\rm e}$、$\boldsymbol{u}$、P、Q そして Γ はそれぞれ密度、温度、比エントロピー、原子質量単位、電子比率、速度、圧力、ニュートリノ加熱率、そしてニュートリノ反応率であり、また e を比内部エネルギーとして $H = \boldsymbol{u}^2/2 + e + P/\rho$、$\boldsymbol{m} = \rho\boldsymbol{u}$、そして $\boldsymbol{\zeta} = \boldsymbol{\nabla}\times\boldsymbol{u}$ はそれぞれ Bernoulli 関数、質量フラックス、そして渦度である。さらに、添字 0 は非摂動状態の量を表し、添字なしは擾乱を加えた状態の量を表す。本講演では、式 (3) のフラックスを原始中性子星表面で面積分することで、衝撃波への音波によるエネルギー注入率、すなわち音波強度を見積もった。

3 1D Results

図 1 には、球対称シミュレーションで得た臨界曲面を示す。モデルパラメータが緑の面より上に来れば爆発し、下に来れば爆発しない。これを見ると、爆

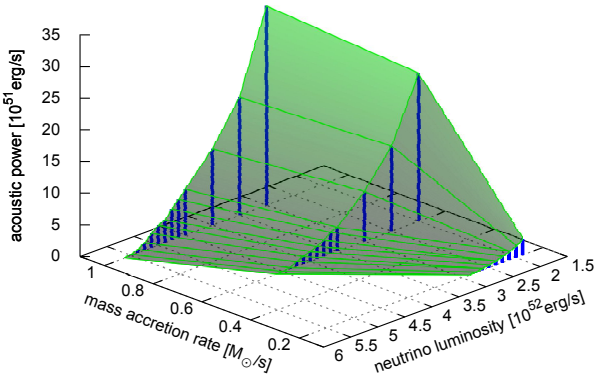


図 1: 球対称シミュレーションで得た臨界曲面

発に必要な音波強度は $\sim 10^{51-52}\,\mathrm{erg/s}$ である。

ここで、特に $\dot{M} = 0.6\,M_\odot/\mathrm{s}$ のモデル群に着目しよう。臨界曲面上の、爆発するかどうかの境目となるモデル達について、エネルギーの内訳を調べた図を図 2 に示す。これを見ると、音波強度が小さいう

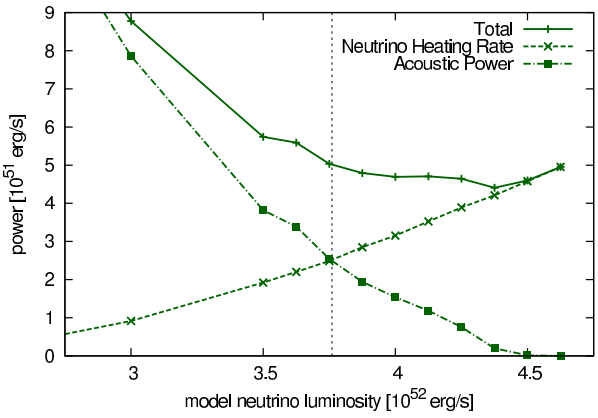


図 2: $\dot{M} = 0.6\,M_\odot/\mathrm{s}$ の場合の臨界モデルにおける、ニュートリノ加熱率、音波強度、およびそれらの和

ちはニュートリノ加熱率の減少分と音波強度の増加分は同程度だが、音波強度が大きくなると非常に強い音波を注入しなければ爆発しなくなる。これは大強度の音波はエネルギー注入効率が悪いということを示唆している。

この原因として、衝撃波で音波が反射してしまうこと、並びに音波がニュートリノ冷却を促進してしまうことが考えられる。特に後者については、実際に図 3 にその様子を見ることができる。音波がなければこのモデルの冷却領域は半径 80 km (図には示していない) までの領域だったが、音波が変化した二次衝撃波によって半径 90 km 付近まで拡大している。これが音波によるニュートリノ冷却の促進である。ここから、二次衝撃波で加熱された物質はニュートリノ放射ですぐに冷却されると解釈できる。

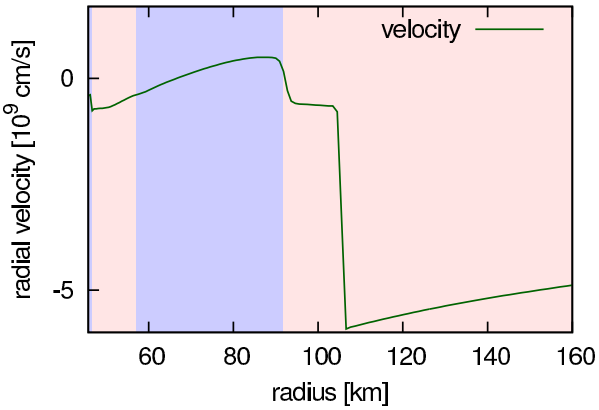


図 3: 二次衝撃波がある場合のゲイン領域 (赤い領域) と冷却領域 (青い領域)。ゲイン領域はニュートリノ加熱が冷却を上回る領域であり、冷却領域はその逆である。図の緑の線は速度プロファイルを表し、二次衝撃波と衝撃波の位置を示す。

4 2D Results

以上の球対称シミュレーションの知見を元に、2 次元軸対称シミュレーションでも同様の調査を行った。図 4 には、この場合に得られた臨界曲面を示す。ここで必要な音波強度は $\sim 10^{51}\,\mathrm{erg/s}$ となっており、球対称な場合より少し小さい。

また、図 5 には、軸対称シミュレーションでの臨界曲面上のモデルにおいて、ニュートリノ加熱率と音波強度の和がどうなっているかを示した。ただし、$\dot{M} = 0.6\,M_\odot/\mathrm{s}$ のものに限り、比較のためにニュートリノ加熱率だけの値と図 2 の Total の値も一緒に描いた。この図によると、軸対称シミュレーション

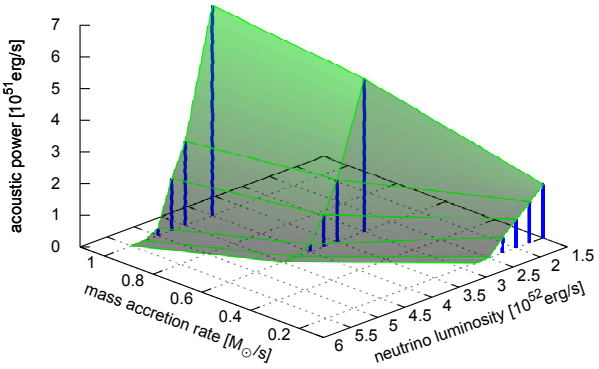


図 4: 軸対称シミュレーションで得た臨界曲面

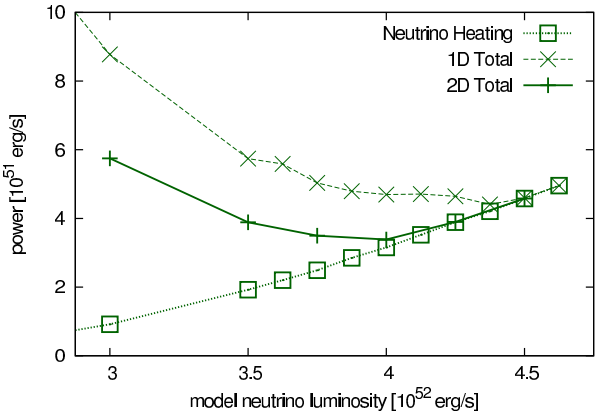


図 5: 軸対称シミュレーション、$\dot{M} = 0.6\,M_\odot/\mathrm{s}$ の場合の臨界モデルにおける、ニュートリノ加熱率と音波強度の和を示した。比較のため、球対称の場合の値とニュートリノ加熱率のみの値も共に描いた。

の場合も、音波強度を大きくすると全エネルギー注入率が非常に大きくなり、エネルギー注入効率が悪いことが見て取れる。この原因となる機構も、球対称の場合と同じであると考えられる。

5 Discussion and Conclusion

様々な質量降着率とニュートリノ光度の停滞衝撃波に音波を注入し、爆発させるのに必要な音波強度を見積もった。特に音響メカニズム爆発としてより現実的な軸対称のシミュレーションでは、爆発に必要な最低限の音波強度は $\sim 10^{51}\,\mathrm{erg/s}$ であることがわかった。ただし、大強度の音波はニュートリノ冷却を促進するため、単にニュートリノ加熱率が減少した以上の強度の音波を注入する必要がある。

Burrows et al. (2006) の音波強度の見積もりが正しければ、これは本講演で示した爆発させるのに必要な音波強度を多くのモデルで上回るので、エネルギーの観点からは爆発を起こせる。一方で、Yoshida et al. (2007) の推定が正しければ、初期条件の質量降着率とニュートリノ光度にもよるが、爆発に必要な音波強度が実現しない場合がある。さらに、Weinberg & Quataert (2008) の計算が正しければ、音響メカニズム爆発を起こすことはできない。

今後音響メカニズムの妥当性をさらに確かめるためには、やはり放射される音波の強度を別の観点から、もしくはより現実的に、見積もる必要がある。しかし、これは本講演の目的から外れるので、ここでは議論しない。

Acknowledgement

本研究の重要な議論とアドバイスを下さった山田章一氏、岩上わかな氏、そして長倉洋樹氏に感謝いたします。特に、長倉洋樹氏には流体コードをご提供いただきましたことを重ねて感謝いたします。

Reference

Janka, H.-T., 2012, Ann. Rev. of Nuc. and Part. Sci., 62, 407

Burrows, A., Livne, E., Dessart, L., Ott, C.-D., & Murphy, J., 2006, ApJ, 640, 878

Yoshida, S., Ohnishi, N., & Yamada, S., 2007, ApJ, 665, 1268

Weinberg, N.-N., & Quataert, E., 2008, MNRAS, 387, L64

Burrows, A., & Goshy, J., 1993, ApJL, 416, L75

Yamasaki, T., & Yamada, S., 2006, ApJ, 650, 291

Shen, H., Toki, H., Oyamatsu, K., & Sumiyoshi, K., 1998, Nuc. Phys. A, 637, 435

Ohnishi, N., Kotake, K, & Yamada, S., 2006, ApJ, 641, 1018

Myers, M.-K., 1991, Journal of Fluid Mechanics, 226, 383

目次へ

c17

自己重力流体シミュレーションにおける高速自己重力計算手法

早稲田大学
D3 平井遼介

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

自己重力流体シミュレーションにおける高速自己重力計算手法

平井 遼介 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

Abstract

流体数値シミュレーションは、近年の宇宙物理学の数多くの分野で欠かせない研究手法となっている。流体力学の基礎方程式に加え、輻射輸送、ニュートリノ輸送、自己重力など他の基礎方程式と連立して解く場合が多い。特に自己重力は星形成をはじめ、様々な天文現象において重要であることが知られている。流体数値シミュレーションに自己重力を取り入れる場合、(ニュートニアン重力を扱う場合) ポアソン方程式を解く必要がある。ポアソン方程式は楕円型の偏微分方程式であり、流体の基礎方程式のような双曲型偏微分方程式と比べ数値計算コストが高いことが知られている。そのため、計算時間の大半を自己重力に費やしているケースも少なくない。本研究では、自己重力の数値コストを削減する新たな手法を提案する。具体的にはポアソン方程式を波動方程式に書き換え、近似的に解を得る。これをいくつかの問題に適用し、本手法と従来手法の計算時間を比較した結果、劇的に計算時間が短縮されることがわかった。また、誤差も境界条件の設定やパラメータに依存するものの、無視できる程度に軽減できることがわかった。

1 Introduction

物理や工学の分野では、現象のメカニズムを探るためや今後の発展を予測するための手段として流体数値シミュレーションが用いられる場合が多い。そのため、流体シミュレーションを行うためのスキーム開発、高速化などは古くから積極的に行われてきた。宇宙物理学でも天体現象のメカニズムを探るため流体シミュレーションが活発に用いられているが、流体力学以外の他の物理過程も取り入れた計算を行っている場合が多い。例えば、輻射や磁場、自己重力、ニュートリノ輸送などが挙げられる。これらの影響を取り入れるため、流体力学の基礎方程式とともにそれぞれのプロセスに応じた別の式を連立して解いている。

本研究ではその中でも自己重力に着目する。自己重力は宇宙物理で扱うような大きなスケールの流体に不可欠であり、多くの場合ポアソン方程式を解くことで再現する。ポアソン方程式は楕円型偏微分方程式という種類の方程式で、計算コストが非常に高いことが知られている。流体力学の基礎方程式であるオイラー方程式は双曲型偏微分方程式であるが、双曲型には特性速度と呼ばれる固有値が存在する。この特性速度を超えて情報が伝搬することができないため、ある一点の物理量を決定するのに近傍の情報のみが必要である。しかし、楕円型は特性速度が無限大の極限に対応するため一点の情報を決定するために空間全体の情報が必要となる。そこで、数値計算上では大量の通信が発生してしまい計算コストが高くなるのである。一般的な流体シミュレーションでオイラー方程式とポアソン方程式を連立して解いていく場合に、計算時間の 9 割程度をポアソン方程式に割いていることも少なくない。

一方、現在の重力の標準理論である相対性理論で使われるアインシュタイン方程式は双曲型である。我々は、このことから着想を得てポアソン方程式の解法の高速化改良を行った。

2 Method & Model

具体的には、ポアソン方程式を波動方程式に書き換え、近似解を得ることを考える。

$$\left(-\frac{1}{c_g^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\triangle\right)\phi = 4\pi G\rho \tag{1}$$

このとき、c_g は重力の伝搬速度に対応する。本来これは光速に対応するが、今回は計算速度を向上することが目的であるため、音速より速い値を取るという条件のみを課す。c_g の値を大きくとるほど近似の精度は高まるが計算速度が遅くなり、小さくとると精

度は落ちるが計算速度が劇的に速くなる。本研究では c_g をそれほど大きな値を取らずとも十分な計算精度が得られることをいくつかのテスト計算から示す。

以下の数値計算では HLLC スキームを用いたオイラー的な流体コードを使う。計算はすべて軸対称を仮定した 2 次元円筒座標で行う。また、重力の初期条件は波動方程式では作れないためポアソン方程式を解く MICCG 法を用いた。重力の境界条件では多重極展開を使って境界値を与えるディリクレ境界条件と、隣のメッシュの情報のみを使って計算できるロビン境界条件の 2 種類を比べる。c_g の値は、音速の 5 倍とした。一つ目は、星の定常状態を保てるかどうかのチェックを行った。ポリトロープ球を円筒座標の原点に置き、星の力学的時間の 5 倍の時間放置した上で星が形状を変えないかを確認した。二つ目のテストとして二つの星の正面衝突をシミュレーションした。一つ目のテストのときと同じポリトロープ球を円筒座標の原点から離れたところに置き、赤道面対称を仮定することで二つの星が衝突する様子を再現した。

3 Results

一つ目のテスト計算で計算した結果の密度分布が図 1 である。星の力学平衡が保たれていることが見て取れる。また、星の平衡の指標であるビリアル数も 0.001 以下を振動しており、高い精度で平衡が保たれていると言える。これが意味するところは、この計算に用いた計算グリッドの解像度が充分高いということと、本手法が少なくとも定常な問題に対しては高い精度で計算できているということである。本結果は従来手法 (MICCG 法) で計算した結果とほぼ一致しているが、計算時間は約 5 分の 1 まで削減できた。ディリクレ境界条件を用いた場合は計算時間はそれほど削減されなかったが、ロビン境界条件の時に顕著に削減された。

二つ目のテスト計算のスナップショットが図 2 に示してある (ロビン境界条件の場合)。概ね結果が一致するものの、時間などが顕著にずれている。新手法で得られた重力ポテンシャルと、実際のそのときの密度分布に対するポアソン方程式の解を比較すると、$\sim 10\%$ ほど誤差が生じていた。

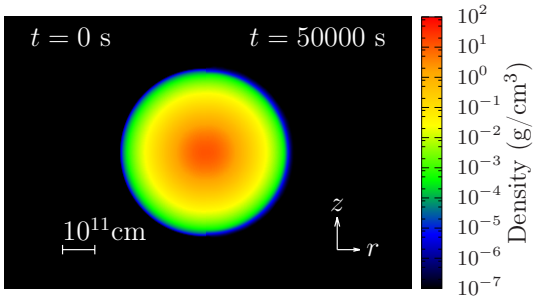


図 1: 星の定常状態のチェック。左半分が初期条件、右半分が 50000s 後の密度分布を表している。

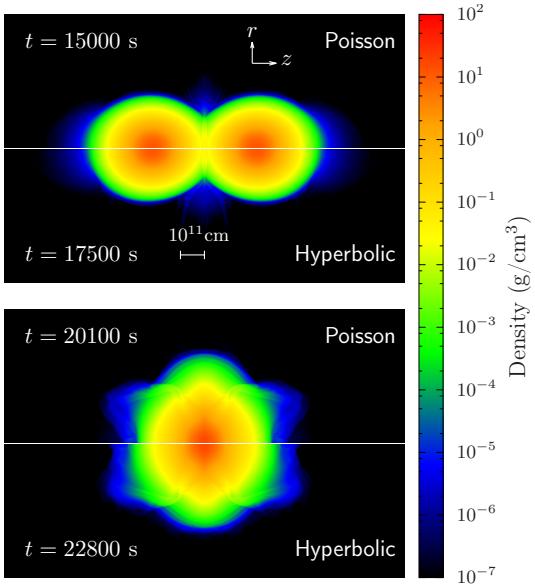


図 2: 星の正面衝突シミュレーション。それぞれ上半分は従来手法、下半分が新手法による密度分布を表している。

この誤差がどこから生じてしまったのかを解析するため、いくつか追加のテスト計算を行った。誤差は次の 2 つの影響で生まれる：1) 境界条件、2) 新手法で付け足した時間微分項。

境界条件の影響を調べるため、ディリクレ境界条件とロビン境界条件のそれぞれを用いた結果を比較した。ディリクレ境界条件を用いた場合は計算時間が長くなるものの、従来手法を用いた結果と $\sim 0.01\%$ の精度で一致した (図 3)。つまり、誤差はほとんど境界条件によるものといえる。もう一つのアプローチとしてロビン境界条件のまま計算領域を広げた計算

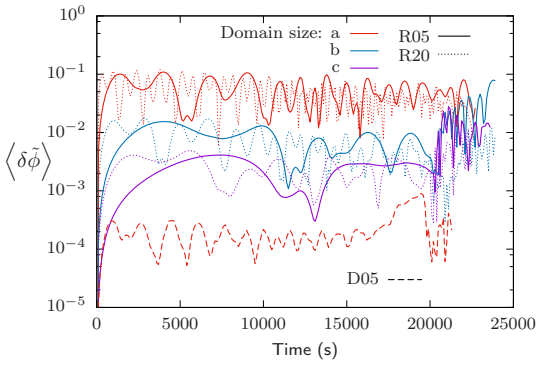


図 3: 重力ポテンシャルの平均誤差の時間発展。線の色は計算領域のサイズの違いを表していて、実線と点線は c_g の値の違いを表す。破線はディリクレ境界条件を用いた場合の結果を表す。

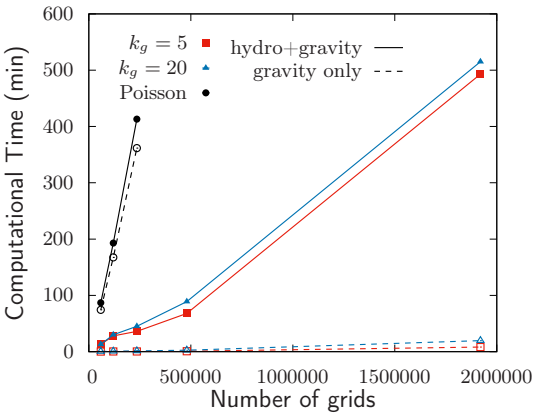


図 4: 二つ目のテスト計算におけるメッシュ数と計算時間の関係。実線が計算全体にかかった時間、破線が重力の部分にかかった時間を表している。

を行った。境界が遠ざかることで計算領域に対する境界の寄与が減ることと、境界条件から見て物質がより中心集中しているため点源重力に近くなることが挙げられる (ロビン境界条件は、点源重力を仮定していることに近い)。この計算を行った結果、計算領域を広げることでメッシュ数に比例して計算時間が増えるが、ディリクレ境界条件を課すより短い計算時間で誤差が減らせることが分かった。

次に、時間微分項の寄与を探るため、c_g の値を音速の 5 倍にした場合と 20 倍にした場合を比較した。誤差の振動周期が変化するものの、誤差の大きさ自体はほぼ変わらなかった。これは、時間微分項によって生まれる誤差がほとんど無視できるぐらい小さく、境界から流入してくる誤差が支配的であることを示している。

4 Discussion

本研究ではシミュレーションから読み取れる物理ではなく、本手法の誤差と計算時間にのみ注目している。今回行ったテスト計算による誤差はほとんど境界条件の誤差によるものであった。また、これは計算領域を広げることで減らせることがわかった。二つ目のテスト計算にかかった計算時間をメッシュ数の関数としてプロットしたものが図 4 である。MICCG 法を用いた場合はメッシュ数の 2 乗に比例して計算時間が長くなるため、計算領域を広げることは現実的に難しい。本手法を用いた場合は重力パートにかかる計算時間が流体パートの 10 分の 1 以下になるためより高解像度の計算が容易に行える。

本手法の強みは、重力の計算パートに双曲型の偏微分方程式を用いることで計算を効率化したことである。これは、通常の楕円型偏微分方程式を解く場合に問題となるメモリ間の通信が抑制できるため特に並列計算を要するような大規模なシミュレーションに有効な手法であると言える。また波動方程式の性質上、Adaptive Mesh Refinement などの高度なシミュレーション手法を用いている場合などにも適用可能である。

境界条件は計算時間を削減する上ではロビン境界条件が理想的であるが、誤差が大きくなることがあるため注意が必要である。周期境界条件を課している場合にはかなり良い精度で計算が可能である。

5 Conclusion

今回提案した流体シミュレーション上で自己重力を扱うための新手法により、計算時間は劇的に短縮された。また、従来のポアソン方程式の解法と比べ非常に簡単に適用できる点が強みである。これにより、流体シミュレーションをより高解像度で、大きな計算領域に広げることが容易になるはずである。本

手法が近似的な解法であるため誤差が生じるが、ほとんど無視できるレベルであった。しかし、適用する問題で必要とされる精度に応じてパラメータや境界条件の選択に注意が必要である。

Reference

Hirai, R., Nagakura, H., Okawa, H. & Fujisawa, K. 2016, Phys. Rev. D 93, 083006

目次へ

c18
Impact of New GT Strengths on Explosive SN Ia Nucleosynthesis

国立天文台
M1 森寛治

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

Impact of New GT Strengths on Explosive SN Ia Nucleosynthesis

森 寛治 (国立天文台理論研究部)

Abstract

近年の実験によって、pf 殻核の Gamow-Teller (GT) 遷移強度が従来の計算に比べて小さいことが明らかになってきている。しかし、最近の殻模型計算により、実験値に近い GT 遷移強度が理論的に再現されるようになった。そこで本研究では、新しく計算された電子捕獲率を用いて Ia 型超新星における元素合成ネットワーク計算を行い、従来の電子捕獲率を使って行われた同様の計算と比較を行う。

1 Introduction

Ia 型超新星は、天文学の広い範囲に登場する天体である。宇宙論においては、宇宙における距離を決定するための標準光源として用いられている。また宇宙核物理学の観点からは、宇宙における鉄族元素の供給源としても重要な天体とされている。その重要性にもかかわらず Ia 型超新星の起源についてコンセンサスは得られていないが、有力なシナリオとして、single degenerate (SD) シナリオと double degenerate (DD) シナリオが挙げられる。SD シナリオでは、白色矮星と縮退していない伴星から成る連星系において、伴星から白色矮星に質量が降着し、白色矮星の質量がチャンドラセカール質量 $\sim 1.4 M_\odot$ に達した時点で爆発が起こるとされる。一方 DD シナリオにおいては、Ia 型超新星は白色矮星連星の合体であるとされている (Wang & Han 2012)。

一方、近年の実験によって、pf 殻核の Gamow-Teller (GT) 遷移強度 B(GT) の実験値が、従来用いられてきた GT 遷移強度に比べて小さいことが明らかになった (Sasano et al. 2012)。図 1 に、従来用いられてきた KBF 殻模型 (Caurier et al. 1999) と、近年提案された GXPF1J(GXP) 殻模型 (Suzuki et al. 2011) によって計算される GT 遷移強度を示す。図 1 上を見ると、励起エネルギー $E_x \sim 4$MeV 付近で、GXP 模型による B(GT) が実験値と同様の特徴を示していることが分かる。そこで本研究では、GXP 模型による電子捕獲率を用いて Ia 型超新星における元素合成ネットワーク計算を行い、従来の KBF 模型を使って行われた同様の計算と比較を行う (Mori et al. in prep.)。

2 Methods

本研究では、電子捕獲率を変更した 2 種類のネットワーク計算を行う。まず、原子番号 $Z < 60$ の原子核に対して、$23 \leq Z \leq 30$ の核種については GXP 模型を用い、それ以外の核種については KBF 模型を用いる。次に、KBF 模型のみを用いて計算を行い、両者で得られた最終的な元素存在度を比較する。ネットワーク計算コードとして `libnucnet`(Meyer & Adams 2007) を用い、電子捕獲以外の反応率には JINA REACLIB データベースを用いる。Ia 型超新星モデルとしては、1 次元爆燃波モデルの一つである W7 モデルを用いる (Nomoto et al. 1984)。

ネットワーク計算の初期条件としては、C+O 白色矮星を用いる。すなわち、初期の質量分率を

$$X(^{12}\mathrm{O}) = 0.5$$
$$X(^{16}\mathrm{C}) = 0.475$$
$$X(^{22}\mathrm{Ne}) = 0.025$$

とする。

3 Results and Discussion

GXP 模型を用いて得られた元素存在度を図 2 に示す。星の内側 $M_r \lesssim 0.8 M_\odot$ では主に鉄族元素が、外

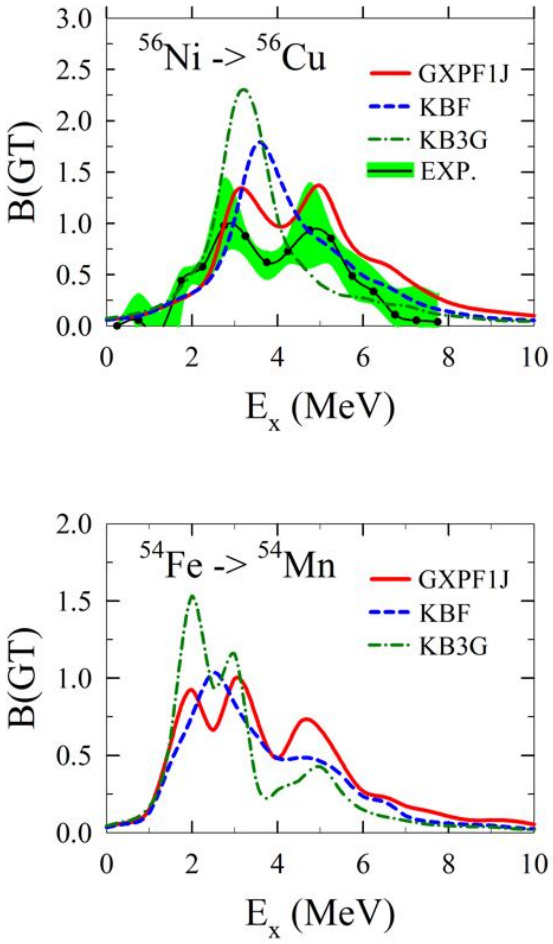


図 1: 各殻模型によって計算された GT 遷移強度と実験値の比較。

側 $M_r \gtrsim 0.8M_\odot$ では中間質量元素が存在し、再外層 ($M_r \gtrsim 1.3M_\odot$) では ^{16}O, ^{12}C, ^{22}Ne が燃え残っていることが分かる。次に、両模型を用いて得られた存在度の比を図 3 に示す。この図を見ると、2 つの存在度の違いは $\lesssim 3\%$ であることが分かる。

図 4 に電子分率 Y_e を時間の関数として示す。実線は GXP 模型による結果、破線は KBF 模型による結果である。Y_e は GXP 模型によるものの方が、KBF 模型によるものよりわずかに大きいことが読み取れる。GXP 模型により計算された電子捕獲率は、KBF 模型により計算されたものより小さい (図 1) ので、この結果は自然である。

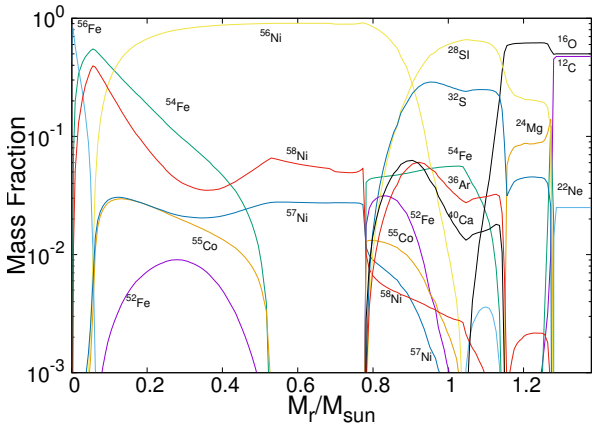


図 2: GXP 模型を用いて計算された Ia 型超新星の組成。

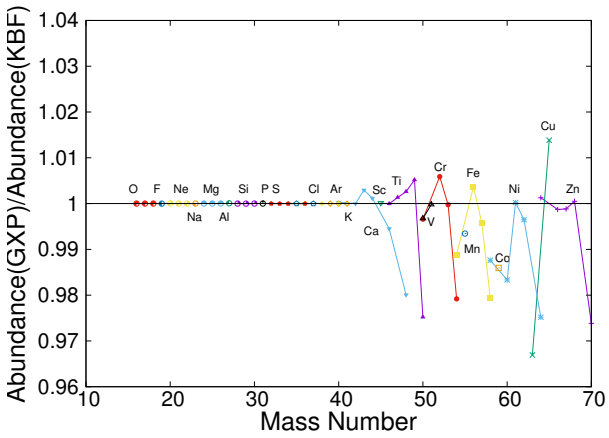


図 3: GXP 模型を使って計算された元素存在度と、KBF 模型を使って計算された存在度の比較。

図 5 と 6 は、電子の Fermi 分布関数と ^{56}Ni、^{54}Fe の GT 強度をそれぞれ重ねて表した図である。分布関数はいくつかの時刻に対して描かれており、特に点線で表されている分布関数は、それぞれの核種が最も活発に生成されている時刻に対応している。

^{56}Ni の場合、燃焼開始直後では高い値を持っていた電子のエネルギーが、^{56}Ni が増加する時間になる頃には小さくなり、GT 強度の差が大きいエネルギー領域 (E ~2MeV) に電子が存在しないことが分かる。同様に、^{54}Fe の場合、GT 強度の差が大きいエネルギー領域 (E ~3MeV) を超えるエネルギーをもつ電子はほとんど存在しないことが分かる。このことが、GXP 模型によって計算された元素存在度と、KBF

模型によって計算された存在度が大きく違わないことの理由であると考えられる。

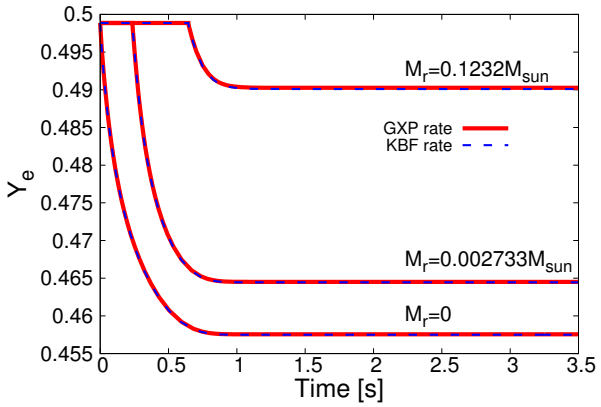


図 4: 電子分率 Y_e を時間の関数として表している。3 つの異なる半径における値を示している。どの半径においても、GXP 模型による計算の方が Y_e の値が大きいことが分かる。

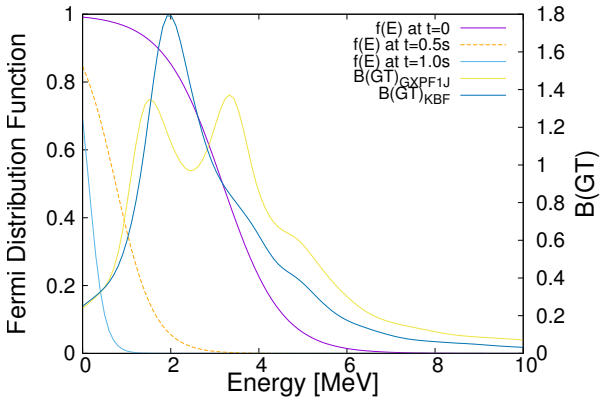


図 5: $M_r = 0.1048 M_\odot$ における電子の分布関数 (左軸) と ^{56}Ni の GT 遷移強度 (右軸)。B(GT) については電子捕獲の Q 値 1.622MeV だけエネルギーをずらして表示している。

4 Conclusion

本研究では、従来 Ia 型超新星の元素合成計算に使われていた KBF 殻模型に基づく電子捕獲率を、GXPF1J 模型に基づくより実験値に近い値に変更して再び元素合成計算を行った。その結果、従来の計算で得られていた元素存在量と数%程度異なる値を得た。電子捕獲率の変更が大きな変化をもたらさない理由は、電子のエネルギーが小さく、GT 遷移強度が殻模型によってあまり変化しないエネルギー領域のみが電子捕獲率に寄与することであることが分かった。

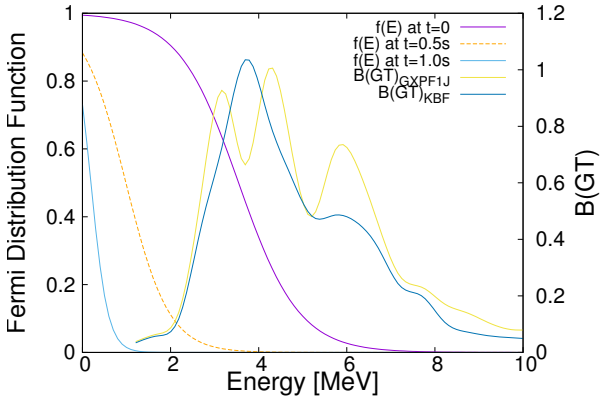


図 6: $M_r = 0.05612 M_\odot$ における電子の分布関数 (左軸) と ^{54}Fe の GT 遷移強度 (右軸)。B(GT) については電子捕獲の Q 値 −1.21MeV だけエネルギーをずらして表示している。

Acknowledgement

本稿は、M. Famiano 氏、梶野敏貴氏、鈴木俊夫氏、日高潤氏、本間道雄氏、 大塚孝治氏、岩本弘一氏、野本憲一氏との共同研究に基づいています。筆者は、米国国立科学財団による助成 (No. PHY-1430152) を受けています。

Reference

Caurier, E., Langanke, K., Martínez-Pinedo, G. & Nowacki, F. 1999, Nucl. Phys. A 653, 439

Meyer, B.S. & Adams, D.C. 2007, Meteor. and Plan. Sci. Suppl. 2007, 5215

Mori, K., Famiano, M., Kajino, T., Suzuki, T., Hidaka, J., Honma, M., Otsuka, T., Iwamoto, K., Nomoto, K., in prep.

Nomoto, K., Thielemann, F. K. & Yokoi, K. 1984, Ap. J. 286:644

Sasano, M., et al. 2012, Phys. Rev. C 86, 034324

Suzuki, T., Honma, M., Mao, H., Otsuka, T. & Kajino, T. 2011, Phys. Rev. C 83, 044619

Wang B., Han Z. 2012, New Astron. Rev. 56, 122

目次へ

c19

中性子星放射の偏光に対する磁気圏の効果

早稲田大学
D2 矢田部彰宏

2016 年度 第 46 回 天文・天体物理若手夏の学校

中性子星放射の偏光に対する磁気圏の効果

矢田部 彰宏 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

Abstract

中性子星の定常放射の電磁波は星表面から放射されていると考えられて、中性子星大気に存在するイオン化した水素などのプラズマの影響を受けていると考えられている。また、中性子星は強い磁場を伴うために磁場の影響を考慮しなくてはならない。磁場が存在する場合、不透明度が電磁波の偏光モードに依存することが知られている。そのため、中性子星放射は２つ偏光モードがあるうちの片方の偏光モードがより多く放射されることになり、その結果放射が強く偏光していることが予想されている。そこで本研究ではX線の偏光に着目して中性子星の定常放射の偏光を予想する。特に中性子星の大気の外側に存在する磁気圏がX線の偏光に関してどのような影響を及ぼすかを扱う。

1　イントロダクション

中性子星は恒星進化での最終段階の姿のひとつである。中性子星は天体の中でも強い磁場を持っていて、幅はあるが 10^{12}G 程度の磁場を持っている。これほどの磁場を実現することは地上実験では現在のところ不可能であるため、中性子星を理解をすることは天文学・宇宙物理学以外の分野においても重要である。本研究では中性子星の熱的な放射に注目する。中性子星の熱的な放射は表面から来ていると考えられていて、これを理解することは、中性子星の表面の物理を理解することにつながる。また、放射は中性子星の周囲の磁気圏を通過して観測されるので、磁気圏における物理も反映しているので、磁気圏を理解することも役立つはずである。現在でも、中性子星の観測では時間に関して分解する光度曲線やエネルギーに関して分解するスペクトルなどが得られていて、これらによってももちろん中性子星を理解するための手がかりが得られるが、現在計画されている軟 X 線の偏光観測衛星が実現すると、偏光という新しい観測料を得ることになる。そのため、偏光が観測されると大幅に中性子星に対する理解が深まるであろう。実際、中性子星はそれに伴う磁場の影響を受けて、放射が偏光していると考えらている。しかも、中性子星の周囲の磁気圏の影響によって全体で強く偏光することが予想されていて、このことが観測で検証されると期待できる。

そこで本発表では中性子星の放射の偏光に関して、磁気圏がどのような影響を及ぼすかを紹介する。2 節では中性子星からの放射の偏光を理解するために必要な理論的な背景を説明し、3 節ではそれに基づいた行った数値計算とそれによる結果を一部紹介する。

2　中性子星放射の偏光

中性子星の放射の偏光は、表面で放射されたままのものを持つわけではなく、磁気圏において偏光の向きが変わっていくことが予想されている。本節では偏光を扱うために必要な理論を説明する。

2.1　偏光の発展

偏光の向きの発展を解くためには、電磁波の電場に関する方程式

$$\nabla \times (\bar{\mu} \cdot \nabla \times \mathbf{E}) = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \cdot \mathbf{E} \tag{1}$$

を解けばよい。ただし、c は光速、ω と $\mathbf{E}$ はそれぞれ電磁波の周波数と電場で、$\bar{\mu}$ と ϵ はそれぞれ磁気圏における透磁率テンソルの逆と誘電率テンソルである。

磁気圏はプラズマで満たされているので、誘電率はプラズマによる影響を受けるが、それだけではなく中性子星周辺の強い磁場によって QED 効果である真空偏極の影響も受ける。誘電率と透磁率の逆は

それぞれ

$$\epsilon = \mathbf{1} + \Delta\epsilon^{(p)} + \Delta\epsilon^{(v)} \tag{2}$$

$$\bar{\mu} = \mathbf{1} + \Delta\bar{\mu}^{(v)} \tag{3}$$

と表される (Mészáros & Ventura 1979)。ただし、$\Delta\epsilon$ と $\Delta\bar{\mu}$ はそれぞれ誘電率テンソルと透磁率テンソルの逆の真空のものからのずれを表し、添字の $^{(p)}$ はプラズマによる効果、$^{(v)}$ は真空偏極による効果を表す。これらの具体的な表式は以下のようになる。

$$\Delta\epsilon^{(p)}_{\hat{\mathbf{B}}=\hat{z}} = \begin{pmatrix} \varepsilon & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}, \tag{4}$$

$$\Delta\epsilon^{(v)}_{\hat{\mathbf{B}}=\hat{z}} = \begin{pmatrix} -2\delta & 0 & 0 \\ 0 & -2\delta & 0 \\ 0 & 0 & 5\delta \end{pmatrix}, \tag{5}$$

$$\Delta\bar{\mu}^{(v)}_{\hat{\mathbf{B}}=\hat{z}} = \begin{pmatrix} -2\delta & 0 & 0 \\ 0 & -2\delta & 0 \\ 0 & 0 & -6\delta \end{pmatrix}. \tag{6}$$

ただし、$\varepsilon = -v/(1-u), g = vu^{1/2}/(1-u), \eta = -v$ で $u = (\omega_c/\omega)^2, v = (\omega_p/\omega)^2$、$\omega_c$ は電子のサイクロトロン周波数、ω_p は電子のプラズマ周波数である。また、$\delta = (e^2/\hbar c)1/45\pi(B/B_{cr})^2$ で、e は素電荷、$\hbar$ はプランク定数、$B_{cr} \simeq 4.4 \times 10^{13}$G は量子臨界磁場、$B \ll B_{cr}$ は磁場の大きさである。これらのテンソルは磁場が z 軸方向の場合のもので、任意の方向の磁場の場合に対しては、これらを変換することによって得る。

今回は電磁波の進行方向は z 方向であるとし、$\bar{\mu}$ や ϵ も一様ではないとすると、電場は $\mathbf{E} = e^{ik_0 z}\mathbf{A}$ と書け、$\mathbf{A}$ も z に依存して変化する。

2.2 磁気圏における伝播

中性子星の磁気圏では回転する磁石である中性子星によって作られる電場によって荷電粒子が加速される。電場による加速は重力によるそれよりも大きいため表面から引き離され、結果として中性子星の周囲の磁気圏は真空ではない。回転によって作られた電場を打ち消すためには Goldreich-Julian 密度

$$n_{GJ} \simeq 7 \times 10^{10}\mathrm{cm}^{-3} \left(\frac{B}{10^{12}\mathrm{G}}\right)\left(\frac{P}{1\mathrm{s}}\right)^{-1} \tag{7}$$

が必要であるが、電波パルサーの場合はシミュレーションによって磁気圏でのプラズマの数密度は

$$n = \eta n_{GJ},\ \eta = 10^2 - 10^5 \tag{8}$$

であると予想されている。

例えば、自転周期が $P = 1$s で 10^{12}G の磁場を持つ中性子星を考えると、磁気圏でのプラズマ密度は $n \lesssim 10^{16}\mathrm{cm}^{-3}$ であることがわかる。密度が $n = 10^{16}\mathrm{cm}^{-3}$ のとき、サイクロトロン周波数 ω_c とプラズマ周波数 ω_p は

$$\omega_c = 1.1 \times 10^4\mathrm{eV},\ \omega_p = 3.7 \times 10^{-3}\mathrm{eV} \tag{9}$$

である。誘電率に関するパラメータ u と v は電磁波のエネルギーが 1keV の場合はそれぞれ、

$$u = 1.2 \times 10^2,\ v = 1.4 \times 10^{-11} \tag{10}$$

となるため、誘電率テンソルの成分の大きさは $\varepsilon \sim 10^{-13},\ g \sim 10^{-12},\ \eta \sim 10^{-11}$ である。一方、真空偏極のパラメータ δ は

$$\delta = 2.7 \times 10^{-8} \tag{11}$$

でプラズマの影響による誘電率テンソルなどのずれよりも非常に大きいことがわかる。そのため、磁気圏での偏光の発展にはほとんど真空偏極の影響が効いていて、プラズマの効果は無視することができる。

プラズマの効果を無視した場合、電磁波の方程式 (1) より z 方向に進行する電磁波の電場 $\mathbf{E} = e^{ik_0 z}\mathbf{A}$ の偏光 $\mathbf{A}$ の発展方程式は

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} = \frac{ik_0}{2\bar{\mu}_{yy}}\left[\left(\epsilon_{xx} - \frac{\epsilon_{xz}\epsilon_{zx}}{\epsilon_{zz}} - \bar{\mu}_{yy}\right)A_x + \left(\epsilon_{xy} - \frac{\epsilon_{xz}\epsilon_{zy}}{\epsilon_{zz}}\right)A_y\right] \tag{12}$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} = \frac{ik_0}{2\bar{\mu}_{xx}}\left[\left(\epsilon_{yx} - \frac{\epsilon_{yz}\epsilon_{zx}}{\epsilon_{zz}}\right)A_x + \left(\epsilon_{yy} - \frac{\epsilon_{yz}\epsilon_{zy}}{\epsilon_{zz}} - \bar{\mu}_{xx}\right)A_y\right] \tag{13}$$

と表すことができる。ただし、添字は成分を表していて、偏光 $\mathbf{A}$ は z 方向に関してのみ変化し、$\partial^2 A_i/\partial z^2$ の項は無視した。また、一般の磁場の向きの場合は通常の真空とは異なり、電磁波の電場が z 方向の縦

波成分を持つことがあるが今回は横波成分のみに着目する。

このとき、偏光の方程式は磁場の強さに依存する係数で表されていて、偏光が変化する距離スケールは磁場の強さによって変化する。磁場が強いときは偏光が変化する距離のスケールは小さく、磁場の向きの変化に対して断熱的に偏光が変化することができる。しかし、磁場が弱くなるにつれて偏光が変化する距離のスケールが大きくなり、磁場の向きの変化に追いつけなくなる。それ以降に関しては電磁波の偏光は変化しなくなる。

2.3 放射される偏光

中性子星の表面はプラズマの大気で覆われていると考えられていて、表面の放射もその影響を受けているはずである。放射は大気による減衰を受け、大気の不透明度は電磁波の偏光モードによって異なることが知られている。磁場のもとでのプラズマ中の電磁波の偏光は、磁場の向き $\hat{\mathbf{B}}$ と電磁波の進行方向 $\hat{\mathbf{k}}$ のなす面に対して水平なものと垂直なものがあり、それぞれ O(ordinary) モードと X(Extraordinary) モードと呼ぶ。磁場中の Thomson 散乱の散乱断面積が O モードと X モードでは異なり、X モードの偏光を持つ電磁波の散乱断面積が通常のものよりも抑えられるために、表面近くでは X モードの偏光を持つ電磁波ばかりが放射されると考えられる。

このようなわけで X モードを持つ電磁波が多く放射されるかというと必ずしもそうではない (Heyl & Shaviv 2002)。それは放射された後、大気から磁気圏に進行する途中で偏光モードが変換することがある。この変換は電磁波の進行に対するプラズマの影響と真空偏極の影響がつりあう地点で起こり、中性子星から放射される電磁波の場合は大気のプラズマ密度が高い領域から磁気圏のプラズマ密度の低い領域に伝播する過程で起こる。

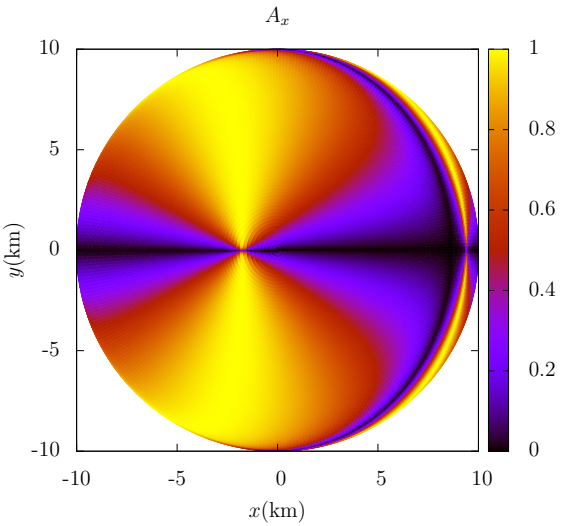
モード変換が起こる位置によって磁気圏に放射される電磁波の偏光が異なる。中性子星の表面を電磁波の光球面によって決めることにすると、偏光モードによって不透明度が異なるために、O モードと X モードでは異なる光球面を持ち、X モードのもののほうが内側にある。これら 2 つの光球面だけを考える場合には、X モードの電磁波はより内側の温度が高いところからも放射されるので、X モードの電磁波は O モードの電磁波よりも多く放射される。もしここで、モード変換が起こる地点が O モード光球面の内側にあれば、X モードの電磁波がモード変換地点で O モードに変換されて外には出ることはできない。その場合でもモード変換地点よりも外側で、O モードの光球面の内側の部分から X モード電磁波の放射が起こるので、X モードが O モードよりも多く放射されるという状況は変わらない。一方で、モード変換が起こる地点が O モード光球面の外側であれば、モード変換の地点では X モードが卓越しているため、観測地点も含むモード変換地点の外側では X モードから変換することによって作られた O モードの電磁波が多く観測されるはずである。モード変換地点が O モード光球面の内側にあるか外側にあるかに関しては大まかに磁場の強さが関わっている。中性子星の磁場が 7×10^{13}G を境界にしてそれより強ければモード変換地点が O モード光球面の内側で、弱ければ O モード光球面の外側である。これにより通常の中性子星の磁場である 10^{12}G では放射される電磁波のモードは主に O モードであることがわかる。一方、磁場の強いマグネターと呼ばれる中性子星では 10^{14-15}G を持つものがあり、それらの場合では放射される電磁波のモードは主に X モードである。

3 数値計算と結果

本研究では中性子星の表面から出てきた放射がどのような電場の成分を持つかを計算する。中性子星を半径 10km の球とし、視線方向を z 方向とする。z 方向に進行する電磁波が観測されるとし、中性子星の表面の放射が真空偏極の影響を受けてどのように偏光が発展するかを求める。

ここでは一部の結果を紹介する。図 1 は真空偏極の影響が全くない場合の偏光の成分を表す。放射される電磁波の偏光モードはすべて O モードであると仮定した。中性子星の磁場の強さを 10^{12}G とし、放射される電磁波は $10^{17}\mathrm{Hz} = 0.41\mathrm{keV}$ であるとする。また、見込む角によって磁場の向きが変化し、電磁波の偏光が変化するがここでは磁極が z 方向から $-x$

方向に 30° だけ回転した場合を考えた。これらの設定は (Heyl & Shaviv 2002) のものと等しい。



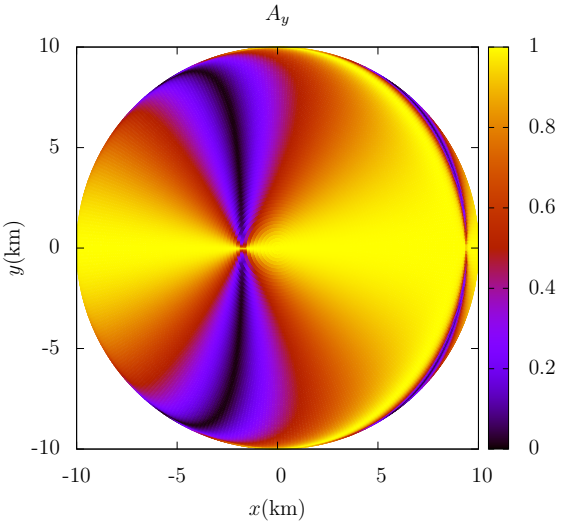


図 1: 真空偏極の影響がない場合の電磁波の電場の強度。上図は x 方向の電場の成分を表し、下の図は y 方向の電場の成分を表す。

この結果より、磁気圏の影響がない場合は電場の向きが電磁波が放射された表面での磁場によっているので、電場の向きが放射領域により異なることがわかる。そのため、磁気圏の真空偏極の影響がない場合は、中性子星の偏光観測を行ってみても偏光の向きがそろっていないため、あまり大きな偏光は期待できない。しかし、磁気圏での真空偏極の影響を考慮すると、中性子星から離れた磁場の向きによって電磁波の偏光が決定されるので、強い偏光が観測できることが期待できる。

Reference

P. Mészáros, & J. Ventura, 1979, Phys. Rev. D, 19, 3365.

J. S. Heyl, & N. J. Shaviv, 2002, Phy. Rev. D, 66, 023002.

目次へ

c20

単独中性子星RX J1856.5-3754からの keV X線超過成分の発見

大阪大学
M1 米山友景

Discovery of a keV-X-ray Excess of RX J1956.5-3754

米山 友景 (大阪大学大学院 理学研究科)

Abstract

単独中星子星から放射される数 10 万 K の黒体輻射は、核力モデルを検証する鍵となる中性子星の質量と半径を測定する上で重要である。単独中星子星のうち地球に最も近く（〜120 pc）明るいのが ROSAT 衛星で発見された RX J1856.5-3754（以下 J1856）で、かつて、中性子星よりも更にコンパクトなクォーク星の候補として話題を呼んだこともある。複数の X 線天文衛星で繰り返し観測されており、スペクトルは温度 kT 〜32 eV と 64 eV の 2 温度黒体輻射モデルで近似されることが知られている。そのスペクトルの明確さから、X 線検出器較正にも用いられてきた。本研究では、すざく衛星、XMM Newton 衛星が 2004-2015 年の間にのべ 22 回観測した J1856 の X 線スペクトルを網羅的に解析した。結果として、1keV 以上のエネルギーで 2 温度黒体輻射では再現できない超過成分があることを発見した。これはレスポンス、バックグランドの評価ミス、パイルアップ、他の天体の混入などでは説明できないことを検証する。更に、この高エネルギー側 X 線超過成分の性質とその起源に関して、空間的に広がった成分である可能性も含めて議論する。

1 Introduction

ROSAT 衛星による観測で、7 つの電波を出さない単独中性子星が発見された。これらははいずれも $kT^{\infty} \sim 50$ - 100 eV の黒体輻射様のスペクトルを示している。星間吸収は小さいことから近傍にあることが分かり、光度は $L_X \sim 10^{30}$ - 10^{32} erg s^{-1} 程度 (e.g. Haberl 2007) である。それゆえ、これらの中性子星は X-ray dim isolated neutron star (XDINS) と呼ばれる。

最初に発見された XDINS は RX J1856.5-3754 (以下 J1856 とする) であり、7 つのうちで最も明るい。距離は視差によって測定されており、120^{+11}_{-15} pc(Walter et al. 2010) である。ROSAT 衛星以来、様々な衛星で繰り返し観測されていて、科学目的のみならず検出器の較正に用いられてきた。その理由は、J1856 のスペクトルが軟 X 線 (〜 0.2-1.0 keV) のみであり、時間変動しない (と考えられている) からである。現在では、可視光での観測結果と併せて 2 温度の黒体輻射モデルでスペクトルが説明できるとされており、温度と放射半径はそれぞれ低温成分が $kT_s^{\infty} \sim 32$ eV、$R_s^{\infty} \sim 17$ km、高温成分が $kT_h^{\infty} \sim 64$ eV、$R_h^{\infty} \sim 17$ km (Beuermann et al. 2006) であるとされている。

高温成分の起源は未だ明らかになっていないが、J1856 は X 線天文衛星の軟 X 線検出器較正用のターゲットとして最も重要な天体であり、すざく衛星でも X 線撮像分光検出器 (XIS) の較正のため、のべ 17 回観測されている。得られたデータは、特に XIS カメラのフィルターに蓄積された汚染物質のモデル構築に用いられた。我々はこれらのデータを解析した結果、1 keV 以上の範囲に 2 温度黒体輻射モデルからの超過成分があることを発見した。この範囲では、汚染物質による影響もほぼない。従来の研究では、1 keV 以下にのみ焦点が当てられていたため、この成分が発見されることはなかった。

本研究では、この超過成分が確かなものであるかを検証する。J1856 は較正用点源として用いられているため、較正の不確かさには特に注意を払わなければならない。2 章では、観測とデータの加工について記述する。3 章では Chandra 衛星及び ROSAT 衛星による観測で得られた黒体輻射モデル (Beuermann et al. 2006) でスペクトルを解析し、1 keV 付近から超過があることを示す。また、このような超過の原因となりうる検出器や解析方法に由来する要因について見積もる。4 章では超過成分のモデルを構築し、考えうる起源について考察する。

2 Data Reduction and Discovery of Hard Excess

まず、10 年分のデータからスペクトルを作成するため、点源の中心から半径 2.17' の円内にあるイベントを抽出した。バックグラウンドも同様に、2.90' - 5.79' の円環の領域から抽出した。統計性の向上のため、得られたスペクトルを全て足し合わせた。

図 1 が得られたスペクトルである。実線はフィッティングした 2 温度黒体輻射モデル (wabs*(bbodyrad+bbodyrad)) であり、下パネルはモデルとデータの比である。パラメータは Chandra 及び ROSAT 両衛星の観測から得られた値 (表 1、Beuermann et al. (2006)) に固定した。

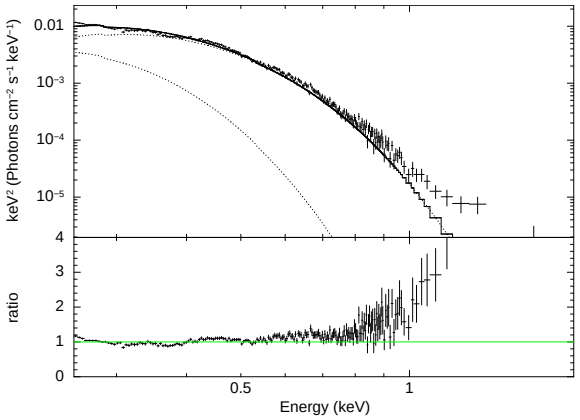


図 1: Fit of J1856 spectra with absorbed two BB

表 1: Model parameter of two BB (Beuermann et al. (2006))

Parameter	Value
N_H [10^{19} cm^{-2}]	11.0
kT_h^∞ [eV]	62.8
R_h^∞ [km/120 pc]	4.54
kT_s^∞ [eV]	32.3
R_s^∞ [km/120 pc]	16.5
χ_r^2	1.58

図 1 からは、> 0.8 keV の範囲で凡そ 2 倍以上モデルから超過していることが分かる。

3 Inspetion of significance of the excess

このような超過は XDINS のスペクトルでは従来見られなかったものである。そのため、我々はこの成分が有意なものであるかどうかを検証した。超過を引き起こしうる原因として考えたのは、較正の不定性、パイルアップ、そして他の点源の混入である。更に、他の検出器や衛星でもこの成分が見られることを確認した。

3.1 Calibration error by ontamination

軌道上であっても、衛星の機械油などの汚染物質が CCD 面に蓄積され、観測されるスペクトルに影響することがある。この効果は、主として汚染物質を構成する元素の吸収端として表れる。無論、検出器のレスポンスファイルにはこの影響が反映されているが、我々は汚染物質の見積もりが不十分であり、それが超過の原因である可能性を考えた。

較正を補正するために、汚染物質の主成分と考えられる H、C、O の吸収端を計算するモデルを取り入れた (図 2)。吸収端は < 0.6 keV 以下にのみ表れるため、超過成分を説明出来ないことが分かった。更に、もし 1 keV 付近で 2 倍程度の較正誤差があれば、他の全ての天体の観測に致命的な影響を及ぼすこととなるため、汚染物質の蓄積は超過の原因たりえないということが言える。

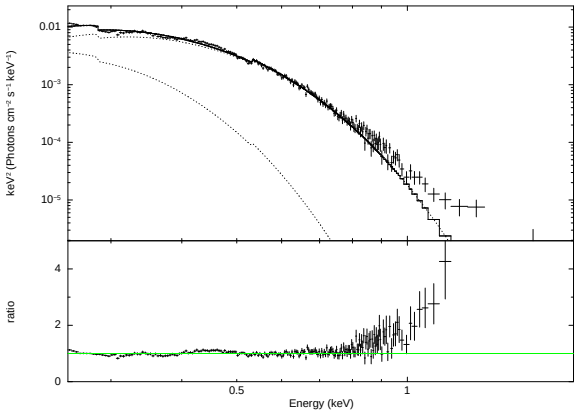


図 2: Corrected fit, which still shows the excess.

3.2 Inspecting piling up

XIS の CCD は 1 フレームで 8 秒間露光する。そのため、8 秒間に 2 個以上の光子が 1 ピクセルに入射すると、それらの総和のエネルギーを持つ 1 つの光子として検出される。これをパイルアップと言い、見かけ上硬い成分があるように見える原因である可能性を検証した。

まず、スペクトルを < 0.8 keV と > 0.8 keV の 2 つのバンドに分け、それぞれ 1 ピクセルあたりのカウントレートを計算した。これにポアソン分布を適用すると、2 個以上の < 0.8 keV の光子がパイルアップして > 0.8 keV の 1 光子として検出される確率を下記のように計算できる。

$$c = 8\{1 - (8\lambda_s + 1)e^{-8\lambda_s}\} \quad (1)$$

ただし、λ_s は < 0.8 keV のピクセルあたりのカウントレートである。実際のデータでは < 0.8 keV は 4.83×10^{-6} cts s^{-1} であった。これから計算すると、見積もられるパイルアップによるのカウントレートは $c = 9.6 \times 10^{-10}$ cts s^{-1} となった。> 0.8 keV 以上の観測値は 11.0×10^{-6} cts s^{-1} であり、パイルアップによる概算値とは $\sim 10^{-3}$ 程度の差があることから、超過成分はパイルアップによるものではないと考えられる。

3.3 Search for confused sourece with XMM-Neuton EPIC-MOS

我々は XIS1 のソース領域として点源から半径 2.17' の領域を使用した。この領域の中に > 0.8 keV 以上の硬い成分を放射する他の点源が存在する可能性を、角度分解能がすざく衛星より高い XMM-Newton 衛星のデータを使用して検証した。Newton 衛星搭載の CCD カメラ、EPIC-MOS2 の large-window mode で観測したデータを調べ、J1856 から 2.17' 以内に存在する点源をリストアップした (表 2)。R.A は 18h 56m、Dec は-37° を基準としている。表から、継続的に検出されている点源はなく、ソース領域に有意に混入しているといえる天体は存在しないと結論付けられた。

表 2: Source detected within 2.17' radius source region by EPIC-MOS 2

Date	R.A [s]	Dec [' "]	Angular distance [']	Count [s^{-1}]
2004-04-17	39.60	54 52.1	0.82	813.4
2007-03-25	-	-	-	
2010-09-28	33.53	55 52.3	1.34	1599.1
2011-03-14	33.94	53 32.1	1.15	3576.1
2011-10-05	36.49	55 40.1	1.06	2705.6
2012-04-13	-	-	-	
2013-03-14	32.05	55 38.6	1.27	1561.1
	41.89	54 46.8	1.19	1434.4
2014-03-26	35.10	53 34.0	1.08	1687.1
2015-03-12	-	-	-	
2016-03-11	41.10	55 2.1	1.05	823.3
	35.92	53 18.1	1.33	629.4

3.4 Analysing EPIC-pn data

更に我々は、XMM-Newton 衛星の CCD カメラ、EPIC-pn のデータ及びすざく衛星の XIS0 及び 3 のデータを解析した。前者はソース領域として点源から半径 0.2' の円を、後者は XIS1 と同様の領域を用いた。XIS0 及び 3 については、背面照射型 (BI) の XIS1 と異なり、共に前面照射型 (FI) の CCD であるため特性を同じくする。そのため、統計性を高めるために XIS0 と XIS3 のデータを足し合わせ、一つのスペクトルとした。2 章と同様のモデルでフィットした結果が図 3 である。黒が XIS0+3、赤が XIS1、緑が EPIC-pn である。χ^2_r は、XIS に対して 1.77、EPIC-pn に対して 1.72 であった。いずれも $\sim$1 keV 以上に超過が見られる。しかしながら、特に XIS と EPIC-pn で超過成分の量に数倍程度の差があることが分かる。

4 Fitting the Excess

以上の議論から、超過成分は有意なものであると結論付けられる。次に、2 温度黒体輻射 (パラメータ固定) に冪関数成分を加え、高温成分モデルフィッティングを行った。XIS に対する結果は図 4、表 3 であ

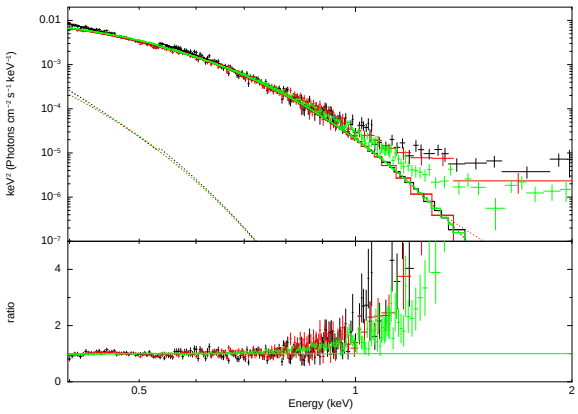


図 3: Fitting result. Black: XIS0+3, Red: XIS1, Green: EPIC-pn

る。EPIC-pn については、超過成分をフィッティング出来なかった。主に低エネルギー側で統計が良すぎることが原因と考えられる。

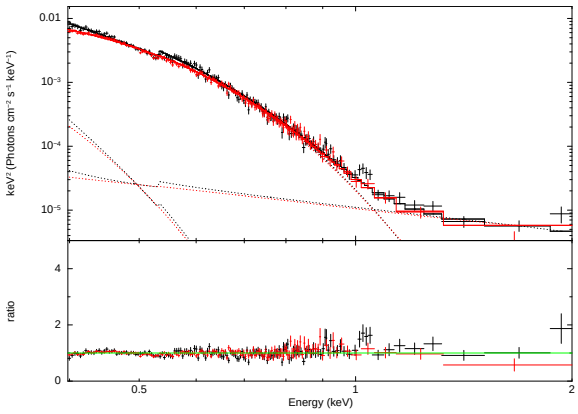


図 4: Fit with 2bb & powerlaw model. Black: XIS0+3(FI), Red: XIS1(BI)

表 3: Model parameter of powerlaw

Parameter	Value
Γ	$3.35^{+0.36}_{-0.38}$
Norm [10^{-6} keV^{-1} cm^{-2} s^{-1}]	$9.59^{+1.20}_{-1.22}$
χ^2_r	1.22

2 温度黒体輻射のみの場合と比較すると、χ^2_r は 1.77 から 1.22 まで減少し、よりよくフィッティング出来ていると言える。

5 Discussion

3 章での議論から、1 keV 付近からの超過成分は見かけ上のものではなく、有意な成分であると結論した。しかしながら、すざく、XMM-Newton 両衛星で確認出来たとはいえ、超過成分のカウントレートの差は数倍あった。この差が領域の取り方によるものか、あるいは検出器由来のものであるかは目下検証中である。

ソース領域として、XIS では 2.17'、EPIC-pn では 0.2' を取った。超過の差が領域の取り方の差によるものであれば、超過成分は広がったソースからの放射である可能性が考えられる。その候補としては、Kerkwijk & Kulkarni (2001) に記述された J1856 周辺の H_α nebula が挙げられる。しかしその大きさは ~10" であり、~2' と ~0.2' での差を説明することは出来ないと考えられる。

また、この成分の起源については、前例がないため直ちに推測することは出来ない。~1 keV の X 線を放射するモデルとして、シンクロトロン放射、逆コンプトン散乱、あるいはスーパーホットスポットなどが考えられるが、いずれも単純な概算では確からしいとは言えなかった。

今後は更に解析方法の検証やモデルの精密化を重ね、広がったものであるかを含めてこの成分に関する議論を深めていく。

Reference

Walter, F. M., Einsenbeiß, T., Lattimer, J. M., Kim, B., Hambaryan, V., & Neuh'auser, R. 2010, Apj, 724, 669

Haberl, F. 2007, Ap&SS, 308, 181

Beuermann, K., Burwitz, V., & Rauch, T. 2006, A&A, 458, 541

van Kerkwijk, M. H., & Kulkarni, S. R. 2001, A&A, 380, 221