2018年度第48回 天文・天体物理若手夏の学校

集録集



謝辞

2018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-18-02)を始 め、国立天文台、理論天文学宇宙物理学懇談会、 一般社団法人 豊橋観光コンベンション協会、光 学赤外線天文連絡会、高エネルギー宇宙物理連絡 会、野辺山宇宙電波観測所からのご支援、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(コンパクトオブジェクト分科会)

順位	講演者	所属	学	講演タイトル
			年	
1位	財前真理	東京大学	M2	Failed Supernovaの高密度環境下における
				ニュートリノ振動とその観測について
2位	恒任優	京都大学	M1	活動銀河核におけるシンクロトロン偏光輻
				射輸送計算
3位	荻原大樹	東北大学	D1	磁場駆動型相対論的ジェットの質量注入モ
				デル

ポスターアワード(全分科会)

順位	分科会名	講演者	所属	学	講演タイトル
				年	
1位	星惑	安部大晟	名古屋大学	M1	分子雲中におけるフィラメント形
					成と星形成開始条件の解明に向
					けた数値シミュレーション
2位	星惑	櫻庭遥	東京工業大	M2	エンスタタイトコンドライト集
			学		積による地球大気形成
3位	銀河	安藤誠	東京大学	M1	COSMOS領域における原始銀河
					団コアの探索

index

a1	千葉友樹	sl Suzaku/HXD-WAM を用いた GRB データの系統解析
a2	筒井拓也	重力波による位置特定の高速化
a3	馬場亮太	宇宙再電離を反映した GRB 残光スペクトルの予測
a4	竹澤多聞	銀河中心ガス円盤におけるブラックホールの力学的進化~円盤中の合¿体条件~
a5	會澤優輝	一般相対論的効果を含んだ X 線放射輸送コードの開発
a6	五十嵐太一	ブラックホール降着円盤状態遷移の輻射磁気流体シミュレーション
a7	恒任優	活動銀河核におけるシンクロトロン偏光輻射輸送計算
a8	酒見はる香	SS433 ジェット先端領域のファラデートモグラフィー解析
a9	荻原大樹	磁場駆動型相対論的ジェットの質量注入モデル
a10	今里郁弥	Swift 衛星による電波銀河 NGC1275 の可視光から X 線帯域の変動解析
a11	山本優馬	中性鉄輝線から探る大質量ブラックホール周辺のガス構造
a12	梶原侑貴	MAGIC による活動銀河核 S5 0716+714 の観測
a13	岩田朔	若い銀河に出現する Ia 型超新星の起源
a14	安西信一郎	質量移動による WD-WD 連星系の進化
a15	小形美沙	連星系における超新星爆風の伴星進化への寄与
a16	松岡知紀	非熱的放射から探る重力崩壊型超新星周りの星周物質
a17	財前真理	Failed Supernova の高密度環境下におけるニュートリノ振動とその観測について
a18	上島翔真	衝撃波による宇宙線加速のテスト粒子シミュレーション
a20	丹波翼	<i>NuSTAR</i> を用いたマグネター SGR 1900+14 の硬 X 線成分探査
a21	直江知哉	量子論的 Synchro-Curvature radiation におけるメーザーと FRB
a22	迫聖	強磁場激変星うみへび座 EX における非平衡プラズマの発見
b1	土肥明	ハイパー核を持つ中性子星の Cooling
b2	有馬宣明	Tomo-e Gozen で迫る Ia 型超新星の color-luminosity relation に見られる多様性
b3	吉成直都	球状星団におけるコンパクト連星を対象とした P ³ T 法のコード開発
b4	木村優斗	重力波の模擬データ解析
b5	大谷恵生	大気チェレンコフ望遠鏡 CTA で観測するガンマ線バースト
b6	平出尚義	MCMC 法を用いた FSRQ 型活動銀河核ジェットの SED の解析
b7	多良淳一	Astronomy Letters,2018 Vol.44 No.6 (2018)の論文紹介
b8	小野宏次朗	Hydrodynamically simulating the SS 433-W50 interaction

index

c1	北木孝明	超臨界降着流とスリム円盤モデルの違い
c2	片岡叡	位置天文学的重力マイクロレンズ現象を用いた、BH の質量決定
c3	富吉拓馬	高精度磁気流体コード CANS+を用いた降着円盤の局所 3 次元シミュレーション
c4	竹尾英俊	ブラックホールの超臨界成長・円盤スペクトルの効果
c6	細谷亮太朗	ブラックホールの突入による二次元の平行磁場を仮定した分子雲の動的応答
c7	山本浩之	重力崩壊型超新星爆発からの重力波シグナル
c8	小林敬史	ガンマ線バーストのリバースショック
c9	大村匠	電子イオン2温度磁気流体計算による宇宙ジェット数値実験
c10	米川信哉	セイファート銀河に強いジェットは存在するか?
c11	森田雅大	高エネルギーニュートリノ現象対応天体の追観測
c12	鈴木遼	コンパクト天体を含む4体系の軌道安定性における相対論的効果
c13	宇野真生	マグネターフレアに基づいた FRB 121102 の解釈
c14	河村浩良	連星系中性子星の X 線時間変動と状態遷移
c15	杉浦健一	原始中性子星冷却におけるニュートリノシグナル
c16	林航大	マグネターにおけるコロナの形成と放射
c17	鈴木方隆	Common Envelope 初期段階における暴走的落下
c18	秀島健太	重力崩壊型超新星爆発のメカニズム
c19	岐部秀和	超新星爆発シミュレーションにおけるニュートリノ輻射流体計算法
c20	森長大貴	ニュートリノ集団振動の4次元的摂動に基づいた絶対的・対流的不安定性
c21	Yun JeUng	Improvement points to get more accurate distance value to type Ia supernova through dust
		extinction
c22	宇都宮拓哉	フェルミガンマ線宇宙望遠鏡による新星と超新星の調査

——index

a1

Suzaku/HXD-WAM を用いた GRB データの系統解析

千葉 友樹 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

Abstract

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst: GRB) とはビックバン以降宇宙最大の爆発現象であり、放射機構 などは未だ謎の多い天体現象である。この謎に迫るために、GRB における統一的特徴を探る系統解析を多数 のサンプルに対して行うことが重要である。Suzaku/HXD-WAM(Wide-band All-sky Monitor) はほぼ全天 の半分という広視野、50-5000 keV の広いエネルギー帯域と 400 cm²@1 MeV の広い有効面積を活かし、 2005 年から 2015 年までの観測期間で 1400 もの GRB を検出した。2005 年から 2010 年までに WAM で検 出された GRB に関しては先行研究 (Ohmori et al. 2016) で系統解析が行われており、GRB の継続時間を 表す T₉₀ とスペクトルハードネス比との間に、T₉₀ の短いイベントの方が硬 X 線が強いという傾向が確認で きた。本研究ではまず、先行研究では解析が行われていない期間である 2011 年から 2015 年までに WAM と Swift 衛星によって同時検出され到来方向が決まった 81 個の GRB の系統解析を行い、T₉₀ とハードネス比 の分布を求めた。解析の結果、T₉₀ の短い方が硬 X 線が強く観測されるという先行研究の傾向と矛盾しない 結果が得られた。また、藤沼洸修士論文によって開発された WAM 単独での GRB 到来方向決定方法に関し て新たな精度検証を行った。検証では Swift 衛星と決定法を用いて決まった到来方向とを比較した。その結 果、藤沼洸修士論文では決定精度が悪いとされていた WAM2 面が一番明るいイベントでも、ライトカーブ のピークカウントレートが 1,000 counts/s を超える場合は十分に高い位置決定精度を得られるとわかった。

1 Introduction

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst: GRB) の初期段階放射の継続時間は数十ミリ秒から数百 秒と幅広く観測され、継続時間の分布とスペクトル ハードネス比 (Hardness ratio: HR) は重要な特性 をもつ。継続時間の長さが HR にどう影響するか が CGRO/BATSE で観測された GRB データから 詳細に研究され、2秒以下のバーストで硬X線が強 い (hard な) 傾向が確認された (Kouveliotou et al. 1993)。また、BATSE で観測された 2704 個の GRB データ (50-350 keV) から作成された継続時間分布 では2秒を境に明確な二つの種族 (bimodality) をも つことが確認された (Paciesas et al. 1999)。この ことから、GRB は継続時間の長いバースト (Long-GRB: LGRB) と短いバースト (Short-GRB: SGRB) の2種類に分類され、この違いは LGRB と SGRB の放射起源の差異を反映していると考えられた。し かし、Swift/BAT による観測 (15-350 keV) では明 確な bimodality は示されなかった (Sakamoto et al. 2008, 2011)。一方、Suzaku/WAM データによる先 行研究 (Ohmori et al. 2016) では、2005 年から 2010 年に観測された GRB について、BATSE 同様に継続 時間分布における bimodality および HR の long soft、short—hard 傾向が確認された。同論文では、 BAT で bimodality が確認されなかった要因の一つと して継続時間のエネルギー依存性が挙げられた。た だ、この先行研究では WAM の運用期間内の一部し か扱っていないため、残りの期間である 2011 年から 2015 年の GRB についても考慮する必要がある。

本研究ではこの期間に WAM で観測された GRB について先行研究同様の解析を行い、継続時間と HR を求め全期間での分布を確認する。また、今後 WAMGRBカタログの作成にあたり、到来方向不明の ためスペクトル解析を行えない GRB に対し、WAM 単独の GRB 到来方向決定法を用いた解析を行うた めの前準備として、決定法の系統誤差の見積もりを 行う。これにあたり決定法および Swift 衛星で決まっ た到来方向を比較し、ライトカーブのカウントレー トが到来方向の精度へ与える影響を検証する。

2 Instruments

2.1 Wide-band All-sky Monitor

Wide-band All-sky Monitor(WAM) は四隅の Corner Anti unit を除いた 16 個の Side Anti Unit で構成されるシンチレーション検出器である (図 1)。4 つの Side Anti Unit を合わせて一面とするため WAM には四面存在し、それぞれ WAM0, 1, 2, 3 と呼ばれ る。4×4の Well Unit を囲うように配置された WAM はほぼ全天の半分という広視野をもつ。また、エネル ギー帯域は 50—5000 keV と幅広く、さらに有効面積 は 1 MeV で 400 cm² と特に MeV 帯域において他の 衛星と比較しても広い有効面積を持つのが大きな特 徴である。これらの優れた特性により、WAM は 10 年の観測期間で 1389 個の "Confirmed" GRB(WAM と他衛星とで同時に検出された GRB: CGRB) と約 700 個の GRB 候補を検出した。



図 1: HXD 概略図 (Yamaoka et al. 2009)

WAM には常時 1 秒の時間分解能で生成される transient monitoring(TRN) データと、カウントレー トがバックグラウンドの揺らぎより統計的に有意な上 昇を見せた場合に生成される burst(BST) データの 2 種類がある。BST データの時間分解能は 1/64 秒であ り (2006/03/20 以前は 1/32 秒)、エネルギー帯域は 50-120、120-250、250-550、550-5000 keV の 4 つに分けられる。

2.2 WAM 単独到来方法決定法

WAM は単独で GRB の到来方向を決定する機能を持っておらず、GRB の光子の入射角に依存する

エネルギー応答関数を用いてスペクトル解析を行う には、他衛星で決定された位置情報が必要である。そ のため、スペクトル解析が行えない CGRB は全検出 数の 40%である 561 個もある。しかし、本学の藤沼 洸修士論文において Geant4 数値計算を用いた WAM 単独での到来方向決定法が開発され、到来方向が未知 であった GRB もスペクトル解析を行うことが可能に なった。具体的には、明るい 2 つの WAM 面と Well Unit の底面に存在する BGO、GSO 結晶 (WANTI) で検出したカウント比を再現できる入射角度を、シ ミュレーションと比較して算出する。藤沼修論では 到来方向が二方向に定まる (図 2)。



図 2: GRB140306A の到来方向決定をしたシミュレー ションの χ^2 分布 (藤沼修論)。 θ は Well Unit 開口部 を 0 deg、 ϕ は WAM1 正面方向を 0 deg としている。

入射方向の解の一方が GRB の真の方向に近く、も う一方は WAM の座標系において面対称な方向を示す が、これは WANTI の応答が面対称なためである。同 論文にて、二方向のうちどちらを用いてもエネルギー 応答関数のふるまいが同様になること、WAM2 方向 に存在する XRS の冷却タンクの構造がシミュレー ションモデルでは簡略化されているために、WAM2 方向については位置決定及びスペクトル解析ともに 精度が悪くなることが示されている。

3 Data reduction and analysis

第一に、2011/01/07 から 2015/05/28 までに WAM と他衛星で検出され到来方向が決まっている 350 個の CGRB(*Swift*: 81、Other: 269) について、 継続時間を表す T₉₀ と T₅₀(バースト全カウント数の 5%-95%と 25%-75%が入る時間)を求めた。BST データが生成されたイベントならば、T₉₀ が 10 秒以 下の GRB は時間分解能の良い BST データを採用し、 T₉₀ が2秒以下を short、2秒より長い場合を long と して分類した。また、各エネルギー帯域でバースト のカウント数を求めその比から HR を求めた。

第二に、WAM 単独到来方向決定法精度検証では、 優れた到来方向決定能力を有する Swift 衛星で求まっ た到来方向を比較対象とした。上同様の期間に WAM と Swift 衛星で同時に検出された 81 個の CGRB の うち、決定法に必要となる 2 つの WAM 面で有意に カウントレートが上昇した 34 個の GRB について、 決定法で決まった到来方向と Swift 衛星で決まった 到来方向との差を比較した。

4 Results and Discussion

4.1 継続時間分布

本研究で得た 50-5000 keV での $T_{90} \ge T_{50}$ の分 布が図 3 である。ただし、継続時間が 4 秒以下のイベ ントにはビン幅の関係上すべて BST データを用いた。 図 3 の" All" は先行研究と本研究のデータを足した分 布である。両分布の" All" に対し先行研究同様 2 つの lognormal 分布でフィッティングすると、 $T_{90} \ge T_{50}$ 分布で χ^2 /dof はそれぞれ 33.22/17、26.93/17 であ り、bimodality が示された。また、" All" での short : long イベント数比は 0.26 : 0.74 であり、この比 は先行研究で示された CGRO/BATSE のイベント (Paciesas et al. 1999) 数比 0.24 : 0.76 と一致する。



図 3: 50-5000 keV での T₉₀(上パネル) と T₅₀(下パ ネル)の分布

一方、Swift/BAT の 2nd カタログ (Sakamoto et al. 2011)のデータから求められた比 0.08: 0.92 とは

一致しない。この原因の一つとして、先行研究では 継続時間のエネルギー依存性が挙げられており、本 研究でも同様に WAM と BAT で同時に検出した 53 個の GRB について T₉₀ を比較した (図 4)。ここで、 BAT のエネルギー範囲は 15-350 keV であるため、 WAM の T₉₀ は 50-250 keV に制限して T₉₀ を求め 直したところ、WAM の T₉₀ に比べて BAT の T₉₀ が数 10 秒から数 100 秒長いイベントが本研究でも 確認された (図 4 赤三角四角)。これらは GRB に付 随する extended emision(E. E.) と tail 成分を含んだ GRB であり、暗いこれらの成分が WAM で検出でき ないために、WAM の T₉₀ が BAT よりも見かけ上 短くなったと考えられる。これらのイベントを除く と、先行研究でフィットされた T_{90,WAM} ∝ T^{1.13}_{90 BAT} の黒直線と一致する。したがって、WAM で継続時 間が短くても BAT では継続時間が長くなるイベント が存在するために、BAT の short : long 比は WAM に比べて short が小さくなっていると考えられる。



 \boxtimes 4: BAT T₉₀ vs. WAM T₉₀

4.2 T₉₀ vs. HR 分布

250—550 keV と 120—250 keV 間 (上パネル)、 そして 550—550 keV と 120—250 keV 間 (下パネル) での HR と T₉₀ との関係を示した結果が図 5 であ る。short—hard と long—soft の傾向がはっきりと示 され、上パネルでの HR の平均は short と long でそ れぞれ 0.83±0.03、0.50±0.01 であり、下パネルでは 0.60±0.03、0.28±0.01 であった。



図 5: T₉₀ vs. HR(上: 250-550 keV と 120-250 keV 間、下: 250-550 keV と 120-250 keV 間)。short、 long の平均値に誤差を示してある。

4.3 WAM 単独到来方向決定法精度検証

図6の横軸は、決定法で求まった到来方向を基 にエネルギー応答関数を作成し、GRBのスペクトル から求めた100-1000 keV でのflux である。縦軸は WAM と Swift 衛星で求まった到来方向の差の絶対 値であり、値が大きいほど到来方向決定精度が悪い。 WAM2 方向については到来方向決定精度が悪くなる ことが示されているので、決定法に WAM2 を用いた かどうかで色分けを行った。一方、同論文にて到来方 向決定に用いるイベントのカウント数が多いほど精 度は良くなることが示されているので、WAM2 のラ イトカーブのピークカウントレートが1,000 counts/s を超えているかどうかでも色分けを行った。



図 6: WAM 単独到来方向決定法で求まった到来方向 と Swift 衛星で求まった到来方向の比較

決定法に WAM2 が関わらない結果 (図6青色紫色) を見ると、flux が小さくなると精度が悪くなることが わかる (図6橙色点線左側)。WAM2 が関わる結果の みを見ると、求まった到来方向の差がflux 全体に渡っ て大きいことがわかる (図 6 緑色)。しかし、WAM2 のピークカウントレートが 1,000 counts/s を超えて いるイベント (図 6 赤色) は真の到来方向との差が小 さく、その大きさは藤沼修論で示された決定法の精 度 (図 6 黒灰色点線) とほぼ同じである。したがって、 WAM2 のピークカウントレートが 1,000 counts/s を 超える場合、決定法を使用して十分に高い位置決定 精度を得ることができると考えられる。

5 Conclusion

2011 年から 2015 年に WAM で観測された 350CGRB に対し系統解析を行い HR を求めた結果、 全期間においても先行研究で示された short—hard、 long—soft の傾向と矛盾しない結果が得られた。ま た、WAM と BAT で short : long の比が異なる理由 の一つと考えられる継続時間のエネルギー依存性を 本研究でも確認し、全期間での bimodality の存在を 確認した。さらに、WAM 単独での到来方向決定精度 について、藤沼洸修士論文では決定精度が悪いとさ れていた WAM2 を用いたイベントでも、ライトカー ブのピークカウントレートが 1,000 counts/sec を超 える場合は WAM 単独到来方向決定法で十分に高い 位置決定精度を得られるとわかった。

Reference

Ohmori, N. et al., 2016, PASJ, vol. 68, S30-6

- Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., et al. 1993, ApJ, 413, L101
- Yamaoka, K., Endo, A., Enoto, T., et al. 2009, PASJ, 61, S35
- Paciesas, W. S., Meegan, C. A., Pendleton, G. N., et al. 1999, ApJS, 122, 465
- Sakamoto, T., et al. 2008, ApJS, 175, 179
- Sakamoto, T., et al. 2011, ApJS, 195, 2
- 藤沼洸, 2015, 埼玉大学修士論文

——index

a2

重力波による位置特定の高速化

筒井 拓也 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

本講演は K.Cannon(Reference 参照)のレビューである。重力波源の位置特定を高速に行うことが目的であ る。重力波源の位置特定は従来 Likelihood を計算することで行われてきたが、それには無駄な部分があっ た。今回はそれを取り除いた部分 (correlator) の計算を高速化した。シグナルを time delay part と signal part に分解し、あらかじめ計算しておける部分と、そうでない部分に分解した。あらかじめ計算しておけな い部分は harmonic expansion し、適当な次数で打ち切ることで高速化した。

Introduction 1

K.Cannon 2007, PRD 75, 123003 のレビューを 行う。

昨年、連星中性子星合体から放出された重力波 (GW) が検出され、マルチメッセンジャー天文学への 期待が膨らんだ。マルチメッセンジャー天文学のターとになっている。 ゲットの一つとして、例えば継続時間が2s未満の比 較的短いガンマ線バースト (sGRB) がある。これは 連星中性子星の合体が起源と思われており、GW 検 出器でも観測できる。sGRB はジェット(相対論的バ リオン流、 $\Gamma \sim 100$)を放出する。星間物質中をジェッ トが通過すると、衝撃波が発生し、運動エネルギー が熱エネルギーに変化する。このエネルギーは電子 の加速と磁場の増幅に使われる。磁場中を電子が相 対論的に運動するとシンクロトロン放射が起きる。 これをアフターグローと呼ぶ。それがどの程度レッ ドシフトいているかを調べれば、星間物質の組成や sGRB までの距離、爆発のエネルギー、ジェットの開 き角などを知ることができる。アフターグローは数 分で観測されるようになるが、波長ごとにその継続 時間が違う。ゆえに、最大限の情報を得るめには、高 速で天体の位置を特定することが最重要だ。GW 検 出器が複数稼働していると、全天を見張れ、位置を 特定できる。しかし、現在の手法では90秒程度の時 間がかかるので、高速化することが求められる。

本レビューでは、複数検出器からのデータの相関 を調べることで、GW 源の方向を特定、その高速化 を行う。具体的には、次の correlator を最大化する

方向 ŝ を高速で探す。

$$\xi_{12}(\hat{s}) = \int_{t-T/2}^{t+T/2} g_1(t' - r_1 \cdot \hat{s}) g_2(t' - r_2 \cdot \hat{s}) \, \mathrm{d}t' \quad (1)$$

実は、これは Likelihood の相関 part を計算するこ

Correlator Estimation $\mathbf{2}$

前述の様に式(1)を最大化する ŝ を高速で探す。

2.1 Data condition

それぞれの検出器で与えられるデータを $g_i(j\Delta t)$ (i:detector index) と書くことにすればT = 1として 式(1)は次の様に書ける

$$\xi_{12}(\hat{\boldsymbol{s}}) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^{N} g_1(j\Delta t - \boldsymbol{r_i} \cdot \hat{\boldsymbol{s}}) g_2(j\Delta t - \boldsymbol{r_2} \cdot \hat{\boldsymbol{s}}) \quad (2)$$

簡単のために、検出器が2つの状況を考える(検出) 機が3個以上ある時は、2つずつのグループにして 以下と同様にすれば良い)。この時、2つの検出器を 結ぶように z 軸をとり、検出器間の中点を原点 O と する。(cf. 図1)

D1,D2 でデータの時刻がずれていて不便なので、 それぞれのデータの時刻をずらして () でのデータ



図 1: 考える座標系。原点 *O* は検出器 1(D1) と検出 器 2(D2)の中点にとっている。

 $g_i(j\Delta t; \hat{s})$ に変換することを考える。

$$g_i(j\Delta t; \hat{\boldsymbol{s}}) = g_i(j\Delta t - \boldsymbol{r_i} \cdot \hat{\boldsymbol{s}})$$

$$(3)$$

$$= \sum_{k=-\infty} g_i(k\Delta t)$$
(4)
 $\times \operatorname{sinc} \left(\frac{j\Delta t - \boldsymbol{r_i} \cdot \hat{\boldsymbol{s}} - k\Delta t}{\Delta t} \right)$ (5)
 (\because 標本化定理)
 $\simeq \sum_{k=j-\frac{N_T-1}{2}}^{j+\frac{N_T-1}{2}} T_{jk}(\boldsymbol{r_i} \cdot \hat{\boldsymbol{s}})g_i(k\Delta t)$ (6)

 $(N_T \in odd \ number)$

ここで

$$T_{jk}(\boldsymbol{r_i}\cdot\hat{\boldsymbol{s}}) = \operatorname{sinc}\left(j-k-\frac{\boldsymbol{r_i}\cdot\hat{\boldsymbol{s}}}{\Delta t}\right)$$
 (7)

 $T_{jk}(\mathbf{r}_i \cdot \hat{s})$ は \hat{s} から来た GW の \mathbf{r}_i での geometric delay を表す行列である。これはあらかじめ計算しておける。対角成分が最大で、離れるほど小さくなるので、高速化のために和を N_T で切る。

2.2 Harmonic expansion

効率的に計算するために、 $T_{jk}(\mathbf{r}_i \cdot \hat{s})$ を球面調和 関数 $Y_{lm}(\hat{s})$ で展開 (harmonic expansion) する。

$$T_{jk}(\boldsymbol{r_i} \cdot \boldsymbol{\hat{s}}) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} T_{jk}^{(lm)}(\boldsymbol{r_i}) Y_{lm}(\boldsymbol{\hat{s}})$$
(8)

ここで

$$T_{jk}^{(lm)}(\boldsymbol{r_i}) = \int T_{jk}(\boldsymbol{r_i} \cdot \hat{\boldsymbol{s}}) Y_{lm}^*(\hat{\boldsymbol{s}}) \, \mathrm{d}\Omega_{\hat{\boldsymbol{s}}}$$
(9)

図 1 の時は *z* 軸対称だから、球面調和関数の対称 性より

$$T_{jk}^{(l,m\neq0)}(\boldsymbol{r_i}) = 0 \tag{10}$$

である。l+1個の成分のみ計算すればいいので、z軸非対称の時より効率的である。分解能的には適当な $l = l_T \in \mathbb{N}$ まで計算すれば十分であるから結局

$$T_{jk}(\boldsymbol{r_i} \cdot \boldsymbol{\hat{s}}) \simeq \sum_{l=0}^{l_T} T_{jk}^{(l,0)}(\boldsymbol{r_i}) Y_{l,0}(\boldsymbol{\hat{s}})$$
(11)

を計算すればいい。 (11)を(6)へ代入すると

$$g_{i}(j\Delta t; \hat{s}) = \sum_{k=j-\frac{N_{T}-1}{2}}^{j+\frac{N_{T}-1}{2}} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} \Big[g_{i}(k\Delta t)T_{jk}^{(lm)}(\boldsymbol{r}_{i})Y_{lm}(\hat{s}) \Big] (12)$$
$$= \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} g_{i}^{(lm)}(j\Delta)Y_{lm}(\hat{s}) \quad (13)$$

ここで

$$g_{i}^{(lm)}(j\Delta t) = \sum_{k=j-\frac{N_{T}-1}{2}}^{j+\frac{N_{T}-1}{2}} T_{jk}^{(lm)}(\boldsymbol{r_{i}})g_{i}(k\Delta t) \quad (14)$$

したがって siganal も harmonic expansion された。

2.3 Correlator Estimation

瞬間の correlator $G(t_j; \hat{s})$ を考える。

$$G(t_j; \hat{\boldsymbol{s}}) = g_1(t_j; \hat{\boldsymbol{s}}) g_2(t_j; \hat{\boldsymbol{s}})$$
(15)

つまり

$$\xi_{12}(\hat{\boldsymbol{s}}) = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} G(t_j; \hat{\boldsymbol{s}})$$
(16)

ということ。(15)の両辺を harmonic expansion す ると

$$\sum_{p=0}^{\infty} \sum_{q=-p}^{p} G^{(pq)}(t_j) Y_{pq}(\hat{s})$$

$$= \left[\sum_{l_1=0}^{\infty} \sum_{m_1=-l_1}^{l_1} g_1^{(l_1m_1)}(t_j) Y_{l_1m_1}(\hat{s}) \right]$$

$$\times \left[\sum_{l_2=0}^{\infty} \sum_{m_2=-l_2}^{l_1} g_2^{(l_2m_2)}(t_j) Y_{l_2m_2}(\hat{s}) \right] (17)$$

この両辺に $Y^*_{lm}(\hat{s})$ をかけて積分すれば

$$G^{(lm)}(t_j) = (-1)^m \sum_{l_1=0}^{\infty} \sum_{m_1=-l_1}^{l_1} \sum_{l_2=0}^{\infty} \sum_{m_2=-l_2}^{l_2} \\ \times \sqrt{\frac{(2l+1)(2l_1+1)(2l_2+1)}{4\pi}} \\ \times \left(\begin{array}{cc} l & l_1 & l_2 \\ -m & m_1 & m_2 \end{array} \right) \\ \times \left(\begin{array}{cc} l & l_1 & l_2 \\ 0 & 0 & 0 \end{array} \right) \\ \times g_1^{(l_1m_1)}(t_j) g_2^{(l_2m_2)}(t_j) \qquad (18)$$

ここで $\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix}$ は3 j 記号であり、以下 tor を計算できる。 の条件を満たさない限り0となる。

$$m_{1} + m_{2} + m_{3} = 0$$
(19)

$$j_{1} + j_{2} \geq j_{3}$$
(20)

$$j_{2} + j_{3} \geq j_{1}$$
(21)

$$j_{3} + j_{1} \geq j_{2}$$
(22)

$$|m_{i}| \leq j_{i}$$
(23)

さらに次のような性質がある。

$$\begin{pmatrix} l & l_1 & l_2 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = 0 \quad \text{for} \quad l+l_1+l_2 \in odd \quad (24)$$
$$\begin{pmatrix} l & l_1 & l_1 \\ m & m_1 & m_2 \end{pmatrix} = 0 \quad \text{for} \quad 2l_1+l \in odd \quad (25)$$

これらを考慮し、 $g_i(t_j; \hat{s})$ が band limited func. で あると仮定すると、式 (18) は

$$G^{(lm)}(t_j) = (-1)^m \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} \sum_{l_1=\max\{0,l-l_{g_2}\}}^{\min\{l_{g_1},l+l_{g_2}\}} \sqrt{2l_1+1}$$

$$\times \sum_{\substack{l_2=|l-l_1|\\l_1+l_2+l\in even}}^{\min\{l_{g_2},l+l_1\}} \sqrt{2l_2+1} \begin{pmatrix} l_1 & l_2 & l\\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\times \sum_{\substack{m_1=\max\{-l_1,m-l_2\}\\m_1=\max\{-l_1,m-l_2\}}}^{\min\{l_1,m+l_2\}} \begin{pmatrix} l_1 & l_2 & l\\ m_1 & m_2 & -m \end{pmatrix}$$

$$\times g_1^{(l_1m_1)}(t_j)g_2^{(l_2,(m-m_1))}(t_j)$$
(26)

図1の時は少し簡単になって

$$G^{(l,0)}(t_j) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} \sum_{l_1=\max\{0,l-l_{g_2}\}}^{\min\{l_{g_1},l+l_{g_2}\}} \sqrt{2l_1+1} \\ \times \sum_{\substack{l_2=|l-l_1|\\l_1+l_2+l\in even}}^{\min\{l_{g_2},l+l_1\}} \sqrt{2l_2+1} \left(\begin{array}{ccc} l_1 & l_2 & l\\ 0 & 0 & 0 \end{array}\right)^2 \\ \times g_1^{(l_1,0)}(t_j)g_2^{(l_2,0)}(t_j) \tag{27}$$

となる。だいぶゴツイがラフに書けば $G^{(l,0)}(t_j) = \sum_{l_1 l_2} X_{l_1 l_2} g_1^{(l_1,0)}(t_j) g_2^{(l_2,0)}(t_j)$ である。ここで $X_{l_1 l_2}$ 3) はあらかじめ計算しておけるので、data g_i を harmonic expansion するだけで(16)(27)より correla-F tor を計算できる。

3 Results/Discussion

表 1: プロットの設定とシグナルの方向

$\Delta t [\mathrm{Hz}^{-1}]$	N_T	l_T	l_{ξ}	$\theta_s[\mathrm{rad}]$	Figure
512^{-1}	7	9	17	0	2(a)
				$\pi/4$	2(b)
				$\pi/2$	2(c)

シグナルとして分散 1 の stationary Gaussian white noise を表 1 の設定で 3 方向から入射したとき の結果が図 2 である。かなり良い精度で位置決定で きていることがわかる。K.Cannon の環境 (Pentium M,32bits,1.8GHz, $l_{\xi} = 19$) での実行速度 (各検出器か らのサンプルを処理する速度) は 18094.5 samples/s だった。

図2において推定位置が円状に与えられているの は検出器が2台の場合を想定しているためで、3台 以上の検出器が稼働していれば位置はユニークに決 まる。

4 Conclusion

まず(9)で $T^{(lm)}_{jk}(\boldsymbol{r_i}), G^{(l0)}(t_j)$ の係数をあらかじめ計算しておく。

シグナルを受けたら (14) で $g_i^{(lm)}(t)$ を求め、(27) を計算し、球面調和関数との積の和を足せば、瞬間

2018 年度 第 48 回 天文·天体物理若手夏の学校







図 2: 表1の設定でのプロット。(a)(b)(c) それぞれ の上の図が今回近似したもののプロット。下の図が 厳密解のプロット。プロット条件は同じ。色が濃い ほど相関が強い。左図の *x* - *y* 平面を切り出したも のが右図。実線が今回近似したもので、破線が厳密 解。K.Cannon より引用

の correlator が計算できる。これを適当な時間分足 せば (1) が計算できる。

以上の方法はあらかじめ計算しておける部分が多 い。また、harmonic expansion は収束性がよいの で、少ない項でも元の関数を良く再現する。よって、 correlator が高速に計算できる。つまり、位置特定が 高速化される。

Reference

K.Cannon 2007, PRD 75, 123003

小山勝二, & 嶺重慎 2007, シリーズ現代の天文学 8 ブラックホールと高エネルギー現象

——index

a3

宇宙再電離を反映した GRB 残光スペクトルの予測

馬場 亮太 (東京大学大学院 理学系研究科天文学専攻)

Abstract

宇宙史を考える上で、宇宙再電離期の解明は現在の大きな研究テーマの一つとなっている。今まで様々 な研究が行われてきたが、最近注目されているのが GRBs(gamma-ray bursts) を用いた研究である。近年、 遠方での GRB とその残光が観測されている。GRB は最も明るい光を放つ天体現象であり、遠方から届く 残光のスペクトルを解析することにより宇宙再電離の影響を考えることができ、宇宙再電離期に制限を付け ることができる。このアイデアは論文 (totani et al. 2006) で議論されている。本研究では、宇宙再電離の シミュレーション結果を用い、今後遠方からの GRB の残光が観測された際にどのようなスペクトルが得ら れるかの予測を行う。この予測が正しければ現在考えられている宇宙再電離のモデルの正当性が強まり、正 しくなければ宇宙再電離の新たなモデルを考える必要性が生まれる。本集録では研究の方法・現状として論 文 (totani et al. 2006) で行われている研究について述べ、その後自身の研究における今後の展望について 述べる。

1 Introduction

現在、ビックバンによって宇宙は作られ、ビック バンから 378,000 年後 (z~1100) に宇宙の再結合に よって中性水素が作られたと考えられている。しか し観測により現在の宇宙では水素のほとんどが電離 していると考えられ、このことから過去のどこかの 時代で宇宙の中性水素が電離したと考えられる。こ の時代を宇宙再電離期と呼ぶ。宇宙再電離がいつど こでどのように起こったかは、現在の天文学におい て大きな研究テーマの一つとなっている。高赤方偏 移のクェーサーから来るスペクトルの中性水素によ る吸収線系を見ることによって宇宙再電離を探ろう という研究はこれまで行われている。また、最近で は高赤方偏移で起こる GRB(gamma-ray burst) の残 光スペクトルの中性水素による吸収線系を見る研究 も行われている。GRB 残光を用いる利点は、光度が とても高く、また中性水素による吸収を受ける前の スペクトルを推定し易いことである。

以下では GRB を用いた宇宙再電離期の研究として論文 (totani et al. 2006) について紹介し、その後 今後行う自身の研究についての展望を述べる。

2 Methods

GRB 残光のスペクトルから宇宙再電離の情報を $(N_{\rm HI} \gtrsim 10^{20.3} [\rm cm^{-2}], N$ 得る時、中性水素による Ly α 吸収の効果に着目する。 た領域 DLA(damped L Ly α 吸収は水素原子の基底状態から第1励起状態へ IGM(Intergalactic med の遷移に伴う吸収である。水素原子による Ly α 吸収 支配的であると考える。

の吸収断面積 $\sigma_{\alpha}(\nu)$ は量子力学的に計算され、

$$\sigma_{\alpha}(\nu) = f_{\alpha} \frac{\pi e^2}{mc} \frac{\Gamma_{\alpha}(\nu/\nu_{\alpha})^4}{(2\pi)^2 (\nu - \nu_{\alpha})^2 + (\Gamma_{\alpha}/2)^2 (\nu/\nu_{\alpha})^6}$$
(1)

である。ここで、 f_{α} は吸収振動子強度、 Γ_{α} は減衰定 数、m は電子の質量、c は光速、 $\nu_{\alpha} = 2.465 \times 10^{15} [s^{-1}]$ となっている。また、Ly α 吸収の場合、 $f_{\alpha} = 0.4162$ 、 $\Gamma_{lpha}=6.25 imes 10^8 [{
m s}^{-1}]$ である。この式から求められる ことだが、水素原子の中性度 $x_{\rm HI} \gtrsim 10^{-3}$ の場合、波長 $\lambda_{\alpha}(\lambda_{\alpha} = c/\nu_{\alpha}, \lambda_{\alpha} = 121.6[\text{nm}])$ の光はほとんど吸収 されてしまう。したがって赤方偏移 $z_s(z_s > z_l, z_l; 視$ 線上で再電離が完了した赤方偏移)の GRB 残光のス ペクトルを観測した時、 $(1+z_l)\lambda_{\alpha} \lesssim \lambda \lesssim (1+z_s)\lambda_{\alpha}$ の波長域ではフラックスがほぼ観測されないと考え られる。ここで、 $\sigma_{\alpha}(\nu)$ が δ 関数型でなく Lorentz 型 となっていることから、 $z_{s} \lesssim z \lesssim z_{l}$ における水素の 情報を得るために $\lambda > (1 + z_s)\lambda_{\alpha}$ の波長域のフラッ クスを見る。このフラックスには、 $z_{s} \lesssim z \lesssim z_{1}$ に存 在する中性水素による Lyα 吸収の情報が含まれてい る。また、今回見るフラックスの振動数域の幅を Δν とすると、 $|\Delta \nu| \gg \Gamma_{\alpha}$ が十分成り立っているため、 式 (1) を

$$\sigma_{\alpha}(\nu) \sim f_{\alpha} \frac{\pi e^2}{mc} \frac{\Gamma_{\alpha}(\nu/\nu_{\alpha})^4}{(2\pi)^2 (\nu - \nu_{\alpha})^2}$$
(2)

と近似して考えられる。

GRB 残光のスペクトルが受ける Ly α 吸収は、 GRB の発生源付近に存在する中性水素が高密度 $(N_{\rm HI} \gtrsim 10^{20.3} [{\rm cm}^{-2}], N_{\rm HI}:中性水素の柱密度)$ になっ た領域 DLA(damped Ly α system) で受けるものと、 IGM(Intergalactic medium) で受けるものの 2 つが 支配的であると考える。 まず DLA の光学的厚み 7_{DLA} は

$$\tau_{\rm DLA}(\lambda_{\rm obs}) = N_{\rm HI}\sigma_{\alpha}[\nu_{\rm obs}(1+z_{\rm DLA}] \qquad (3)$$

と計算する。ここで、 λ_{obs} は観測波長、 ν_{obs} は観測 振動数 ($\nu_{obs} = c/\lambda_{obs}$)、 z_{DLA} は DLA の赤方偏移を 表す。

次に IGM での Ly α 吸収の効果については、簡単 化の為に再電離完了前の中性水素共動数密度は一定 と考える。 $z_1 \le z \le z_u$ の範囲に中性水素が共動数密 度 $n_{\text{HI},0}$ で存在していると考えると IGM の光学的厚 み τ_{IGM} は

$$\begin{aligned} &\tau_{\rm IGM}(\lambda_{\rm obs}) \\ &= \int_{z_1}^{z_{\rm u}} dz \frac{dt}{dz} c n_{\rm HI,0} (1+z)^3 \sigma_{\alpha} [(1+z)\nu_{\rm obs}] \\ &= \left(\frac{\nu_{\alpha}}{\nu_{\rm obs}}\right)^4 c n_{\rm HI,0} \frac{3\Gamma_{\alpha}^2 \lambda_{\alpha}^2}{32\pi^3 \nu_{\alpha}^2} \int_{x_1}^{x_{\rm u}} dx \frac{dt}{dz} \frac{x^7}{(1-x)^2} \end{aligned}$$

 $x = (1+z)\nu_{obs}/\nu_{\alpha}$ で変数変換を行っている。ここで 物質優勢で平坦な宇宙を仮定し、 $\Omega_{M}(1+z)^{3} \gg \Omega_{\Lambda}$ の近似を用いると、

$$\tau_{\rm IGM}(\lambda_{\rm obs}) = x_{\rm HI} \tau_{\rm GP}(\lambda_{\rm obs}) \frac{\Gamma_{\alpha} \lambda_{\alpha}}{4\pi^2 c} \\ \times \left[I\left(\frac{1+z_{\rm u}}{1+z_{\rm obs}}\right) - I\left(\frac{1+z_{\rm l}}{1+z_{\rm obs}}\right) \right]$$
(4)

となる。ただし、 $1 + z_{obs} \equiv \lambda_{obs} / \lambda_{\alpha}$ 、 τ_{GP} は存在する水素原子を全て中性とした時のガンピーターソンの光学的厚みであり

$$\tau_{\rm GP}(\lambda) = \frac{3\Gamma_{\alpha}\lambda_{\alpha}^3 n_{\rm H,0}}{8\pi H_0 \Omega_{\rm M}^{1/2}} \left(\frac{\nu_{\alpha}}{\nu}\right)^{3/2} \tag{5}$$

 $n_{\rm H,0}$ は全水素の共動数密度、 H_0 はハッブル定数、 $\Omega_{\rm M}$ は全物質密度パラメータ、 $\nu = c/\lambda$ 。また、関数 Iは

$$I(x) = \frac{x^{9/2}}{1-x} + \frac{9}{7}x^{7/2} + \frac{9}{5}x^{5/2} + 3x^{3/2} + 9x^{1/2} - \frac{9}{2}\ln\frac{1+x^{1/2}}{1-x^{1/2}}$$
(6)

である。

実際の GRB 残光スペクトルは DLA での Lyα 吸 収と IGM での Lyα 吸収をどちらも受けていると考 えられるためその効果は式 (3) と式 (4) をどちらも考 慮したものとなる。実際に得られたスペクトルに対 してフィッティングを行う。

3 Conclusion

論文 (totani et al. 2006) では GRB050904 の残光 スペクトルについて調べた。この GRB は $z \sim 6.3$ と推定される。フィッティングの結果、高い確率で DLA による効果が支配的であり、 $z \sim 6.3$ でほとん どの水素が電離しているという結論に至った。この 結果は水素の電離について初めて z > 6 で直接的な 方法により制限を付けたものである。今後、より遠 方の GRB や、DLA による影響が少ない GRB の残 光スペクトルを得ることが出来れば、より明確な再 電離期の情報を得ることが出来る。

4 My reserch

自分の研究における今後の展望について述べる。 上で述べたように再電離期を GRB からのスペク トルで探ろうという研究が行われてきている。そこ で、今後 GRB の観測データが増えることを見越し、 宇宙再電離期のシミュレーションデータを用いてど のようなスペクトルが観測されるかの予測をしよう と考えている。ただ、まだ発表できるだけの結果は 出ていない。

Reference

Totani et al. 2006, PASJ, 58, 485

——index

a4

銀河中心ガス円盤におけるブラックホールの力学的進化 ~円盤中の合体条件~

竹澤 多聞 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

Abstract

一般相対性理論によって存在が予言されていた重力波の初検出が2016年2月に発表された。解析の結果、 この重力波はおよそ 36 M_☉ と 29 M_☉ の二つのブラックホール (BH) が合体したときに発生したものである 事が判明した。しかし、地球から約 10 億光年以上離れた場所で起こったことは分かっているが、どこで発 生したか詳細は分かっていない。本研究では、重力波放出を起こした BH 合体が銀河中心領域のガス円盤中 で起こったことを仮定し、その合体の可能性・条件を調べた。銀河中心ガス円盤には銀河全体から落ち込ん できた約1万個もの BH が存在すると考えられている。今回の計算はそのような状況にある BH 同士が合体 する可能性があるかを確認するため、第一段階として局所的な5個のBHで軌道計算を行った。2つのBH が合体するメカニズムは、ガスによる力学的摩擦や質量降着・3体相互作用により軌道収縮し、相対論効果 が有効になる距離まで近づき最終的に重力波を放出し合体するというものである。状況設定は、銀河中心に ある巨大質量ブラックホールの質量を $10^8\,{
m M}_\odot$ 、5 つの周回させる BH の質量を $30\,{
m M}_\odot$ 、ガス円盤を鉛直方 向 z に温度 2000 K の静水圧平衡分布をもつケプラー回転円盤とし、5 つの周回 BH をガス円盤内に外縁か ら距離 d 内に均等に配置した。ガス円盤は $|z| < 0.1 \, \mathrm{pc}, \sqrt{x^2 + y^2} < 1.0 \, \mathrm{pc}$ の範囲に存在する設定となって いる。全ての周回 BH に任意の向きに摂動を与えてケプラー速度で円盤回転と順方向に回転させた。銀河中 心ガス円盤の寿命が典型的には1億年と考えられているので10⁸ yr 経過したら計算終了とした。計算はガス 円盤の z = 0 でのガス数密度 no と周回 BH を配置する距離 d をパラメタ化して行い、どのような条件であ れば周回 BH 同士が合体するかを調べ、メカニズムを明らかにした。

1 Introduction

ー般相対性理論によって存在が予言されていた重 力波の初検出が 2016 年 2 月に発表された。解析の結 果、この重力波はおよそ 36 M_☉ と 29 M_☉ の二つの ブラックホール (BH) が合体したときに発生したも のである事が判明した (Abbott et al. 2016)。しか し、地球から約 10 億光年以上離れた場所で起こった ことは分かっているが、どこで発生したか詳細は分 かっていない。BH 合体は主に連星系から発生するも のと考えられている。しかし近年では、天の川銀河 サイズの銀河中心領域 (< 1.0 pc) には力学的摩擦よ り一万個以上の孤立した恒星質量 BH が落ち込んで 存在していると理論的に予測され (Miralda-Escude and Gould 2000; Antonini 2014)、アンドロメダ銀 河 (M31) の中心部でも BH 候補天体が 50 個ほど見 つかっている (Bernerd et al. 2013, 2014)。さらに 天の川銀河の中心 Sgr A* の周り 0.2 ~ 1.0 pc には 孤立した BH が約一万個以上必要であるという観測 結果も出ている (Hailey et al. 2018)。これらの背景 をもとに本研究では、周辺の銀河から力学的摩擦に より銀河中心領域に落ち込んできた BH 同士がバイ ナリーを形成し合体すると考え、その合体の可能性・ 条件を調べた。

2 Methods

2.1 計算手法

運動方程式は以下の相対論効果(近日点移動、重力 波放出)とガスの力学的摩擦を考慮したものを用い た。 $a_{PN,ij}$ と $a_{DF,i}^{gas}$ の詳細は後に述べる。

$$\frac{d^2 \boldsymbol{r_i}}{dt^2} = \sum_{j=0, j \neq i}^{5} \left[-Gm_j \frac{\boldsymbol{r_i} - \boldsymbol{r_j}}{|\boldsymbol{r_i} - \boldsymbol{r_j}|^3} + \boldsymbol{a}_{PN,ij} \right] \\
+ \boldsymbol{a}_{DF,i}^{gas} \tag{1}$$

*m_j*は*j*番目の周回 BH の質量、*r_j*は*j*番目の周回 BH の位置、*G*は重力定数である。計算は4次の精 度を持つエルミート法を、タイムステップに関して は粒子個別時間ステップ法を用いた。しかし本研究 で扱う粒子数は6つと多いわけではない。そこで今 回は粒子個別時間ステップ法の中で一番短いタイム ステップに統一して計算した。

2.2 ガスの力学的摩擦

ガス中を天体が移動している状況では、その天体 が作る重力ポテンシャルによって天体の前方より後 方の方がガス密度が大きくなるようにガス粒子が散 乱される。これによる重力が天体を引っ張り減速さ せる。これをガスの力学的摩擦と呼ぶ。

無衝突系の力学的摩擦はチャンドラセカールの力 学的摩擦の式で記述できるが、衝突系における音速 に近い、もしくは超音速での運動に対しては同等で はない。超音速の天体に対しては無衝突系の星など の系よりもガス系の方が摩擦が効くと先行研究で示 されている (Ostriker 1999) 。本研究では (Tagawa et al. 2016) と同様に $\mathcal{M} \leq \mathcal{M}_{eq}$ では (Tanaka and Haiman 2009) の表式を、 $\mathcal{M} > \mathcal{M}_{eq}$ では (Ostriker 1999) の表式を採用した。

$$\boldsymbol{a}_{DF}^{gas}(r,v) = -4\pi G^2 m \rho(r) \frac{1}{v^2} \times f(\mathcal{M}) \qquad (2)$$

$$f(\mathcal{M}) =$$

$$0.5 \ln \Lambda \left[\operatorname{erf} \left(\frac{\mathcal{M}}{\sqrt{2}} \right) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \mathcal{M} \exp \left(-\frac{\mathcal{M}^2}{2} \right) \right]$$
$$(0 \le \mathcal{M} \le 0.8)$$
$$1.5 \ln \Lambda \left[\operatorname{erf} \left(\frac{\mathcal{M}}{\sqrt{2}} \right) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \mathcal{M} \exp \left(-\frac{\mathcal{M}^2}{2} \right) \right]$$
$$(0.8 < \mathcal{M} \le \mathcal{M}_{eq})$$
$$\frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{1}{\mathcal{M}^2} \right) + \ln \Lambda$$
$$(\mathcal{M}_{eq} < \mathcal{M})$$

mは重力天体の質量、vは重力天体の速さ、 ρ はガス 密度、 \mathcal{M} はマッハ数、 \mathcal{M}_{eq} は (Tanaka and Haiman 2009)の表式の加速度と (Ostriker 1999)の表式の加 速度が等しくなるときのマッハ数である。

2.3 post-Newtonian 近似

post-Newtonian 近似とは一般相対性理論の近似の 一つで、弱い重力場を記述する際アインシュタイン方 程式を全てのオーダーで解かずに $\beta = (v/c)^2$ を展開 パラメータとして方程式を計算する方法である。本研 究では (Kupi 2006) で示されている post-Newtonian 近似を採用した。

$$a = a_{Newton} + c^{-2} a_{1PN} + c^{-4} a_{2PN} + c^{-5} a_{2.5PN} + o(c^{-6})$$
(3)

ここで、 a_{Newton} はニュートン加速度、 a_{1PN} は近日 点移動の1次の効果、 a_{2PN} は近日点移動の2次の 効果、 $a_{2.5PN}$ は四重極重力波放射の効果である。こ の近似を採用することによって近日点移動と重力波 放出による影響を考慮した運動を記述することが可 能となる。

2.4 銀河中心ガス円盤

銀河中心の巨大質量ブラックホール (SMBH) の周 囲約 1 pc の範囲にはガス円盤が存在していると考え られている (Sirko & Goodman 2003) 。本研究では ガス円盤は $|z| < 0.1 \text{ pc}, \sqrt{x^2 + y^2} < 1.0 \text{ pc}$ の範囲 にのみ存在するものとし、ガスの数密度分布を以下 のように与えた。

$$n(r,z) = n_0 \exp\left(-\frac{\alpha z^2}{r^3}\right), \qquad \alpha \equiv \frac{GMm_H}{2k_BT} \quad (4)$$

ここで M は中心ブラックホールの質量、n は数密度、 m_H は水素原子の質量、 n_0 は z = 0 での数密度であ る。さらにガスの回転速度は以下のように設定され ている。

$$\boldsymbol{v}_{gas} = \left(-\frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}}\sqrt{\frac{GM}{r}}, \quad \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}\sqrt{\frac{GM}{r}}, \quad 0\right)$$
(5)

このガスの回転速度と周回する BH の相対速度がガ スの力学的摩擦に影響する。

2.5 Setup of Simulations

銀河中心ガス円盤内におよそ一万個存在すると考 えられている BH のうち、第一段階として局所的な 5 個の BH について軌道計算を行った。中心の SMBH の質量を $10^8 M_{\odot}$ 、周回する BH の質量を全て $30 M_{\odot}$ 、 ガス円盤の温度を 2000 K とした。

5つの BH をガス円盤の外縁から距離 d内に均等・ 直線上に配置し、ガス円盤と同じ向きにケプラー速 度で回転させる。内側から BH1~BH5 と名前を付け た。距離 $d \ge z = 0$ でのガス数密度 $n_0 \text{ cm}^{-3}$ をパラ メータとして、どのような条件で周回する BH 同士 が合体するかを調べた。



図 1: 初期位置のイメージ

回転速度の他に大きさ (*d*/pc) × 回転速度の摂動を それぞれ与え 3 次元的な軌道を描くようにした。合 体条件は (Tagawa et al. 2016) に従い

$$|\boldsymbol{r}_i - \boldsymbol{r}_j| < 100(r_{sch,i} + r_{sch,j}) \tag{6}$$

とした。 $r_{sch,i}$ はi番目のブラックホールのシュヴァ ルツシルト半径であり、

$$r_{sch,i} = \frac{2Gm_i}{c^2} \tag{7}$$

と表せる。活動銀河核 (AGN) の寿命は典型的には 1 億年と考えられているので 10⁸ yr 経過したら計算 終了とした。

3 Results

以下に示すように 22 パターンで計算を行った。× は合体が生じなかった条件、□は計算時間の関係で 結果が得られなかったものである。





 $n_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}, d = 10^{-2} \text{ pc}$ の条件ではガス 摩擦の効果で軌道収縮し、 $7.5 \times 10^3 \text{ yr}$ に合体に至 ることが分かった。これは合体した BH1 と BH3 の みで同じ計算をしても合体したことから判断した。 $n_0 = 10^9 \text{ cm}^{-3}, d = 10^{-2} \text{ pc}$ の条件では三体反応と ガス摩擦の相互作用で軌道収縮し $4.8 \times 10^4 \text{ yr}$ に合 体した。これは合体した BH1 と BH5 のみで同じ計 算をしても合体しなかったので、他の BH との三体 反応による角運動量の引き抜きが必要であると判断 したためである。 $d = 10^{-4} \text{ pc}$ の条件ではガスの数 密度に関係なく計算開始直後に合体を起こした。こ れは初期位置が近すぎてすぐに合体条件を満たして しまい現実的ではないと判断した。

4 Discussion

(Tagawa & Umemura 2018) では質量 $10^5 M_{\odot}$ の 一様ガス球内の BH 合体を、BH の初期質量、ガス数 密度、BH 分布の典型的広がりをパラメータとして 考えていた。先行研究の $n_{gas} = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, BH の初 期質量 $M = 30 M_{\odot}$ における計算結果は $1.7 \times 10^4 \text{ yr}$ に三体反応とガス摩擦の相互作用による合体が起き るとされていて、これは今回の計算の結果とほぼ同 じである。また、 $d > 10^{-1} \text{ pc}$ の条件では BH 同士が 軌道収縮する前に歳差運動により離れてしまった可 能性がある。今回の計算はかなり簡易的な初期設定 を施しているため、より現実的な状況設定に変えて いく必要がある。

5 Conclusion

本研究では、GW150914 などの重力波の発生源で ある BH 合体が銀河中心ガス円盤内で発生したこと を仮定し、そこで BH 合体が起きる可能性・条件を 確かめた。post-Newtonian 近似による相対論効果と ガスの力学的摩擦を考慮した、ガス円盤内における BH の軌道計算を行った結果、次のことが分かった。

 $(1)n_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}, d = 10^{-2} \text{ pc} の条件では、ガス$ 摩擦による軌道収縮で合体が起きる。 $<math>(2)n_0 = 10^9 \text{ cm}^{-3}, d = 10^{-2} \text{ pc} の条件では三体反応$ とガス摩擦の相互作用で軌道収縮し合体する。

しかし、今回の研究はかなり人工的な初期設定に なっているので改良が必要である。局所的な軌道計 算ではなく、一万個の BH をランダムに円盤内に配 置し、回転速度と乱数による摂動を与えたものの軌道 計算をするコードをリープフロッグ法を用いて開発 予定である。ただしこの計算は相対論効果を考慮し ない。さらに次の段階として、BH の高密度部が形成 されたらその部分だけを切り取り、post-Newtonian 近似を用いて合体の可能性を確認する。これらによ り、現実的な銀河中心ガス円盤における BH の合体 の可能性を確認することができる。

Reference

H.Tagawa, & M.Umemura, 2018, ApJ, 856, 47

- H.Tagawa, M.Umemura, & N.Gouda, 2016, MNRAS, 462, 3812
- G.Kupi, P.Amaro-Seoana, & R.Spurzem, 2006, MN-RAS, 371, L45
- B.P.Abbott et al., 2016, PRJ, 116, 061102
- J.Miralda-Escude, & A.Gould, 2000, ApJ, 545, 847
- F.Antonini, 2014, ApJ, 794, 106
- R.Bernerd, M.R.Garcia, & S.S.Murray, 2013, ApJ, 770, 148
- R.Bernerd, M.R.Garcia, F.Primini, & S.S.Murray, 2014, ApJ, 791, 33
- Charles J. Hailey et al., 2018, NATURE, 556, 70
- Ostriker, 1999, ApJ, 513, 252
- E.Sirko, & J.Goodman, 2003, MNRAS, 341, 501
- T.Tanaka, & Z.Haiman, 2009, ApJ, 696, 1798

——index

a5

一般相対論的効果を含んだX線放射輸送コードの開発

會澤優輝(東京大学大学院理学系研究科)

Abstract

ブラックホール連星 (Black Hole Binary; BHB) とは、恒星質量ブラックホールと恒星の連星系であり、 ブラックホールに降着する物質が重力エネルギーの解放によって数千万度まで加熱されて X 線を放出する。 この X 線のライトカーブやスペクトルから、BHB 周辺の構造を推定することができる。

降着の描像を明らかにするために降着物質からの X 線放射のモデリングやシミュレーションが行われてい るが、これまでの研究に用いられているモデルはほとんどが球対称なコロナを仮定しており、降着円盤や非 球対称なコロナを考慮しているものはほぼ無い。また、ブラックホール近傍の降着円盤は特に強重力環境に あるため、光路の曲がりなどの一般相対論的な効果を考慮したモデリングも必要だ。しかし、両者をきちん と考慮して降着系の描像を追究した例は未だ無い。そこで我々は、コロナのジオメトリと一般相対論の効果 を両方考慮した降着系内の X 線放射シミュレーションの開発に着手した。このシミュレーションの結果から ライトカーブやスペクトルを抽出し、観測データと比較することが可能になる。

我々は上記の目標達成のための第一歩として、代表的な BHB である Cyg X-1 のスペクトル解析を行い、 コロナの幾何構造をきちんと扱う必要があることを明らかするとともに、回転するブラックホールを表現す るカー時空での測地線方程式から光の通過経路とエネルギーを計算するコードを構築した。本講演では、解 析の詳細やコードの設計、初期の結果について報告する。

1 研究背景

ブラックホール連星 (Black Hole Binary; BHB) とは、恒星質量ブラックホール (BH) と恒星との連星 系のことである。BH の強重力により恒星のガスが落 下し、BH の周囲に低温プラズマからなる降着円盤と 呼ばれる円盤状の構造と、高温プラズマからなるコ ロナと呼ばれる広がった構造を形成しながら降着し ていく。その過程での重力エネルギーの解放により、 ガスが数千万度まで加熱されて X 線を放出する。降 着の状態は X 線スペクトルからソフト状態とハード 状態の典型的な二つの状態に分類でき、コロナでの逆 コンプトン散乱 (Comptonization) に比べて円盤での 熱放射が優勢な状態がソフト状態、Comptonization が優勢な状態がハード状態である。特にこのうちハー ド状態における降着系の構造は、ソフト状態に比べ てコロナの広がりが大きく、降着流の物理条件がよ り複雑になるため未だよく分かっておらず、様々な モデルで X 線放射の再現が試みられている。コロナ の構造については、これまでの研究から一様温度で 球対称分布の電子で構成されてはいないという示唆 が得られている (Makishima et al. 2008) が、その一 方で非球対称なコロナのジオメトリを考慮したデー タ解析用のモデルは無かった。また、BH 近傍は強重 力環境にあるため、降着系のジオメトリやそこから 放出される光子を観測することをより現実的に扱う 際は、光路の曲がりに代表される一般相対論的な効 果も考慮する必要がある。

上記の通り、BHBの降着機構をより現実的に考え るためには系の幾何構造と一般相対論的な効果を組 み合わせる必要がある。我々は、まず代表的な BHB である Cyg X-1 のデータ解析を行ってジオメトリの 重要性を確かめるとともに、光子の経路を一般相対 論の枠組みで計算するコードの開発に着手した。以 下ではそれぞれを独立に扱い、第2節では Cyg X-1 のデータ解析、第3節では光子の軌跡の一般相対論 的シミュレーションについて詳細な説明を行い、続 く第4節でそれぞれの結果について考察する。

Cyg X-1 のデータ解析 2

$\mathbf{2.1}$ 観測詳細

我々はコロナの構造の影響が大きい硬 X 線成分の 観測に優れた X 線衛星 Suzaku(Mitsuda et al. 2007) の HXD-GSO と NuSTAR(Harrison et al. 2013) に 着目し、その中でも Cyg X-1 の 2014 年 5 月開始の同 時観測の公開データ (Suzaku の ID:409049010, NuS-TARのID:30001011007)用いて解析を行った。観測 時間はそれぞれ 107 ks、34.4 ks である。

2.2解析

NuSTAR と GSO のデータのそれぞれ 3-78 keV、 70-300 keV のエネルギー帯域を用いて解析を行った。 フィッティングのモデルについては Makishima et al. (2008)を参考に、まずコロナの逆コンプトン散乱 (compPS) を二つと鉄の輝線 (gauss) を加えたもの に光電吸収 (phabs) をかけたモデルを用いた。この 中で compPS はパラメータが多く複雑なモデルだが、 ほとんどのパラメータを Makishima et al. (2008) と 同じにして、コロナの電子温度T_eと光学的厚み τ(と フラックスに対応する規格化定数)のみを自由なパ ラメータとした。まずは球対称なコロナを仮定した フィッティングを行う。また、二つの compPS で電 子温度 T_e は等しく、光学的厚み r と規格化定数のみ が異なるものとする。二つの光学的厚みは $\tau_1 < \tau_2$ と して区別する。今回仮定している降着系の描像と各 モデル成分、パラメータの関係は図1のようになっ ている。

上記の条件でフィットを行うと鉄部分に系統的残差 が見られるため、ガウシアン部分に吸収成分のモデ ル (gabs) を加えると残差が改善した。フィット精度 は reduced $\chi^2(dof) = 1.24(974)$ となり、これが現時 点でのベストフィットとなっている。スペクトルは図 2のようになった。

モデル compPS では仮定するコロナの幾何学的 構造をいくつかの簡単な図形に変えることができる。 このモデルの構造を変えてフィッテングを行い、系を 記述する物理量がどの程度変化するのか調べ、コロ



図 1: 降着系の概念図。光学的厚みは茶色の両矢印で 表されている区間での値となっている。



図 2: ベストフィットのスペクトルとデータ/モデル 比。黒線はNuSTAR(FPMA)、赤線はSuzaku(GSO) のデータ、点線は各モデルの成分を表している。左下 にあるのが gauss、重なっている二つの線が compPS であり、より右側まで伸びている方が T2 を持つ成分 に対応している。

円柱 (ただし、H/R= [高さ]/[底面の半径] = 0.5 の もの)、平面(円盤)の三種類のモデルによってフィッ トしたときのパラメータを表1で比較している。光 学的厚みは、各モデルについて図1の緑の両矢印に 対応する区間で測った量になっている。

表1から、どのモデルでも reduced $\chi^2 \sim 1.2$ 程度 の精度でフィットできるが、パラメータのうち、光学 的厚み τ はモデル間での違いが大きく、潰れた構造 になるほど光学的に薄くなる意向があるのがわかる。 このように、系のジオメトリを変えることによって ナの構造を考慮することの重要性を確かめる。球と パラメータ値に無視できない違いが生じるため、ジ

2018 年度 第 48 回 天文·天体物理若手夏の学校

ジオメトリ	球	円柱	平面
		$(\mathrm{H/R}{=0.5})$	
$\chi^2/dof (dof)$	1.24(974)	1.22(974)	1.26(974)
$T_e[\text{keV}]$	63.2(9)	64.5(6)	61.7(7)
$ au_1$	0.818(34)	0.400(22)	0.145(12)
$ au_2$	2.10(5)	1.50(2)	1.38(2)
$N_{\rm c}[imes 10^4]$	9.52(0.52)	44.6(1.5)	35.7(0.5)
em E[keV]	6.42(2)	6.43(2)	6.28(3)
em $\sigma[\text{keV}]$	0.690(26)	0.682(29)	0.819(31)
$N_{\rm e}[imes 10^{-3}]$	7.67(28)	7.10(29)	9.46(41)
ab $E[keV]$	6.71(2)	6.72(2)	6.71(2)
$N_{\rm a}[\times 10^{-2}]$	2.10(27)	2.20(28)	1.53(21)

N_cはフラックスに対応する規格化定数、N_e・N_aは が観測者に検出される、検出されずに遠くまで離れ モデル gauss・gabsの輝線・吸収線強度、em E、em る、事象の地平線に近づき過ぎるのいずれかが満た σ は gauss の中心エネルギーと線幅 σ 、ab E は gabs されたときとする。初期値については、座標成分を の中心エネルギーを表している。gabs の線幅 σ は q^{α} は図 3 の位置に固定し、運動量成分 p^{α} を適切な 0.01 keV で固定した。T_e 以下の括弧内は 1σ 精度で 結果が得られるように調整しながら計算を行った。 の誤差を表している。

オメトリを考慮した解析を行う必要があるというこ とが定性的に示された。

3 レーション

3.1 手法

ここでは、一般相対論の枠組みで光子の経路を計 算するシミュレーションコードを構築する方法の詳細 について述べる。手法は、既存の一般相対論計算を行 うオープンソースのコード GYOTO (Vincent et al. 2011) を参考にした。回転する BH 周辺の計量は Kerr metric というが、これは一般に平坦な時空での四次 元極座標と同じ形式で、時空上の位置を(t.r.θ.φ)で表 すことのできる Boyer-Lindquist 座標系を用いて表記 できる。アフィンパラメータ (長さを表すパラメータ で、時間と順方向にとる) を λ 、座標 $q^{\alpha} = (t, r, \theta, \phi)$ と共役な運動量を $p^{\alpha} = (p_t, p_r, p_{\theta}, p_{\phi})$ とすれば ($\alpha =$ 0,1,2,3)、ハミルトニアンは $H = \frac{1}{2}g^{\alpha\beta}p_{\alpha}p_{\beta}(g^{\alpha\beta})$ は 計量テンソル) であるから、ハミルトニアン方程式

$$\frac{\mathrm{d}q^{\alpha}}{\mathrm{d}\lambda} = \frac{\partial H}{\partial p^{\alpha}}, \quad \frac{\mathrm{d}p^{\alpha}}{\mathrm{d}\lambda} = -\frac{\partial H}{\partial q^{\alpha}}$$

を解いて、各 λ での (t,r,θ,ϕ) が分かれば光子の経路 が分かるが、この方程式は解析的に解けないので数 値的に解く。計算方法として用いたのは高精度での 計算が可能で、かつ計算時間も抑えられる4次のル ンゲクッタ法である。

具体的な条件設定としては、図3のように、点源、 BH、観測者が一直線上に並んでおり、点源から放た れる光子を観測者のスクリーンで捉えられれば検出 表 1: ジオメトリごとのパラメータと reduced χ²。 されたこととする。また、計算の終了条件は、光子



光子の軌跡の一般相対論的シミュ 図 3: シミュレーションの初期条件。XYZ は座標系 を通常のデカルト座標に変換した際の座標軸を表す。

3.2 結果

コードの設計後、まずその計算が正しいという ことを確かめるため参考にしたコード (GYOTO)の 同じ計算の部分(ハミルトン方程式とルンゲクッタ) を利用して計算結果を比較した。いくつかの初期条 件で計算し、同時にプロットすると完全に一致する ことが確認された。よって、今後は自分の設計した コードの計算が妥当だとして議論を進める。開発初 期の結果として、BH のスピンパラメータ a(ただし、 -1 < a < 1) をいくつかの値に変えて計算し、比較 した例を示す。表示の分かりやすさのため、図3の 位置から点源が約 π/4 だけ xy 平面で回転した位置 にあり、そこから放たれて BH に吸い込まれていく 光子の軌跡を計算する。その軌跡の図を xy 平面に

投影したものが図4である。軸の単位は重力半径 r_aしい。そもそも今回のモデルは完全に対称で独立な で、定義は BH の質量 M, 万有引力定数 G、光速 c 二つの密度成分を持った電子分布が仮定されており、 としたときの MG/c² である。この図から、光子が 現実に全く即していないため詳細に議論する意味は BHの回転に巻き込まれていく様子が確認できる。a あまり無い。今回の結果で重要なのは BH 周辺の放 の値によって計算の終了している位置が異なるのは、 射輸送を扱う際に、コロナの幾何構造を無視して議 事象の地平線が $(1 + \sqrt{1 - a^2})r_a$ であり、a が大きく なるほど小さくなるからである。



図 4: a によって変化する光子の軌跡。BH は原点に ある。紫、緑、水色の線はそれぞれ a = 0、a = 0.8、 a = 1.0としたときの軌跡を表している。

考察と結論 4

4.1 Cyg X-1 のスペクトル解析について

Cyg X-1 のスペクトル解析において、コロナの 異なる幾何構造を仮定した何種類かのモデルによる フィット結果を比較することで、系の構造を考慮した 解析が必要であることを示した。どの構造でもフィッ ト精度が変化しないという結果から、どれでも現象 論的には説明可能であって一つに決めることは出来 ないという結論が導かれる。パラメータのうち、Te の違いには特定の傾向は見られないのに対してての 方は潰れた構造になるほど小さくなる傾向がある。こ のことは、高さ方向の τ (パラメータの τ)を小さくし ても実効的な τ は大きく変化しないと理解すること ができる。しかし平面ジオメトリのサイズを説明で きないのに加え、モデルの高さだけでなく立体構造 にもパラメータが依存するため、定量的な説明は難

論することは出来ないということである。

4.2光子の経路シミュレーションについて

一般相対論の枠組みで光子の経路を計算するコー ドを作成し、正しく動作することを確認した。図4 を見ると、BH 付近では刻み幅あたりの光子の進む距 離がどんどん大きくなっているため、計算が粗くなっ ている。このことから、極限状態を考える際には数 値計算の刻み幅をかなり小さくしなければ正確な経 路は求められないということが示唆されるが、一方 で刻み幅を小さくすればするほど計算時間は跳ね上 がる。このような問題に対処するのによく用いられ るのがルンゲクッタ法に刻み幅制御を加えるという 方法である。変化の小さい所では刻み幅を粗く、大 きい所では細かくすることで効率よく、かつ正確な 計算が可能になる。

今後の展望 5

今回構築したコードに刻み幅制御の機能を付け て計算の質を上げると共に、放射過程 (特に逆コンプ トン散乱)の計算ができるコードに組み込むことに よって、降着系の幾何構造をきちんと扱うことを可 能にし、より現実に即したシミュレーションを可能 にすべく研究を進めたい。

Reference

Vincent, F. H., et al. 2011, Classical and Quantum Gravity, 28, 225011

Parker, M. L., et al. 2015, ApJ, 808(1), 9

Makishima, K., et al. 2008, PASJ, 60(3), 585-604

Mitsuda, K., et al. 2007, PASJ, 59(sp1), S1-S7

Harrison, F. A., et al. 2013 ApJ, 770(2), 103

——index

a6

ブラックホール降着円盤状態遷移の輻射磁気流体シミュレーション

五十嵐 太一 (千葉大学大学院 宇宙物理学研究室)

Abstract

恒星質量ブラックホール(10*M*_☉)候補天体はX線で主にハードステートとソフトステートの2つの状態が 観測され、さらにこの2つの状態間での遷移も観測されている。Machida et al.(2006)では輻射冷却を含め た磁気流体 (MHD)シミュレーションにより、ハードステートに対応する幾何学的に厚く光学的に薄い円盤 がの降着率が臨界値より大きくなると輻射冷却が加熱を凌駕し冷却不安定性が成長することにより円盤が鉛 直方向に収縮し磁気圧優勢円盤に至ることが示された。しかしこのときは、光学的に薄い場合を仮定した輻 射冷却だったため光学的に厚い領域が現れるその後の発展は追うことができていなかった。本研究では、光 学的に厚い領域と薄い領域の両方で輻射を扱える輻射磁気流体 (RMHD)コード CANS+R を用い、ハード ステートとソフトステートの中間の状態に対応する状態に適用した。その結果円盤が輻射冷却により冷え幾 何学的に薄い低温円盤とブラックホール近傍の光学的に薄い高温領域の共存状態が形成されることを示した。

1 Introduction

ブラックホール降着円盤ではハードX線が卓越す るハードステートとソフトX線が卓越するソフトス テートが観測されている。ハードステートは、幾何 学的に厚く光学的に厚いいわゆる RIAF(Radiaively Inefficient Accretion flow)で説明され、ソフトステー トは幾何学的に薄く光学的に厚いいわゆる標準円盤 で説明される。この2つの状態間では、ハードステー トからソフトステートへと遷移するハード・ソフト 遷移が観測されている。この状態遷移では、激しい X線光度の時間変動やジェット噴出、準周期的振動 (QPO)の機構や RIAF の上限光度を超えたにもかか わらずハード X線が卓越する明るいハードステート と呼ばれる状態の維持機構等が問題となっている。

Machida et al.(2006) では、幾何学的に厚く光学的 に薄い高温円盤が輻射冷却により冷却不安定性が成 長し円盤が鉛直方向に収縮し磁気圧優勢な円盤に至 ることが示された。しかし、光学的に薄い場合を仮 定した輻射冷却のみが考慮されているため、その後 の進化を追跡できておらずセルフコンシステントに 輻射を扱う必要がある。

他方、Machida et al.(2013) では銀河円盤における MHD シミュレーションにより、方位角方向磁場が周 期的に反転する円盤ダイナモが起こることがわかっ ている。このような準周期的ダイナモは恒星質量ブ ラックホール降着円盤の状態遷移の活動性に大きな 影響を及ぼすと考えられる。

2 計算手法

本研究では、光学的に厚い場合と薄い場合の両方 を扱う必要があるため Takahashi & Ohsuga (2013) により開発された M1-closure を用いて輻射輸送方 程式を解くモジュールを、高次精度磁気流体シミュ レーションコードである CANS+に組み込んだコー ド CANS+R を用いる。このコードは、光学的に厚 い領域と薄い領域の両方を扱うことができる。

2.1 基礎方程式

基礎方程式は、散逸性磁気流体方程式と輻射輸送 方程式の0次と1次モーメント式からなり、流体と 輻射の相互作用は運動方程式とエネルギー方程式の ソース項のみでつながっている。

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

$$\frac{\partial \rho \boldsymbol{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{v} \boldsymbol{v} - \boldsymbol{B} \boldsymbol{B} + P \boldsymbol{I}) = \rho \nabla \phi_{PN} - \boldsymbol{S}(\boldsymbol{P}_r) \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \left[(E + PI) \boldsymbol{v} - \boldsymbol{B} (\boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{v}) \right]$$
(3)

$$= \nabla \cdot (\eta \boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B}) + \rho \boldsymbol{v} \cdot \nabla \phi_{PN} - cS(E_r)$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} - \nabla \cdot (\boldsymbol{v}\boldsymbol{B} - \boldsymbol{B}\boldsymbol{v} + \psi \boldsymbol{I}) = -\nabla \times (\eta \boldsymbol{j}) \quad (4)$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} + c_h^2 \nabla \cdot \boldsymbol{B} = -\frac{c_h^2}{c_p^2} \psi \tag{5}$$

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial \boldsymbol{F}_r}{\partial t} + \nabla \cdot \boldsymbol{P}_r = \boldsymbol{S}(\boldsymbol{P}_r)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial t} + \nabla \cdot \boldsymbol{F}_r = cS(E_r) \tag{6}$$

$$\boldsymbol{S}(\boldsymbol{P}_r) = \rho \kappa_{ff} \frac{\boldsymbol{v}}{c} (a_r T^4 - E_r) -$$

$$ho(\kappa_{ff}+\kappa_{es})rac{1}{c}[m{F}_r-(m{v}E_r+m{v}\cdotm{P}_r)]$$

$$S(E_r) = \rho \kappa_{ff} (a_r T^4 - E_r) +$$
(9)

$$ho(\kappa_{ff}+\kappa_{es})rac{oldsymbol{v}}{c}\cdot[oldsymbol{F}_r-(oldsymbol{v}E_r+oldsymbol{v}\cdotoldsymbol{P}_r)]$$

$$\phi_{\rm PN} = -\frac{GM}{R - r_g} \tag{10}$$

$$\kappa_{\rm es} = \frac{\sigma_T}{m_p} = 0.4 \tag{11}$$

$$\kappa_{\rm ff} = 1.7 \times 10^{-25} m_p^{-2} \rho T_{\rm gas}^{-3.5}$$
(12)

2.2 初期条件·規格化

初期条件としては Kato et al. (2004) と同じ回転 円盤の平衡解と初期磁場は円盤内の密度分布に沿う ようなポロイダル磁場を与え、強さは円盤中心でガ ス圧と磁気圧の比である plasma β が 10 になるよう な弱い磁場を与える。中心ブラックホールの質量は 10 M_{\odot} とした。また、今回の計算では円筒座標系を用 いグリッド数は $(N_x, N_{\phi}, N_z) = (403, 32, 411)$ であり、 グリッド幅は動径方向に 20 r_g まで 0.1 r_g 、鉛直方向 に-5 r_g から 5 r_g まで 0.1 r_g とした。表 1 には、シミュ レーションで用いる物理量の規格化を示す。

表 1: 規格化

光速 $c(3.0 \times 10^{10} \text{ cm/s})$
シュバルツシルド半径 $r_g(3.0 imes 10^6 ext{ cm})$
$r_g/c(1.0 \times 10^{-4} \text{ s})$
$ ho_0(初期トーラスの中心の密度)$

3 結果

3.1 MHD シミュレーション

まずはじめに実施した輻射を含めていない MHD (6) シミュレーションの結果を示す。図は 8000 rg/c(円 盤中心半径で約4回転) での密度分布を示している。 (7) 磁気回転不安定性 (MRI) が成長することにより角運 動量が外側に輸送されるため降着が起こる。また、円 (8) 盤内の磁気散逸により円盤が加熱され鉛直方向に膨 張した。この円盤に対して、輻射を加えてシミュレー ションを実施した。



図 1: 輻射を含めずに計算した 8000 *r_g/c* における密 度の xz 面分布、カラーは log 密度

3.2 RMHD シミュレーション

MHD 方程式は、スケールフリーであるため規格 化密度によらないが RMHD 方程式では規格化密度 によりオパシティーなどが変わり輻射の強さなどが 変わる。そこで、われわれはハードステートとソフ トステートの中間の密度 ($\rho_0 = 1.0 \times 10^{-4}$ g/cm³) に 規格化密度を定めた。図 2 は 23000 r_g/c (円盤中心で 約 10 回転)における密度分布の xz 面を示しており、 輻射冷却が効率的に効くことにより約 20 r_g より外側 では円盤が鉛直方向に収縮し幾何学的に薄く高密度 な円盤が形成されまた、ブラックホール近傍では低 密度で幾何学的に厚い領域が形成された。

図3は方位角方向に平均した plasmaβ分布の xz 面 を示しており、外側の円盤内では磁気圧優勢な low-β



azimuthally averaged temperature 40 20 -20 -20 -20 -40 0 10 20 30 40 50 20 -20-20

図 2: 密度の xz 面分布、カラーは log ρ/ρ₀

になっている。また、ブラックホール近傍やディス クの周囲はガス圧優勢な high-*β* になっている。



図 3: 方位角方向に平均した plasma β の xz 面分布、 カラーは $\log\beta$

図4も図3と同様に方位角方向に平均した温度を 示している。ディスク領域は輻射冷却により低温 (約 10⁶K) になっており、ブラックホール近傍の幾何学 的に厚い領域は磁気散逸による加熱が強いため高温 (約 10¹¹ K) のままになっている。また、ディスク周 囲には少し高温 (約 10¹⁰ K) のディスクコロナが形成 されている。

図5には、赤道面における温度の動径分布の時間

図 4: 方位角方向に平均した温度の xz 面分布、カラー は log T[K]

発展を示している。外側の領域では、輻射冷却により 温度が低下し低温領域が内側に広がっているが、ブ ラックホール近傍では輻射冷却が効きにくいため高 温のままとなっている。また、高温領域と低温ディ スク領域の境界が約15r_g付近にある。



図 5: 温度の動径分布、黒は 8000r_g/c、赤は 13000r_g/c、緑は 23000r_g/c、青は 28000r_g/c をそれ ぞれ示す

図6も図5と同様に赤道面における plasmaβの動 径分布の時間発展を示している。外側の領域では、円
盤の収縮とともに β が小さくなり磁気圧優勢に至り、 一方ブラックホール近傍ではガス圧優勢のままとなっ ている。また、温度同様に境界は約 15r_q にある。





図 6: plasma^β の動径分布、黒は 8000r_g/c、赤は 13000r_g/c、緑は 23000r_g/c、青は 28000r_g/c をそれ ぞれ示す

図7には、8r_gにおける縦軸に鉛直方向横軸に時間のいわゆるバタフライダイアグラムを示す。この 半径は高温領域内で回転周期は約 60r_g.c である。図 から、方位角方向の磁場がこの半径における回転周 期の十倍程度で周期的に反転していることがわかり、 この磁場反転のタイムスケールは 1000r_g/c = 0.1s 程 度であり、ハード・ソフト繊維において観測される low-frecuency QPO の振動数に近い。このことから、 low-frequency QPO はブラックホール近傍の高温領 域における準周期的ダイナモを起源とする可能性が 示唆される。また、磁気浮力により鉛直方向に磁場 が流出していくことがわかる。

4 まとめと今後の課題

ハードステートとソフトステートの中間の密度を 持つ円盤の RMHD シミュレーションにより、ブラッ クホール近傍の幾何学的に厚い高温領域と輻射冷却 が効果的に効くことによる外側の幾何学的にに薄い 低温領域の共存状態が約 20rg 付近を境界として形成 されることを示した。この状態は、高温領域からの 放射を外側のディスクが反射すると考えられること から明るいハードステートで観測されるディスクに 図 7: 8r_gにおけるバタフライダイアグラム、横軸時 間、縦軸 z、カラーは方位角方向に平均した方位角 磁場

よる反射成分を説明できる。また、ブラックホール 近傍の高温領域では周期的に磁場が反転しているこ とを示した。

しかし、今回の計算では方位角方向のメッシュ数が少 なく MRI の最大成長波長を分解できていない。その ため、軸付近の方位角方向の物理量の粗視化を実装 し計算精度を保ちつつ計算の高速化をし方位角方向 のメッシュ数を増やし MRI を解像する必要がある。 また、輻射機構としてシンクロトロン放射により磁 場の強いところでより輻射が強くなることによる変 化や、逆コンプトン散乱による高温領域の冷却等を 考慮する必要がある。また、観測との直接比較のため にスペクトルを計算する必要があるため、Kawashim et al.(2012) でなされたようなポストプロセスとして スペクトルを計算する必要がある。

Reference

Kato et al. 2004, ApJ, 605, 307

Kawashima et al. 2012, ApJ, 752, 18

Machida, M. et al. 2006, PASJ, 58, 193

Machida, M. et al. 2013, ApJ, 764, 81

Takahashi, H.R. & Ohsuga, K., 2013, ApJ,605, 307

——index

活動銀河核におけるシンクロトロン偏光輻射輸送計算

恒任 優 (京都大学大学院 宇宙物理学教室)

Abstract

活動銀河核の駆動源である超大質量ブラックホールは降着円盤やジェットを持っており、そこではシンクロ トロン放射による電波光が生成される。ジェットの噴出・収束機構は未だ明らかでないが、磁場が重要な役割 を持つと考えられており、ジェット根元の磁場構造を描き出すことが解明の鍵である。電波は星間物質の干 渉を受けにくく強い偏光度を示すので、この未解明構造を知るツールとなる。特に近年稼働を始めた地球規 模超長基線電波干渉計 Event Horizon Telescope を用いた観測プロジェクトにおいても偏波ジェットが重要 な役割を持つ。輸送方程式で偏光を記述すると4成分連立形となり、一般相対論効果が顕著なブラックホー ル付近の輻射輸送計算がさらに煩雑なものとなる。観測データが乏しいことも相まって輻射と偏光を同時に 扱った先行研究は少なく、既存モデルは不確定な仮説や多数のパラメータを含み、得られている観測データ を一意に説明することができない。そこで本研究では輸送方程式の係数を先行研究に従ってコードに実装し、 3次元相対論的偏光輻射輸送計算を行った。これにより輻射と偏光を同一の枠組で考え、観測結果と比較す ることができる。その第一歩として、簡単なジェットモデルについて特殊相対論の範疇で輻射輸送を計算し、 撮像イメージの理論予測と、偏光角回転 (Rotation Measure, RM) 分布を得た。ジェット構造に回転磁場と らせん状プラズマ運動を仮定することで、ブレーザーの多波長観測から知られている RM の非対称化と反転 現象を再現できた。次に同じジェットモデルについて電波イメージを理論的に予測した。将来的にはより現 実に近い解析モデルや流体計算データに基づいて一般相対論効果を考慮した計算を行い、この先得られる詳 細な観測データとの比較を行う。これにより地平面近くのプラズマ構造や大質量ブラックホール自体の構造・ 起源の解明が期待できる。

1 Introduction

活動銀河核では超大質量ブラックホールの周りで プラズマが円盤やジェットが形成するが、その構造に は磁場が役割を担っている。この磁場とプラズマ中 の高速粒子によるシンクロトロン放射の光は高い偏 光度を持ち、中でも電波域の光は星間物質からの干 渉を受けにくいことから偏光の情報を強く保ったま ま地球まで届く。近年では電波干渉計の発達により この電波偏光(偏波)を高い解像度で捉えることが 可能になり、偏波からブラックホールの周りのプラズ マや磁場の構造を解明する試みが盛んとなっている。 特に地球規模の超長基線電波干渉計 Event Horizon Telescope(EHT) は文字通りブラックホールの地平面 スケールでの観測を目的としており、将来的にブラッ クホールに極めて近い領域でのプラズマ構造や、地 平面構造や回転速度といったブラックホール自体の 情報が得られると期待される。

このような活動銀河核の偏波観測における現状と 展望に鑑みて、ここまでで知られている観測事実及 びこの先得られるであろう観測結果を偏波の理論計 算から再現及び予測することが喫緊の課題といえる。

ブレーザー、つまり視線方向がジェット軸に極めて 近い活動銀河核ジェットのミリ波帯多波長偏光観測か ら知られている結果として、偏光量 Rotation Measure(RM)分布の変化がある。ミリ波帯では振動数が 高いほどジェットの深い地点、つまりブラックホール に近い所に光球面が存在するが、各深さごとの RM を観測すると、浅い(ブラックホールから遠い)地 点を見る低振動数ではジェットの軸に関して対称な 分布が得られるのに対して、深い地点では軸に関し て非対称な分布や、RM が符号を変えプロファイル が反転するといった現象が起こる [2]。

本研究では偏光の輸送計算を行うコードを作成し、 次に上の活動銀河核ジェットにおける偏光観測の結 ジを予測した。

2 Methods

分を表す。

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}s}\boldsymbol{I} = \boldsymbol{j} - K\boldsymbol{I} \tag{1}$$

ここでjは4成分放射率、Kは4×4成分の輸送行列 である。本研究では電波域を考えるので、支配的と なる吸収に対して散乱は無視することができる。シ ンクロトロン放射の輸送係数を先行研究[1]から計算 コードに実装した。これにより各点で粒子密度・磁 場・プラズマ速度を与える任意のジェットモデル・円 盤モデルについて3次元輻射輸送計算を行うことが できる。

Rotation Measure 3

偏光面の回転を考える上で重要な量に Rotation Measure(RM)がある。磁場を持つプラズマ中を直線 偏光成分を持つ光が通過すると直線偏光の振動モー ドが回転するが、これを Faraday 回転という。



図 1: Faraday 回転(Wikipedia より引用)

図1の回転角度βについて、低温プラズマの静止 系で電子密度 ne と磁場の光線方向成分 B から

$$\beta \propto \frac{1}{\nu^2} \int n_{\rm e} B_{\parallel} dl \tag{2}$$

と書ける。RM はここから

$$\mathrm{RM} \equiv \nu^2 \beta \propto \int n_\mathrm{e} B_{\parallel} dl \tag{3}$$

果を現象論的なモデルから再現した。さらにそのモ で定義される。これは振動数に依存せず、各点にお デルを用いてサブミリ波でのジェットの撮像イメー ける電子密度と磁場から決まる量であり、観測系に 移ることでプラズマの固有バルク運動による相対論 効果が加わる。

$$\mathrm{RM}_{\mathrm{obs}} \propto \int n_{\mathrm{e}} \frac{(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{v}) \cdot \boldsymbol{B}}{\gamma^2 (1 - \boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{v})^2} dl \qquad (4)$$

偏光の輻射輸送方程式は Stokes パラメータ I = ここで k は光線方向単位ベクトル、v はプラズマの (I,Q,U,V)で記述することができ、このうち I は通 速度(光速で規格化)である。このように RM は振 常の輻射強度、Q,Uは直線偏光成分、Vは円偏光成 動数によらず光経路上のプラズマの情報を純粋に含 むという点で便利である。

> 観測においては、偏光角は放射時点での初期位相 β_0 を含んでおり、

$$\beta_0 + \beta = \beta_0 + \nu^{-2} \mathrm{RM} \tag{5}$$

の形で得られるので、2つ以上の波長で偏光角を調 べることで RM を知ることができる。

本研究の理論計算においては、Faraday 回転は Stokes パラメータの直線偏光成分 Q,U の間の輸送 過程における変換で表され、それは輸送行列 K の成 こる。したがって Q,U の経路発展による変化を調べ ることで RM を導出できる。

Modeling 4

輸送方程式が定まったので、ジェットモデルを構築 し粒子分布・磁場構造・プラズマ運動を定めること で偏光の輸送計算を実行できる。上のブレーザーの 多波長 RM 観測結果の解釈として、[3] では回転磁場 とプラズマのらせん運動を示唆している。本研究で はこれに基づき、鞘状の電子分布と回転磁場、軸方 向成分一定のらせん状プラズマ速度場からなるジェッ トモデルを仮定した。4元円柱座標ベクトルで書くと

$$n_{\rm e} = n_0 \left(\frac{R}{z/10r_g}\right)^2 \exp\left[-\left(\frac{R}{z/10r_g}\right)^2\right] \qquad (6)$$

$$b^{t} = \frac{\boldsymbol{u}}{u^{t}} \cdot \boldsymbol{b}, \ b^{R} = 0, \ b^{\phi} = \frac{b_{0}}{R}, \ b^{z} = 0 \qquad (7)$$
$$u^{t} = \sqrt{1 + \boldsymbol{u}^{2}}, \ u^{R} = 0,$$

$$u^{\phi} = \frac{u_0}{R} \sin 50^{\circ} \exp\left[-\left(\frac{z}{200r_g}\right)^2\right], \ u^z = u_0 \cos 50^{\circ}$$
(8)

n₀, b₀ はスケーリングファクターなので結果に影響 ラフ化した (図 6, 図 7, 図 8)。 しない。速度場について $u_0 = 3$ とした。こうして ジェットモデルは図2、図3、図4のように描ける。



図 4: プラズマ速度

Results $\mathbf{5}$

上で仮定したモデルについて、各振動数の光球面 が $z = 400r_g$ (低振動数)、 $z = 200r_g$ (高振動数)、 $z = 150r_q$ (超高振動数)にあり、その断面から強度 一定 (*I* = const.) の直線偏光が放射されると仮定し 輸送計算を行った (図 5)。断面上にジェット軸を通る い地点では、図 6 に見るように RM がジェットの軸 横断線を引き、線上の各点から傾斜角(視線方向ー に関して対称に分布する。これはプラズマの速度が

となる。ここで $r_g = \frac{GM}{c^2}$ (重力半径) である。いま ジェット軸) 25° の観測者に届く光の RM を出力しグ



図 5: ジェットの模式図



図 6: 横断線上の RM 分布(低振動数)



図 7: 横断線上の RM 分布(高振動数)

6 Discussion

低振動数つまりジェットのブラックホールから遠



図 8: 横断線上の RM 分布(超高振動数)

小さいために (4) 式に見られる相対論効果が現れず、 ジェットの鞘部分で大きい電子密度と観測者から見て 左側で負、右側で正となる視線方向磁場によってプ ロファイルが決まるためである。しかしブラックホー ルに近い位置を見る高振動数では、アウトフロー状 だったプラズマ運動がらせん形となる。すると観測 者から見て左側ではプラズマ運動が視線方向に近づ き、右側では遠ざかることになる。その結果(4)式 右辺の分母に見られる相対論ビーミング効果により、 プロファイルは左側で大きくなり、右側で小さくなる という非対称 (図7)が生じる。さらに高い振動数で ブラックホールに極めて近い位置を見ると、プラズ マ運動は磁場と同じような回転運動に近づいていき、 視線方向よりも大きな傾斜を持つようになる。する と今度は(4)式右辺の分子の相対論光路差によって、 観測者から見て左側ではあたかも軸に関して反対側 からジェットを見ているような効果が生じ、結果とし てプロファイルが反転 (図8) することになる。

7 Conclusion

複数の活動銀河核ジェットのミリ波帯多波長偏光観 測で得られている RM 分布の非対称化・反転という 結果 [2] を、先行研究 [3] に基づいた現象論的なジェッ トモデルを構築し、偏光輸送計算を実行することで 統一的に再現できた。非対称化は RM にビーミング が効くことで現れ、反転は光路差が発生することで 起こるが、これらはともにプラズマの速度による相 対論効果であり、光速に近いらせん運動が RM を変 化させていることが分かった。

いま用いている計算コードに現れる Stokes パラ メータ **I** の第1成分 I は通常の意味の輻射強度なの で、ここからジェットの電波撮像イメージを得るこ とができる。RMの計算と同じジェットモデルについ て、今度はジェット全体が光学的に薄いサブミリ波 (300GHz, 傾斜角 25°) について輻射輸送計算を行っ た。図9に見られるように、撮像イメージにおいても



図 9: ジェットモデルのサブミリ波イメージ

RM と同様のビーミング効果が現れ、左側が明るく なる。このように偏光輻射輸送計算では、偏光面回 転と撮像イメージといった複数の枠組みからモデル を多重に検証し、観測と比較することが可能である。

本研究では輻射輸送を特殊相対論の範疇で計算し たが、サブミリ波帯で観測されるようなジェットの根 元やブラックホールの地平面付近では一般相対論効 果が重要になると考えられる。今後は一般相対論を 含んだ形にコードを改良し、またジェットモデルに ついても物理過程に根差したより本質的な流体計算 データや解析モデルを採用したうえで偏光計算を行 い、EHT を筆頭にますます活発かつ詳細となる偏波 観測に備えていく。

Acknowledgement

Numerical computations were in part carried out on Cray XC50 at Center for Computational Astrophysics, National Astronomical Observatory of Japan.

Reference

- [1] J. Dexter, 2016, MNRAS, Volume 462, Issue 1
- [2] S. O'Sullivan, & D. Gabuzda 2009, MNRAS, Volume 393, Issue 2
- [3] A. Broderick, & A. Loeb 2009, ApJL, Volume 703, Issue 2

——index

SS433 ジェット先端領域のファラデートモグラフィー解析

酒見 はる香 (九州大学大学院 宇宙物理理論研究室)

Abstract

本研究では、マイクロクエーサー SS433 から噴出するジェットの先端が到達していると考えられている星雲 W50の東端領域の磁場構造解析を行った。特に、視線上の情報が縮退する従来の磁場構造解析ではなく、視 線上の異なる構造ごとに情報を分けて得ることができるファラデートモグラフィー解析を実行した。その結 果、ジェットのターミナルショックと思われている構造の非一様性を明らかにした。また、W50 にらせん状 に巻きつく構造とターミナルショックの磁場に類似性があることを確認した。

1 Introduction

宇宙ジェットは、ブラックホールなどのコンパク ト天体の周辺を取り巻く降着円盤中のプラズマガス が細く絞られて噴出する高エネルギー天体現象であ る。これまでの研究により、ジェットの駆動や形成 においては磁場が重要な役割を果たしていると考え られている。また、ジェットと共に伝搬した磁場は、 ジェット先端領域に形成される衝撃波において増幅 され、宇宙線粒子加速源となっていると考えられて いる (Araudo et al. 2015)。このようにジェット研究 において磁場を理解することは、ジェット本体のみな らず、現代宇宙物理学の未解決問題の解明において も重要である。

そこで我々は、銀河系外に存在する活動銀河中心核 (AGN) ジェットより数桁構造を細かく分解できる、 銀河系内の X 線連星ジェットに着目し、ジェットの 磁場構造を解明することを目指している。特に、他 天体ではほとんど確認されていないジェットの先端 領域が分解されているマイクロクエーサー SS433 を 対象に研究を行っている。SS433 は電波星雲 W50 の 中心に位置し、歳差運動するジェットを噴出してい る。ジェット軸とW50の構造の軸とが一致している ことから、SS433 ジェットが内側から W50 を圧縮し、 W50の特殊な形態を形成したということが、過去の 研究で指摘されている (Dubner et al. 1998)。W50 東端には、SS433 ジェット軸と直交する明るいフィラ メント構造が確認されており、これはジェット先端に 形成されるターミナルショックという衝撃波である と考えられている。我々は、このターミナルショック

を中心とした SS433 ジェット先端領域の磁場構造解 析を行ってきた。

磁場構造を同定するためには、天体からのシンクロ トロン放射を観測する必要がある。シンクロトロン 放射は偏波しており、この偏波角と天体における磁 場の方向は直交していることが知られている。よっ て、偏波角が同定されれば、天体における磁場の方 向を特定することが可能である。ただし、偏波の方 向は宇宙空間中のプラズマを通過する際、以下の式 で表されるファラデー偏波回転を受ける。

$$\chi = \chi_0 + \mathrm{RM}\lambda^2 \tag{1}$$

ここで、 χ はファラデー偏波回転後の偏波角 (rad)、 χ_0 は回転を受ける前の intrinsic な偏波角 (rad)、 λ は 観測波長 (m) である。また RM は Rotation measure といい、偏波面の回転度合いを表す量で、以下の理 論式で表される。

$$\mathrm{RM} = 0.81 \int_{\infty}^{0} n_e B_{//} dr \qquad (2)$$

従来の磁場構造解析では、複数波長でシンクロトロン放射を観測し、 $\lambda^2 - \chi$ プロットに1次関数をフィッティングして RM、 χ_0 を求めることにより磁場の方向を同定していた。

しかしこの手法により得られる情報は、視線上で縮 退したものである。すなわち、視線上に磁場と荷電 粒子を持った領域が複数存在した場合、これらの情 報を分けて得ることができないという問題が生じる。 この問題を解消する手法として注目されているのが ファラデートモグラフィーである。ファラデートモグ ラフィーを実行することで、視線上の異なる領域か らの偏波放射の情報を分離して得ることが可能であ る。今回我々は、W50 東端領域に対してファラデー トモグラフィーを実行し、磁場構造の解析を試みた。

2 Faraday Tomography

観測により得られる直線偏波放射強度 P は、ストー クスパラメータ $Q \ge U$ 、あるいはファラデー分散関 数 $F(\phi)$ を用いて

$$P(\lambda^2) = Q + iU = \int_{-\infty}^{\infty} F(\phi) e^{2i\phi\lambda^2} d\phi \qquad (3)$$

と表される。ここで ϕ はファラデーデプスと呼ばれる量で、

$$\phi = 0.81 \int_{r_0}^0 n_e B_{//} dr \tag{4}$$

で定義される。式 (3) はフーリエ変換の形を取って いるため、

$$F(\phi) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\lambda^2) e^{-2i\phi\lambda^2} d\lambda^2 \qquad (5)$$

の関係が成り立つ。ファラデートモグラフィーでは この関係を利用する。

ファラデーデプス ϕ は式(4)で示される通り、電子 数密度と視線に平行な磁場の強度の積を、観測者か ら放射源までの距離で積分した量で定義される。そ のためファラデーデプス ϕ は視線上に並んだ放射源 ごとに異なる値を持つと考えられる。すなわち、観 測により得られる直線偏波放射強度 $P(\lambda^2)$ をファラ デーデプス空間にフーリエ変換することで、視線上 の放射源ごとの偏波放射に関する情報を分離して得 ることができるのである。

3 Observations

観測データは、Australia Telescope Compact Array (ATCA) で 2013 年に観測されたものを使用した (Farnes et al. 2017)。観測周波数は 1.3 - 3.0 GHz で、チャンネル幅は 10 MHz である。観測の空間分 解能は 3.9×2.9 arcmin² である。観測データの較 正に関しては、Farnes et al. (2017) と Sakemi et al. (2018) を参照されたい。

4 Analysis

本研究では、W50 東端に存在するターミナルショッ クと、同領域に巻きつくように存在するらせん構造 の磁場解析を行った。具体的には、これらの構造を ビームサイズに相当する領域で分割し、各領域でファ ラデートモグラフィーを実行した。ファラデートモ グラフィーにはいくつかの手法が存在するが、今回 は QU-fit を採用した (Ideguchi et al. 2014)。QU-fit では、ファラデーデプス ϕ 空間上でファラデー分散 関数 $F(\phi)$ のモデル関数を仮定し、それをフーリエ変 換した結果と観測により得られた直線偏波放射強度 とを比較する。モデル関数としては、簡単のためガ ウシアンを 1 ~ 4 個仮定した。この 4 つのモデルの うち、ベストフィットモデルを Baysian information criterion (BIC) 値を比較することで決定した。

5 Results

図1は、解析領域ごとのベストフィットなガウシ アンの数を示したものである。ガウシアンは、解析 領域方向に視線上、あるいはビームエリア内に存在 する天体やプラズマ領域の数に対応していると考え られる。らせん構造とターミナルショック南部では 3ガウシアンでのフィッティングが最もよい。一方、 ターミナルショック北部や中心部では2ガウシアン でのフィッティングが最もよく、領域によっては1ガ ウシアンでフィッティングできる場合もある。この結 果から、一様で連続的な構造を持つと考えられてい たターミナルショックが、南部では異なる構造を持っ ている可能性が示唆される。

また、らせん構造、ターミナルショック南部、北部、 中心部の各領域における典型的なファラデー分散関数 の特徴を比較した。例として、らせん構造の典型的な ベストフィットのファラデー分散関数のモデルプロッ トを図に示す。らせん構造、ターミナルショック南部 では、ファラデーデプス $\phi = -26 \sim 143 \text{ rad/m}^2$ に 2 ガウシアン、 $\phi = 314 \sim 398 \text{ rad/m}^2$ に 1 ガウシア ンが存在し、似た傾向を示すことがわかった。また、 ターミナルショック南部の $\phi = -26 \sim 143 \text{ rad/m}^2$ の 2 ガウシアンは、らせん構造のものと比較するとより 近い ϕ の値を持つ傾向にある。ターミナルショックの



図 1: W50 東端のターミナルショックとらせん構造 についてファラデートモグラフィーを実行した結果。 カラーは各領域のベストフィットなガウシアンの数を 表している。等高線は ATCA により観測された 3.0 GHz の連続波。

北部・中心部では、らせん構造・ターミナルショック 南部に見られていた $\phi = 314 \sim 398 \text{ rad/m}^2$ のガウ シアンが確認されなかった。また、ターミナルショッ ク北部では $\phi = -26 \sim 143 \text{ rad/m}^2$ に2ガウシアン存 在している領域が多いが、ターミナルショック中心部 では1ガウシアンのみであることがわかった。

6 Discussion

ここでは、ファラデーデプス ϕ = -26 ~143 rad/m² に存在するガウシアン数の分布傾向について議論す る。前述の通り、らせん構造、ターミナルショック南 部・北部には ϕ = -26 ~143 rad/m² にガウシアン成 分が2つある。一方、ターミナルショック中心部には 同範囲にガウシアン成分は1つのみ存在する。

このような分布になる理由として、以下のことが考 えられる。らせん構造やターミナルショック南部・北 部がある領域は、W50の奥行きがターミナルショッ ク中心部と比べて小さい。そのため、これらの領域 ではW50の手前側の放射だけではなく、奥側の放射 も十分に観測されていると考えられる。すなわち、 ϕ = -26 ~143 rad/m² に存在する 2 ガウシアンは W50 の手前側・奥側の放射をそれぞれ反映している可能 性が考えられる。一方、ターミナルショック中心部で

図 2: らせん構造の典型的なファラデー分散関数ガウ シアンモデル。青は ϕ = -26 ~ 58 rad/m²、水色は ϕ = 59 ~ 143 rad/m²、オレンジは ϕ = 314 ~ 398 rad/m²の範囲を示している。

は奥行きが大きくなり、W50 奥側からの放射が十分 に観測されず、ノイズレベルを下回っている可能性 がある。そのため、W50 手前側の放射のみが観測さ れ、1 ガウシアンのみが見られると考えることがで きる。

7 Conclusion

本研究では、マイクロクエーサー SS433 から噴出 するジェットの先端が到達していると考えられる W50 東端領域の磁場構造解析を行った。特に、ジェット先 端に形成されるターミナルショックと、W50 表面に 巻きつくように存在するらせん構造の磁場構造を解 明するために、ファラデートモグラフィーの手法の 1つである、QU-fit を実行した。

その結果、これまで一様で連続した構造だと考えら れていたターミナルショックが領域によって異なる磁 場構造を持つことを明らかにした。また、ターミナ ルショック南部がらせん構造と似たような性質を示 すことを解明した。

ターミナルショック中心部が、北部・南部やらせん構造と比較してフィッティングに使用されるガウシアンの数がファラデーデプス $\phi = -26 \sim 143 \text{ rad/m}^2$ の範囲で少なくなるのは、放射領域の奥行き距離の違いによるものであると解釈される。

2018年度第48回天文・天体物理若手夏の学校

Acknowledgement

本研究は、九州大学町田真美助教、大村匠さん、 国立天文台赤堀卓也さん、出口真輔さん、SRON赤 松弘規さん、熊本大学高橋慶太郎准教授、宮下恭光 さん、鹿児島大学中西裕之准教授、藏原昂平さん、 Oxford University の Jamie Farnes さんと共同で行 われました。

Reference

- Araudo, A. T., Bell, A. R., & Blundell, K. M. 2015, ApJ, 806, 243
- Dubner, G. M., Holdaway, M., Goss, W. M., & Mirabel, I. F. 1998, AJ, 116, 1842
- Farnes, J. S., Gaensler, B. M., Purcell, C., et al. 2017, MNRAS, 467, 4777
- Ideguchi, S., Takahashi, K., Akahori, T., Kumazaki, K., & Ryu, D. 2014, PASJ, 66, 5
- Sakemi, H., Machida, M., Akahori, T., et al. 2018, PASJ, 70, 27

——index

磁場駆動型相対論的ジェットの質量注入モデル

荻原 大樹 (東北大学大学院 理学研究科 天文学専攻)

Abstract

It is proposed that relativistic active galactic nucleus jets are powered by the rotation energy of a spinning black hole and driven electromagnetically in the highly magnetized region. The jet launching region is starved because the strong magnetic fields around the jet axis prevent plasma particles going into the region. Non-thermal leptons can be supplied by photon annihilation and/or pair-cascade. The emission and terminal Lorentz factor of the jet depend on how much the matters are loaded. However, the density distribution still remains an outstanding problem. The jet of M87 galaxy is the key observational target. M87 has the second largest angular-size black hole and a bright radio jet. Recent radio observations have resolved the jet and showed the edge-brightened structure. This structure can be explained by the stationary axisymmetric synchrotron emission model with the assumption that the energy density of the electromagnetic field is much larger than the one of matter. Using this model, we constrained the density distribution in the jet (K.Takahashi et al. 2018 and our last year's talk ($\exists \succ$ b3)). However, this model does not take account of general relativistic (GR) effects. We applied the density distribution to the GR MHD code, HARM, and see the differences with the model. We will talk about the results and discuss the mass-loading mechanisms.

1 相対論的ジェット

相対論的ジェットとは、細く長く伸びる相対論的速 度を持つ物質の噴出流である。相対論的ジェットは、 ガンマ線バースト、マイクロクエーサー、そして活 動銀河核 (active galactic nucleus: AGN) など様々な 天体から放出されている。これらのジェットの形成 メカニズムは未だ残る宇宙物理学の大きな謎の一つ であるが、共通する物理が存在すると考えられてい る。本研究では特に、AGN ジェットの形成に焦点を 当てる。

ほとんどの銀河の中心には巨大なブラックホール (balck hole: BH) が存在する (~ $10^6 - 10^9 M_{\odot}$)。全 銀河の内約 10%が AGN を持ち、AGN を持つ銀河の 内さらに 10%にジェットが付随していると考えられ ている。AGN ジェットの中には見かけの運動速度が 光速を超えているものもあり、相対論的速度の流体 の存在が示唆されている。AGN ジェットは典型的な 開口角は約 1° で、長さは数 Mpc にまで伸びている ものもある。銀河の典型的な大きさが数十 kpc であ ることを踏まえると、非常に長いスケールに渡って 伝播している事がわかる。ジェット内の荷電粒子のシ ンクロトロン放射によって電波で明るく輝いている。

相対論的ジェットの駆動メカニズムとして電磁場 駆動モデルが有力視されている。BH の回転エネル ギーを電磁的に引き抜き、磁気圧や磁気遠心力を通 してプラズマ流体を加速するメカニズムである。近 年の一般相対論的電磁流体 (general relativistic magnetohydrodynamics: GRMHD) のシミュレーション では、BHの周辺領域は大きく3つ(降着円盤と非相 対論的な outflow、ジェット) の領域に大きく分ける 事ができることが示されている (図1)。円盤内で磁気 回転不安定性 (magneto-rotational instability: MRI) によって増幅された磁場は赤道面付近では降着流に 引きずられるようにして曲げられ、上空では outflow によって支えられ、細く絞られた漏斗 (funnel) 型の ジェットを形成する。電磁場駆動モデルでは、ジェッ ト全体のエネルギーや終端ローレンツ因子、放射は 磁場の強さ (=どれだけ絞られたか) やジェット内部 の密度分布と直接的に関係する。しかし、ジェット内 部の物質密度分布は未だ残る問題の一つである。



図 1: McKinney & Gammie 2004 より作成。色付き の領域が計算領域、色は密度(赤いほど高密度、青い ほど低密度)、黒線が磁力線である。

2 Mass-loading problem

ジェット内部は磁場のエネルギー密度が物質のエネ ルギー密度よりも大きく、荷電粒子の運動は電磁場 によって支配される。強い磁場中に荷電粒子が入射 した場合、磁力線の周りをサイクロトロン運動をす るためラーマー半径程度しかジェットの内部へと侵入 できない(mass-loading problem)。GRMHDシミュ レーションでは磁場のエネルギー密度が物質のエネ ルギー密度に対して非常に大きい場合、数値誤差が 蓄積して計算が破綻してしまうことが知られている。 多くのシミュレーションでは安定した計算のために 人為的な密度フロアが設定されているため、シミュ レーションにおけるジェット内部の密度や速度はその まま信用できるものではない。

3 Injection models

磁場の影響を受ける荷電粒子の代わりに、高エネ ルギー光子の対消滅による質量注入が考えられてい る。加えて、対生成粒子の密度が電場を投影できな い場合、磁場に平行な電場によって レプトンが加速 され、逆コンプトン散乱により高エネルギー光子を 生成、対消滅を起こすというサイクルにより、ねず み算式にレプトンを増やすギャップ加速による注入も 同時に起こる可能性が示唆されている (Levinson & Rieger 2011)。

4 Constraints by our synchrotron models

M87 の中心ブラックホールの視直径が最も大き く、地球からの距離が近いため、M87 に付随する ジェットは多くの観測がなされてきている。近年の 観測と解析の結果、AGN から数 kpc (天球投影距 離で数ミリ秒角)の場所でジェットが三叉のフォー クのような構造を持っていることが明らかになった (Asada,Nakamura&Pu 2016; Hada 2017)。

我々は電磁場加速モデルを用いてこの特徴的な三 叉フォーク放射構造を再現することにより、モデル の観測的検証を行った。磁場構造と質量注入をパラ メーター化することでジェット構造を特徴付ける物 理量について特徴的な放射領域構造から制限をつけ ることができる。定常軸対称、磁場のエネルギー密 度が粒子の持つエネルギー密度よりも十分に大きい という force-free 条件のもとでブラックホール近傍 の磁場・密度場の構造をパラメーター化し、この三 叉フォーク放射構造を矛盾なく説明する条件を調べ た。パラメーターサーチの結果、この特徴的構造を得 るためには、Takahashi et al. 2018 が明らかにした 軸対象ジェットを得るための条件(1)磁力線の回転角 速度がブラックホールのスピンで決まる一定値であ ること、(2) 大きいブラックホールスピンに加えて、 ジェット内の密度分布が重要であることを明らかに した。(昨年発表 (コン b3 参照))。

ただし、これらの研究では放射領域に注目していたため、GR効果は考慮されていなかった。本研究はGRMHD コード HARM を用いて放射構造との関係を調べる。force-free モデルにより求めた密度分布を再現するような密度フロアを設定し、その後のジェットの発展を追う。本発表では、その途中経過について報告する。

Reference

- McKinney, J. C. and Gammie, C. F. (2004). A Measurement of the Electromagnetic Luminosity of a Kerr Black Hole. Astrophys. J., 611(2):977995.
- [2] Levinson, A., & Rieger, F. (2011). VARIABLE TeV EMISSION AS A MANIFESTATION OF JET FORMATION IN M87? The Astrophysical Journal, 730, 123
- [3] Asada, K., Nakamura, M., and Pu, H.-Y. (2016). Indication of the Black Hole Powered Jet in M87 By Vsop Observations. Astrophys. J., 833(1):56.
- [4] Hada, K. (2017). The Structure and Propagation of the Misaligned Jet M87. Galaxies, 5(1):2.
- [5] Takahashi, K., Toma, K., Kino, M., Nakamura, M., and Hada, K. (2018). Fast-spinning black holes inferred from symmetrically limb-brightening radio jets. Arxiv, 1802.00292.

——index

Swift衛星による電波銀河 NGC1275 の可視光から X 線帯域の変動解析

今里 郁弥 (広島大学大学院 理学研究科)

Abstract

電波銀河は電波からガンマ線までの広い波長帯域で放射する。 この銀河の中心からはジェットが出ており母 銀河を超えるスケールにまで達するが、これがどのように加速されているのか分かっていない。NGC1275 は 近年電波とガンマ線観測での増光が見られている電波銀河であり、電波とガンマ線はジェット放射であると考 えられているがその他の波長の放射起源がまだ分かっていない。そこで我々は可視光・紫外線から X 線の放 射がジェット放射なのか降着円盤などからの放射なのかを調べた。*Swift* 衛星の可視光・紫外線と X 線のデー タを用いて NGC1275 の AGN からの放射を抽出した結果と *Fermi* 衛星のガンマ線を比較した所、ジェット 放射のガンマ線の増光に伴って X 線と可視光・紫外線も増光し、更に可視光・紫外線の色が赤くなっていた。 これは可視光・紫外線でジェット放射の他に紫外線側に降着円盤の放射が見えており、ジェット放射が増光す ると紫外線側は可視光側より増光率が落ちるため色が赤くなったと考えられる。また可視光と X 線、紫外線 と X 線の相関が同じ程度であった事から、X 線ではジェット放射の他に降着円盤周辺の放射が見えている可 能性がある事が分かった。

1 Introduction

強いジェットを持つ AGN のうち、ジェットの軸と 視線方向のなす角が小さい天体をブレーザー、ジェッ トの軸と視線方向のなす角が大きい天体を電波銀河 と呼ぶ。ブレーザーのジェット放射は相対論的効果 で明るいのに比べ電波銀河のジェット放射は暗いが、 ジェットを斜めから見ている為、ジェットをより理解 する為にはブレーザーだけではなく電波銀河のジェッ トについても研究する必要があり、その為にはジェッ トの多波長スペクトルを理解する必要がある。しか し電波銀河の放射は、可視光からX線帯域ではジェッ ト放射の他に降着円盤周辺の放射がある為、まず天 体からジェット放射が見えているのかを調べなけれ ばならない。更に可視光・紫外線帯域ではジェット放 射と降着円盤周辺の放射だけでなく母銀河からの放 射も混入する為慎重に解析を行わなければならない。

電波銀河である NGC1275 はペルセウス銀河団の 中心に位置する巨大楕円銀河である。NGC1275 はガ ンマ線で電波銀河の中で最も明るい。この天体の電 波とガンマ線はジェット放射であるが、可視光・紫外 線から X 線帯域の放射は不明である。NGC1275 は X 線帯域でも銀河団の卓越したプラズマ放射が混入 する為、可視光・紫外線から X 線帯域にかけての解 析は簡単ではないが他の電波銀河はジェット放射が 弱く、これらの帯域でジェット放射を見る事ができ ない。

NGC1275の磁場や電子エネルギー分布を求める為 にこれまで Spectral Energy Distribution(SED) fit が行われていたが、これらを構成する可視光・紫外線 データの母銀河放射が大雑把な引き方、もしくはごく 一部の帯域でのみしか行われず、X線帯域もジェット 放射の寄与が不明である。そこで今回我々は Swift 衛 星の可視紫外線望遠鏡 (UVOT)とX線望遠鏡 (XRT) の可視光から X線までの観測データから NGC1275 の AGN 放射を抽出し、ガンマ線データと比較する 事でジェット放射の寄与を探る。

2 Analysis of UVOT

MJD:53747.2(2006-01-12)-57847.5(2017-04-04) までの *Swift*/UVOT のデータを用いた。NGC1275 の AGN 放射と母銀河放射を分離する為に PSF photometry を行った。

AGN 放射モデルは 1 つのガウス関数とバックグ ラウンドを用いて、視野内の恒星 Pul -3 270315 に 対して fit を行い作成した。母銀河放射モデルは 2 つ のガウス関数とバックグラウンドを用いて楕円銀河

NGC1272 に対して fit を行い作成した。 更にこれらの fit 結果を用いて作成した AGN+母 銀河の放射モデルを以下の式 (1) に示す。

$$\begin{aligned} h_{\rm agn} &\times e^{-0.5 \times (x - x_{\rm center})^2 / 1.11^2} + \\ h_{\rm galaxy} &\times (852.3 \times e^{-0.5 \times (x - x_{\rm center})^2 / 1.984^2} \\ &+ 328.6 \times e^{-0.5 \times (x - x_{\rm center})^2 / 6.67^2}) + bgd \quad (1) \end{aligned}$$

ここで、 h_{agn} :AGN 放射モデルの係数、 x_{center} :AGN 放射モデルと母銀河放射モデルの中心位置、 h_{galaxy} : 母銀河放射モデルの係数、bgd:バックグラウンドの 高さ、である。

UVOT の解析で標準解析ツールを使わない場合、 検出器の感度補正は自分で行う必要がある。NASA が提供する感度補正用のファイルを用いて NGC1275 の近くの恒星 Pul -3 270395 で感度補正を行ったが 上手く補正できなかった為、Pul -3 270395 のライト カーブを用いて自分で1次もしくは2次の多項式か ら補正式を作成した。

NGC1275 の source region は NGC1275 を中心に 181pixel(北南)×9pixel(東西)の box に設定し、更に それを東西方向に積分したものを AGN+母銀河放射 のモデルを用いて fit を行ってフラックスを導出した。 fit の様子を図1に示す。更に自分で作成した感度補



図 1: AGN+母銀河放射モデルで NGC1275 を ft した様子。Obs ID:00032691001、UUU バンド。青:データ点、オレンジ:AGN 放 射、赤:母銀河放射、緑:バックグラウンド。

正を行い NGC12175 のライトカーブを導出したが、 母銀河放射が一定ではなく時間と共に少し減少して いた為、この母銀河放射のライトカーブが一定にな るように fit の際に母銀河放射を ID:00036524002 の 値で固定した。更に星間吸収の補正も行った。

3 Analysis of XRT

MJD:53741.86(2006-01-06)-57847.47(2017-04-04) までの *Swift*/XRT のデータを用い、HEADAS6.19 を使用した。*Swift*/XRT には PC モードと WT モー ドがあり、今回は両方のモードのデータの解析を 行った。

PC モードでは pile-up が見られた為、NGC1275 を中心とした環型の source region(12"-27") と環形 の background region(50"-60") から作ったスペクト ルを XSPEC モデル wabs × (pegpwrlw + apec) で解 析した。

WT モードのデータは PC モードのデータと異な り1次元の空間情報しか持たない為、NGC1275 の場 合、卓越した銀河団放射のせいで WT モードのデー タのみを用いて解析する事は難しい。そこで我々は2 次元の空間情報を持つ PC モードのデータから銀河 団放射を見積もり、WT モードで作ったスペクトル から差し引く事で AGN 放射を見積もった。WT モー ドの source region は NGC1275 の中心から東西方向 へ 12"と 24"の位置にそれぞれ長辺を持つ box を 2つ 設定した。

4 Results and Discussion

今回解析した Swift/UVOT, XRT のデータと、1 週間 bin の Fermi の公式ライトカーブと4日 bin の Fermi のライトカーブ (Y. Fukazawa et al. (2018)) を用いてデータを比較し、可視光・紫外線からX線 帯域の挙動やジェットの寄与などを調べた。図2に ガンマ線、X線、可視光・紫外線、可視光・紫外線 の色のライトカーブを示す。ここからガンマ線増光 に伴って可視光・紫外線からX線帯域も増光してい る事が分かる。ガンマ線増光に伴うX線の増光はY. Fukazawa et al. (2016)でも確認されている。可視光 のガンマ線増光に伴う増光も2009年10月から2011 年2月の KVA のRバンドのデータで報告されてい るが (Aleksić et al. (2014))、2011年以降でのカン マ線と可視光・紫外線の相関はこれが初めてである。 ジェット放射であるガンマ線との比較の結果から可 視光・紫外線から X 線帯域にかけてジェット放射の 寄与が見えている可能性がある。更に可視光・紫外 線の色がガンマ線増光に伴って赤くなっている事が 確認できる。



図 2: NGC1275 のライトカーブ。上からガンマ線、X 線、可視 光・紫外線、可視光・紫外線の色。

次にガンマ線フラックスと X 線のフラックス、ガ ンマ線と可視光・紫外線のフラックスの相関を調べ た。ここではデータ量の多さと期間の長さからガン マ線データは公式ライトカーブの 1 週間 bin のデー タを用いた。結果を図 3 と図 4 に示す。まず図 3 か ら、ガンマ線と X 線フラックスで弱い正の相関が見 える。次に図 4 を見ると、ガンマ線フラックスとど のバンドの可視光から紫外線フラックスを比べても ほぼ同程度の弱い正の相関である。

ガンマ線フラックスと可視光・紫外線フラックス、 ガンマ線フラックスとX線フラックスの間に弱い正 の相関が見られた事からやはりジェット放射の寄与 が見えている可能性がある。しかし色が赤くなって いる事から、可視光・紫外線でジェット放射の他に 紫外線側に降着円盤の放射が見えており、ジェット 放射が増光すると紫外線側は可視光側より増光率が 落ちるため色が赤くなったと考えられる。そのため もしX線帯域でジェット放射が支配的であるならば、 X線フラックスと可視光フラックスの相関がX線フ ラックスと紫外線フラックスの相関より強くなるは ずである。そこで図5にX線フラックスと紫外線フラック



図 3: ガンマ線フラックスと X 線フラックスの相関図。赤:XRT PC モードのデータ、青:XRT WT モードのデータ。



図 4: ガンマ線フラックスと可視光・紫外線のフラックスの相関図。 左上:UVV, 右上:UBB, 左中:UUU, 右中:UVW1, 左下:UVM2, 右下:UVW2。

スの相関図を示す。これを見ると X 線フラックスと 可視光フラックスの相関と X 線フラックスと紫外線 フラックスの相関は両者とも同じ程度の弱い正の相 関しかない。このことから X 線帯域ではジェット放 射の他に降着円盤周辺の放射も見えている可能性が ある。これらの結果から考えられる NGC1275 の放 射の簡略図を図 6 にまとめた。



図 5: X 線フラックスと可視光・紫外線フラックスの相関図。左:X 線 vs UVV、右:X 線 vs UVW2。赤:XRT PC モードのデータ、 青:XRT WT モードのデータ。



図 6: NGC1275 の考えられる放射の簡略図。

最後に複数の期間の可視光から X 線のデータと、 Y. Fukazawa et al. (2018)のガンマ線のデータから 作成した SED を図 7 に示す。この SED で最もデー タ数が多い ID:00031770009の SED に対して電子エ ネルギー分布が broken powerlawの単純な one-zone の SSC モデル (ジェット内の高エネルギー電子がシ ンクロトロン放射をし、その光子を高エネルギー電 子が逆コンプトン散乱で叩き上げるモデル)で ftt し たが上手くできず、物理量を求める事ができなかっ た。どの観測 ID でも見えている可視光・紫外線帯域 の鋭いピークがジェット放射に比べて卓越した降着 円盤の放射であり、SSC だけでは ftt できないと考え られる。



図 7: 複数期間の NGC1275 の SED。

5 Conclusion

これまでの結果を以下にまとめる。

- 1. ガンマ線の増光と共に可視光・紫外線から X 線 も増光し、色が赤くなっていた。
- 2. X線フラックスと可視光・紫外線フラックスは、 ガンマ線フラックスと弱い正の相関を示した。
- X 線フラックスと可視光のフラックス、X 線フ ラックスと紫外線フラックスは弱い正の相関を 示した。
- 電子エネルギー分布を broken powerlaw とした 単純な one-zone の SSC モデルでは上手く fit で きない。

Reference

- Y. Fukazawa, 2018, ApJ...855...93F
- Y. Fukazawa, 2016, arXiv160803652F
- Aleksić. J.,2014, A&A...564A...5A

——index

中性鉄輝線から探る大質量ブラックホール周辺のガス構造

山本 優馬 (東京理科大学大学院 松下研究室)

Abstract

本研究では、6.4 keV で最もエネルギー分解能の高い Chandra 衛星の HETGS(透過型回折分光器) を用 いて活動銀河核 55 天体の中性鉄輝線幅について解析した。その結果、38 天体で中性鉄輝線を検出し、その 速度幅は約 10³⁻⁴ km s⁻¹ であることがわかった。中性鉄輝線の放射領域とすでに中心からの距離がわかっ ている広輝線領域 (BLR) との位置関係を調べるために、BLR からの Hβ 輝線幅との比較を行ったところ、 中性鉄輝線の放射領域は BLR 付近か、より外側に分布することが示唆されたが、有意な相関は得られなかっ た。さらに、中心のブラックホール質量がすでに推定されている 21 天体に対して中性鉄輝線の放射領域半 径を求めると、この分布がダストトーラス内縁部まで広がっていることが確認できた。

1 Introduction

銀河の中でも中心領域が異常に明るいものを活動 銀河と呼ぶ。その中心部である活動銀河核には大質 量ブラックホールが存在し、そこに質量が降着し、重 カエネルギーを解放することで明るく輝いている。中 心のブラックホールは母銀河と共進化してきた可能 性があり、宇宙の進化の歴史を紐解く上でも、活動銀 河核の研究は非常に大切な要素となっている。活動 銀河核の構造に対しては、トーラスモデルが提唱さ れており、このモデルでは、中心部の大質量ブラック ホールと降着円盤の周りをダストトーラスと呼ばれ る吸収体が囲んでおり、狭輝線領域 (NLR) は中心ブ ラックホールから比較的遠方に、広輝線領域 (BLR) は中心近傍に存在している。

活動銀河核は様々な波長域で放射を行っているが、 X線であれば、ダストへの透過率が高いため、1型2 型を問わず、トーラスより内側での放射を調べるこ とができる。活動銀河核のX線スペクトルは主に、 エネルギー E のべき関数 (E^{-Γ})で表される連続成分 と中性鉄 Kα 輝線 (6.4 keV)で構成される。鉄元素 は原子番号が大きいので蛍光収率が高く、また宇宙 元素組成量が大きいため、ほとんどの活動銀河核で この輝線が現れる。さらにダストへの透過率も高い ため、トーラスに囲まれている2型であってもその 存在を確認することができる。この輝線の放射領域 は中性であることから低温物質であることはわかっ ており、BLR やダストトーラス内縁付近などが候補 として挙げられているが、未だ正確な特定には至っ ていない。Shu et al. (2010) では、Chandra 衛星の HETGS(透過型回折分光器) を用いて活動銀河核 46 天体の中性鉄輝線幅を解析し、BLR からの H β 輝線 幅との比較を行うことで、中性鉄輝線の放射領域と すでに中心からの距離がわかっている BLR との位置 関係を調べたが、有意な相関は得られなかった。

一方で近年では、この輝線の幅から中心のブラッ クホール質量を見積もる新手法が考案されている (Minezaki & Matsushita 2015)。輝線の放射領域が ブラックホールを中心にケプラー運動をしていると 仮定すると、放射領域の速度vは、

$$v = \sqrt{\frac{GM_{BH}}{R}} \tag{1}$$

となる (G: 万有引力定数、M_{BH}: ブラックホール質 量、R: 放射領域の中心からの距離)。輝線の幅は放 射領域の速度に依存しているので、輝線の幅から速 度 v を求めることができ、式 (1) からブラックホー ル質量を見積もることが可能となる。この手法であ れば、輝線はトーラスを透過できるため、1型2型問 わずこの手法を適応できる。Minezaki & Matsushita (2015) では、中性鉄輝線の放射領域をトーラス内縁 部であると仮定し、Shu et al. (2010) で得られた輝線 幅からデータの信頼度が高い 14 天体のみを用いて、 ブラックホール質量を推定していた。しかし、明ら かに輝線幅が広く、BLR 付近に放射領域を持つ天体 なども存在し、正確に質量を求めることができてい ないのが現状である。

Shu et al. (2010) では、コンプトン肩を中性鉄輝 線の一部としてフィッティングしてしまい、線幅が過 大評価されている天体が見られた。また、高階電離 鉄による成分を考慮せず、連続成分が正確にフィット できていないものもあった。本研究では、より正確 に輝線幅を決定するために、コンプトン肩や高階電 離鉄 (He-like 鉄や H-like 鉄) による吸収、輝線成分 を考慮し、更に天体数を 46 から 55 天体に増やして 解析を行なった。

本論文ではハッブル定数は $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ を用いており、誤差は全て信頼度 68%である。

2 Observation

中性鉄輝線の放射領域速度を決定するためには、輝線幅の高精度な測定が必要である。そのため、本研究では輝線が見える 6.4 keV で、エネルギー分解能が最も高い (35 eV) Chandra 衛星の HETGS を用いて解析を行なった。各天体ごとにデータが複数存在する場合は、統計の良いスペクトルにするため、足し合わせて平均をとった。

解析には、Chandra 衛星の HETGS で観測が行わ れた活動銀河核の内、近傍 (*z* < 0.03) の 55 天体 (そ のうち 34 天体が 1 型、15 天体が 2 型で、残り 6 天 体は LINER や QSO など) を扱った。

3 Analysis & Results

フィッティングには、基本的に連続成分をべき関 数、輝線成分をガウス関数で表し、それに光電吸収 の効果を考慮したモデルを使用した。また、輝線を 潰さないためにビンまとめは行わず、C 統計でフィッ ティングを行い、エネルギー範囲は 3.0-7.5 keV と した。輝線の放射領域の速度を評価する物理量とし ては、輝線をガウス関数でフィットした時の半値全幅 (FWHM)を用いた。

図1にNGC 3783のスペクトルを示す。下段はデー タとベストフィットの残差を表しており、輝線部分で はガウス関数が良くフィットできていることがわか る。一方で、連続成分については、輝線の低エネル ギー側にコンプトン肩の存在を確認することができ る。解析した天体の中には、このコンプトン肩が輝 線と分離しづらいものが存在し、フィッティングの際 は、輝線幅を過大評価しないように注意を払った。



図 1: 上段:NGC 3783 のスペクトル 下段:データ とベストフィットモデルの残差 (赤:ベストフィット ,青: べき関数成分,マゼンダ:中性鉄輝線成分)

高階電離鉄の輝線が見えている例として、図2に Mrk 3のスペクトルを示す。高エネルギー側に、Helike 鉄 (6.7 keV) と H-like 鉄 (7.0 keV) による輝線 の存在が確認でき、ガウス関数を追加してフィッティ ングを行なった。この考慮により、C-stat/d.o.f (Cstat : C 統計、d.o.f : 自由度) は 1.18 から 1.13 に改 善された。



図 2: 上段: Mrk 3 のスペクトル 下段: データと ベストフィットモデルの残差 (赤: ベストフィット, 青: べき関数成分,マゼンダ:中性鉄輝線成分,黄 緑: He-like 鉄輝線,水色: H-like 鉄輝線)

図3はNGC 3516スペクトルで、高エネルギー側 に高階電離鉄による吸収線の存在し、負のガウス関 数で表した。これにより、C-stat/d.o.f は1.09から 1.00になった。



図 3: 上段:NGC 3516 のスペクトル 下段:データ とベストフィットモデルの残差 (赤:ベストフィット ,青:べき関数成分,マゼンダ:中性鉄輝線成分)

同様の解析を全天体に行った結果、55 天体中、38 天体で中性鉄輝線を検出した。C-stat/d.o.f は 0.78 – 1.21 で、輝線幅は約 10³⁻⁴ km s⁻¹ であった。

4 Discussion

4.1 Shu et al. (2010) との比較

図4はShu et al. (2010)の結果との比較である。 本研究の半値全幅はShu et al. (2010)の値に対して やや小さくなる傾向が見られた。これはコンプトン 肩の成分を輝線の一部としてフィッティングしないよ うに考慮し、高階電離鉄の成分をモデルに組み込む ことで、連続成分を正確にフィッティングしたことが 原因だと考えられる。

4.2 Hβ輝線幅との比較

BLR と中性鉄輝線の放射領域との相関を見るため、 各天体ごとに可視光観測で得られた BLR の H β 輝線 幅 (Lutz et al. 2002, Marziani et al. 2003, Moran et al. 2007, Nandra 2006, Peterson et al. 2004, Wang et al. 2009, Zhou & Wang 2005) との比較を行なっ た (図 5)。その結果、中性鉄輝線幅は Hβ 輝線幅に対 して同等かやや小さい傾向となったが、有意な相関 は得られなかった。このことから、中性鉄輝線の放 射領域は天体によって異なり、BLR 付近か、それよ りも遠方に存在していることが示唆される。一方で、 活動銀河核の光度の時間変動によって放射領域が変 化している可能性があり、この比較では観測時期の 考慮を行っていないため、相関が得られなかった原 因として考えられる。



図 4: 中性鉄輝線の半値全幅の Shu et al. (2010) と の比較 横軸: Shu et al. (2010)の結果,縦軸:本研 究の結果(赤:1型活動銀河核,青:2型活動銀河核)



図 5: 中性鉄輝線幅と H_β 輝線幅の比較 横軸:H_β 輝線幅,縦軸:本研究で得られた中性鉄輝線幅(赤: 1型活動銀河核,青:2型活動銀河核)

4.3 中性鉄輝線の放射領域半径

可視光・赤外線観測では、BLR やトーラス内縁部 の中心からの距離の測定が行われている。Koshida et al. (2014) では、それらの距離と、Swift/BAT で得 られた 14-195 keV の光度を用いて、光度と中心から ダストまでの距離に正の相関があることが確認され ている。中性鉄輝線の放射領域にも同様の相関が見 られるか確認するために、中心の大質量ブラックホー ルの質量がすでに見積もられている 21 天体 (Bentz et al. 2015) に対して、中性鉄輝線の速度幅から放射 領域の中心からの距離を見積もり、光度との相関を 確認した。(図6)この際、可視光・赤外線で見られる 光度とダストまでの距離の相関との比較を行うため、 光度には Swift/BAT で得られた 14-195 keV の光度 (Baumgartner et al. 2010)を用いた。図6から、中 性鉄輝線の放射領域の分布が BLR からトーラス内 縁部まで広がっていることが確認できたが、BLR や トーラス内縁部に見られるような光度に対する正の 相関は得られなかった。ここで用いた Swift/BAT の 光度は全観測の平均になっているので、4.2 での比較 と同様に、放射領域の時間変動の情報が埋れている 可能性がある。



図 6: 中性鉄輝線の放射領域と光度 (14-195 keV) の 関係 (シアン:広輝線領域,赤:トーラス内縁部)

5 Conclusion

活動銀河核 55 天体のスペクトルを解析した結果、 38 天体で中性鉄輝線が検出され、輝線幅は約 10³⁻⁴ km s⁻¹であった。BLR の Hβ 輝線幅との比較では、 同等か中性鉄輝線の方がやや小さい傾向にあること がわかり、放射領域は BLR 付近か、それより遠方に あることが示唆された。一方で、両者に相関を見る ことはできなかったが、観測時期を考慮していない ことが原因だと思われ、正確な比較を行うためには、 観測時期の近いデータを扱うことが必要である。

ブラックホール質量がすでに推定されている 21 天 体に対して、中心から中性鉄輝線の放射領域までの 距離を算出したところ、放射領域の分布が BLR から トーラス内縁部まで広がっていることが確認できた。 また、BLR やトーラス内縁部に見られるような光度 との相関は見られず、やはり、観測時期の考慮が必 要だと考えられる。

今後の展望として、比較に用いる Hβ 輝線幅の観測 時期を Chadnra 衛星の観測時期と揃えることで、相関 関係が改善される可能性がある。同様に、Swift/BAT の光度についても、観測時期の考慮をすることで、中 性鉄輝線の放射領域と光度の関係に改善が見られる かもしれない。

Reference

Baumgartner, W. et al. 2010, ApJS, submitted

- Bentz M. C., Katz S., 2015, PASP, 127, 67
- Koshida S., et al., 2014, ApJ, 788, 159
- Lutz, D., Maiolino, R., Moorwood, A. F. M., Netzer, H., Wagner, S. J., Sturm, E., & Genzel, R. 2002, A&A, 396, L439
- Marziani, P., Sulentic, J. W., Zamanov, R., Calvani, M., Dultzin-Hacyan, D., Bachev, R., & Zwitter, T. 2003, ApJS, 145, 199

Minezaki T., Matsushita K., 2015, ApJ, 802, 98

Moran, E. C., Barth, A. J., Eracleous, M., & Kay, L. E. 2007, ApJ, 668, L31

Nandra, K. 2006, MNRAS, 368, L62

Peterson, B. M., et al. 2004, ApJ, 613, 682

Shu, X. W., Yaqoob, T., & Wang, J. X. 2010, ApJS, 187, 581

Wang, J., Mao, Y. F., & Wei, J. Y. 2009, AJ, 137, 3388

Zhou, X.-L., & Wang, J.-M. 2005, ApJ, 618, L83

—index

MAGIC 望遠鏡による活動銀河核S5 0716+714の観測

梶原 侑貴 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

宇宙物理学における重要な天体の一つである活動銀河核 (active galactic nuclei, AGN) は、星に由来し ない明るい光を放つ銀河中心のことで、その構造モデルは提唱されているものの放射機構やフレアの生成機 構などは解明されていない。特に TeV 領域などの超高エネルギー (very-high-energy, VHE) ガンマ線の測定 は、1990 年前後から行われるようになった比較的新しい分野であり、他の波長帯と比べて AGN の観測デー タも少ない。VHE ガンマ線を放射する AGN はほとんどがブレーザーと呼ばれる天体であるが、現在 X 線 領域では 2000 以上のブレーザーが確認されているにもかかわらず、VHE ガンマ線では 71 天体しか見つかっ ていない。

数分刻みの激しい光度変動をするブレーザーを特にとかげ座 BL 型天体 (BL Lacertae object, BL Lac) と 呼ぶ。2012 年 11 月に起きた BL Lac IC 310 のフレアは 5 分間という短時間で激しく変動する VHE ガンマ 線を放射しており、この観測から、ガンマ線放射が銀河中心のブラックホールのサイズよりも小さい領域か ら放射されていることが発見された。また昨年の 10 月 IceCube によって検出されたニュートリノの多波長 追尾観測で、ニュートリノ到来方向の誤差領域内に存在した BL Lac TXS 0506+056 から、強い VHE ガン マ線放射が検出された。ニュートリノの到来方向と同方向からの VHE ガンマ線フレアが観測されるのはこ れが初めてで、AGN での粒子加速機構の理解が深まることが期待できる。このように AGN の VHE ガンマ 線放射を観測することは、AGN の構造を解明する上で大きな役割を果たす。

S5 0716+714 も BL Lac の一つであり様々な波長帯で観測されてきたが、VHE ガンマ線では 2008 年に MAGIC 望遠鏡で初めて確認された。その時の観測では有効時間 ~13 時間で ~6σ の有意度で、日ごとの大 まかな光度変動しか捉えられていなかったが、昨年 12 月に ~2 時間の間に ~32σ という高い有意度で検出 され、20-30 分ごとの激しい光度変動が観測された。本講演では最新のガンマ線における AGN の研究成果 を述べると共に、12 月に起きた S5 0716+714 のフレア解析の結果を述べる。

1 活動銀河核

1.1 統一モデル

銀河のなかには、銀河を構成する星に匹敵するあ るいはより強い光を、中心にあるブラックホール近 傍のごく狭い範囲から放つものがあり、これを活動 銀河核 (active galactic nuclei, AGN) という。

AGN は電波からガンマ線までの広い波長帯で観 測され、伝統的には放射電波の強弱や可視光の輝線 の太さなど観測的な特徴から分類されてきたが、現 在では図1のような軸対称の統一モデルが提唱され ている。このモデルはジェットやトーラスに対する見 込み角の違いによって観測的多様性を説明している。 横軸の値 *a/M* が大きいと電波を放出する相対論的 ジェットを中心から降着円盤の軸に沿って噴き出すと 考えられる。また降着率が十分大きく、重力を振り 切る放射圧の光度がある AGN は、トーラス、広輝 線放射領域、狭輝線放射領域を持つ。広輝線放射領 域はブラックホールに近く、強い重力を受けるため ガス雲が高速で円運動している領域で、赤方偏移お よび青方偏移が大きく、幅の広い輝線の放射をする。 狭輝線放射領域はそれよりも離れたところの遅いガ ス雲で、細い輝線の放射がある。観測方向によって は、ブラックホール近傍の広輝線領域からの放射は トーラスなどによって見えづらくなり、狭い輝線の み観測される。(C. M. Urry & P. Padovani 1995)。 現在 AGN の姿としてこの統一モデルが支持され ているが、ジェットの生成機構や粒子加速のメカニズ

2018年度第48回天文・天体物理若手夏の学校





図 2: BL Lac PKS 2155-304 の放射強度変動 (Aharonian et al. 2007)

図 1: AGN の統一モデルと対応する観測的分類 (C. D. Dermer & B. Giebels 2016)。横軸の *a* はブラッ クホールの角運動量、*M* は質量を指す。縦軸はエディ ントン限界に対する光度である。

ムなど、はっきり解明されていないことも多く、さ らなるデータの収集や考察が必要である。

1.2 ブレーザー

ガンマ線で見つかっている AGN のほとんどは、電 波からガンマ線にかけて明るいブレーザーと呼ばれ る AGN である。

ブレーザーは均一スペクトル電波クエーサー (flatspectrum radio-quasar, FSRQ) ととかげ座 BL 型天 体 (BL Lacertae object, BL Lac) に分けられるが、 これらはそれぞれ図1の右上と右下の AGN をジェッ トの軸方向から観測したものに相当すると考えられ る。FSRQ の放射スペクトルは輝線を持つが、ジェッ トからの幅広く強い放射のためにあまり目立たない。 BL Lac はガス雲を持たないため元素由来の輝線が 見られない。また FSRQ は数時間から数日、BL Lac は数分刻みの激しい放射強度変動をするという特徴 がある。図2は 2006 年 7 月 28 日に起き H.E.S.S. に よって観測された BL Lac PKS 2155-304 のフレア の、200 GeV 以上の放射強度変動である。図2の点線 は 200 GeV 以上のかに星雲の放射強度をあらわす。 ブレーザーはスペクトル分布に幅の広い2つのピー クがあらわれる。これはジェット内の電子によるシン クロトロン放射によるものと、シンクロトロン電子 自身とシンクロトロン放射された光子の衝突による 逆コンプトン散乱でさらに高エネルギーになったも のの2種類の光子があるためと考えられる。BL Lac はこのピークの位置によって、high-, intermediate-, low-energy-peaked BL Lac object (HBL, IBL, LBL) に分けられる。図3は HBL である Markarian 421の 多波長スペクトル分布である。



図 3: Markarian 421 の多波長スペクトル分布 (A. A. Abdo et al. 2011)

また銀河中心からのジェットは光速に近く相対論 的であるため、観測方向に噴き出すジェットからの 放出光はドップラーブーストにより増幅され、また ビーミング効果により高エネルギー側にシフトする。 たときよりも明るく、5-20 倍高い周波数の放射をし ているように見える。

高エネルギーガンマ線天文学に $\mathbf{2}$ おける AGN

高エネルギーガンマ線天文学の発展 2.1

高エネルギー天文学は 1967-1968 年の OSO-3 など によって開かれたが、AGN に関しては、1991 年に打 ち上げられたコンプトンガンマ線観測衛星 (Compton Gamma Ray Observatory, CGRO) によって大きく 発展した。CGRO 以前にもガンマ線を放出する AGN は5つ見つかっていたが、数百 keV から数十 MeV と低エネルギーの放射であった。CGRO に搭載され たガンマ線検出器 EGRET(Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) は、最初の年で 100 MeV か ら5 GeV のエネルギー帯で AGN を 14 天体発見し た (C. D. Dermer & B. Giebels 2016)。

2.2解像型大気チェレンコフ望遠鏡による **VHE ガンマ線の観測**

また CGRO と同じ頃、TeV 領域などの超高エネル ギー (very-high-energy, VHE) ガンマ線領域の観測 を目的とした解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, IACT) の開 発が始まり、1989年に Whipple 望遠鏡が観測を開始 した。

IACT は VHE ガンマ線が大気中の粒子と相互作 用して生成した空気シャワーによるチェレンコフ光 を検出することで、間接的に VHE ガンマ線を観測 する。人口衛星の有効面積が~1mであるのに対し、 IACT はいわば地球大気を広大な検出器としており ~ 10⁴ m の有効面積を持つ。そのため MeV-GeV 領 域に比べ低レートな GeV-TeV 帯のガンマ線を高統 計で観測できる。

現在も H.E.S.S.、MAGIC、VERITAS などの IACT が稼働しており、またさらに高感度かつ広いエ

これによりブレーザーは同程度の AGN を横から見 ネルギー領域での観測を可能とする Cherenkov Telescope Array 計画も進んでいる。

> しかし他の波長帯と比べると AGN の観測データは まだ少ない。VHE ガンマ線を放射する AGN はほと んどがブレーザーであるが、現在 X 線領域では 2000 以上のブレーザーが確認されているにもかかわらず、 VHE ガンマ線では 71 天体しか見つかっていない。

2.3 VHE ガンマ線観測の重要性

AGN の VHE ガンマ線放射を観測することは、 AGN の構造を解明する上で大きな役割を果たす。

2012年11月に起きたAGN IC 310のフレアの観 測では、5分以下の短時間で激しく変動する VHE ガ ンマ線が放射されており、このことから VHE ガンマ 線が放射されている領域が、銀河中心のブラックホー ルのサイズよりも小さいことがわかった (J. Aleksić et al. 2014)。ジェットを形成する領域を直接的に撮 像するには、AGN がコンパクトな天体であることや 遠方に位置することから非常に高い角度分解能が必 要であり、実現はまだ難しいが、この観測によって 間接的な情報を得ることができた。

また昨年の 10 月 IceCube によって検出されたニ ュートリノの多波長追尾観測で、ニュートリノ到来方 向の誤差領域内に存在した AGN TXS 0506+056 か ら、強い VHE ガンマ線放射が検出された (The Ice-Cube Collaboration et al. 2018)。ニュートリノの 到来方向と同方向から、同時刻に VHE ガンマ線フ レアが観測されるのはこれが初めてで、AGN での粒 子加速機構の理解が深まることが期待できる。また 系外宇宙線起源の解明に役立つことも期待されてい る。

この他にも、高エネルギー領域での AGN 観測は、 銀河系外背景光の測定や、ローレンツ不変性の検証、 アクシオンの探索にも役立つと考えられる。

3 BL Lac S5 0716+714のVHE ガンマ線観測

3.1 先行研究

BL Lac の一つである S5 0716+714 は 1 つめのピー クが 10¹⁴ Hz から 10¹⁵ Hz にあり (P. Giommi et al. 1999)、IBL に分類される。輝線がないため赤方偏移 を求めるのが難しく長い間距離は不明であったが、 AGN の活動が穏やかな時に測定した母銀河の位置 (K. Nilsson et al. 2008) や MAGIC とフェルミガン マ線宇宙望遠鏡で得られたスペクトルの比較 (M. L. Ahnen et al. 2018) から、z = 0.31 と求められた。

S5 0716+714 は長年様々な波長帯で観測されてきた が、VHE ガンマ線では 2008 年 4 月に MAGIC 望遠鏡 で初めてとらえられ、VHE ガンマ線と可視放射の相 関が指摘された (H. Anderhub et al. 2009)。MAGIC は 2 台の IACT からなる天文台だが、この観測が行 われた当時は 1 台のみ稼働しており、S5 0716+714 のある高天頂角 (47° < zd < 55°) でのエネルギー閾 値は 400 GeV であった。

2015 年の 1 月 18-27 日と 2 月 12-17 日に再び MAGIC 望遠鏡でフレアが観測され、電波、可視光、 紫外線、X線、高エネルギーガンマ線での観測結果と 比較された (M. L. Ahnen et al. 2018)。遠方にある AGN から来る VHE ガンマ線は銀河系外背景光に吸 収されるため地球に届きにくく、高エネルギーのガ ンマ線ほどその影響は大きいが、この時の MAGIC 望遠鏡は高天頂角で ~125 GeV という低エネルギー 閾値で、2008 年の観測よりもより子細なデータが得 られた。図 4 に 2015 年の 1 月 18-27 日の多波長スペ クトル分布を示す。

3.2 2017年12月のフレア解析

2017 年 12 月 28-29 日の 2 日間、フェルミガンマ 線宇宙望遠鏡のアラートを受け、MAGIC 望遠鏡で S5 0716+714 のフレアが観測された。28 日の観測の 有意度は 2.18 h に対して 32.7σ、翌 29 日の追観測は 1.36 h で 7.93σ であった。

また 2008 年と 2015 年の観測では日ごとの大まか な放射強度変動しか得られていなかったが、この観測



図 4: S5 0716+714 の多波長スペクトル分布 (M. L. Ahnen et al. 2018)

では数十分スケールでの変動も見られた。これにより S5 0716+714の放射領域の制限や、さらには AGN の放射機構の解明にもつながると期待される。

Reference

- C. D. Dermer & B. Giebels 2016, C. R. Physique, Active galactic nuclei at γ -ray energies
- C. M. Urry & P. Padovani 1995, PASP, Unified schemes for radio-loud active galactic nuclei
- Aharonian et al. 2007, ApJ, An exceptional very high energy gamma-ray flare of PKS 2155-304
- A. A. Abdo et al. 2011, ApJ, Fermi Large Area Telescope Observations of Markarian 421: The Missing Piece of its Spectral Energy Distribution
- J. Aleksić et al. 2014, Science, Black hole lightning due to particle acceleration at subhorizon scales
- The IceCube Collaboration et al. 2018, Science, Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino IceCube-170922A
- P. Giommi et al. 1999, A&A, Synchrotron and inverse Compton variability in the BL Lacertae object S50716+714
- K. Nilsson et al. 2008, A&A, Detection of the host galaxy of S5 0716+714
- M. L. Ahnen et al 2015, A&A, Multi-wavelength characterization of the blazar S5 0716+714 during an unprecedented outburst phase
- H. Anderhub et al 2014, ApJ, Discovery of very high energy $\gamma\text{-}\mathrm{rays}$ from the blazar S5 0716+714

—index

若い銀河に出現する Ia 型超新星の起源

岩田 朔 (東京大学大学院理学系研究科附属ビッグバン宇宙国際研究センター)

Abstract

本研究では通常の Ia 型超新星に加え, Chandrasekhar 質量より重い Super-Chandrasekhar 白色矮星や軽 い Sub-Chandrasekhar 白色矮星による Ia 型超新星,通常より暗い Iax 型超新星の起源への理解を深めるこ とを目的とし,それらが若い銀河に多いことを踏まえ,中質量 (8-13 太陽質量)の恒星がヘリウム核を形成 した段階で水素の外層を失ったモデルを考える.外層を失った星の爆発としては重力崩壊型超新星爆発であ る Ib 型や Ic 型超新星爆発があるが,似たようなモデルから Ia 型超新星に至る経路があるのかを探る.計算 には,恒星進化コード MESA および原子核反応を考慮した流体力学のコードを用いる. MESA を用いた計 算により,水素の外層を失った星は,初期質量およびヘリウム核の質量の違いによってその後の進化経路が 異なることがわかった.特に,ある特定のパラメータ領域にあるモデルは,強く縮退した CO コアを形成し, Ia 型超新星の親星になりうることが示された.本発表では,これらの結果を詳しく示し,議論する.

1 Introduction

Ia 型超新星爆発とは、観測されるスペクトル中に 水素線が見られず、かつ強いケイ素線が見られる超 新星爆発であり、主に炭素と酸素からなる白色矮星 が限界質量である Chandrasekhar 質量に近づくこと で核反応が暴走し爆発に至る熱核暴走型超新星爆発 として知られている.このタイプの超新星は宇宙に おける鉄族元素の主要な供給源であり、ピーク光度 と減光との間に Phillips relation と呼ばれる相関関 係 (Phillips 1993) があることから宇宙における標準 光源として用いられてきた.このように Ia 型超新星 は天文学の様々な分野で重要な役割を果たしている が、その親星の理論についてはいまだわかっていな いことが多い.

Ia 型超新星の親星の起源については現在2つの有 力なシナリオがある.白色矮星と非縮退星の連星系 において非縮退星から白色矮星への質量降着を考え る Single Degenerate Scenario と,白色矮星同士の 合体を考える Double Degenerate Scenario である. しかし,これらのモデルのどちらが主要な Ia 型超新 星の親星なのかはわかっていない.

さらに近年,爆発時の白色矮星の質量が Chandrasekhar 質量ではないと思われる Ia 型超新星の 観測結果が報告されている. Howell et al. 2006 で は,非常に明るい Ia 型超新星 SN2003fg の爆発時に 生成された ⁵⁶Ni の質量が通常の Ia 型超新星より多い $M_{\rm Ni} \sim 1.3 M_{\odot}$ と見積もられており,これは Chandrasekhar 質量の白色矮星による爆発によって生成 できる量を超えているため,Chandrasekhar 質量よ り重い Super-Chandrasekhar 白色矮星による爆発と 考えられている.一方で,Chandrasekhar 質量より 軽い Sub-Chandrasekhar 白色矮星による爆発と思わ れる Ia 型超新星も見つかっている (e.g., SN2002cx; Li, W. et al. 2003). これらは通常の Ia 型超新星よ りも暗く,Iax 型超新星として分類されている.そし て,これらの特異な Ia 型超新星は,若い銀河に数多 く出現していることが報告されている (Li, L. et al. 2018).そのため,このような超新星の起源には大質 量星が関係している可能性がある.

そこで、本研究では大質量星を起源とする Ia 型超 新星の可能性を考え、大質量星として生まれた星が 進化の最中に質量を失い、Ia 型超新星の親星になり うるかどうかを検証した.

2 Methods

星の進化計算には MESA(Modules for Experiments in Stellar Astrophysics; version 10398) コード (Paxton et al. 2011, 2013, 2015, 2018) を用いた. 今回,初期質量が $8M_{\odot}$ 以上の恒星に対し,進化の

最中に水素の外層を失うというモデルを考えた.具体的には,恒星内部でヘリウムコアが形成されたのち,連星に質量を輸送することで外層をほぼすべて 剥がした.ここでのパラメータは初期質量 *M*_{init} および水素外層が失われた段階でのヘリウムコアの質量 *M*_{core}の2つである.その後,計算を進めて外層を剥がしたあとの進化をみた.

3 Results & Discussion

図1はさまざまなモデルについて、最終的にでき る星の違いを示したものである.まず、今回の計算 において *M*^{He} は緑色および橙色の領域内の値をと ることができない.これは、緑色の領域については、 星の中心部が対流領域になっていることから、ヘリ ウムコアが形成される際に緑色の領域内の *M*^{He}_{core} よ り重いコアとなるからである.また、橙色の領域につ いては外層が剥がされる前の進化段階において convective envelope の影響でヘリウムコアが橙色の領域 内の *M*^{He}_{core} まで成長せず、小さくなっていくためで ある.

×マーク(青色の領域)は、外層が剥がされたあと 炭素コアを形成するが、やがて炭素に火がつき、酸 素-ネオン-マグネシウムコアが生成されたモデルであ る(図2).これらのモデルは最終的に O-Ne-Mg 白色 矮星になることが予想される.O-Ne-Mg 白色矮星は Chandrasekhar 質量まで成長しても、つぶれて中性 子星になってしまうため、これらのモデルは Ia 型超 新星の親星にはなりえない (Saio & Nomoto, 1985).

一方, ●マーク (水色の領域) のモデルは,外層が 剥がされたあと炭素-酸素コアを形成し,炭素燃焼が 起こらないまま中心から徐々に縮退していく (図 3). 図 3 における破線は $\epsilon_F/k_BT \approx 4$ のラインであり, このラインより右側の領域は縮退領域である.なお, 図 3 において星の進化は左下からスタートする.ま た,このモデルにおける元素組成を図 4 に示す.

縮退した CO コアが形成されるこれらのモデル は、Ia 型超新星の親星になりうる星である.ただし、 MESA による計算では、外側のヘリウムが燃えて CO コアが成長する段階で、コアと外層との間に非常に 大きい密度勾配が発生し、計算が進まなくなってし



図 1: モデルごとの進化の分類



図 2: model 9-1.9 における計算終了時の元素組成 $(M_{\text{init}} = 9M_{\odot}, M_{\text{core}}^{\text{He}} = 1.9M_{\odot})$

まう.したがって, MESA だけではこの先の進化を 追うことは困難である.しかし, 簡単な考察からそ の後の進化を予測することは可能である.

1つ目の可能性は, CO コアがまもなく爆発すると いうものである. CO コア表面でのヘリウム燃焼のタ イムスケールがダイナミカルタイムスケール程度で 進行している場合,表面でのヘリウム燃焼波がコア 内部を走り,中心に達して今度は炭素に点火するとい



図 3: 中心温度-中心密度の進化の例



図 4: model 9-1.85 における計算終了時の元素組成 $(M_{\text{init}} = 9M_{\odot}, M_{\text{core}}^{\text{He}} = 1.85M_{\odot})$

うものである. この場合, COコアは Chandrasekhar 質量に達していない状態での爆発となるので, Sub-Chandrasekhar 質量の白色矮星による爆発, すなわ ち Iax 型超新星爆発として観測されることが期待さ れる.

2つ目の可能性は、このままヘリウム燃焼が進み、 縮退した CO コアが Chandrasekhar 質量に達して爆 発するというものである. この場合は大質量星起源 の通常の Ia 型超新星爆発となる.計算が停滞して先 を追えない段階では、 $M_{\rm core}^{\rm He} \ge 1.4 M_{\odot}$ の場合はいず れのモデルも CO コアの質量は $M_{\rm core}^{\rm CO} \sim 1.24 M_{\odot}$,成 長率は $\dot{M} \sim 3.3 \times 10^{-6} M_{\odot}$ /yr 程度であるため、あ とおよそ4万年程度で Chandrasekhar 質量に達する. また、図4より、コア表面ではネオンおよびマグネ シウムが少し生成されているため、このまま続けば 通常より暗い Ia 型超新星になる可能性もある.

4 Conclusion & Future Work

本研究では、若い銀河に出現する Ia 型超新星が大 質量星を起源とする可能性について調べるために, へ リウムコアを形成しはじめた時期に水素外層を剥が されてしまうような大質量星の進化を計算した. そ の結果,一部のモデルについて縮退した炭素-酸素コ アが生成されることを確認できた. これらのモデル は大質量星を起源とする Ia 型超新星の親星の候補と なりうるものである.ただし今回の計算では、実際 に爆発するまでの連続的な計算を行うことはできな かった.したがって、今後は他の流体計算のコード などを用いながら、今回得られたモデルが爆発する かどうかを検証する必要がある.また、このような チャンネルで生まれた Ia 型超新星の親星はヘリウム の外層を持っている. このような星が Ia 型超新星爆 発を起こした場合、どのようなスペクトルが観測さ れるのか、また、そのスペクトルに対応する実際の 観測結果があるかどうかについても検証する必要が あるだろう.

Reference

Howell, D. A. et al., 2006, Nature, 443, 308
Li, L. et al., 2018, MNRAS, 478, 4575
Li, W. ei al., 2003, PASP, 115, 453
Paxton, B. et al., 2011, ApJS, 192, 3
Paxton, B. et al., 2013, ApJS, 208, 4
Paxton, B. et al., 2015, ApJS, 220, 15
Paxton, B. et al., 2018, ApJS, 234, 34
Phillips, M. M., 1993, ApJ, 413, L105

2018 年度 第 48 回 天文・天体物理若手夏の学校

Nomoto, K., 1982, ApJ, 253, 798

- Nomoto, K., 1987, ApJ, 322, 206
- Saio, H. & Nomoto, K., 1985, A&A, 150, L21
- Wang, B. et al., 2017, MNRAS, 472, 1593
——index

質量移動による WD-WD 連星の進化

安西 信一郎 (首都大学東京大学院 理学研究科 宇宙理論研究室)

Abstract

1a 型超新星爆発は WD の質量がチャンドラセカール限界 (~ $1.4M_{\odot}$) を超え熱核融合を起こした際の現象 と理解されている。WD の質量を増加させる為に、主なモデルの 1 つとして WD-WD 連星の合体による Double Degeneration Model (DD) が考えられている。このモデルを議論するには連星系の時間発展を検討 する事が重要である。

連星の合体には軌道角運動量を外部へ放出する必要があり、DD では重力波放射等の寄与による軌道角運動 量損失を考えている。軌道角運動量を失えば軌道半径が縮小していく為、連星系のロッシュ・ポテンシャル で定義されるロッシュローブ半径が片方の星の半径より小さくなる場合がある。この条件下では連星間の質 量移動が起こると考えられる。WD-WD 連星系に置いても、質量比によっては半径の数倍程度の距離でロッ シュローブを満たす事から質量移動は起こり得ると考えられる。

本研究では WD の力学的タイムスケール等の情報からドナーとなる WD の半径がロッシュローブ半径と等 しい条件下の安定な質量移動を仮定し、重力波放射等による軌道角運動量の変化から系の進化を追う。この 質量移動は連星の質量比により大きく異なる。条件によってはエディントン光度限界を超える質量移動が起 こり得る為、今回の計算では質量降着の上限をエディントン光度限界とし、ドナーから削り取られる残りの 質量は連星系外部に放出されるとした。このとき系の外部に放出される質量により失う軌道角運動量を、放 出される質量と軌道角運動量損失の比を仮定し計算に加えた。

以上の計算から、連星系の質量及び質量比により連星系の最終的な状態は大きく異なり、系の質量と質量 比は WD-WD 連星系の進化を決定する要素である事を示した。

1 Introduction

1a型超新星爆発は白色矮星 (WD) の質量がチャン ドラセカール限界を超え熱核融合を起こした際の現 象と一般的に理解されている。WD の質量を増加させ るモデルとして伴星からの質量降着を考える"Single Degenerate model"、また WD-WD 連星系の合体を 考える"Double Degenerate model"の2つが主に 考えられている。本研究では"Double Degeneration model" (DD) について検討を行う。

DD は連星の合体現象である為、連星系の軌道角 運動量が変化する必要があり、系の進化を追うこと はモデルの整合性を確かめる上で重要な要素である。 この場合連星の軌道角運動量変化はいくつかの要因 が検討できるが今回は近接連星系を考える為、重力 波放射によるものを考える。連星系の時間発展を追 うと軌道角運動量を失うことにより徐々に軌道半径 が小さくなるが、連星の質量比によっては合体前に ロッシュ・ローブを質量の小さい WD が満たす場合 がある。この条件下では連星間の質量移動が起こり 得る為、連星系の進化を追うためには質量移動を考 慮する必要がある。ただし連星間の質量移動には"安 定な質量移動"と"不安定な質量移動"がある。安定 な状態では星の半径とロッシュローブ半径が等しく なる条件を考える。ただし星の進化は停止し内部は 縮退圧が支配的になる事から、半径の変化は質量で 一意的に決まると考えられる。故に質量移動はロッ シュローブの変化に依存すると考えられるので軌道 変化のタイムスケールで考える。

今回は安定な質量移動が起きる連星の質量比を求 め、その条件下の系の進化を追う。故に WD からの 質量放出の条件を与える必要がある。ドナーとなる 星からの質量放出は力学的タイムスケールを考慮す る必要があるが、WD の力学的タイムスケールは軌 道変化のタイムスケールより十分に短くなり、放出

自体のタイムスケールは軌道変化に依存する。また 2.2 質量損失と質料降着 WD の大気のスケールハイトは軌道変化のスケール に対し小さく、大気層の寄与は無いものとした。以上 から質量移動はロッシュローブ半径とドナーの WD の半径が常に等しくなる条件下で起きる仮定を行い、 数値計算の結果から安定な質量移動下の連星系の進 化について議論を行う。

Methods $\mathbf{2}$

軌道角運動量と質量変化 2.1

本研究では質量移動のドナーとなる WD の半径と ロッシュローブ半径が等しくなった状態を始状態と し、安定な質量移動下の時間発展の計算を行う。連 星系の時間発展を追うために軌道角運動量を定義す る必要がある。連星系の質量を M、質量降着が起き る主星を M1、ドナーを M2、軌道半径を a、ドナー 周りのロッシュローブ半径をR₂、そして軌道角運動 量をJとする。ケプラーの第三法則より

$$J = M_1 M_2 \sqrt{\frac{Ga}{M}} \tag{1}$$

なお簡単のため離心率は1としてある。ロッシュロー る寄与分は次の式で表せられる。 ブ半径は Eggleton(1889) から近似式として与えられ る。

$$\frac{R_2}{a} = \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1+q^{1/3})} \left(q = \frac{M_2}{M_1}\right) \quad (2)$$

次の式に変形を行う。

$$a = f(q)R_2 \tag{3}$$

式が求められる。

$$\frac{\dot{J}}{J} = \frac{\dot{M}_1}{M_1} + \frac{\dot{M}_2}{M_2} + \frac{\dot{f}}{2f} + \frac{\dot{R}_2}{2R_2} - \frac{\dot{M}}{2M} \qquad (4)$$

この式にいくつかの条件を課し Runge-Kutta 法を用 いて数値計算を行い連星系の軌道、質量変化などを 2.4 安定な質量移動の条件 求める。

条件について、まず質量損失及び質量降着を考え る。質量放出自体はロッシュローブ半径とドナーの WDの半径が常に等しくなる事が条件なので、ドナー の半径を r_2 と定義すると $R_2 = r_2$ が条件である。また M₁に対する質量降着はエディントン光度限界によっ て上限値を持つと仮定する。このとき質量降着は球 対称かつ bound-free で条件をつけ、限界値を M_{1edd} とした。 $|\dot{M}_2| < \dot{M}_{1edd}$ の場合、ドナーの質量放出 が主星の降着限界以下である為、 $\dot{M}_1 = -\dot{M}_2$ とおき 系外への質量損失はないものとした。 $|\dot{M}_2| > \dot{M}_{1edd}$ の場合、ドナーから放出される質量が主星の降着限 界を超えている為、 $\dot{M}_1 = \dot{M}_{1edd}$ と置く。また主星に 降着する質量を除いたドナーからの質量放出の残り は系外へ放出されるとした。この場合は質量放出に 付随した軌道角運動量損失があると考えられる。ま た、質量降着による nova 等の現象による質量損失は 今回は考えていない。

軌道角運動量損失 $\mathbf{2.3}$

次に軌道角運動量損失について、重力波放射によ

$$\frac{\dot{J}_{gr}}{J} = -\frac{32G^3}{5c^5} \frac{M_1 M_2 M}{a^4} \tag{5}$$

また、系外への質量損失による軌道角運動量損失の 寄与を次式で定義を行う。

$$\frac{\dot{J}_{ml}}{J} = \gamma \frac{\dot{M}}{M} \tag{6}$$

γはモデルによって変化する係数である。この式は 変形したものを(1)に代入し微分方程式に直すと次 系外へ放出される質量が全体の軌道角運動量からあ る効率で軌道角運動量を持ち出せると定義したもの で、今回は M1 付近から光圧によって系外へ放出さ れると仮定し、 $\gamma = M_2/M_1$ とした。

安定な質量移動は軌道変化のタイムスケールで起 きるが、質量比によっては軌道角運動量の変化なし に質量移動により WD 半径がロッシュローブ半径よ

り増大する。この条件下では質量移動が暴走し不安 定な質量移動が引き起こされる。(1) より $\dot{J} = 0$ と し R_2 を質量の関数で求める。また EOS を電子の縮 退圧として求めた WD の半径より r_2 を求め r_2/R_2 を質量の関数として与える。この関数を最大値にす る質量比が、その連星系の合計質量での安定な質量 移動と不安定な質量移動の比を表す閾値となる。図 1 にて質量移動の閾値を表示する。



図 1: 安定な質量移動を起こす連星の質量比 (M₂の 質量が閾値以下であれば安定な質量移動を起こす。)

3 Results and discussion

初期条件として安定な質量移動が起きる範囲の連 星の質量を与え、ロッシュローブ半径とドナーのWD の半径が等しくなった点を時刻t = 0としその後の時 間発展の計算をした。一例として $1.2M \odot -0.3M \odot$ の条件の場合、図2が質量変化であり、図3が質量 移動率、図4は軌道変化、そして図5は軌道角運動 量変化を表している。図2ではドナーとなった M_2 の質量が減少すると共に主星の質量 M_1 が増加して いる。ただし質量放出は非常に大きく図3より M_1 は降着限界に達しており、系外への質量放出が初期 の段階であることが見て取れる。

また図5の軌道角運動量の減少に対し、図4の軌道 変化は増加傾向にある。安定した質量移動の条件下 では、初期質量の条件によらず軌道変化の傾向は等 しく増加方向にあり、質量移動が続く限り WD-WD 連星が合体することはなかった。 また、連星の質量によっては質量降着により *M*₁ の 質量がチャンドラセカール限界を超える場合と超え ない場合を確認した。ただし質量降着によりチャン ドラセカール限界を超えるかについては系外への放 出のプロセスに依存し、モデルにより変化する。

WD-WD 連星について安定な質量移動を仮定した 場合、DD モデルで考える連星合体は起きる事はな く初期質量の条件によって制限がつけられる可能性 がある。



図 2: 連星の質量の時間発展 (赤線はチャンドラセ カール質量限界)



図 3: 質量移動の時間発展 $(dm1 = M_1, dm2 = |M_2|)$



図 4: 連星系の軌道変化



図 5: 軌道角運動量変化 (*J*:全軌道角運動量, *jg*:重力 波放射による軌道角運動量変化)

4 Conclusion

安定な質量移動の条件下では軌道角運動量の減少 に対して軌道半径は増大し、WD-WD連星はDDモ デルで考えるような連星合体は起こす事はなかった。 また質量放出は非常に大きく、系外への質量放出に より連星系全体の質量がチャンドラセカール質量を 下回る場合がある事を確認した。ただし系外への質 量放出はモデルにより異なり、nova等の質量放出を 考慮に入れていないなどの不明瞭な部分がある。ま た球対称、bound-freeの条件下での質量降着を考え ているが disc 等の構造による電磁場による影響につ いての検討ができていない。だが質量移動という条 件により連星系の進化は DD モデルで考えるものと は異なり、連星の初期質量から DD モデルに対して 制限をかけられる可能性は示すことができた。今後 は流体計算などの適用について検討を行う。

Reference

- Eggleton, P. P. Astrophysical Journal, vol. 268, p.368
- T. R. Marsh, G. Nelemans, and D. Steeghs. Mon.Not.Roy.Astron.Soc. 350 (2004) 113
- Verbunt, Frank; Rappaport, Saul. Astrophysical Journal v.332, p.193
- Rebecca G. Martin, Christopher A. Tout, and Pierre Lesaffre. 2006 RAS. MNRAS 373. 263-270
- Nelemans, G., Steeghs, D., & Groot, P. J. 2001a, MNRAS, submitted

—index

連星系における超新星爆風の伴星進化への寄与

小形 美沙 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

Abstract

近年、観測技術の進歩によって様々な連星系が発見されており、半数以上の星が連星系を成しているとも考 えられている。その中には2つの星の距離が近いものや大質量星を含むもの、更には3体以上の星によるも のも含まれている。距離が近い連星系では、互いの星が進化の過程で影響を及ぼし合うものも存在し、中性子 星連星の合体のような非常に興味深い現象を起こす場合もある。また大質量星では進化の最後に超新星爆発 を起こすが、連星間の距離が近い場合、伴星はこの爆発の影響を受けることが避けられない。このような超新 星爆発を起こす主星を含む連星系において、爆発によって伴星に供給されるエネルギーが Hirai et al.(2018) での多次元流体シミュレーションから得られている。そこで本研究ではエネルギーを与えられた伴星の進化 について計算を行い、外層膨張の大きさとタイムスケールの関係からコンパクト星の近接連星の形成メカニ ズムとしての考察を行った。

1 Introduction

星の誕生から死までの進化のシナリオや、その途 中で起こる現象の物理過程など、様々なアプローチで 宇宙物理学は研究が行われてきた。それには観測で 得られた情報も欠かすことができず、新たな観測事 実が生まれることで理論的な研究も進んできた。そ ういった発見の1つとして、観測技術の進歩と共に それまで単独星だと思われていた星が連星系を成し ていたことがわかってきている。現在では半数以上 の星が連星系を成しているとされ、特に若い星や大 質量星でその割合は大きくなっている。

連星の中には2つの星で構成されるものだけでな く、3つ以上の星から成る系 (多重星)も存在してい る。また、2017年にはLIGO-Virgoチームによって 中性子星連星合体からの重力波も観測された。こう いった連星は超新星爆発を経て形成されたものであ り、他にもX線を放出するパルサー連星のようなも のも存在している (Henault-Brunet et al. 2012)。こ のように非常に興味深い系が存在している一方で、理 解が進んでいない部分も多くある。例として、ブラッ クホールや中性子星のようなコンパクト星の連星が 観測が成功したことで、理論的な見積もりよりも多 くの連星系が存在すると示唆されていることなどが ある。

多種多様な連星系が存在するが、その中でも重力

崩壊型の超新星を含む連星について考えてみる。重 力崩壊型超新星爆発は質量が8M_☉以上の星が進化 の最後に起こす爆発現象であるが、こういった大質 量星の多くには伴星が存在している。更にその中に は進化の過程でお互いの星が影響を及ぼし合うほど 近くに存在しているような連星も存在する。このよ うな連星系の中で超新星爆発を起こすと、当然その 後の進化に影響を与える。爆発による質量損失や中 性子星キックが原因で連星として保っていられなく なり、2つの単独星となってしまう場合と、連星とし て保ち続ける場合である。特に後者では、その後の 進化で伴星も超新星爆発を起こした場合コンパクト 星の連星を形成し得るため、重力波源の形成シナリ オとして欠かすことができない。

そこで本研究では重力崩壊型超新星を含む連星の 進化を追うことで、コンパクト星連星の形成メカニ ズムについて定性的な議論を行う。Hirai et al.(2018) では、このような重力崩壊型の超新星連星の多次元 流体シミュレーションが行われ、主星の超新星爆発 が伴星に与えるエネルギーの値が得られた。その結 果に基づいて、超新星爆発が系に及ぼす影響、特に 伴星の外層膨張が進化に与える影響に注目していく。 2018年度第48回天文・天体物理若手夏の学校

2 Methods

主系列星同士の近接連星のうち、片方の星が重力 崩壊型超新星爆発をする場合、連星系のその後の進 化としては、そのまま連星系を保ち続けるか、もし くは連星系を保つことができなくなり崩壊してしま うかが考えられる。いずれにしても主星の超新星爆 発の影響を伴星は避けることができない。そこで、伴 星に与える影響を以下のように考えていく。

Hirai et al.(2018) で行われた多次元流体シミュレー ションでは、本研究で主星と考える超新星爆発の爆風 のエネルギーと、そのうちどれだけのエネルギーが 伴星に注入されるかの値が得られている。この値を 基にして、エネルギーが注入された際の伴星進化への 影響を星の進化コードである MESA(version 10398, Paxton et al. 2011, 2013, 2015, 2018) を用いて解析 を行う。

与えられるエネルギー E_{heat} については、主星の 爆発エネルギー E_{expl} 、連星間距離a、伴星半径 R_2 から

$$E_{heat} = E_{expl} \times \frac{1}{2} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{R_2}{a}\right)^2} \right] \times p \quad (1)$$

と考える。ここで、 Ω は全立体角に対する主星から伴 星へ見込む立体角の割合、pはエネルギー注入率であ り8~10%の効率である。本研究ではpは8%として 考える。また、それぞれの値は $E_{expl} = 1 \times 10^{51} erg$ 、 aは5,6,7,8,9 R_{\odot} 、 R_{2} は20,30,40,60 R_{\odot} とする。今 考えているモデルについての概略図は図1に示され ている。 E_{expl} の値は一般的な超新星爆発の爆発エネ ルギーであり、ここでは質量8.7 M_{\odot} の主星が爆発に より7.1 M_{\odot} を失い、1.4 M_{\odot} の原始中性子星を形成 するようなモデルの放出するエネルギーに対応した ものとして考える。更に伴星モデルごとの影響を考 えるために、伴星質量 M_{2} を10,15,20 M_{\odot} 、金属量 はZ = 0.02の場合を考える。

このようにして得られた E_{heat} を用いて、エネル ギーを時間 τ_h にわたって注入する。その加熱率 $\dot{\epsilon}$ は、

$$\dot{\varepsilon}(m) = \frac{E_{heat}}{\tau_h m_f} \frac{\min\left(1, m_h/m\right)}{1 + \ln\left(M_2/m_h\right)} \tag{2}$$

とする。ここで、*m* は表面からの質量座標、*m_h* は注 入されたエネルギーによって増加したエントロピー

が減少し始める質量座標であり、

$$m_h = M_{ej} \left(1 - \sqrt{1 - (R_2/a)^2} \right) / 4$$
 (3)

のような式から得られる。*Th*はここでは1年とし、その後10000年にわたって伴星の進化の様子を調べた。



3 Results

連星間距離 a、伴星半径 R₂、伴星質量 M₂ の 3 つ のパラメータを変化させた場合の半径の膨張の結果 をそれぞれ見ていく (図 2)。

まず連星間距離を変化させた場合は、連星間距離 が近くなるほど外層の膨張が大きくなり、膨張する 時間も長くなっている。具体的には質量が $6M_{\odot}$ 以 上の星では、膨張によって最大となる半径の大きさ は連星間距離に対してほぼ線形な関係を持っている。 その変化は伴星の質量が大きくなるとやや緩やかと なるが、連星間距離が $1R_{\odot}$ 近づくと $7 \sim 9R_{\odot}$ 膨張 が大きくなっている。 $5M_{\odot}$ の星の場合には、連星間 距離が $60R_{\odot}$ の場合の結果が小さくなっており、爆 風からのエネルギーが膨張には不十分であったと考 えられる。

続いて、初期の伴星の半径を変化させた場合は伴 星の初期半径が大きいほど膨張が大きくなり、膨張 する時間も長くなっている。

以上で取り上げた a と R₂ は常に R₂/a という形 で関わってくるため、伴星への加熱エネルギー E_{heat} に対しての結果として改めて見ていく。その結果を 図 3 に示す。注入されるエネルギーを増加させるこ とにより膨張半径は増加するが、その関係は対数的 になっており、半径の増加は緩やかになる。更に、外 層の半径が最大になるまでの時間は、注入されるエ ネルギーに対して線形な関係となっており、 $5R_{\odot}$ 以 外のモデルではおおよそ $E_{heat}/10^{47}$ に対して 0.3 倍 の時間で半径が膨らみ、そこからは急激に収縮して いく。

また、伴星の質量を変化させた場合は伴星の質量 が小さいほど膨張が大きくなり、膨張する時間も長 くなっている。伴星質量が 20*M*_☉ と大きい場合は、 伴星はほとんど膨張せず、膨張してもエネルギーの 注入終了後は速やかに収縮に転じてしまう。

4 Discussion

超新星爆発後は連星間距離が広がり、非常に遠く 離れることでお互いの進化に相互作用を与えること が不可能なほどになってしまう。しかし、重力波観 測から中性子星の近接連星の合体確率が今までの理 論値よりも1桁大きいと考えられることから、候補 天体の数も今までより多いことが予想される。その ため、連星を近距離に留めておく何らかのプロセス が必要となってくる。こういったプロセスが存在す ると仮定すると、中性子星-赤色巨星のような連星が 存在することが可能となり、伴星の超新星爆発後も 連星として生き残ることが可能になる。

さて、このモデルでの伴星への爆風の速度は数十 km/s程度であり、軌道速度や平均的な中性子星キッ クの速度よりも十分小さいことが Hirai et al.(2018) で得られているため、連星を破壊する直接の要因と しては考えない。一方で連星破壊の主要因は質量損 失や中性子星キックなどであり、キックの速度とし ては観測からはおよそ 100 ~ 1000km/s であるとわ かっている。これは前述の爆風の速度よりも遥かに 大きくなっている。そのため外層膨張が始まる段階 で既に主星が離れてしまい、注入されるエネルギー が減ってしまう可能性もある。

今回計算を行ったものの中で最も膨張が大きく、 長く続いているモデルは $M_2 = 10M_{\odot}$ 、 $R_2 = 9R_{\odot}$ 、 $a = 20R_{\odot}$ のものであった (図 2b の橙の線)。このモデ ルでは加熱開始から 14 年が経過した時点で約 695 R_{\odot} まで膨張していた。しかし、一般的な中性子星キック の大きさとして 211km/s(Janka 2017)を用いると、



図 2: 外層半径の変化の様子。いずれの図において も爆風エネルギーによる加熱開始を時刻 t = 0 と し、加熱終了時の t = 1 年から 10000 年の間の変化 を描いている。(a) $M_2 = 10M_{\odot}$ 、 $R_2 = 6R_{\odot}$ の場合 (b) $M_2 = 10M_{\odot}$ 、 $a = 20R_{\odot}$ の場合 (c) $R_2 = 6R_{\odot}$ 、 $a = 20R_{\odot}$ の場合

爆風による加熱の開始から1年の時点で4300R_☉近 くも離れてしまう。これでは仮に連星として壊れて いない状況だとしても、非常に離れた、もしくは非 常に離心率の大きな連星となってしまうことになる。 また、その後の中性子星連星へと続き得る伴星の超



図 3: 注入されたエネルギーと (上) 外層の最大半径、 (下) 外層半径が最大になるまでにかかる時間の関係。 質量が 10*M*_☉ の場合

新星爆発が起きたとしても、中性子星合体に向かう には離れすぎている。しかし、このモデルに対応し た軌道速度は約400km/sと中性子星キックと同程度 の大きさを持っている。中性子星キックの速度は不 定性が大きく、観測からは 1000km/s に近いものも 得られていることから、軌道速度と中性子星キック の方向によっては相対速度が十分遅くなり、膨張し た外層に包まれることも起こり得る。さらに外層の 膨張は得られるエネルギーが大きくなることで持続 時間が長くなるため、質量損失などにより離心率が 大きくなってしまったものの生き残っている系につ いては、膨張初期で主星を外層内に捕らえることが できなかったとしても、1周期分以上膨張を継続する ことで主星を捕らえることが期待される。外層に捕 らえられた原始中性子星は、摩擦などの効果により 軌道半径を小さくすることが考えられ、近接連星形 成のプロセスとして有用なものとなってくる。

5 Conclusion

本研究では超新星爆発をする主星を含んだ連星系 において、爆発によってエネルギーを供給された伴 星の外層が膨張する様子を 10000 年にわたって計算 を行うことで明らかにした。連星間距離、伴星の質 量及び半径を変化させることによる外層の膨張の変 化を見ていくと、最も膨張したもので 700R_☉ 程度ま で膨らむことがわかった。

このことによって中性子星連星のような系が形成 可能かについて考えてみると、中性子星キックや軌道 速度のそれぞれの値は十分大きいが、これらの方向 によっては膨張した外層に原始中性子星が飲み込ま れ、離れていくのを留められる可能性も考えられる。 コンパクト星の近接連星形成メカニズムとして実際 に適用が可能かどうかを確かめるため、離心率によ る変化などを求めていくことが今後の課題となる。

Acknowledgement

本研究を行うにあたって様々なアドバイスをくだ さり、MESA のコードを提供していただいた平井遼 介氏に感謝いたします。

Reference

- Henault-Brunet, V., Oskinova, L. M., Guerrero, M. A. et al. 2012, MNRAS, 420, L13
- Hirai, R., Podsiadlowski, P. and Yamada, S. 2018 (arXiv:180310808)
- Janka, H.-T., 2017, ApJ, 837, 84
- Paxton, B., Bildsten, L., Dotter, A., 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
- Paxton, B., Schwab, J., Bauer B.E., et al. 2018, ApJS, 234, 34

——index

非熱的放射から探る重力崩壊型超新星周りの星周物質

松岡 知紀 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

大質量星の進化理論は重力崩壊型超新星やブラックホール形成の理解に直結する。しかし最終段階における 進化には多くの未解決問題が存在し、現在の我々の理解は非常に限られている。近年の超新星の観測から、 恒星進化の末期段階において非常に動的な質量放出を起こすことが示唆されているが、その物理的機構は不 明のままである。この理解のためには、星周物質(CSM)の様相を研究することが手がかりとなる。なぜな ら、CSM は大質量星の最終段階における質量放出の情報を持っているからである。そして、CSM の存在下 で超新星爆発が起こると、噴出物質と CSM の間で相互作用が発生し、電波や X 線といった非熱的放射が観 測される。

超新星と CSM の相互作用に関する従来の理論的研究では、CSM の密度構造として定常恒星風を仮定するこ とで、電波や X 線といった非熱的放射の放射強度を説明していた。一方で、観測から示唆される動的な質量 放出では、CSM の密度構造は急峻になることが予想される。このような動的な質量放出により形成される CSM 構造に基づく非熱的放射の性質を理解することで、恒星終末期の質量放出の変遷とその機構に迫るこ とができると期待される。

本講演では非熱的放射に注目し、超新星と CSM の相互作用に関する研究について概説する。従来の研究 (e.g., Chevalier et al. (2006a)) では、超新星と定常恒星風の CSM の相互作用を考えているが、CSM の密度構造 が急峻な変化をする場合、高密度な領域において free-free absorption や陽子衝突の効果が重要になると期待 される。そこで自身の研究では CSM の密度構造を変え、さらにこれらの相互作用を加えた非熱的放射の計 算をする予定である。また、密度構造と非熱的放射の関係について調べる計画もしており、本講演ではその 研究経過について議論する。

1 Introduction

質量が 8M_☉ を超えるような大質量星は、恒星進 化の末期段階に重力崩壊型超新星を引き起こす。そ の結果、恒星内部で合成した重元素を放出して銀河 の化学進化に影響を与えたり、中性子星やブラック ホールといったコンパクト天体を形成するため、大 質量星の進化は宇宙物理学において重要な役割を果 たす。しかし、その進化の最終段階には未だ解明さ れていない問題が多い。

これまでの超新星の観測から、大質量星は超新星 爆発を起こす前に質量放出をすることが示唆されて いる。これは、質量放出により形成された星周物質 (CSM)と、超新星からの噴出物 (ejecta) が相互作用す るモデルにより、多波長で観測される光度曲線やスペ クトルを説明できるためである (see e.g., Chevalier et al. 2006a)。CSM の分布は放出された時期に対 応するので、ejecta との相互作用を考えることにより、爆発前の質量放出の情報を引き出すことが期待できる。

近年、interferometer Palomer Transient Factory(iPTF)に代表される突発天体サーベイにより、 超新星のショックブレイクアウト直後を捉えた観測 例が増えている。例えば SN 2013fs は爆発から数時 間経過してから観測された超新星で、より親星に近 い領域まで CSM の分布を探ることができたもので ある。その結果、爆発から2日以内において CSM と ejecta の相互作用が起こっているが、その後は通常 の超新星と変わらないスペクトルの振る舞いをする ことがわかった。この観測から、SN 2013fsの親星の すぐ近くの領域には、高密度な CSM が薄いシェル状 に分布していることが示唆された (図 1 参照。Yaron et al. 2017)。



図 1: SN 2013fs の観測から示唆される密度構造 (Yaron et al. 2017)

爆発直後は親星自身の放射が強く、可視光領域で CSM と ejecta の相互作用の情報を引き出すのは難 しい。そのため、SN 2013fs のように高密度な薄い シェル状の CSM が親星の近くに分布しているかど うかを調べるには、電波や X 線といった非熱的放射 が観測されるかどうかを確かめるのが望ましい。し かし、そのような CSM 分布に対する電波や X 線の 光度曲線やスペクトルを予測した研究はこれまでは なされていなかった。そこで本研究では、高密度な 薄いシェル状の CSM が親星の近くに分布している 場合に、ejeca との相互作用の結果観測される電波や X 線の強度を予測することを目的とした。

2 Methods

超新星からの電波やX線は、主にCSMとejectaの 相互作用による非熱的放射が占める。そのため、観測 される電波やX線の放射強度を予測するにはejecta の運動、CSMとの相互作用の放射・吸収過程をあら かじめ追う必要がある。

2.1 ejecta の運動

今回は超新星の ejecta の振る舞いを記述する 1 次 元自己相似解 (Chevalier 1982) を用いる。この自己 相似解は CSM が $\rho_{CSM} \propto r^{-s}$, (s < 3) という構造 を取っている場合に適用できるもので、ejecta の密 度構造が $\rho_{ej} \propto t^{n-3}r^{-n}$, (n > 5) という構造を取る 場合、定常恒星風 (s=2) の中を伝搬する衝撃波の速 度は爆発からの時間に対し

$$V_s \propto t^{\frac{n-3}{n-2}-1} \tag{1}$$

という依存性を持つ。n は ejecta の密度構造を決める指数で、超新星の親星のモデルに依存する。

2.2 相互作用の微視的過程

加熱される前のガスが衝撃波により加熱されると、 高エネルギーな電子の個数が増える。電子のエネル ギー分布 dN_e/dp_e の時間進化は、電子の冷却の寄与 と衝撃波加速による注入の寄与を含む、次の微分方 程式に従う。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{dN_e}{dp_e} \right) = \frac{\partial}{\partial p_e} \left[\dot{p}_e \frac{dN_e}{dp_e} \right] + \left(\frac{dN_e}{dp_e} \right)_{\text{in}} \qquad (2)$$

期待される電波放射及び X 線放射は、微分方程式 (2)の解で与えられるエネルギー分布に従う。まず電 波放射の放射源は、高エネルギーな電子によるシン クロトロン放射である。放射された電波はシンクロ トロン自己吸収を受ける。次に X 線の放射源は逆コ ンプトン散乱、衝撃波の加熱による熱的放射が挙げ られる。放射された X 線は束縛自由遷移の吸収を受 ける。

ここで、CSM の密度構造の効果を取り入れる。 ejecta が SN 2013fs の観測から示唆されるような CSM と相互作用を起こした場合、高密度な領域に おいて制動吸収と陽子衝突が重要になり始める。制 動吸収は自由自由遷移をする電子が光子を吸収する 効果で、その吸収係数は密度の2乗に比例する。ま た、陽子衝突は陽子同士の非弾性衝突により、中間 子 π^{\pm}, π^{0} 及びミューオン μ^{\pm} を介して高エネルギー な電子を生成する。

$$p + p \to p + p + \pi^{\pm}, \pi^{0}$$

$$\pi^{0} \to \gamma + \gamma \leftrightarrow e^{+} + e^{-} \qquad (3)$$

$$\pi^{\pm} \to \mu^{\pm} \to e^{+} + e^{-}$$

この反応で生成された電子は、シンクロトロン放射 によって X 線を放射するほど高エネルギーなもので ある。 2018年度第48回天文・天体物理若手夏の学校

3 Results

今回の発表では Maeda (2012) に従って、微視的 過程の計算を簡略化した結果を紹介する。具体的に は、まず微分方程式 (2) を数値的に解くことはせず、 近似解を使ってシンクロトロン放射の強度を計算し た。また、自己吸収の効果は、放射強度と源泉関数を 接続することで取り入れた。このやり方により、あ る振動数以下の振動数領域では自己吸収が卓越する という描像を記述することができる。

図2に、Maeda (2012) に従った計算が正しく実行 されていることを確かめた再現結果を示す。このテ スト計算は、超新星 SN 2011dh の電波観測で得られ た光度曲線の再現を試みたものである。



図 2: 4.9 GHz で観測されたエネルギーフラックス (黒)と、簡略化された計算によるフィッティング(青)

右肩下がりの部分は光学的に薄い領域からのシン クロトロン放射の成分で、右肩上がりの部分は自己 吸収の成分である。この計算は Maeda (2012) を再 現できている。

CSM の高密度領域においては制動吸収が効くとされるということを前節で述べた。今回の口頭発表において、制動放射により観測される電波の放射強度がどれだけ減衰するかを紹介する予定である。

4 Summary

今回、超新星爆発の直後に ejecta と CSM が相互 作用を起こすモデルに基づいて、非熱的放射の放射 強度を見積もることを目標とした。ejecta が1次元 自己相似解にしたがった振る舞いをするとき、電子 が加速されて高エネルギーになり、シンクロトロン 放射が観測されることを、先行研究のテスト計算か ら確認した。

5 Future work

今後の研究の指針を示す。

5.1 流体計算

今回は ejecta の運動の取り扱いとして 1 次元自己 相似解を用いたが、その適用条件として CSM の密 度構造が r⁻³ より緩やかな冪であるというものがあ る。そのため、SN 2013fs から示唆される CSM 構造 については密度が急激に減衰する部分において自己 相似解が適用できない。そして、そのような急峻な 密度構造をした領域では衝撃波が加速し、粒子加速 の効率が大きくなることが予想される。このような ejecta の振る舞いを調べるには数値的に流体計算を 追いかけるのが適切である。そこで、今後は超新星 の ejecta 及び衝撃波の時間進化を追いかける流体シ ミュレーションを行う予定である。

5.2 微視的過程

本講演で提示した結果の計算では微分方程式(2)を 数値的に解いていない。また、CSMの高密度な領域 で効いてくるはずの陽子衝突による電子の生成の寄 与を含めていない。そこで、今後は(2)を数値的に 解き、かつ陽子衝突による電子の注入の効果を含め て電波及びX線の放射強度を予測していく。陽子衝 突により生成された電子はシンクロトロン放射でX 線を放射できるほど高エネルギーであるため、X線 の光度曲線が明るく、及びスペクトルがハードにな ることが予想される。

Reference

Chevalier, R. A., 1982, ApJ, 258, 790

2018 年度 第 48 回 天文・天体物理若手夏の学校

- Chevalier, R. A., & Fransson, C., 2006, ApJ, 651, 381
- Maeda, K., 2012, ApJ, 758, 81
- Yaron, O. et al., 2017, Nature Physics, 13, 510

——index

Failed Supernova の高密度環境下におけるニュートリノ振動とその観 測について

財前 真理 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

Failed supernova とは非常に重い質量をもつ親星 (本研究では太陽質量の 40 倍) が進化の最後に起こす現 象で、重力崩壊によって作られた衝撃波がその重い外層の降着により押しつぶされ爆発できなくなるもので ある。このシナリオでは最後にブラックホールが生成されるため、恒星質量ブラックホールの起源だとも考 えられている。ここから放出されるニュートリノはブラックホールが形成される直前の非常に高温高密度な 領域で作られたものであるため、一般的な超新星爆発以上に高エネルギーかつ大量のニュートリノが放出さ れる。したがってニュートリノスペクトルの観測がこの天体に対するアプローチとして非常に重要な鍵にな る。

しかし観測されるニュートリノのスペクトルを推定するときに問題となるのは、超新星の中心部で作られた ニュートリノのフレーバーがニュートリノ振動により変化することである。超新星内部でのニュートリノ振 動は真空振動、物質振動 (MSW 効果)、そして集団振動 (ν-ν 相互作用)の3つに分けられる。特にこの集 団振動は最近取り入れられ始めた非線形効果であり、原始中性子星付近で大きくニュートリノのフレーバー を複雑に変化させるため重要視されている。そこで実際の1次元流体シミュレーションから得られた電子密 度分布とニュートリノスペクトルに対して振動効果の計算を行なったところ、高密度電子との相互作用がフ レーバー変化を押さえ込んでしまいすべての時間帯において集団振動が影響を与えないことがわかった。こ のことは一般的な超新星爆発と比べると特殊な状況であり、観測において非常に重要な特徴になり得る。実 際にその後の線形振動効果を加えると、スーパーカミオカンデと DUNE の両稼働により質量階層性に依ら ず非電子型ニュートリノの初期スペクトルが得られることがわかった。

1 Introduction

Failed supernova とは非常に重い質量をもつ親星 (本研究では太陽質量の40倍)が進化の最後に起こ す現象で、重力崩壊によって作られた衝撃波がその 重い外層の降着により押しつぶされ爆発できなくな るものである (Sumiyoshi et al. 2007)。このシナリ オでは最後にブラックホールが生成され、恒星質量 ブラックホールの起源だとも考えられているため非 常に重要な天体とされている。実際に近年サーベイ による観測が進んでおり、この現象の候補天体が1 つ見つかっている (Adams et al. 2017)。この天体 は普通の超新星爆発のように光で大きく輝くことは ない。ここから放出されるニュートリノはブラック ホールが形成される直前の非常に高温高密度な領域 で作られたものであるため、一般的な超新星爆発以 上に高エネルギーかつ大量のニュートリノが放出さ れる。そのためニュートリノ観測を行うことがこの 天体について知る重要な手段となるだろう。 しかし観測されるニュートリノのスペクトルを予め 推定するときに問題となるのは、超新星の中心部で 作られたニュートリノのフレーバーがニュートリノ 振動により変化していまうことである。主なニュー トリノ振動として、ニュートリノの質量差によって 生じる真空振動・背景に存在する荷電レプトンとの 相互作用による物質振動の2つはニュートリノに対 して線形で扱えるため今までにも多くの研究がなさ れてきた。しかし近年、超新星中心部のような非常 に高いフラックスをもつニュートリノが放出される 現象において、ニュートリノ同士の相互作用により 生じる集団振動という非線形効果が存在することが 明らかになってきた。特にこれは数値計算から他2 つとは全く異なるフレーバー変化を引き起こすこと が知られている。従って最終的に地球で観測された ときには放出されたニュートリノのスペクトルが複 雑に絡み合ったものが得られると予想され、この集 団振動を解明しなければ超新星内部の情報を得るの は非常に困難になってしまう。現在はニュートリノ が辿ってきた軌跡を考慮したマルチアングル近似が 主流となってきているが、これはニュートリノの自 由度と運動量グリッドを合わせると数百万本もの連 立方程式を解くことになる。またその辿ってきた軌 跡によってニュートリノ分布や電子密度分布が異な るため計算自体複雑なものとなり、具体的な計算が まだ少ない現状となっている。

ニュートリノ同士の相互作用が重要だと述べたが、そ れだけでなく密に存在する電子もまた重要になるこ とが最近の研究からわかってきている。そのうち高 密度電子下での物質振動が集団振動を弱めるという 研究結果がある (Esteban-Pretel et al. 2008)。特に 一般的な超新星爆発では、衝撃波に対して物質降着 が優勢な時期においてこの効果が強く見られること が知られている (Chakraborty et al. 2011)。この 研究では、時間経過に応じて集団振動による振動が 生じる場合と大きく抑制される場合の両方の様子が 見られた。このとき failed supernova は物質降着が 常時優勢であると同時にニュートリノのエネルギー とフラックスが最後まで上昇し続ける特殊な環境に なっている。これが一般的な超新星爆発と異なる結 果を引き起こすと考え、今回実際のモデルに対し計 算を行なった。

2 Methods

2.1 Neutrino oscillations

本研究では3種類それぞれのニュートリノ振動の ハミルトニアンを組み合わせて存在確率の時間進化 を計算してやることが目標になる。真空振動のハミ ルトニアンは

$$H_{\rm vac}(E) = U \frac{{\rm diag}({\rm m}_1^2, {\rm m}_2^2, {\rm m}_3^2)}{2E} U^{\dagger}$$

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

と表される。ここで行列 *U* は PMNS 行列と呼 ばれるもので、弱い相互作用の固有状態 (e, μ, τ) と質量固有状態 (1, 2, 3) の間を繋ぐ変換行列で ある。それぞれの質量 m_i が異なる値を持つこ とによって固有状態の間で位相のずれが生じて くるためフレーバー間の振動が起きる。今回ニ ュートリノのパラメータは質量差 $(\Delta m_{12} =$ $7.37 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \Delta m_{13} = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$ と混合角 $(\sin^2 \theta_{12} = 0.297, \sin^2 \theta_{13} = 0.0218)$ を使用してい る。このとき ν_3 の質量が軽いのか重いのかで逆階層 $(m_2 > m_1 > m_3)$ 、順階層 $(m_3 > m_2 > m_1)$ という 2つの関係のうちどちらが正しいのかはまだわかっ ていない。また CP 位相はゼロとして無視している。 次に物質振動のハミルトニアンは

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

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

最後に集団振動だがこれが非線型で複雑であり

$$H_{\nu\nu} = \sqrt{2}G_F \int \frac{\mathrm{d}^3 q}{(2\pi)^3} \left(1 - \cos\theta_{\boldsymbol{p}\boldsymbol{q}}\right) \left(\rho_{\boldsymbol{r},\boldsymbol{q}} - \overline{\rho}_{\boldsymbol{r},\boldsymbol{q}}\right)$$

と書かれる。ここで ρ, ρ はそれぞれニュートリノ と反ニュートリノの密度行列である。物質振動とは 違ってこちらはニュートリノ同士の相互作用である ので非線型効果になっており、相互作用としてお互 いの角度やエネルギーを考慮しなければならないの で運動量で積分する必要がある。この集団振動は順 階層の場合には何も影響を起こさない場合が多く、 実際に今回のモデルでは何も振動を起こさなかっ た。なので以下の振動結果としては逆階層の場合の みを見せることにする。

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

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

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

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

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

2.2 Models

今回使用した超新星のモデルは Sumiyoshi et al. (2007)の親星が WW95 の $40M_{\odot}$ のもので、これは 状態方程式としては LS220 を用いて爆発計算を行っ てある。このモデルではコアバウンス後約 800 ms で 中心に BH が生成されている。ニュートリノは光速 で進むので密度分布などの変化は静止しているもの としてみなす。

電子密度が集団振動へ与える影響を比較するために モデル計算から得られた密度分布をそのまま使用し た場合と、密度分布のみ 100 分の 1 まで減らしたも のとで計算を行うことにする。

3 Results and Discussions

すべての時間に対して計算結果を見せるわけにも いかないので、ここでは具体的に 600 ms での結果を 示す。図1 は電子ニュートリノの存在確率が動径方



図 1: 600 ms での電子ニュートリノの存在確率。赤 色が実際の電子分布での計算で、全く変化していな いことがわかる。

向でどのように変化するか示したものである。赤線 が本来の密度分布であり、中心から半径 2000 km ま で一切振動していない様子がわかる。それに対して 緑線は密度分布を減らした場合の計算結果で、半径 200 km 付近で大きく振動しているのが見える。結局 これは幾らニュートリノのルミノシティや平均エネ ルギーが高いような条件下でも、同時に高電子密度 環境下であれば集団振動が完全に抑制されてしまう ことを意味している。

この抑制効果は 600 ms だけでなく、シミュレーショ ン全ての時間帯において発生していたことが更なる 計算からわかった。結果的に、この failed supernova においては非線形効果である集団振動が一切現れず 線形効果の振動のみが影響を与えることになる。

この線形効果のみで記述できるというのは、実はニ ュートリノ観測を行うときには大きなメリットにな る。集団振動はスペクトルを複雑に絡み合った状態 にさせてしまうため、観測できても発生直後のスペク トルまで逆算するのを難しくしている。しかし failed supernova ではその心配がない。また物質振動の resonance 領域に衝撃波が侵入してしまうと、これもま たスペクトルを複雑にしてしまう。だがこの天体で は衝撃波が重い外層降着により発達できないためそ れも起こらない。つまり理想的な線形効果のみで振 動効果が記述できるはずなので、観測からの逆算が 非常に簡単になっている。 そこで具体的にスーパーカミオカンデと、現在アメ リカで計画進行中の検出器 DUNE でどのように検出 されるか見積もってみる。スーパーカミオカンデは 反電子ニュートリノを、DUNE は電子ニュートリノ に感度があるためこれらは相補的な関係にある。図 2,3 では、天体が 50 kpc の距離に位置していた場合 に時間検出率がバウンス後の時間経過に応じてどの ように変化していくか表している。どちらの場合で も時間積分すれば数百個ものニュートリノが検出さ れることがわかる。

またそれとは別の大きな特徴として、図2の逆階



図 2: スーパーカミオカンデで 50 kpc の距離から failed supernova のニュートリノを受けた場合の時 間検出率。



図 3: DUNE で 50 kpc の距離から failed supernova のニュートリノを受けた場合の時間検出率。

層にあたる赤線と図3の順階層にあたる青線の時間 変化の様子がほとんど同じになっていることがある。 実はこの2つは共に非電子型ニュートリノの初期ス ペクトルの時間変化の様子を表している。これは単 純に H resonance についての説明のところで述べた、 振動効果が階層依存性をもつことに起因しているだ けである。実際の質量階層が順階層でも逆階層でも、 この2つの稼働により初期スペクトルにたどり着く ことができることになり、これは非常に重要な特徴 である。

4 Conclusion

今回私たちは1次元球対称 failed supernova モデ ルを用いて3フレーバーのニュートリノ振動計算を 行った。その結果、バウンス後すべての時間帯にお いて集団振動が物質振動により完全に抑制されて一 切振動を起こさないことを示した。これは一般的な 超新星爆発と比べてかなり特殊な状況であり、中心 で作られたニュートリノスペクトルが線形効果のみ を受けて地球に届くことを意味している。 このときスーパーカミオカンデと DUNE の両方を稼 働させて観測することにより、非電子型ニュートリノ の初期スペクトルを質量階層性に依らず入手できる ことになる。非電子型ニュートリノは電子型ニュー トリノと違って完全に熱的な対生成から生じるもの であるので、failed supernova 観測は超新星中心部の 状態方程式に関わる手がかりを得るには非常に都合 の良い天体となっている。

Acknowledgement

Failed Supernova のモデルを提供してくださった 住吉光介さんと、研究指導をして下さった指導教官 の梅田秀之准教授、吉田敬研究員にはこの場を借り て感謝申し上げます。

Reference

Adams et al. 2017, MNRAS Sumiyoshi et al. 2007, ApJ Esteban-Pretel et al. 2008, PRD Chakraborty et al. 2011, PRD —index

衝撃波による宇宙線加速のテスト粒子シミュレーション

上島 翔真 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

Abstract

宇宙線と呼ばれる高エネルギー粒子が地球に降り注いでいる。この高エネルギー宇宙線は加速されていることが示唆 されており、加速機構の候補の1つとして衝撃波統計加速が考えられている。本研究では、乱流磁場の波長として粒 子のジャイロ半径に対して小さな揺らぎのみが存在する場合において、電磁場を解析的に与えることで、現実の空間 3次元、速度空間3次元でテスト粒子計算を行った。この時、小さな揺らぎのみの乱流磁場の下で衝撃波統計加速が 起こるのか、また、加速時間はどうなるのか調べた。加速時間の評価として、シミュレーションで得られる加速時間 と、Plotnikov et al (2011)と Drury (1983)とを組み合わせることで計算される加速時間とを比較した。その結果、 Plotnikov et al (2011)と Drury (1983)を用いて計算される加速時間とシミュレーションでの加速時間が一致した。 これによって、非相対論的な衝撃波による粒子加速の加速時間が Plotnikov et al (2011)と Drury (1983)を組み合 わせたもので説明できることを明らかにした。その際、粒子と乱流磁場の相互作用に関して確率的に計算せず、ジャ イロ運動を解く MPI 並列計算コードを開発した。

1 Introduction

宇宙線は宇宙空間を漂う高エネルギー粒子である。 地球で観測される宇宙線のエネルギースペクトルか ら宇宙線は加速されてから地球に飛来していること が示唆されている。しかし、その加速機構は現在も 解明されていない。加速機構の候補として考えられ ているモデルの1つが衝撃波統計加速である。衝撃 波統計加速は、少ない仮定から粒子の種類に依らず一 定のエネルギースペクトルの冪が得られることから 広く受け入れられている。衝撃波加速に関する先行 研究では、モンテカルロ法を用いたシミュレーション や Particle In Cell(PIC) シミュレーションが用いら れてきた。モンテカルロ法を用いたシミュレーショ ンでは、荷電粒子と乱流磁場の相互作用を乱数を用 いて確率的に計算しているため荷電粒子と乱流磁場 の相互作用を正確に解いていない。PIC シミュレー ションの多くは、計算機資源の都合で、現実とは異な る空間2次元、速度空間3次元で計算を行っている。 また、計算領域も現実の天体に比べ遥かに狭いため、 現実では存在する大きなスケールの電磁場と荷電粒 子の相互作用が無視されている。そこで、本研究で は、粒子のジャイロ運動を正確に解くことのできる

Buneman-Boris 法を用い、現実の空間3次元、速度 空間3次元でテスト粒子シミュレーションを行った。

2 Methods

2.1 磁場構造

本研究では、衝撃波法線に平行の背景磁場と乱流 磁場の足し合わせで磁場構造を表現する。乱流磁場 δ**B**は上流静止系において単色の偏向磁場を解析的 に与える。

$$\delta \boldsymbol{B}(x,y,z) = Re \sum_{n=1}^{Nw} \widehat{\xi'_n} A(k) \exp\left(k z'_n + \beta_n\right) \quad (1)$$

ここで、Nw は波のモード数、 $\widehat{\xi_n}$ は偏光ベクトル、A(k) は振幅、k は波数ベクトルの大きさ (本研究では単色偏光磁場なのでk は全ての波で同一)、 β_n は位相である。偏光ベクトル $\widehat{\xi_n}$ は

$$\widehat{\xi'_n} = \cos\left(\alpha_n\right)\widehat{\boldsymbol{x'_n}} + i\sin\left(\alpha_n\right)\widehat{\boldsymbol{y'_n}}$$
(2)

で定義する。 α_n は偏光角である。ここで、 $\widehat{m{x}'_n}, \widehat{m{y}'_n}$ は 次のように定義される。

$$\widehat{\boldsymbol{x}_{n}'} = \begin{pmatrix} \Lambda_{11} \\ \Lambda_{12} \\ \Lambda_{13} \end{pmatrix}, \widehat{\boldsymbol{y}_{n}'} = \begin{pmatrix} \Lambda_{21} \\ \Lambda_{22} \\ \Lambda_{23} \end{pmatrix}$$
(3)

この時の Λ_{ij} は 3 次元回転行列の成分である。3 次 元回転行列 $(\Lambda_n)_{ij}$ は

$$(\Lambda_n)_{ij} = \begin{pmatrix} \Lambda_{11} & \Lambda_{12} & \Lambda_{13} \\ \Lambda_{21} & \Lambda_{22} & \Lambda_{23} \\ \Lambda_{31} & \Lambda_{32} & \Lambda_{33} \end{pmatrix}$$
(4)
$$= \begin{pmatrix} \cos\theta_n \cos\phi_n & \cos\theta_n \sin\phi_n & -\sin\theta_n \\ -\sin\phi_n & \cos\phi_n & 0 \\ \sin\theta_n \cos\phi_n & \sin\theta_n \sin\phi_n & \cos\theta_n \end{pmatrix}$$

で定義される。ここで、 θ, ϕ は回転角である。また、 $\theta, \phi, \alpha, \beta$ は乱数で決定する。 この時、波の進行方向 z'_n は波の進行方向を表す。 z'_n

この時、波の進行方回 z_n は波の進行方回を表す。 z_n は

$$z'_{n} = x(\Lambda_{n})_{31} + y(\Lambda_{n})_{32} + z(\Lambda_{n})_{33}$$
 (5)

である。

2.2 波数ベクトル

本研究では、波数ベクトルを波数空間3次元に等 方的に分布させる。また、乱流磁場の波長は上流静 止系での初期の粒子のジャイロ半径の1/10、1/100、 1/1000の3種類について計算した。

2.3 セットアップ

本研究におけるシミュレーションパラメータは以 下の通りである。

宇宙線の初期のジャイロ周期 t_{g0} を $t_{g0} = \frac{2\pi\gamma_0 mc}{|q|B_0}$ 宇宙線の初期のジャイロ半径 r_{g0} を $r_{g0} = \frac{\gamma_0 mc^2}{|q|B_0}$ と定義する。

	・粒子数 <i>N</i>	4800 個
	・タイムステップ Δt	$10^{-2}t_{g0}$
	・計算時間 <i>t</i>	$10^4 t_{g0}$
	・波のモード数	1000
	・上流の流体の速度	0.3c
	・衝撃波の種類	平行衝撃波
	・上流の乱流磁場の強度	
	(衝撃波静止系) $\left(\eta = \frac{B_0^{shock}}{\delta B_1^{shock}}\right)$	1
•		

初期条件は上流静止系おいて ・初期位置 (**x**(t = 0))

$$x(0) = -30r_{g0}$$

 $y(0) = 10^3 a r_{g0}$ (a は [-1,1] の乱数で決定)
 $z(0) = 10^3 b r_{g0}$ (b は [-1,1] の乱数で決定)

初期の速度ベクトルは、初期粒子のローレンツ因子 $\gamma_0 = 10$ で上流静止系において3次元空間に等方的 に分布させた。以上のシミュレーションセットアッ プで衝撃波中での宇宙線加速のテスト粒子シミュ レーションを行った。

3 Results & Discussion

下図が結果のエネルギースペクトルである。この



図1 エネルギースペクトル (横軸:初期の粒子の エネルギーで規格化した粒子のエネルギー、縦軸: 粒子数)

図より、シミュレーション結果のエネルギースペク トルが理論線に乗っていることから、ジャイロ半径 よりも小さな波長の乱流磁場のみが存在する場合で も衝撃波統計加速が起こることがわかる。

次に加速時間に関しての評価を行う。加速時間の 理論式として、Plotnikov et al (2011)の拡散係数と Drury (1983)を用いて評価する。この時、下流の拡 散係数は下流の磁場が非等方になるため理論的に見 積もることが難しい。そのため、下流の拡散係数は 幅を持つ。拡散係数 D は、背景磁場 B_0 と乱流磁場 の振幅 δB が次の関係がある。

$$D \propto \left(\frac{B_0}{\delta B}\right)^2 \tag{6}$$

そのため、上流の拡散係数は次のようになる。

$$D_1 \propto \left(\frac{B_0}{\delta B_1}\right)^2 \tag{7}$$

一方で、下流の拡散係数は、下流領域での磁場の圧縮 により下流の磁場の大きさは上流の4倍になること から上流の拡散係数を用いて次のように表される。

$$D_2 \propto \left(\frac{B_0}{\delta B_2}\right)^2 \tag{8}$$

$$\approx \left(\frac{B_0}{4\delta B_1}\right)^{-} \tag{9}$$
$$D_1 \tag{10}$$

$$=\frac{1}{16}\tag{10}$$

今回の評価では、 $D_1 = D_2 \ge D_2 = D_1/16$ の場合の 2 通りで加速時間の評価を行う。

上流の拡散係数については、Plotnikov et al (2011) の衝撃波法線方向の拡散係数 $D_{||}$ を用いる。

$$D_1 = D_{||} = \frac{1}{2}c\lambda \left(\frac{r_g}{\lambda}\right)^2 \tag{11}$$

ここで、 λ は波の波長 (今回は単色波なので $\lambda = const.$)、c は光速度、 r_g は粒子のジャイロ半径である。また、Drury (1983) より加速時間 T_{acc} は上流の拡散係数と流体の速度 D_1, V_1 と下流の拡散係数と流体の速度 D_2, V_2 を用いて次のように表される。

$$T_{acc} = \frac{3}{V_1 - V_2} \left(\frac{D_1}{V_1} + \frac{D_2}{V_2} \right)$$
(12)

よって、加速時間は、

$$T_{acc} = \begin{cases} 20\frac{D_1}{V_1^2} & @D_2 = D_1 \\ 5\frac{D_1}{V_1^2} & @D_2 = D_1/16 \end{cases}$$
(13)

である。この式に Plotnikov et al.(2011) の拡散係数 を代入すると、

$$T_{acc} = \begin{cases} 10 \frac{c\lambda}{V_1^2} \left(\frac{r_g}{\lambda}\right)^2 & @D_2 = D_1\\ \frac{5}{2} \frac{c\lambda}{V_1^2} \left(\frac{r_g}{\lambda}\right)^2 & @D_2 = D_1/16 \end{cases}$$
(14)

となる。以上より、加速時間の理論線と初期のジャ イロ半径を乱流磁場の波長の5倍、10倍、100倍と 変化させたシミュレーションの加速時間の結果を比 較すると次のようになる。

ここで、 $t_{g,k} = \frac{2\pi\gamma_{g,k}mc^2}{|q|B_0}$ は波の周期、 $E_{g,k}$ は波の波長を決めるエネルギーである。図より、シミュレーションの結果の加速時間が理論線の不定性の範囲内であることから、非相対論的な衝撃波による粒子加速



図 2 初期のジャイロ半径を変化させた時の加速 時間 (青点左から $r_{g0} = 5\lambda, 10\lambda, 100\lambda$)、計算時間: $10^4 t_{q0}$ 、黒線: 理論線

による加速時間が Plotnikov et al. (2011) と Drury (1983) により得られる理論的な加速時間で説明出来 ることがわかる。

4 Conclusion

今回のシミュレーションによる加速時間の評価か ら、ジャイロ半径に対して小さな波長のみを持つ乱 流磁場中での非相対論的な衝撃波による粒子加速 での加速時間が、Plotnikov et al. (2011) と Drury (1983)を組み合わせることで得られる理論的な加速 時間で説明出来ることを明らかにした。

Acknowledgement

本研究の計算は国立天文台天文シミュレーション プロジェクトの Cray XC50 を用いて行いました。

Reference

L O'C Drury 1983, Prog. Phys, Vol. 46, pp.973-1027

- M. Hussein & A. Shalchi 2014, The Astrophysical Journal, 785:31
- I. Plotnikov & G. Pelletier & M. Lemoine 2011, A&A 532, A68

—index

—index

*NuSTAR*を用いたマグネターSGR 1900+14のX線観測

丹波 翼 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

マグネターは、双極子磁場が極めて強力な中性子星パルサーであり、強磁場エネルギーを解放することで光っ ている。磁場駆動の放射メカニズムは謎であり、その解明にはマグネターの放射のある X 線帯域での観測が 必要である。マグネターからの放射には、100 keV 以上にまで伸びる硬 X 線成分があり、磁場による非熱的 な放射がその起源と考えられているため、硬 X 線成分の観測は特に重要である。我々は、マグネターの中で も特に磁場の強い SGR 1900+14 を、硬 X 線の感度に優れた NuSTAR で 2016 年 10 月に 123 ks 観測し、 時間解析とスペクトル解析を行った。時間解析では、2016 年 10 月時点の周期を 5.2267(1) s と求め、過去の データと比較することで、周期変化率が時期によって大きく異なることを発見した。また、スペクトル解析 では、先行研究で ~ 30% の精度だった硬 X 線成分の光子指数を 1.13 ± 0.08 (χ^2 /dof = 1.17) と 7% の精度 で求めた。さらに、フラックスの長期的変動を調べ、1998 年の巨大フレア以降の連続的な減光を発見した。

1 Introduction

マグネターは、双極子磁場の強さが臨界磁場 4.4× 10¹³ G を超える中性子星パルサーであり、主に X 線帯域で輝く。マグネターの典型的な X 線光度は 10³⁴⁻³⁵ erg s⁻¹ であり、スピンダウンで供給されるエ ネルギー 10³²⁻³⁴ erg s⁻¹ よりもはるかに大きいこと がわかっている (Thompson & Duncan 1995; Enoto et al. 2017)。この観測事実は、マグネターのエネル ギー供給源が自転ではなく、磁気活動であることを 示している。強磁場エネルギーを非熱的な放射エネ ルギーに変換する機構はいまだ解明されておらず、磁 気リコネクションや光子分裂など強磁場の磁気圏に 特有の物理現象が関わると考えられている (Enoto et al. 2010)。

マグネターの X 線観測データには、物理的に興味 深い特徴がいくつかある。まず、かにパルサーなど一 般的な電波パルサーは周期の変化が長期間にわたっ て一定であるのに対し (e.g. Terada et al. 2007)、マ グネターの周期変化率は時期によって大きく変化す る (Tong & Xu 2013)。また、マグネターのスペクト ルには、黒体放射成分に加えて、~ 100 keV 以上に までのびる非熱的放射の成分がある (e.g. Götz et al. 2006)。これらの観測事実はマグネターの磁気活動に 起因すると考えられており、マグネターの放射機構 の解明には X 線帯域での観測が不可欠である。さら に、マグネターの中には巨大フレアの観測されてい るものがあり、磁場エネルギーを短期間に大量に解 放した結果と考えられている。

SGR 1900+14 は、 7.0×10^{14} G とマグネターの 中でも極めて強い双極子磁場をもち、1998年に巨大 フレアを起こした。この天体は1998年から2006年 までの数回の観測で周期変化率が導出されているが (Kouveliotou et al. 1999; Mereghetti et al. 2006), 長期的な周期変化については調べられていない。磁 気活動の長期的な変化を解明するためには、周期変化 を調べることが必要である。また、2006年、2009年 に行われた Suzaku の観測では、SGR 1900+14 のス ペクトルが kT ~ 0.5 keV の黒体放射成分と光子指数 ~1のべき成分をもつことが確認されたが (Enoto et al. 2010)、光子指数の不確かさは~30%と大きい。 硬 X 線成分の起源を解明するためにも、光子指数を 精度良く決定することは重要である。我々は、周期 の長期的変動の解析とスペクトルのパラメータの決 定という2つのテーマに焦点をあててSGR 1900+14 の解析を進めた。

2 Observations

我々は SGR 1900+14 を、*NuSTAR* で 2016 年 10 月 20 日に 123 ks にわたって観測した (PI: Enoto)。 NuSTARは、3 – 78 keV のエネルギー帯域を観測で きる X 線衛星で、硬 X 線領域を高精度に観測でき る (Harrison et al. 2013)。図 1 は NuSTAR で SGR 1900+14 領域を観測したイメージである。左上の極 めて明るい信号は、隣接天体 GRS 1915+105 による 迷光であり、SGR 1900+14 はかろうじて強力な迷光 の影響から免れている。天体の信号は、3 – 70 keV で 3 σ 以上の有意度で検出することができた。



図 1: *NuSTAR* で観測した SGR 1900+14 の 3 – 78 keV のイメージ

3 Results

3.1 SGR 1900+14の自転周期の決定

123 ks の観測で得られたエネルギー帯域3-78 keV のライトカーブをフーリエ変換し、周波数空間での パワースペクトルを描いたところ、図 2 のように 0.19 Hz 付近に周期的信号を発見した。次に、さら に細かく周期を調べるために、図 2 のピーク付近の 周期でライトカーブを分割し、位相ごとに強度を足 し合わせた。正しい自転周期で分割すれば、同位相 でパルスが重ね合わされ、足し合わせた結果は非常 に大きなパルスとなる。一方で、自転周期とは異な る周期でライトカーブを分割し足し合わせると、パ ルスが異なる位相に分散され、足し合わせた結果は に 周期を仮定してライトカーブを分割し重ね合わせた ものを、その平均値からのずれで χ^2 検定にかけた結 果が図 3 である。正しい自転周期で分割して足し合 わせたものは一定値から大きくずれるので、必然的 に χ^2 の値が大きくなる。図 3 のように χ^2 検定から 詳細な自転周期がわかり、2016 年 10 月 20 日時点で の SGR 1900+14 の周期は、5.2267(1) s と求めるこ とができた。



図 2: SGR 1900+14 のパワースペクトル。横軸は周波数、 縦軸は周波数に対応する相対的な強度である。



図 3: さらに詳しい周期探査の結果。横軸は周期-offset [s] で Offset = 5.22669 s、縦軸は χ^2 検定の値である。

3.2 SGR 1900+14 のスペクトルフィッ ティング

*NuSTAR*の観測では3-70 keV で天体の信号を有 意に検出することができたため、このエネルギー領 域でスペクトルのフィッティングを行った。先行研究 と同様に黒体放射とべき型スペクトルを仮定し、モ デルを

星間吸収*(黒体放射+ベき型スペクトル)

と仮定した。星間吸収のパラメータである単位面積 当たりの水素量 $n_{\rm H}$ は、先行研究 (Enoto et al. 2017) の値を使い、 $n_{\rm H} = 1.9 \times 10^{22} \,{\rm cm}^{-2}$ と固定した。本 解析は 3 keV 以上のエネルギー帯域を対象としてお り、星間吸収はほとんどスペクトルに影響を与えな い。黒体放射の温度 kT とべき型スペクトルの光子 指数 Γ を可変パラメータに設定し、フィッティング を行った。

フィッティング結果は図4のようになり、 χ^2 検定 の結果は $\chi^2/dof = 1.17$ であった。スペクトルのパラ メータはそれぞれ、kT = 0.64(7) keV, $\Gamma = 1.13(8)$ と 決まった。誤差は、 χ^2 検定の90%信頼区間でとった。 NuSTARを用いて本解析で求めたkT, Γ を Suzakuを 用いて先行研究 (Enoto et al. 2010) で求めたものと 比較した (表1)。表1からわかるように、硬X線領域 の光子指数 Γ については、~30% 程度の精度であっ た先行研究に対して、本解析では7% の精度で定め ることができた。

2016 年 10 月 20 日の 2 – 10 keV のフラックス は、 2.55×10^{-12} erg s⁻¹ cm⁻² と求めた。表1より、 フラックスは時間を経て減少していることが確認で きる。



観測日時	kT (keV)	Г	$\frac{2\text{-10 keV Flux}}{(10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2})}$
$2016-10-20^{\rm a}$	0.64(7)	1.13(8)	2.55
$2006-04-01^{\rm b}$	0.57(2)	1.2(5)	4.5
$2009-04-26^{\circ}$	0.52(2)	1.4(3)	3.2

a 本解析

^{b, c} Enoto et al. (2010)



図 4: SGR 1900+14 のスペクトルフィッティング結果。 黒い点はバックグラウンドを差し引いた観測データ(上)、 データとフィッティング結果との残差(下)である。赤い曲 線はフィッティング結果を表し、ピンクの破線は2つのモデ ルを別々に描いたものである。BBは黒体放射、Powerlaw はべき型関数成分を表す。

4 Discussion

4.1 周期の長期的な変動

本解析で求めた周期と先行研究で求められた周期 の時間変化を示したものが図5となる。このグラフか ら、SGR 1900+14 が約 20 年間にわたって一貫して スピンダウンしていることがわかる。しかし、周期変 化率 \dot{P} は一定ではなく、 $6 \times 10^{-11} \sim 1 \times 10^{-10}$ s s⁻¹ 程度ふらつく。このことから、SGR 1900+14 は一般 的な電波パルサーとは異なる、マグネターに特徴的 な周期の変化を辿っていると言える。

Pのふらつきは、マグネターの磁気活動の変化と 関わりがあると考えられており、今後他のマグネター のデータと合わせて考察することで放射機構の解明 に近づきうる。



図 5: SGR 1900+14 の周期の長期間変動 (Marsden et al. 1999; Kouveliotou et al. 1999; Woods et al. 2002, 2003; Mereghetti et al. 2006)

4.2 フラックス変動

本観測のフラックスを求め、過去のデータと比較 することで、SGR 1900+14 が巨大フレア以降約 20 年間にわたって減光し続けていることを発見した (図 6)。この事実は、巨大フレアの影響が約 20 年経って も残っていることを示唆している。



図 6: SGR 1900+14 の周期の長期間変動 (Kouveliotou et al. 1999; Enoto et al. 2010)

5 Conclusion

マグネターの放射機構の解明には、X線帯域でその放射を長期的に観測し、進化を追うことが必要である。本解析では、代表的なマグネターである SGR 1900+14 を NuSTAR で観測し、時間解析とスペクトル解析を行った。時間解析では 2016 年 10 月時点の周期を 5.2267(1) s と求め、過去のデータと比較することで周期変化率が時期によって異なることを発見した。一方、スペクトル解析では硬 X 線の光子指数を 1.13(8) と先行研究を上回る精度で求めた。さらに、巨大フレア以降約 20 年間にわたって天体が暗くなり続けていることを発見した。

今後の展望としては、周期変化のふらつき具合や スペクトルの光子指数を天体の年齢に結びつけ、マ グネターの普遍的な進化の過程を追うことで、磁気 活動による放射のメカニズムの謎を解明していくこ とが重要である。

Reference

- Enoto, T. , Nakazawa, K., & Makishima, K., et al. 2010, ApJL, 722, L162
- Enoto, T. , Shibata, S., & Kitaguchi, T., et al. 2017, ApJS, 231, 8
- Götz, D., Mereghetti, S., Tiengo, A., & Esposito, P. 2006, A&A, 449, L31
- Harrison, F. A., Craig, W. W., Christensen, F. E., et al. 2013, ApJ, 770, 103
- Kouveliotou, C., Strohmayer, T., Hurley, K., et al. 1999, ApJL, 510, L115
- Marsden, D., Rothschild, R. E., & Lingenfelter, R. E. 1999, ApJL, 520, L107
- Mereghetti, S., Esposito, P., Tiengo, A., et al. 2006, ApJ, 653, 1423
- Terada, Y., Enoto, T., & Miyawaki, R., et al. 2015, PASJ, 60, S25
- Thompson, C.& Duncan, R., 1995, MNRAS, 275, 255
- Tong, H., & Xu, R.-X. 2013, Res. Astron. Astrophys, 13, 1207
- Woods, P. M., Kouveliotou, C., Göğüş, E., et al. 2002, ApJ, 576, 381
- Woods, P. M., Kouveliotou, C., Göğüş, E., et al. 2003, ApJ, 596, 464

—index

量子論的 Synchro-Curvature radiation におけるメーザーと FRB

直江 知哉 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

Abstract

Fast Radio Burst(FRB) は 2007 年に初めて発見された天体現象である. この FRB の特徴は1 ミリ秒という 短い時間に 1GHz 程度の電波を放出すること, 放出されるエネルギーがとても大きいことなどが挙げられる. 特に, その高い輝度温度からコヒーレント光によって生じていると考えられており, その放射メカニズムの1 つとして中性子星の磁気圏からのメーザー放射が提唱されている.

現在様々な論文において量子論的効果が効くだろうと考えられているが,実際に量子論の Synchro-Curvature radiation でメーザーが生じるかを議論したものはない.よって本研究では量子論的効果を考慮した際に,中 性子星磁気圏のどのような領域がメーザーに適しているのかを調べた.

1 Introduction

Fast Radio Burst(FRB) は 1ms 程度の間に電波 を放出する天体現象で、観測される pulse の周波数 は1GHz 程度で放出されるエネルギーは1Jy 程度に も及ぶ. この FRB と呼ばれる天体現象は 2007 年に Lorimer により初めて発見され、現在までにおよそ 30 の FRB が見つかっている.FRB にはパルスを繰 り返すものとそうでないものの2種類あり.2012年に Gajjar により発見された FRB121102 のみパルスを 繰り返す. この2つの種類の FRB の発生メカニズム はまだ解明されておらず、中性子星同士の衝突、マグ ネターのジャイアントフレアなど様々なメカニズム が提唱されている. だが, パルスを繰り返す FRB に ついては超新星爆発や中性子星同士の衝突のような 崩壊的なメカニズムを除外することが出来るので候 補を絞ることができる. また,FRB は発生メカニズム だけでなく、どこで起きているのかについても良くわ かっていないが Dispersion Measure が~ 1000 と大 きいことから我々の銀河の外で起きていると考えら れている. さらに, その高い輝度温度 (~ 10³⁵K) から FRB は熱的放射でなくコヒーレントな光により生じ ていると考えられており、コヒーレント光の発生メカ ニズムとしては"particle bunching"と" maser "が これまでに提唱されている.

Synchro-Curvature radiation によるメーザーを考える際,中性子星の極付近のように磁場の大きい状況 ($10^{12}G$)では,その磁場の大きさから粒子が数メー

トル程度進む間に磁力線に垂直な方向の運動エネル ギーを放出しランダウ順位が基底状態,またはわず かに励起した状態になると考えられており,このよう な状況では量子論的効果が出てくると考えられてい る.しかし,量子論でSynchro-Curvature radiation で メーザーが生じるかどうかまで議論しているものは 1つもなく,量子論を考慮して放射を議論している先 行研究しかない.よって本研究では量子論的効果を考 慮した Synchro-Curvature radiation でメーザーが生 じるかどうかを議論する.

2 Methods

磁場中の電子の Dirac 方程式は以下のようにかける.

$$(c\gamma^{\mu}\hat{P}_{\mu} - mc^2)\psi = 0 \tag{1}$$

ただし \hat{P}_{μ} は

$$\hat{P}_{\mu} = i\hbar \left(\partial_{\mu} + i\frac{e}{\hbar}A_{\mu}\right) \tag{2}$$

これを解くことにより磁場中の電子の波動関数を得 ることができ,Fermiの黄金律を用いることにより,ラ ンダウ順位が変化するときの吸収と誘導放射の確率 を求められる.だが,実際の中性子星の磁場は dipole 磁場であり,それをそのまま解くのは大変である.よっ て,ここでは簡単のため円形磁場 (toroidal 磁場) であ ると仮定して計算を進めていく. メーザーが生じるかどうかは,吸収と誘導放射の確 率を比べれば良い.すなわち,吸収に比べて誘導放射 の確率のほうが大きければメーザーが生じる.まず電 子と光子の相互作用のハミルトニアンは

$$\hat{H}_{int} = \int ec\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi\hat{A}_{\mu}d^{3}\vec{x}$$
(3)

のように書くことができる. ここで Â_µ は量子化した 電磁場で, ハイゼンベルグ表示では

$$\hat{A}_{\mu} = \sqrt{\frac{\hbar}{2\epsilon_0 V}} \Sigma \frac{1}{\sqrt{\omega_k}} \left(a_{\vec{k}} e_{\mu}(\vec{k}) e^{i(\vec{k}\cdot\vec{x}-\omega_k t)} + a_{\vec{k}}^{\dagger} e_{\mu}^*(\vec{k}) e^{-i(\vec{k}\cdot\vec{x}-\omega_k t)} \right)$$
(4)

のように書ける. ただし $a_{\vec{k}}, a_{\vec{k}}^{\dagger}$ は波数ベクトル \vec{k} の光 子の生成消滅演算子, $e_{\mu}(\vec{k})$ は偏光ベクトルでクーロ ンゲージでは次のように書ける.

$$e(\vec{k}) = (0, \vec{e}(\vec{k}))$$
 (5)

この相互作用ハミルトニアンを摂動とみなすと始状 態*i*(光子が0個)から終状態*f*(光子が1個)への遷移 確率は摂動の一次までを考えると

$$P_{fi} = \left| \int_0^t dt' e^{i\frac{E_f - E_i + \hbar\omega}{\hbar}t'} \left\langle 1_{\vec{k}, e}, f \left| \hat{H}_{int} / \hbar \right| 0, i \right\rangle \right|^2$$
(6)

となる. ただし E_i, E_f はそれぞれ, 始状態 i と終状態 f における電子のエネルギー順位である. この式より M_{fi} を

$$M_{fi} \equiv \left\langle 1_{\vec{k},e}, f \left| \hat{H}_{int} / \hbar \right| 0, i \right\rangle \tag{7}$$

のように定義すると,単位立体角,単位角振動数あた りの放射量は

$$\frac{d^2 I_{f,i}^{\vec{e}}}{d\Omega d\omega} = \frac{\hbar \omega^3 V}{\Omega (2\pi)^2 c^3} \left| M_{fi} \right|^2 \tag{8}$$

となる. ただし $E_f = E_i - \hbar \omega$ である. またこの式を $\hbar \omega$ で割ることにより遷移確率も得られる.

3 Results and Discussion

図 1,2 にそれぞれ $B = 10^2 G$ (crab パルサーの light cylinder 付近での磁場の強さ) と $B^{12}G$ (中性子星の

極付近の磁場の強さ) における確率 (吸収の確率から 誘導放射の確率を引いたもの)の角度依存性のグラ フを示す. ただし, ここでいう角度 κ は磁場のある平 面と光子の進行方向の間の角度である. また図 3 に $B = 10^2 G$ における確率の周波数依存性のグラフを 示す.



図 1: 確率の角度依存のグラフ (B = 10²G)



図 2: 確率の角度依存のグラフ (B = 10¹²G)

図 1,2 より, $B = 10^{12}$, $10^2 G$ の両方でメーザーが生 じることがわかる.しかし縦軸の大きさを比べてみる と $B = 10^2 G$ の場合の方が確率の大きさが 10 桁近 く大きいことから磁場が弱い場合のほうがメーザー に適していると考えられる.

また,図1よりメーザーに適した領域は $\kappa \lesssim 0.01 rad$ とごく狭い領域に限られていることがわかる.次に図 3 は $B = 10^2 G$ の場合にどの周波数が適しているか のグラフになっており,図より1GHz 付近が最も適し ていることがわかる.これは FRB の典型的な周波数 (1GHz) とよく一致している.

2018年度第48回天文・天体物理若手夏の学校



図 3: 確率の周波数依存のグラフ $(B = 10^2 G)$

4 Conclusion

light cylinder 付近のような磁場の弱い状況では ~1*GHz* が最もメーザーに適しているという結果が 得られた.また磁場の強い中性子星の極付近でもメー ザーは生じるが,その確率の大きさが light cylinder 付近の場合に比べ 10 桁以上小さいことから,磁場が 弱いほうがメーザーには適していると考えられる.

ただし,実際のメーザーの強度がどれほどになるか は放射領域の大きさ,電子の数密度なども考慮する必 要があるため,更なる議論が必要である.また,古典 論では電子の drift 速度やプラズマの影響を考慮した 場合にメーザーが生じることが知られているので,今 後は量子論でもこれらの影響を考慮していきたいと 思う.

Reference

G.Voison, et al, Physical Review D .2017(a) G.Voison, et al,Physical Review D .2017(b) Liu.Jiong et al,ChJAA.7.304,2007

—index

a22

強磁場激変星うみへび座 EX における再結合優勢プラズマの発見

迫聖 (奈良教育大学大学院 天文学研究室)

Abstract

本研究では強磁場激変星 (mCV) のプラズマが電離平衡であるかどうかを検証するために、うみへび座 EX(以 後、EX Hya) について「すざく」の公開データの解析を行った。取得した 4.0-40 keV のスペクトルに対 し、電離平衡プラズマモデル (CIE) を適用したところ、概ね再現することができたが、~9-10 keV に残差 が残った。特徴的な三角形状とそのエネルギーから、完全電離した鉄の再結合連続成分 (RRC) であること が分かった。RRC の存在から、プラズマは再結合優勢状態であることが考えられる。再結合優勢プラズマモ デル (RNEI) によるスペクトルの再現を試みたところ、CIE モデルでの残差は解消した。再結合優勢プラズ マの起源として、降着柱上部のプラズマからの硬 X 線がそれより下部のプラズマを光電離し、その結果とし て電離優勢状態になっていることが考えられる。

1 イントロダクション

激変星とは白色矮星(主星)と恒星(伴星)が互い に近接して連星系を組んでいる近接連星系天体であ る。主星の白色矮星が強い磁場を持つ強磁場激変星 (magnetic Cataclysmic Variable: mCV)の場合、伴 星からの降着物質は主星の強い磁場に沿って、主星 の表面に柱状の降着柱を形成しながら高速で落下す る。その際、生じた衝撃波により降着物質は1億度 以上に加熱され、高温のプラズマが生成される。こ のプラズマからはX線が放射されるため、放射冷却 により降着柱内には主星表面に近いほど低温になる という温度構造ができる。プラズマ生成では、先に 粒子が加熱され、その後に電離が起こる「電離優勢 状態」にある。高密度のため電離優勢過程は短時間 で終わり、それらが釣り合った電離平衡状態として 考えられてきた。

一方で、プラズマからの X 線はプラズマ自身を光電 離するだろう。特に、温度勾配があるため、高温部分 からの X 線が低温部分の電離を促進させ、「再結合優 勢状態」になっていると考えられる。しかし、その ような観測例はこれまでにない。そこで、本研究で は mCV のプラズマが電離平衡であるかどうかを検 証するために、うみへび座 EX(以後、EX Hya) につ いて「すざく」の公開データの解析を行った。本研 究では、プラズマ状態診断が容易である Fe K バンド より高いエネルギー帯 (6-10 keV) に焦点を当てる。

2 使用した観測データ

本研究では、JAXAにより開発された日本5機目の X線天文衛星「すざく」(Mitsuda et al. 2007)に搭載さ れた観測機器の軟X線 CCDカメラ (X-ray Imaging Spectrometer: XIS; Koyama et al. 2007)と硬X線線 検出機 (Hard X-ray Detecter: HXD; Kokubun et al. 2007)により得られたデータを使用する。それぞれの エネルギー帯域はXISは0.3–12.0 keV、HXD/PINは 10–70 keV であり、本研究で使用したのエネルギー帯 域はXISと HXDを合わせた4–40 keV である。XIS の観測モードは full window に設定している。観測 の詳細については、Hayashi & Ishida (2014)に記載 されている通りである。

3 解析と結果

XIS データについては、天体の位置 (R.A., Decl.) = (193°.098, -29°.247) を中心に半径 3' の円領域か ら取得した。HXD/PIN は撮像型観測装置ではない ので、全データを使用した。 2018年度第48回天文・天体物理若手夏の学校

3.1 XIS バックグラウンドの取り扱い

本研究で使用する XIS の 4–12 keV 帯域は光子統 計が少なく、相対的にバックグラウンドが多くなるた め、バックグラウンドを精密に評価する必要がある。 この天体は銀河面から離れたところに位置するので、 バックグラウンドは CXB と NXB からなる。NXB は xisnxbgen を使って作成した。NXB はスペクト ル全体のレベルに対して約 6%, CXB はモデルで加 えたが、スペクトル全体のレベルに対して約 0.3%程 度であった。

3.2 モデルフィット

スペクトルモデルの解析には XSPEC を用いた。

3.2.1 電離平衡プラズマモデル (CIE)

- Step1. スペクトルは 10 keV まで伸びる連続 X 線に加えて、6-7 keV に強い輝線が見られる。 これは高温プラズマ中の高階電離した鉄イオンからのものであることがわかる。そこで、単一の電 離平衡プラズマモデル (CIE) に Fe の Kα(6.400 keV),Kβ(7.059 keV)を示すための Gaussianを 加え、さらにモデル全体に光電吸収 (phabs)と 部分吸収 (pcfabs)をかけたモデルでスペクトル の再現を試みた。しかし単一の CIE では再現す ることができなかった。
- Step2. 単一モデルでは再現することができなかったため、2つの CIE で再現を試みたところ、概ね再現することができ、2成分の温度、2.3±0.3 keVと12±1.0 keV が得られた。(図1)しかし、~9-10 keV に三角形状の残差が残っていることがわかる。(図1赤矢印参照)
- Step3. Step2. での残差は下限が 9 keV であること、特徴的な三角形型であることから再結合連続X 線 (RRC) であることが考えられる。そこで、電子温度を 2 つの CIE の平均的な温度 (6 keV) に固定した RRC を新たに追加したところ、残差を解消することができた。その有意性は 95%であった。

この時、RRC のエッジエネルギーは $9.3 \pm 0.3 \text{ keV}$ で、この値は FeXXVI のイオン化エネル ギー E = 9.18 keV と矛盾がない。したがって 2CIE での残差の原因は、完全電離した Fe の K 殻に自由電子が再結合した際に生じる FeXXVI の RRC によるものであると考えられる。

3.2.2 再結合優勢プラズマモデル

スペクトルを詳細に調べるため、物理モデルでの 再現を試みた。前節の RRC 発見により、降着柱内に は再結合優勢なプラズマが存在することが示唆され た。そこで2つの再結合優勢プラズマモデル (RNEI) でフィッティングを行いモデル再現を行った。(図2) また、2RNEI によるベストフィットパラメーターは 表1に示す。

2CIE と 2RNEI、それぞれのモデルでの χ^2 /d.o.f は 213/128,187/126 となり、2RNEI 再現による有意性 は 99.8%であった。



図 1:2つの電離平衡プラズマモデル (CIE) によるモ デル再現。図青線は鉄輝線 (Fe I Kα,Fe I Kβ) を表 す。~9–10 keV に特徴的な三角形型の残差がある。 (図赤矢印)



図 2: 2 つの再結合優勢プラズマモデル (RNEI) によ るモデル再現。

表 <u>1: 2RNEI のベストフィットパラメーク</u>

パラメータ	単位	値
kTi1	keV	$5.62^{+0.73}_{-1.25}$
kTe1	keV	$2.77_{-0.45}^{+0.36}$
kTi2	keV	$62.3_{-62.3}^{-26.1}$
kTe2	keV	$11.8^{+1.30}_{-2.12}$
\mathbf{Z}_{Fe}	solar	$1.07\substack{+0.21 \\ -0.16}$
Z_{Ni}	solar	$3.13\substack{+0.75\\-0.62}$

4 議論

4.1 先行研究との比較

先行研究ではバックグラウンドのスペクトルは CCD 視野全体から点源領域 (中心座標から 6'.08) と cal source 領域を除いた領域から取得している。 そのためバックグラウンドは高く評価され、全体の 約 30%になる。RRC の強度はスペクトル全体の約 10%なのでバックグラウンド引くことで RRC が統 計誤差に埋れてしまったことが考えられる。

4.2 降着柱電離状態の構造

降着柱内には従来電離が平行状態であると考えられていたが、本解析結果より、H-like Fe XXVI による RRC の発見は柱内は完全電離の鉄が存在し、再結合優勢なプラズマになっていることが示唆される。

また2成分とも電離平衡ではなく、再結合優勢状態 であり、特に電離状態は衝撃波面に近い方が高いこ とも示唆される。

これらの事実は、高温プラズマからの高強度のX線 がプラズマ自身を光電離し、その結果として電離優 勢状態になっていると考えて矛盾がない。

5 今後の展望

今後は、本解析結果と降着中の構造から、光電離 により電離優勢状態が再現できるかを、定量的に検 討する。

Reference

Hayashi, & Ishida 2014, MNRAS,441,3718 Mitsuda et al.2017, PASJ, 59, S1 Koyama et al., 2007, PASJ, 59, S23 Kokubun et al., 2007, PASJ, 59, S53

——index

b1

ハイパー核を持つ高密度な中性子の Cooling

土肥 明(九州大学大学院宇宙物理理論研究室)

Abstract

中性子星は熱源を持たないので中性子星内部でニュートリノ放射が発生すると表面温度が下がるが、その冷却 プロセスには中性子星内部の状態方程式(EoS)が大きくかかわる。今回は2014年、ChenとPiekarewiczに よって開発された EoS (FSU2,FSU2R,FSU2H)を用いた冷却シミュレーションに関する論文(R.Negreiros, 2018, arxiv1804.00334v1)をレビューする。この論文により、核子のみを考慮した EoS (FSU2R(nuc))、核 子とハイペロンを考慮した EoS (FSU2H(hyp))による冷却計算は、観測結果とよく一致していることがわ かった。これは、中性子星の冷却の観測結果を説明するためには、中性子星の半径が小さくなるような柔ら かい EOS が適していることを示唆していると考えられる。

1 Introduction

中性子星内部を表す EoS は未だ不明な所が多 く、実際多数の EoS が存在する。そうした数多く の EoS に制限を課すという研究は盛んに行われて おり、現在では①重イオン衝突 (Danielewicz et al. 2002) による実験結果、②中性子星の観測的上限値 が $2.01M_{\odot}$ (Antoniadis et al. 2013) という 2 つの制 限がよく用いられている。ただし、これらの制限を 課しても棄却されない EoS は数多くあり新たな物理 的制限を探す必要がある。

中性子星の EoS を調べるための重要な手法の1つ として中性子星の熱的進化の研究がある。なぜなら、 中性子星の冷却を支配するニュートリノ放射プロセ スが高密度での EoS に強く依存するからである。ま た、中性子星の冷却の観測データも多く存在するの で、中性子星の冷却理論曲線を比較することで中性 子星の内部状態を推定することが可能である。この 熱的進化における主な論点の1つは、急速な冷却プ ロセスが起こるか否かである。なぜなら、星があま りにも急速に冷えると、ほとんどの冷却に関する観 測データと矛盾するからである。最も顕著な高速冷 却プロセスは中性子のβ崩壊+陽子による電子捕獲 (Direct URCA プロセス (DU)) である。これは核密 度 n₀ 以上の高密度で、陽子数の割合 Y_p がある程度 大きい時に起こりうる。Yp の変化により中性子星内 部の核物質の対称エネルギー E_{sym} も変化するので DUの有無は EoSの決定に強く影響を与える。

今回は、相対論的平均場(RMF)理論により構築されたFSU2、FSU2R,FSU2Hの3つのEoS(Tolos et al. 2017)を用いて、核子超流動を考慮した中性子星の冷却シミュレーションを行った。この結果に基づき、特に重くて半径が小さい中性子星のEOSに課せられる制限について議論する。

2 The models of NS structure



Fig. 1: 中性子星内部におけるバリオン数密度n[fm⁻³] と圧力P[MeVfm⁻³]の関係。HIC は重イオン衝突実験 (Danielewicz et al. 2002)の結果。

今回、 $\sigma-\omega-\rho-\phi$ を取り入れた RMF 理論 (Chen & Piekarewicz 2014) で構築された 3 つの EoS; FSU2, FSU2R, FSU2H(Tolos et al. 2017) を用いる。また、後者の 2 つに関して核子のみを含んだモデルを (nuc)、核子とハイペロンを含んだモデルを (hyp) と書くこと



Fig. 2: 中性子星モデルの半径と質量の関係。中性 子星の最大質量の観測値はパルサー J0348+0432 の $2.01 \pm 0.04 M_{\odot}$ (Antoniadis et al. 2013)を採用。

にする。まず、FSU2、FSU2R、FSU2H をバリオン 数密度と圧力の関係は Fig.1 のようになった。これよ り、ハイペロンを含めると FSU2R、FSU2H いずれも 柔らかくなること、FSU2H の方が FSU2R より柔ら かいことがわかる。また、HIC は重イオン衝突によ る原子核の実験結果である。これより、FSU2H(nuc) は HIC の領域の外側にあり棄却される。

各 EoS での中性子星の質量と半径の関係は、以下の TOV 方程式

$$\frac{dP(r)}{dr} = -G\frac{\left(M(r) + 4\pi r^3 P/c^2\right)\left(\rho + P/c^2\right)}{r^2 g_{00}(M(r))},$$
(1)
$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r), \ g_{00}(M(r)) = 1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r}$$
(2)

に初期条件 $M(0) = 0, \rho(0) = \rho_c$ を与えることで求め られる。ここで、r は中心からの距離、M(r) はr で の重力質量、 $\rho(r)$ はr での密度、 ρ_c は中心密度であ る。この方程式を解くと Fig.2 のようになった。これ より、ハイペロンを含めると中性子星の最大質量は $0.3M_{\odot}$ 程度と小さくなることがわかる。実際、中性 子星の最大質量の観測値と比較すると FSU2R(hyp) は $1.76M_{\odot}$ しか達しないので棄却される。しかし、 ハイペロンを含む EoS、FSU2H(hyp) の最大質量は $2.02M_{\odot}$ であり棄却されない。

以上より、この地点で棄却されていない EoS は FSU2(nuc)、FSU2R(nuc)、FSU2H(hyp) の3つと なった。

3 Cooling Model

3.1 Superfluidity of Nucleons



Fig. 3: Cas A の冷却の様子。(Ho et al. 2015) 横軸は 西暦、縦軸は表面温度 T_{6s}^{∞} である。赤色が観測デー タ、青色は冷却の理論曲線である。

中性子星の冷却の主な論点は、比較的ニュートリ ノ放射率が大きい Direct Urca プロセス(DU)が起 こるか否かだ。しかし、DU プロセスが起こらない ときは、中性子星内部の核密度が比較的低い冷却プ ロセス(slow)が支配的になるが、そのプロセスは Modified Urca プロセス¹と核子の制動放射²である。 中性子星内部ではこれらのプロセスは必ず起こる。し かし、これだけでは説明できない星があり、その1 つが Cassiopeia A (Cas A)である。Fig.4 はここ1 5年の Cas A の冷却の観測データである。これから、 Cas A は急速に冷却していることが分かるが、核子、 (あるいはハイペロン)の超流動状態をパラメータと して考慮して説明することが多い。



Fig. 4: 超流動化した陽子(左)と中性子(右)の存 在領域。横軸はバリオン数密度比、縦軸は超流動に 転移する温度*T*_cである。

 $[\]label{eq:states} \begin{array}{c} {}^1N+n \rightarrow N+p+e^- + \bar{\nu}_e, \ N+p+e^- \rightarrow N+p+e^- + \bar{\nu}_e \\ {}^2N_1+N_2 \rightarrow N_1+N_2 + \nu_e + \bar{\nu}_e \end{array} \end{array}$

ここで、 N, N_1, N_2 は中性子 n または陽子 p のことを表す。

今回は、Fig.4 のような核子超流動 T_c を取り入れた。ただし、陽子において、FSU2 では'deep'、FSU2R(nuc) と FSU2H(hyp) では'medium'を採用した。ハイペロンの超流動効果は今回考慮していない。

3.2 Basic equation of NS Cooling

中性子星冷却の様子は、星の年齢 *t* と光度 *L*、或 いは表面温度 *T* の関係で記述されるが、その関係は 下式 (Page & Reddy 2006) で書ける。

$$\frac{\partial L e^{2\Phi/c^2}}{\partial M_{\text{rest}}} = \frac{e^{2\Phi/c^2}}{\rho c^2 g_{00}(M)} \left(\epsilon_{\nu} + c_v \frac{\partial T e^{\Phi/c^2}}{\partial t}\right) \quad (3)$$
$$\frac{\partial (T e^{\Phi/c^2})}{\partial M} = -\frac{L e^{2\Phi/c^2}}{16\pi^2 r^4 \kappa \rho c^2 g_{00}(M(r))} \quad (4)$$

ここで、 M_{rest} は半径 r 内の rest mass、 Ψ は重力ポ テンシャル、 κ は不透明度、 c_v は比熱、 ϵ_ν はニュー トリノ放射率である。中性子星の表面が鉄(⁵⁶Fe) で あるとし、式(1) ~式(4)を解いて、棄却されてい ない EoS、FSU2(nuc)、FSU2R(nuc)、FSU2H(hyp) に対し中性子星の冷却シミュレーションを行った。 (D.Page の NSCOOL コード³)

4 Results

Models	DU threshold	hyp DU threshold	$1.4M_{\odot}$	$1.4 M_{\odot}$	$1.76 M_{\odot}$	$1.76 M_{\odot}$	$2.0 M_{\odot}$	$2.0 M_{\odot}$
	(fm^{-3})	(fm^{-3})	$n_c ~({\rm fm}^{-3})$	cooling	$n_c \text{ (fm}^{-3}\text{)}$	cooling	$n_{\rm c}~({\rm fm}^{-3})$	cooling
FSU2 (nuc)	0.21	_	0.35	fast	0.47	fast	0.64	fast
FSU2R (nuc)	0.61	_	0.39	slow	0.51	slow	0.72	fast
FSU2H (hyp)	0.52	0.34	0.34	slow	0.44	slow	0.71	fast

Fig. 5: 各 EoS での中性子星の熱的進化。(hyp)DU threshold は (hyp)DU が起きる時の数密度 $n_{(hyp)DU}$ でこれが中心の数密度 n_c より小さい時は急速冷却し (fast)、大きい時は緩やかに冷却する。(slow)

中性子星冷却の主な論点は (hyp)DU の有無だ が、それは (hyp) DU が起きる数密度 n_{(hyp)DU} が中 心密度 n_c より小さい時に起きる。n_c は質量が重い ほど大きくなるのである程度重くなると冷却が slow から fast に変わる。核子の超流動を考慮せずにその



Fig. 6: FSU2(nuc) の Cooling Curve



Fig. 7: FSU2R(nuc)EoS O Cooling Curve



Fig. 8: FSU2H(hyp)EoS の Cooling Curve

ことを表したのが Fig.5 である。 以下は各々の EoS に対する星の年齢と表面温度 T_s を中性子星の質量 $M_{\rm NS}$ を変えてプロットした結果である。

Fig.6 は FSU2(nuc) の中性子星の冷却曲線である。 これから、冷却が抑制されていることが分かり、中 性子星の冷却の観測データをほとんど再現しない。

Fig.7 は FSU2R(nuc) の冷却曲線である。これより $M_{\rm NS} = 1.8 M_{\odot}$ では冷却が抑制されているが、 $1.85 - 1.90 M_{\odot}$ では冷却が効き、 $1.95 M_{\odot}$ 以上になると急速 な冷却がおきる。この結果は Cas A を除くほぼすべ ての重い中性子星の冷却を再現している。

Fig.8 は FSU2H(hyp) の中性子星の冷却曲線である。これより $M_{\rm NS} = 1.87 M_{\odot}$ では冷却が抑制されているが、 $1.88 M_{\odot}$ では冷却が効き始め、さらに重く

³http://www.astroscu.unam.mx/neutrones/NSCool/

なると急速に冷却する。この結果は Cas A を含む多 くの重い中性子星の冷却を再現している。

5 Discussion

FSU2(nuc) での中性子星冷却は $M_{\rm NS} = 1.4 M_{\odot}$ 以 上では DU の有無によらず抑制されているが、これは deep model を考慮しているためだと思われる。例え ば、medium model を適用すれば Fig.6 より $M_{\rm NS} = 2 M_{\odot}$ 弱程度重い中性子星では fast な冷却がおきると 予想される。以上より、中性子星冷却は DU の有無 だけでなく超流動モデルの種類にも大きく依存する。 FSU2R(nuc) での中性子星冷却は 1.95 M_{\odot} 以上重く なると DU が効いて急速な冷却を起こすが、1.87 – 1.95 では別の冷却プロセスが効いている。これは、 超流動化した核子が Cooper pair を作りニュートリ ノを発生させる PBF プロセス⁴だと思われる。

FSU2H(hyp) も、FSU2R と冷却の傾向は概ね似て いるが、FSU2Hの時と比べて全体的に表面温度が低 い。これは、hypDU が効いているからではないかと 推測できる。そのために表面が比較的高温な中性子 星の冷却を一部再現できていないところがある。

FSU2R(nuc),FSU2H(hyp) いずれも 1.8*M*_☉ 以上で 半径が 13km 以下の中性子星の方が冷却の観測デー タを再現することが推測される

6 Conclusion

 $\sigma-\omega-\rho-\phi$ を取り入れた RMF 理論で構築され、 かつ観測・実験データに矛盾しない EoS (FSU2R(nuc) と FSU2H(hyp))を用いて中性子星の冷却シミュレー ションを行った結果、どちらも特に重い中性子星に対 し冷却観測を再現することができた。FSU2H(hyp) に関しては Cas A の冷却も再現することができた。

7 Future Work

重くて半径が小さい中性子星の方が冷却の観測デー タをより再現すると推測したが、これは最大質量や重



EoS	FSU2R	FSU2H	Togashi-Nakazato
$E_{\rm sym}[{\rm MeV}]$	30.7	30.5	30.0



Fig. 9: Togashi-Nakazato EoS の *n*-*P* 関係 (水色)。 青色、桃色は Quark Core をもつ中性子星の EoS。赤 の破線は原子核の飽和密度 *n*₀ に対応する。

イオン衝突実験の制限を満たしつつ、 E_{sym} が小さく なるような柔らかい EoS を使う方がより観測データ を再現することを意味する。このような EoS の1つ として Togashi-Nakazato EoS(Togashi et al. 2017) があり、Fig.9 はそのn - P関係である。これより T-N は今回使った EoS よりさらに柔らかく中性子星 の冷却シミュレーションに用いる価値がある。

Reference

- Danielewicz, P., Lacey, R., & Lynch, W. G. 2002, Science, 298, 1592
- Antoniadis, J., et al. 2013, Science, 340, 6131
- Tolos, L., Centelles, M., & Ramos, A. 2017, PASA,34, e065, 14
- Chen, W.-C., & Piekarewicz, J. 2014, Phys. Rev. C90, 044305
- Ho, W. C., Elshamouty, K. G., Heinke, C. O., & Potekhin, A. Y. 2015, Phys. Rev. C91, 1
- Page, D., & Reddy, S. 2006, Annual Review of Nuclear and Particle Science, 56, 327
- H. Togashi, K. Nakazato, Y. Takehara, S. Yamamuro, H. Suzuki, & M. Takano. 2017, Nucl. Phys. A 961,78

—index

b2

Tomo-e Gozen で迫る Ia 型超新星の color-luminosity relation に見られる多様性

有馬 宣明 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

星の終末期の姿である超新星のうち、連星系にある白色矮星 (White Dwarf, WD) が起源とされいている Ia 型超新星 (以降、SN Ia) は、爆発時の質量が一定 (WD の理論限界質量 ~ 1.4M_☉) であると考えられてい るため絶対光度が一定であり、非常に明るい (MV ~ -19.3 mag; 典型的な銀河 1 個分に匹敵する) という性 質を持つ。この性質を利用して、これまでに遠方宇宙の距離指標として宇宙論研究に用いられてきた。しか し、このような成功とは裏腹に、その progenitor システムや、爆発に至るまでの経路は未だによく理解され ていない。親星は WD であることは受け入れられている一方で、理論的な側面からは SN Ia には multiple explosion channels があるとされており、実際に SN Ia の color や明るさ、そしてスペクトルの特徴には明ら かな多様性が見られる。そこで私は、SN Ia の最大光度付近のシリコンの吸収線 SiII(5750Å, 6100Å) の等価 幅から温度などの異なるグループに分類を行なった先行研究を元に、過去のアーカイブデータを用い、明る さを揃えた SN Ia の intrinsic なカラー分布を補正する新たな分光学的パラメータを探っている。 また、我々 は今年9月から本格的にスタートする、東京大学木曽観測所 105cm シュミット望遠鏡に搭載する Tomo-e Gozen と呼ぶ、20平方度という非常に広い視野を 0.5 秒に1枚の撮像が可能な高速読み出しカメラによる超 新星サーベイを計画している。今年3月には全体の1/4 のセンサを搭載した Tomo-e Q1 を用いてサーベイ 試験観測を行い、約1時間で1000平方度の領域をサーベイすることに成功した。また5月末には84センサ の搭載後を想定したサーベイ試験も行い、望遠鏡のポインティング・トラッキングにかかる時間や visit 数を 計測した。今後は本観測に向けてサーベイシミュレーションや解析パイプラインを整備していく予定である。

1 Introduction

SN Ia の観測的な経験則として、光度曲線の形状 とピーク時の真の明るさ(絶対等級)との間には相関 があることが知られており、より明るいものほど緩 やかに減光し、暗いものほど速く減光する。この関 係を Phillips relation と呼ぶ(図 1)。宇宙論測定に 使用するサンプルは、この光度曲線に基づいた standardization technique により、0.15mag(約 15%)ま で絶対光度の intrinsic dispersion を減らすことがで きる。残された scatter は明るさ and/or color の多様 性に由来するとされている。サンプル数の大型化(~ 1000個)が可能となった宇宙論研究の精度は現在、観 測の較正技術によるものと SN Ia 由来の系統誤差に よって制限されている。後者の要因は多く、幾つか の異なる進化パスを辿って爆発に至る可能性のある SN Ia の爆発機構の違いや、赤方偏移進化、また高 い星形成率を持つ銀河では本質的に明るい超新星が 多い、などの母銀河の性質との相関 (環境依存効果) が大きく関与している。



図 1: 光度曲線に見られる Phillips relation(Phillips 1993 から改変)

近年の研究では減光率と絶対等級の間に見つかった

Phillips relation での補正、つまり明るさを揃えたサ ンプルの間に、本質的な color の異なるサブグルー プの存在が示唆されている (図 2)。また、明るさと カラーの関係であるダストによる減光則にも、銀河 系の値のみでは説明できないばらつきがある。こう した多様性による寄与が、誤差の少ない均質なサン プルを構成する上での大きなボトルネックとなって いる。



図 2: 明るさを揃えた SN Ia の color の多様性 (Takanashi et al. 2017 から改変). blue open squares、red filled triangles はそれぞれ母銀河の color が青い (u - r < 2.0)、赤い (u - r > 2.5) サ ンプルを表す.

2 Methods

そこで私は、スペクトルに現れる元素の吸収線の 強度や現れる位置の情報といった、分光学的な研究 に目を向けた。吸収線は超新星の内部構造・化学組成 や爆発物質の膨張速度を反映する。例えば最大光度 付近で卓越する2本のケイ素 (SiII)の吸収線は、最 大光度と相関があることが言われている。分光学的 パラメータを導入し、Phillips relation では補正しき れないカラーの多様性に潜む高次の補正項を突き止 めることで解決を試みる。

3 Results

EW の値によって分類されたサンプルごとに作成 し、カラーの違いを考察した (図 3)。結果、過去のサ ンプルは Hubble flow(*v* = *cz* (*z* << 1)) に対する銀 河の特異運動の影響が大きい近傍の天体が多く (~ 5000 km/s)、距離の不定性が大きいため、サンプル 数が統計的に不十分であった。典型的な明るさの SN Ia の内、図 2 のカラー分布を調べる上で、少なくと も 10 個程度が必要であることがわかった。



図 3: 明るさのパラメータと SiII の等価幅の関係. 先 行研究 (Branch et al. 2009) では 2 本の SiII の等価幅 の値によって 4 つのサブグループに分けられている.



図 4: 平均的な明るさのサンプル (core normal 及び broad line と呼ばれるタイプ) で作成した図 2 と同 じプロット. 距離の不定性が小さいサンプル (>~ 80Mpc) は 3 つしかない (図中の塗りつぶしたもの).

2018年度第48回天文・天体物理若手夏の学校

4 Tomo-e Gozen 超新星サーベイ

ここまで述べた SN Ia の観測的研究を進める上で、 そのサンプルを集めるために我々が今年度中にスター トする Tomo-e Gozen 超新星サーベイ計画について 説明する。Tomo-e Gozen とは、東京大学木曽観測 所にあるシュミット1m望遠鏡に搭載される、84枚 の CMOS センサで 20 平方度という広い視野をわず か0.5秒という速さで撮像できるカメラである。6月 時点では、全体の4分の1にあたる21チップのセ ンサを搭載した Q1 という筐体部分で観測が可能と なっており、今年度内には全センサを搭載したサー ベイ観測がスタートする計画となっている。Tomo-e Gozen は、見かけ上高速で移動する地球近傍天体や 突発天体サーベイにおいて非常に高い観測効率を持っ ており、限界等級約 19mag の観測においては、世界 のサーベイ望遠鏡を用いた大規模なプロジェクトに 勝る能力を誇る。



図 5: Tomo-e Gozen と他のサーベイ望遠鏡の限界 等級とサーベイ面積の関係 (Shigeyuki Sako, SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation 2018)

5 Test Observation

今年3月に、全体の4分の1にあたる Tomo-e Q1 を用いたサーベイ試験観測を行った。今回の目的は 望遠鏡の正常駆動、ポインティング移動時間、fits 画 像がサーベイ中に途切れることなく生成さ続けるか どうか、といったチェックを行うことである。次にこ の試験観測についてまとめた表を載せる。

表 1: Tomo-e Q1 試験観測			
実施日	2018/03/24		
露山時間	$0.5 \text{ sec/frame} \times 12 \text{ frames}$		
路山町町	= 6.0 sec/on-sourse		
サーベイ方法	2×2 dithering $\times 64$ pointings		
サーベイ面積	$\sim 1000 \text{ deg}^2 @19 \text{ mag} (5\sigma)$		
総観測時間	$\sim 60 \min$		

ここで、ditheringとは、隣り合うセンサの感光部 のギャップを埋めるために 20 arcmin ほど上下左右 に望遠鏡を動かす動作を指す。試験観測は無事時間 通りに成功し、約1時間の観測が終わると、計 5400 枚ほどの fits 画像が生成された。それらを 12frame で coadd し、一時処理 (dark 引き、flat 割り)を施 し、最後に wcs 座標を貼り付け、観測された全領域 の mosaic 画像を作成した。



図 6: Tomo-e Q1 試験観測による約 1000 平方度に わたる mosaic image. ポインティングのスタートは おとめ座銀河団の M86 付近にとった. 真ん中下に Tomo-e Q1 の視野を載せている.

6 SN Iaの期待値計算

Tomo-e Gozen による超新星サーベイで、本研究 目的である SN Ia サンプルをどの程度集められるの か、期待値計算を行った。Dilday et al. 2010 によ ると、z < 0.15の範囲では SN Ia rate が一定だとす ると、

(SN rate of)
$$r_V = 2.69 \times 10^{-5}$$
 SNe yr⁻¹ Mpc⁻³ (1

で与えられる。ここで、SN Ia の最大光度時の絶対等 級は典型的には V-band で-19.3mag であるから、発 見後の分光観測の際に最大光度になるように、これ よりも 1-2mag 暗い (-18mag, -17.3mag で計算)、立 ち上がりのフェーズを Tomo-e で捉えることを考え る。考えたパラメータは以下の通りである。

表 2: SN Ia 期待値を求める上で考慮したパラメータ

SN Ia rate	2.69×10^{-5}	$SNe \ yr^{-1} \ Mpc^{-3}$
areas	10,000	deg^2 per night
f1	1/2	northern sky factor
f2	3/4	full moon factor
f3	1/3	weather factor

f1 とは木曽観測所からだと全天の半分 (北の空の み) しか観測できないという因子で、f2 は満月の前 後の明るい夜を除く因子、f3 は天気が良好であると いう因子である。以上を踏まえて期待値の計算をす ると、

 $E_{\rm SN \ Ia} = 108 \ {\rm SNe/year}$ for ${\rm M} = -18 {\rm mag}$

 $E_{\rm SN Ia} = 40 \text{ SNe/year for } M = -17.3 \text{mag}$

のようになり、十分な数の SN Ia の分光サンプル を得られる結果となった。また、分光観測に関して は兵庫県立大学西はりま天文台 2m 望遠鏡、及び光・ 赤外線天文学大学間連携 (OISTER) による国内望遠 鏡の ToO 観測提案が既に採択されており、観測体制 は整いつつある。

7 Conclusion

SN Ia を用いた宇宙論研究の精度を向上させるため に、明るさ・color に見られる多様性を観測データの 分光学的性質から探ることを目的に、Tomo-e Gozen という広視野高速撮像カメラによってサンプルを集 める計画をしている。深さの浅いサーベイなら世界 の他の強力なサーベイ望遠鏡にも勝る Tomo-e とと もに、SN Ia の統計サンプルを増やし、intrinsic な 多様性の起源を探っていきたい。

Reference

Phillips, M. M., 1993, ApJ, 413, L105
Conley et al., 2011, ApJS, 192, 1C
Sullivan et al., 2006, ApJ, 648, 868S
Takanashi et al., 2017, MNRAS, 465, 1274T
Branch et al., 2009, PASP, 121, 238
Takanashi et al., 2008, MNRAS, 389, 1577T
Jha et al., 2006, AJ, 131, 527J

—index

b3

球状星団におけるコンパクト連星を対象とした P³T 法のコード開発

吉成 直都 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

本研究では、Particle-Particle Particle-Tree : A Direct-Tree Hybrid Scheme for Collisional N-Body Simulations (S.Oshino et al. (2011))のレビューを兼ねて、球状星団で形成されるコンパクト連星について 述べる。 球状星団とは、銀河のハロー内に存在する 10 万から 100 万ほどの恒星が密集した天体である。球 状星団のような重力多体系では、恒星どうしの相互作用が頻繁に起こる。その結果、3 体遭遇が起こり、連 星が形成されると考えられている。その連星がさらに他の星と遭遇すると、軌道が縮まり合体すると重力波 を放出する。

そこで、我々は、N体シミュレーションを用いて球状星団の進化を数値計算する過程で、どれほどの連星 が形成するのかを調べる必要がある。重力多体系の時間進化を計算するのに P³T 法という N 体シミュレー ションがしばしば使われる。これは、遠方の星からの重力をまとめて計算し、近傍の星は直接計算すること で低い計算コストで時間積分を行う手法である。

紹介する S.Oshino et al. (2011) は、P³T 法を扱った最初の論文である。初期条件として、林モデルを採 用してシミュレーションした結果、通常の direct な計算と比べて、大幅に計算コストが減少した。さらに長 時間の数値計算によるエネルギー誤差も小さくなり、十分な精度が得られた。今後、P³T 法による N 体シ ミュレーションが、球状星団や銀河中心における大質量ブラックホール周辺の星など、幅広い応用が期待さ れる。

1 Introduction

恒星の多くは、連星や三重連星などの多重星系と して存在するため、連星の研究は天体物理学のすべ ての分野において重要なものである。連星の中でも 中性子星やブラックホールなどの高密度天体による 連星はコンパクト連星と呼ばれている。このコンパ クト連星の形成メカニズムは、まだはっきりと解明 されていないが、大きく分けて2つのシナリオが考 えられている。

一つ目は、「大質量連星の進化」によるものである。 この大質量連星とは、具体的に言うと金属量が0の Population III のような初代星のことを指す。連星 系の第1の星が中心核で水素を排出すると、膨張を 始める。その星の Roche lobe が膨張したエンベロー プで満たされると、星を構成するガスなどが、ラグ ランジュ点を通って第2の星に移される。このプロ セスは、いわゆる Roche lobe overflow(RLOF)と 呼ばれている。そして、ガスを失った星はブラック ホールなどの高密度天体になる。次に第2の星が膨 張し、同様なプロセスを経ることで、コンパクト連 星が形成されると考えられる。

2つ目のシナリオとして考えられているのが、「近 接遭遇による捕獲」である。近接遭遇とは、2体散乱 のように星の近くを通ることであり、球状星団のよ うな密度が大きい場所でよく起こる。主に、2体の連 星系に1体の星が近づく「3体遭遇」によりコンパク ト連星になると考えられている。例を挙げて説明す ると、コンパクト連星でない連星系(MSとBH)に BHが近づくとMSが外へ追い出され、BH-BHのコ ンパクト連星ができることがある。また、コンパク ト連星形成後も他の星と遭遇することにより、連星 間距離が縮まることがある。そして、軌道が徐々に 小さくなり合体すると重力波を放出する。

そこで、我々は後者の連星形成をN体シミュレー ションを用いて調べようと考えている。重力多体 系の時間進化を計算するのに P³T(Particle-Particle Particle-Tree) 法という N体シミュレーションがし ばしば用いられる。これは、遠方の星からの重力を まとめて計算し、近傍の星は直接計算することで低 い計算コストで時間積分を行う手法である。

しかし、球状星団内におけるブラックホールのよ うなコンパクト連星の軌道進化を計算するには、そ の連星のみ別のアプローチをして数値計算しなけれ ばならない。なぜならば、連星の軌道周期が、系全 体における進化のタイムスケールと比べて非常に短 いからである。系全体の進化を P³T 法のみで数値計 算すると、周期が短いため連星の軌道が正確に計算 できない。現時点では既存のコードで連星と P³T 法 の両方を取り扱っているものがないため、それらを 扱えるようにしたコードの開発に取り組んでいる。

2 Methods

2.1 Hermite method

本研究で用いる P³T 法には、4 次の Hermite 法 (Makino & Aarseth 1992) 用るため簡単に紹介する。

時刻 t での位置と速度 (x_0, v_0) 、加速度とその時間 微分 (a_0, \dot{a}_0) から、時刻 $t + \Delta t$ における位置と速度 (x_p, v_p) を次のように予測する。

$$\boldsymbol{x}_p = \boldsymbol{x}_0 + \boldsymbol{v}_0 \Delta t + \frac{\boldsymbol{a}_0}{2} \Delta t^2 + \frac{\dot{\boldsymbol{a}}_0}{6} \Delta t^3 \qquad (1)$$

$$\boldsymbol{v}_p = \boldsymbol{v}_0 + \boldsymbol{a}_0 \Delta t + \frac{\dot{\boldsymbol{a}}_0}{2} \Delta t^2 \tag{2}$$

これらを予測子と呼ぶ。この段階では 2 次精度である。次に、この予測子を使って時刻 $t + \Delta t$ での加速度とその時間微分を以下のように求める。

$$\boldsymbol{a}_{i} = -\sum_{i \neq j}^{N} Gm_{j} \frac{\boldsymbol{x}_{ij}}{r_{ij}^{3}}$$
(3)

$$\dot{\boldsymbol{a}}_{i} = -\sum_{i\neq j}^{N} Gm_{j} \left[\frac{\boldsymbol{v}_{ij}}{r_{ij}^{3}} - \frac{3(\boldsymbol{x}_{ij} \cdot \boldsymbol{v}_{ij})\boldsymbol{r}_{ij}}{r_{ij}^{5}} \right] \quad (4)$$

ここで、 $x_{ij} = x_i - x_j$, $v_{ij} = v_i - v_j$ は、相対的な 位置と速度である。また、この加速度と加速度の微 分は、Hermite 補間多項式

$$\boldsymbol{a} = \boldsymbol{a}_0 + \dot{\boldsymbol{a}}_0 \Delta t + \frac{\boldsymbol{a}_0^{(2)}}{2} \Delta t^2 + \frac{\boldsymbol{a}_0^{(3)}}{6} \Delta t^3 \qquad (5)$$

$$\dot{a} = \dot{a}_0 + a_0^{(2)} \Delta t + \frac{a_0^{(3)}}{2} \Delta t^2$$
(6)

である。ここで、 $a_0^{(2)}, a_0^{(3)}$ は、時刻tにおける加速 度の2階、3階の時間導関数である。Hermite 補間 より、

$$\boldsymbol{a}_{0}^{(2)} = \frac{-6(\boldsymbol{a}_{0} - \boldsymbol{a}_{1}) - \Delta t(4\dot{\boldsymbol{a}}_{0} + 2\dot{\boldsymbol{a}}_{1})}{\Delta t^{2}} \qquad (7)$$

$$\boldsymbol{a}_{0}^{(3)} = \frac{12(\boldsymbol{a}_{0} - \boldsymbol{a}_{1}) + 6\Delta t(\dot{\boldsymbol{a}}_{0} + \dot{\boldsymbol{a}}_{1})}{\Delta t^{3}}$$
(8)

となる。この加速度を Δt だけ積分して位置と速度の修正子を作る。位置の修正子 x_c ,速度の修正子 v_c はそれぞれ

$$\boldsymbol{x}_{c} = \boldsymbol{x}_{p} + \frac{\boldsymbol{a}_{0}^{(2)}}{24} \Delta t^{4} + \frac{\boldsymbol{a}_{0}^{(3)}}{120} \Delta t^{5}$$
(9)

$$\boldsymbol{v}_{c} = \boldsymbol{v}_{p} + \frac{\boldsymbol{a}_{0}^{(2)}}{6} \Delta t^{3} + \frac{\boldsymbol{a}_{0}^{(3)}}{24} \Delta t^{4}$$
 (10)

のようになる。予測子と修正子を見てわかるように、 Hermite 法は、一段解法である。また、計算精度は4 次となっており、衝突系などのN体計算によく用い られる。

2.2 $P^{3}T$ scheme

 $P^{3}T$ (Particle-Particle Particle-Tree) 法とは、前節 で紹介した Hermite 法と遠方の星からの重力をまと めて計算する Tree 法 (Barnes & Hut 1989) を組み合 わせた数値積分法である。ある 1 つの粒子に cut-off 半径のようなものを与えることで、計算手法を分け ている。この半径よりも内側では粒子間相互作用を direct に計算するので、計算コストは、 $O(N^{2})$ となる。 一方、cut-off 半径の外側の計算に用いている Tree 法 は、 $O(N\log N)$ になることが知られており、計算量 を減らすことができる。



図 1: P³T 法のイメージ図

これより P³T 法のアルゴリズムについて説明する。 先に述べたとおり P³T 法は、近くにある粒子と遠方 にある粒子で計算手法が異なる。よって、ハミルト ニアンを下のように 2 つに分割することができる。

$$H = H_{hard} + H_{soft} \tag{11}$$

$$H_{hard} = \sum_{i=1}^{N} \frac{p_i^2}{2m_i} - \sum_{i=1}^{N} \sum_{i$$

$$H_{soft} = \sum_{i}^{N} \sum_{i < j}^{N} \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}} [1 - W(r_{ij})]$$
(13)

ここで、 $r_{ij} = \sqrt{|\mathbf{x}_{ij}|^2 + \epsilon^2}$, $\mathbf{x}_{ij} = \mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j$ であり、 ϵ は計算上の発散を防ぐためのソフトニングパラメー タである。また、この ϵ は粒子の大きさに対応して いる。式中の $W(r_{ij})$ は、change over function と呼 ばれるもので、cut-off 半径を定めるような関数であ る。 H_{hard} が Hermite 法を使用する近くの粒子を対 象としたハミルトニアンである。そして、 H_{soft} が遠 くの粒子を対象としたハミルトニアンとなっている。

重力多体系の計算をするには、N 個の運動方程式 を解かなければならない。つまり、力の計算をする必 要がある。これは、式 (12),(13) を微分すればよく、 次のようになる。

$$\begin{aligned} \boldsymbol{F}_{hard,i} &= -\frac{\partial H_{hard}}{\partial \boldsymbol{x}_i} \\ &= -\sum_{i \neq j}^{N} \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}^3} K(r_{ij}) \boldsymbol{x}_{ij} \end{aligned} \tag{14} \\ \boldsymbol{F}_{soft,i} &= -\frac{\partial H_{soft}}{\partial \boldsymbol{x}_i} \\ &= -\sum_{i \neq j}^{N} \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}^3} [1 - K(r_{ij})] \boldsymbol{x}_{ij} \end{aligned}$$

式中の $K(r_{ij})$ は、cut-off function と呼ばれるもので あり、 $W(r_{ij})$ とは以下の関係にある。

$$K(r_{ij}) = W(r_{ij}) - r_{ij}\frac{dW(r_{ij})}{dr_{ij}}$$
(16)

この cut-off function には様々なタイプがあるが、今 回は、Abe et al.(1986) で紹介されている 4 次のスプ ライン関数

$$K(r_{ij}) = \left(\frac{\sin X}{X}\right)^3 \tag{17}$$

を用いることにする。ここで、 $X = \pi r_{ij}/r_{cut}$ であ り、 r_{cut} はスケール半径である。(図 2)を見れば分か るように、 $r_{ij} \ge r_{cut}$ で $K(r_{ij})$ は0になる。



 \boxtimes 2: cut-off function $K(r_{ij})$

Hermite 法で数値積分するような領域は、独立タ イムステップと併用されることが多い。独立タイム ステップとは、各粒子ごとに固有のタイムステップ を持たせることである。つまり、あまり変化しない 粒子には大きなタイムステップ、急激に変化する粒 子には小さなタイムステップを与えることができる。 この工夫により、精度を落とすことなく計算コスト を削減できるのである。 紹介する論文 (S.Oshino et al. (2011)) では、i番目 の粒子のタイムステップを以下のように与えている。

$$\Delta t_i = \eta \sqrt{\frac{\sqrt{|\boldsymbol{a}_i^{(0)}|^2 + a_0^2} |\boldsymbol{a}_i^{(2)}| + |\boldsymbol{a}_i^{(1)}|^2}{|\boldsymbol{a}_i^{(1)}| |\boldsymbol{a}_i^{(3)}| + |\boldsymbol{a}_i^{(2)}|^2}} \qquad (18)$$

$$u_0 = \alpha^2 \frac{Gm_i}{r_H^2} \tag{19}$$

ここで、 η , α はパラメータであり、 r_H はヒル半径 である。この可変タイムステップ Δt_i と固定タイム ステップ Δt_{soft} を用いた計算アルゴリズムを可視化 にしたのが下図である。図中の Kick、Drift は、それ ぞれ粒子の位置、速度の更新を表している。



図 3: 固定タイムステップと可変タイムステップ

2.3 Initial condition

粒子の初期分布として、林モデルに従う円盤分 布を採用している。中心から 1AU での表面密度は 10g/cm² であり、0.9 から 1.0AU の半径の間にラン ダムに分布した 1 万個の等質量粒子を用いる。1 粒子 の質量は 1.45×10²³g であり、それらの速度は、レイ リー分布に従うと設定する。また、粒子の初期半径 は 364km で、密度は 3g/cm³ に相当している。 物理 的な衝突は、完全な降着の仮定の下で扱われる。そ して、衝突して作られた星の半径は、密度を変化さ せないように決定される。

3 Results & Discussion

上記で設定した初期条件のもとで、1 万年に及ぶ時 間積分を実行した。その一部の結果について考察す る。数値計算で得られた(図4)は、相対的なエネル ギー誤差の長期変動を示してる。計算は、cut-off 半 径 $r_{cut}/r_H = 10$ 、タイムステップ $\Delta t_{soft} = 0.0050$ 年で行ったものである。エネルギー誤差は、10年(10 軌道周期)の時間積分後に約 9.8×10^{-9} に達してい る。一方、104 年(104 周期)で 7.5×10^{-8} である。 言い換えれば、積分時間が 1000 倍になると、エネ ルギー誤差は 10 倍に増大する。 これは、ランダム ウォークのように、エネルギー誤差の増加が確率論 的であることを示している。 これは主に、Tree 法に よる誤差によって引き起こされることを意味してい る。 したがって、エネルギー誤差の増大は遅くなる と予想され、誤差は長時間の計算後でも十分に小さ くなる。



図 4: 時間に対するエネルギーの相対誤差

(図 5) は、全粒子数の関数としての、Tree 法のタイ ムステップ $\Delta t_{soft} = 0.0050$ 年当たりの計算時間を 示している。 計算は、cut-off 半径 $r_{cut}/r_H = 5$ であ る。この図は、Hermite 法、P³T 法の計算時間が、そ れぞれ $O(N^2)$ 、 $O(N\log N)$ として増加することを示 している。計算コストは $O(N^2)$ から $O(N\log N)$ に 減少したのは、Tree 法の影響が大きいと考えられる。



図 5: 図の挿入方法の説明

4 Conclusion

S.Oshino(2011) らは、衝突 N 体系のシミュレー ションのための新しいハイブリッド N 体シミュレー ションアルゴリズムを開発した。 この新しい手法は、 Tree 法と direct な積分法を組み合わせて構成されて いる。惑星系でのテスト計算の結果は、新しいスキー ム P³T が現実的なシミュレーションに十分な精度を 維持しながら、一定のタイムステップを持つ Tree 法 のコストに匹敵するレベルまで、計算コストを大幅 に削減できることを示している。原理的には、彼ら の考案した P³T 法は、球状星団や銀河中心の大質量 ブラックホール周辺の星などの惑星系以外の衝突系 にも使用できる。

5 Future Work

新しい計算手法の P³T 法を球状星団の進化に適用 することで、コンパクト連星の軌道進化を計算しよ うと考えている。しかし、連星の軌道周期が、系全 体における進化のタイムスケールと比べて非常に短 いため、その連星のみ別のアプローチをして数値計 算する必要がある。現時点では既存のコードで連星 と P³T 法の両方を取り扱っているものがない。そこ で、FDPS(Framework for Developing Particle Simulator)を用いて連星と P³T 法の両方を取り扱える ようにしたコードを開発していくつもりである。

Acknowledgement

指導教官の藤井通子准教授には、丁寧かつ熱心な ご指導を賜りました。また、本研究の協力をしてい ただいた皆様に心から感謝の気持ちと御礼を申し上 げます。

Reference

A.Tanikawa, & T.Fukushige 2010, PASJ, 61, 721-736

K.Inayoshi et al. 2017, MNRAS, 468, 5020-5032

L.Wang et al. 2016, MNRAS, 458, 1450-1465

M.Iwasawa et al. 2015, ComAC, 2, 6, 15

S.Oshino et al. 2011, PASJ, 63, 881-892

——index

b4

重力波の模擬データ解析

木村 優斗 (広島大学大学院 理学研究科)

Abstract

2015 年 9 月、連星ブラックホールからの重力波が LIGO によって初めて直接検出された (B. P. Abbott et al. 2016)。その後もブラックホール連星系の合体時の重力波が 4 度検出され (B. P. Abbott et al. 2016)(B. P. Abbott et al. 2017)(B. P. Abbott et al. 2017)、2017 年には連星中性子星からの重力波も検出された (B. P. Abbott et al. 2017)。これらの重力波検出による大きな進歩を果たし、重力波物理学と重力波天文学の時代が訪れることとなった。

重力波検出装置である LIGO や Virgo、KAGRA は 2 本のアームを用いて空間の歪み (strain) を検出する。 その振幅はとても小さな値であり、また、地面の揺れや鏡を吊るすファイバーの振動などの多くのノイズに よって、重力波の信号は埋もれてしまう。そのため、ノイズの中から小さな信号を見つけることはとても困 難な作業である。ゆえに、いかにしてノイズに埋もれた信号を見つけることができるのかをデータ処理する ことが重要となる。

本集録では重力波が到来した時刻を含むデータとその時刻を含まないデータの2つを用いて、重力波の信号 がどのようにして判断できるのかを説明する。

1 Introduction

重力波検出とは、波として伝播してきた時空の歪 み (strain amplitude、以下 strain)を検出することを 意味するが、この strain の大きさは 10⁻²¹ ととても 小さな値である。しかし重力波の放射に伴うエネル ギーは 10⁵⁴ [erg] と莫大な値であるため、この小さ な振幅でもそこには重要な情報が含まれている。し かしその実際の観測では、検出したデータには多く のノイズが含まれているため、ノイズの中からこの 小さな信号を見つけなくてはならない。この多くの ノイズが含まれたデータの中からどのようにして重 力波が判断されるのかを説明する。

2 Gravitational Wave

2.1 What's GW?

重力波とは時空の歪みが波となって伝播する現象 である。+モードと×モードの2種類の偏極モード を持ち、図1のように空間を歪めながら伝播する。



図 1: *z* 軸方向に伝播する様子を表した。上は + モー ドを、下は × モードを表している。

重力波の振幅 h_{ij} は四重極公式によって表される。

$$h_{ij} = \frac{2G}{c^4 r} \ddot{I}_{ij} \tag{1}$$

ここで、 I_{ij} は四重極モーメント、rは重力波源からの 距離を表している。Gは重力定数、cは光の速さであ り、⁻は時間微分を意味する。(1)を用いると、連星ブ ラックホールからの strain(GW150914)は $h \sim 10^{-21}$ となる。重力波のエネルギー放射率は

$$\frac{dE_{\rm GW}}{dt} = \frac{G}{5c^5} \, \dddot{I}^{ij} \, \dddot{I}_{ij} \sim \frac{32}{5} \frac{G^4}{c^5} \frac{M^3 \mu^2}{a^5} \qquad (2)$$

と表され、M は連星系の全質量、 μ は換算質量、aは円軌道の半径である。(2) を積分することにより、 連星ブラックホールからの重力波 (GW150914) のエ ネルギー Δ*E* は

$$\Delta E = \int \frac{dE_{\rm GW}}{dt} dt \sim 10^{54} \ [\rm erg] \tag{3}$$

となる。このように、巨大なエネルギー現象が非常 に小さな重力波の振幅の中に潜んでいることがわか り、その振幅を探る必要性がわかる。

2.2 How to detect GW

重力波はレーザー干渉計検出器を用いて検出され る。ここでその装置を簡単に説明する。発射された



図 2: レーザー干渉計検出器

レーザーはビームスプリッターで2方向に分けられ、 それぞれ鏡で反射される。この際に重力波が伝播し ていれば、レーザーの光路が歪められ、光路長が変 化する。再び1箇所に集まった光は光路長の変化に より、光の干渉を起こす。この変化が重力波の strain として検出される。それぞれの光路長を L とし、歪 められた光路長を ΔL とすると、strain h は次のよ うに書ける。

$$h = \frac{\Delta L}{L} \tag{4}$$

2.3 The first detection

図3は初めて直接検出されたGW150914のデー タのある時期(約0.2秒間)を表している。多くのノ イズが取り除かれたHanfordとLivingstonの小さな strainが、一番上の右図から相関を持っていること がわかる。このノイズ処理がどのように行われたの



図 3: GW150914 のデータ (B. P. Abbott et al. 2016)。左側は Hanford、右側は Livingston のデー タである。上から、strain、理論により計算された波 形 (Template)、strain から Template を引いた残差、 Spectrogram を表している。

かを説明する。この図3と同じ結果、同じ図を再現 することができるのか、次章からデータ解析を行う。

3 Reproduction of the data analysis

重力波のデータは LIGO Open Science Center(https://losc.ligo.org/about/) で公 開されており、GWpy(https://gwpy.github.io/ docs/stable/#)を用いて扱うことができる。また、 GWpyにはデータ解析に必要なツールも用意されて いる。

GWpy を用いて、図 4、図 5 を描いた。図 4 は、 GW150914 を検出した 2015 年 9 月 14 日 09:50:45 周 辺の時刻での strain、つまり重力波を含んだ strain を 表している。 図 5 は同日の別の時刻での strain を表 しており、重力波を含んでいない strain である。赤色 は Hanford、青色は Livingston のデータである。こ れらの図を見て、または見比べて、重力波がどこに あるのかを判断することはできない。つまり、strain の生データからは重力波を判断することはできない。



図 4: 2015 年 9 月 14 日 09:50:45 周辺での strain



図 5: 2015 年 9 月 14 日 09:51:05 周辺での strain

今、strain を時間領域で表したが、次に周波数領 域で表すことを考える。 図 6 と図 7 は Amplitude



図 6: 2015 年 9 月 14 日 09:50:45 周辺での ASD

Spectral Density を表しており、データに含まれる ノイズを知ることができる。例えば、500 Hz のピー クは鏡を吊るすファイバーの振動によるノイズであ る。これらのノイズによって小さな strain は埋もれ てしまい、見つけることが難しくなる。ゆえに、適 切なノイズ処理が必要なのである。

これらのノイズを処理すると、それぞれの strain



図 7: 2015 年 9 月 14 日 09:51:05 周辺での ASD

は図 8、図 9 となる。 図 8 を見ると、Hanford と



図 8: 図4のノイズ処理後



図 9: 図 5 のノイズ処理後

Livingstonのデータに相関があることがわかる。つ まり、重力波の存在を判断することができる。一方、 図9には相関があるようには見えない。したがって、 重力波は無いと判断することができる。このようにし て strain から重力波の信号を判断することができる。

この GW150914 を含む Hanford のデータを用い て Spectrogram を描くと図 10 となる。GW150914 が到来した時刻を含んだデータであるにも関わらず、 図3の一番下の左図のような信号が見られなかった。 どうしてこの信号が現れなかったのか、ノイズ処理 の方法についての専門家でない我々の考察が必要で ある。



図 10: GW150914 を含むデータの Spectrogram

この信号の時間間隔に注目することで、連星を成 す2つのブラックホールの質量についての情報が得 られる。非常に単純化して四重極公式で公転周期の 時間変化を求めることができる。重力波の信号の周 波数 ν_{GW} は次のように書ける。

$$\nu_{\rm GW} \approx 500 \; [{\rm Hz}] \left(\frac{M}{50M_{\odot}}\right)^{-1} \left(1 - \frac{16}{5} \frac{\mu c^3}{GM^2} t\right)^{-3/8}$$
(5)

 M_{\odot} は太陽質量、Mは連星系の全質量、 μ は換算質 量、tは時間である。時間間隔が長いと換算質量は小 さくなり、反対に時間間隔が長いと換算質量は大きく なる。このようにして質量についての情報が得られ、 GW150914の場合、合体前の質量 $M_1 = 36^{+5}_{-4}M_{\odot}$ と $M_2 = 29^{+4}_{-4}M_{\odot}$ は、合体後に $M_{\text{total}} = 62^{+4}_{-4}M_{\odot}$ とな り、重力波のエネルギーは小さな strain h に対して $\Delta E = 3^{+0.5}_{-0.5}M_{\odot}c^2$ と莫大な値となる (B. P. Abbott et al. 2016)。より詳細な議論にはニュートン重力から のより高次の相対論的効果を取り入れる必要がある。

4 Results

公開されている重力波の生データを用いて、そこ に含まれるノイズを取り除くことによって、比較的 単純に strain から重力波を判断することができた。 しかし、この際に行ったノイズ処理がどのような操

が到来した時刻を含んだデータであるにも関わらず、作で、その最適なパラメータやその他の処理方法は図3の一番下の左図のような信号が見られなかった。まだ理解できていない。

5 Discussion

今回用いたノイズ処理がどのような操作であるの かを今後理解しなくてはならない。また、違うノイ ズ処理法を学び、別の方法、別の観点から重力波の 信号を見つけることができないか、データ解析の経 験を積むことが必要である。そして、Template を用 いた Matched Filtering の方法を利用することを今 後の課題にしたい。また、公開されている重力波を 用いて新たな信号を引き出せる可能性や、異なる観 点からのデータ処理法も検討したい。

6 Conclusion

重力波を検出することは、時空の小さな歪み (strain)を検出することである。その振幅は10⁻²¹と とても小さな値であるが、重力波放射のエネルギー は10⁵⁴ [erg] と莫大な値であるため、その信号は重要 である。本集録では重力波を検出した2015年9月14 日 09:50:45 周辺の時刻での strain と同日の別の時刻 での strain の2つのデータを用い、ノイズ処理を行 うことで strain から重力波を判断することができた。

Acknowledgement

夏の学校運営に携わった方々に感謝致します。今 回参加するにあたって、多くの指導をして下さった 小嶌康史教授、また、必要な費用を出して頂いた宇 宙物理学研究室に感謝申し上げます。そして一緒に 参加した上田くん、南さん、お世話になりました。

Reference

- B. P. Abbott et al. 2016, Phys. Rev. Lett. **116**, 061102
- B. P. Abbott et al. 2016, Phys. Rev. Lett. 116, 241103
- B. P. Abbott et al. 2017, Phys. Rev. Lett. 118, 221101
- B. P. Abbott et al. 2017, Phys. Rev. Lett. 119, 141101
- B. P. Abbott et al. 2017, Phys. Rev. Lett. 119, 161101

—index

b5

大気チェレンコフ望遠鏡 CTA で観測するガンマ線バースト

大谷 恵生 (東京大学大学院 宇宙線研究所)

Abstract

ガンマ線バースト(Gamma-Ray Burst, GRB)は、0.01 秒から 1000 秒の間に約 10⁵³ erg ものエネルギー を解放する、宇宙最大の爆発現象である。GRB の性質として、(i)放射がサブミリ秒の不規則な時間変動を 示すこと、(ii)超相対論的速度のジェット流を放出すること、(iii)発生から数百秒以内に主に MeV ガンマ線 帯域で発生する即時放射を行い、その後電波から GeV ガンマ線を含む波長域に渡り、数時間から数日にかけ て徐々に減衰する残光放射を行うことなどが知られている。しかし、Fermi ガンマ線宇宙望遠鏡(Fermi 衛 星)の限られた有効面積による光子の統計量不足により、GRB の機構に関して多くの基本的な点が未解決と なっている。この状況を打開するため、解像型大気チェレンコフ望遠鏡(Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, IACT)による観測が行われているが、現行の IACT による GRB の検出は未だ成功していない。 これは、現行の IACT のエネルギー閾値である 50 GeV から 100 GeV のエネルギー帯域における、銀河系外 背景光(Extragalactic Background Light, EBL)による GRB 放射の吸収が原因の一つと考えられている。

本講演では、GRB についてのレビュー、およびチェレンコフ望遠鏡アレイ(Cherenkov Telescope Array, CTA)が GRB の放射機構の解明に対してどのように貢献するかを述べる。CTA は 20 GeV のエネルギー 閾値が見込まれており、EBL 吸収の影響が少ないエネルギー帯域で GRB を観測できる。また、数十 GeV のエネルギー帯域で比較すると、CTA は Fermi 衛星に比べて 1 万倍以上の有効面積を有するため、GRB のような短時間変動を示す突発天体の観測に向いている。さらに、現在建設中である CTA の大口径望遠鏡 (Large-Sized Telescope, LST) は 20 秒間に 180 度という回転性能を持つため、継続時間の長い GRB の一 部については即時放射中に観測可能であり、Fermi 衛星では得られない 20 GeV 以上での詳細なスペクトル および時間変動のデータが期待される。これらの観測結果から、GRB の即時放射および残光放射の物理的 機構やジェット流の形成機構についての理解、さらには GRB が最高エネルギー宇宙線の起源である可能性 についても検証できると期待される。

1 ガンマ線バースト

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst, GRB) は、 0.01 秒から 1000 秒の間に約 10⁵³ erg ものエネルギー を放出する、宇宙最大の爆発現象である。1967 年に 初めて発見されて以来、GRB に関する研究は徐々に 活発になっており、特にここ数十年の研究から GRB について次のことがわかっている。

- GRBからの放射はサブミリ秒の不規則な時間変 動を示している。
- 宇宙論的距離で起こり、最も遠い GRB は赤方 偏移 z ~ 9.4 で観測されている。
- 超相対論的速度のジェット流がトリガーとなり、
 電磁波放射が引き起こされる。

- 発生から数百秒以内に主に MeV ガンマ線帯域で 発生する即時放射を行い、その後電波から GeV ガンマ線を含む波長域に渡り、数時間から数日 にかけて徐々に減衰する残光放射を行う。
- ・
 か射の継続時間が2
 秒を超えるGRB(long GRB)と、2秒より短いGRB(short GRB)が 存在し、これらは系統的に異なる性質をもつ。
- 少なくともいくつかの long GRB は、大質量星 の核崩壊型超新星によって引き起こされる。

しかし、GRBの中央駆動天体の特定や性質、相対 論的ジェット流の形成機構、ジェット流のエネルギー 散逸や粒子加速の物理的機構、即時放射や初期残光 放射の物理的機構など、GRBに関する多くの基本的 な点に関しては未だ明らかになっていない。

GRB 観測の最近の進歩は Fermi ガンマ線宇宙望 遠鏡(Fermi 衛星)によってもたらされた。GRB は GeV ガンマ線帯域でも多数の観測例があり、Fermi 衛星による観測から GeV 放射の性質についていくつ かのことがわかってきた。まず、GRB の時間変動に ついて、図1に示すように、MeV 放射に対して GeV 放射はわずかに遅れて放出される。この遅れは long GRB で数秒、short GRB で 0.1 秒から 0.2 秒ほどで ある。また、GeV 放射は MeV 放射よりも長く放出 され、MeV 放射終了後も数千秒に及ぶ GeV 放射が 多くの GRB で見られる。次に、GRB のスペクトル について、図2に示すように、MeV 放射は Band 関 数で表すことができるが、GRB によっては GeV 帯 域に Power-Law 型で表される別の超過成分を持って いる。この成分は、GeV 帯域でエネルギーフラック スが増加するハードな成分であることがわかる。

これらの観測事実を説明する理論的モデルとして、 GeV 放射を即時 MeV 放射と関連づけるもの、残光 放射としてみなすもの、または衝撃波で加速された 超高エネルギー陽子起源とするものなど、様々なも のが考えられている。しかし、Fermi 衛星の限られた 有効面積による高エネルギー光子の統計量不足のた め、観測により得られた結果に不定性が残り、GRB の GeV 放射機構の特定には至っていない。

GRB の研究にさらなる進歩をもたらすために、よ り広いエネルギー帯域で高感度の観測を行うことが 強く望まれる。これを実現するのが、解像型大気チェ レンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, IACT) である。ガンマ線は大気に進入す ると、大気中の原子核と相互作用して電磁シャワー を生成する。この時に発生する電子や陽電子といっ た二次粒子が、大気中の光速度を超えて運動すると、 チェレンコフ光と呼ばれる可視光線から紫外線の波 長帯域の電磁波を放出する。IACT は、このチェレ ンコフ光を観測することで、ガンマ線のエネルギー と到来方向を決定する。Fermi 衛星と比べて、IACT はその有効面積が非常に大きいことから、感度の点 で数十 GeV 以上のガンマ線に対して大きな利点があ る。しかし、MAGIC、H.E.S.S.、VERITAS といった 現行の IACT では未だに GRB からの信号を検出で きていない。これは、現行の IACT のエネルギー閾 値である 50 GeV から 100 GeV のエネルギー帯域に て、GRB からの放射が銀河系外背景光(Extragalactic Background Light, EBL)の吸収により減衰してし まうことが原因の一つだと考えられている。



図 1: Fermi 衛星の観測により得られた、GRB 090510 の異 なるエネルギー帯域における lightcurve [M. Ackermann et al. (2010)]。赤色の点線は、GRB からの放射を最初に 検出した時間 T_0 を表しており、緑色の点線は、左から順に $T_0 + 0.5$ s、 $T_0 + 0.6$ s、 $T_0 + 0.8$ s、 $T_0 + 0.9$ s、 $T_0 + 1.0$ s を表している。最下図は 1 GeV 以上の光子の到達時間と そのエネルギーを表している。各 bin の時間幅は、全ての lightcurve にて 0.01 s である。



図 2: Fermi 衛星の観測により得られた、GRB 090510 の Spectral Energy Distribution (SED) の best-fit model [M. Ackermann et al. (2010)]。各色の太線を囲むコント アは、フィッティングで生じる 1 σ の誤差を表す。(a) は時 間幅 0.5 s - 1.0 s における積分スペクトルである。Band 関数は $E = 3.9 \pm 0.3$ MeV にピークを持ち、Power-Law 成分は光子指数 $\alpha = -1.62 \pm 0.03$ を持つ。(b) は異なる 時間帯での best-fit model の変化を示している。時間帯の 区切りは図 1 の緑色の点線の区切りに対応している。

2 チェレンコフ望遠鏡アレイ CTA

チェレンコフ望遠鏡アレイ (Cherenkov Telescope Array, CTA) は、大口径、中口径、小口径の望遠鏡 で構成される 2 組の混合アレイから成る IACT であ り、1 組は北サイト (スペイン、ラパルマ)に、もう 1 組は南サイト (チリ、パラナル)に設置される予定 である。CTA は 20 GeV から 300 TeV までの広い エネルギー帯域に渡って全天をカバーすることがで き、現行の IACT よりも約1桁優れた感度を備えて いる。これは、1つの電磁シャワーを現行の IACT よりも多くの望遠鏡で観測できることが要因の一つ である。また、図3に示すように、数十 GeV のエネ ルギー帯域にて、CTA は観測開始から数秒の時点で Fermi 衛星よりも4桁ほど優れた感度を備えている ことがわかる。

特に、GRBの観測に重要な役割を担うのが、現在 北サイトで建設中の大口径望遠鏡 (Large-Sized Telescope, LST) である。LST は 23 m という大きな口 径を有するため、ガンマ線が大気中に進入した際に 発生するチェレンコフ光を多く集光出来る。よって、 CTA を構成する望遠鏡の中で最も低いエネルギー閾 値を持つ。現行の IACT や観測衛星と比べると、LST にはいくつかの性質がある。一つ目に、Fermi 衛星 と比べると、30 GeV にて約 10⁴ 倍も大きい有効面積 を持つ。したがって、GRB のような短時間変動を示 す突発天体の観測に向いている。二つ目に、エネル ギーの閾値が約 20 GeV と見込まれている。これよ り、EBL によるガンマ線吸収の効果が少ないエネル ギー帯域で GRB 放射を観測することができる。三 つ目に、20秒間で180度回転という回転性能を持つ。 GRB の主たる観測手法は、Swift や SVOM といった GRB 探査衛星からのアラートに応じた追尾観測であ るが、この回転性能により継続時間の長い GRB に ついて即時放射中または早期残光放射中に観測開始 が可能となる。これらの性質から、Fermi 衛星との 同時観測を行うことで、keV から TeV に渡る広いエ ネルギー帯域で GRB の観測が可能になる¹。

図 4,5 に、シミュレーションで得られた、CTA に よって観測される GRB のスペクトルと時間変動を 示す。これより、CTA の観測から、Fermi 衛星では 得られない 20 GeV 以上での詳細なスペクトルおよ び時間変動のデータが期待されることがわかる。



図 3: 観測時間の関数とした、Fermi 衛星と CTA の感度 の比較 [S. Funk et al. (2013)]。



図 4: z=1.0 の距離に存在する GRB 090902B に似た GRB を CTA が観測するというシミュレーションで得 られた SED [S. Inoue et al. (2013)]。観測時間は 50 秒 とし、A. Franceschini et al. (2008) の EBL model を 適応した。また、アレイの形状 (E or B) については K. Bernlöhr et al. (2012) を参照。黒色の実線は EBL 吸 収の影響を考慮する前の GRB のフラックス dN/dE = $6.6 \times 10^{-8} (E/TeV)^{-2.1} cm^{-2} s^{-1} TeV^{-1}$ である。



図 5: z=4.3 の距離に位置する GRB 080916C を CTA が 観測するというシミュレーションで得られた lightcurve [S. Inoue et al. (2013)]。アレイの形状は E とし、EBL とし て S. Razzaque et al. (2009) の model を仮定している。

¹現行の IACT である H.E.S.S. Ⅱも 20 GeV のエネルギー閾 値を持つ。しかし、H.E.S.S. Ⅱは 180 度回転に 1 分を要するた め、即応性としては LST が勝っている。

3 CTA でわかるサイエンス

CTA による GeV から TeV 帯域での時間分解スペ クトル、およびエネルギー依存した時間変動の優れ た光子統計での測定によって、次のような科学的結 果を導くと期待されている。

即時放射の物理

CTA は GeV 帯域にて即時放射の詳細な時間変動 を描くことができる。これは、即時放射の発生源を 突き詰めるのに重要な情報となる。例えば、観測で 得られた時間変動が素早く大きな振幅を持つ変動性 を示しているなら、即時放射の時間帯における GeV 放射として、外部衝撃波に基づくモデルより、内部 衝撃波や光球に基づくモデルの方が観測を説明でき る。また、この変動性の検出は、即時放射がレプト ン由来か、またはハドロン由来かを識別する重要な 手がかりとなる。これは、レプトンとハドロンで加 速時間および冷却時間のスケールが異なることに基 づいている [S. Inoue et al. (2013)]。

残光放射の物理

電波から X 線に渡る波長域の残光放射は、ジェッ トと周囲の物質との相互作用で生じた外部衝撃波で 加速された電子によるシンクロトロン放射で大枠は 説明できる。しかし、GRB 発生から 10³ 秒以下に 生じる早期 X 線残光放射などの詳細な特徴は説明 できていない [J. Granot (2007)]。早期 X 線残光放 射も説明するモデルとして、中心駆動天体の長時間 活動やエネルギー注入を加えたモデル [B. Zhang et al. (2006)] や時間依存した衝撃波構造のモデル [G. Ghisellini et al. (2009)] などが考えられてる。これ らのモデルは異なるガンマ線放射活動を示すことが 予測されるため、CTA と X 線検出器による同時観 測を行うことで残光放射機構を特定できる。

最高エネルギー宇宙線源の同定

10²⁰ eV に至る最高エネルギー宇宙線 (Ultra-High-Energy Cosmic Ray, UHECR) の起源は依然大きな 謎であるが、GRB はその源として有力な候補天体で ある。GRB で UHECR が生成されていれば、シン クロトロン放射や脱励起放射など、それらに由来す る特徴的な GeV および TeV ガンマ線を放つと予測 される。UHECR と同じ加速機構で生じる高エネル ギー電子が放出する GeV および TeV 帯域での放射 が、UHECR の特徴的なスペクトルの測定を妨げる ことも懸念されているが、CTA による優れた光子統 計と詳細な時間変動情報から、これらを効果的に識 別できると考えられる。

Reference

S. Inoue et al., 2013, Astroparticle Physics, 43, 252

- M. Ackermann et al., 2010, ApJ, 716, 1178
- S. Funk et al., 2013, Astroparticle Physics, 43, 348
- A. Franceschini et al., 2008, A&A, 487, 837
- K. Bernlöhr et al., 2012, The CTA Consortium Astropart. Phys., arXiv:1210.3503[astro-ph]
- S. Razzaque et al., 2009, ApJ, 697, 483
- J. Granot, 2007, Il Nuovo Cimento B, 121, 1073
- B. Zhang et al., 2006, ApJ, 642, 354
- G. Ghisellini et al., 2009, MNRAS, 393, 253 $\,$

——index

b6

MCMC 法を用いた FSRQ 型活動銀河核ジェットの SED の解析

平出 尚義、深沢 泰司 (広島大学大学院 理学研究科)

Abstract

ブレーザーの中でも特に光度の大きい天体を FSRQ(Flat Spectrum Radio Quasar) と呼ぶ。FSRQ は遠く の天体まで見えるとともに、降着円盤からの放射も見えているので、大質量ブラックホールの進化をジェット と降着円盤に関して調べることができる。また、FSRQ のエネルギースペクトル分布 (SED) から、ドップ ラー因子や磁場などのジェットの物理パラメータを推定することができる。従来は FSRQ の放射の理論式は 複雑かつパラメータの多さから計算量が多く、SED の fit が困難であったため、いくつかのパラメータを固 定して目で合わせるという主観的な推定を行っていた。しかし値を固定する方法では不定性の推論の問題が 生じ、推定の客観性を欠いていた。そこで Finke.et.al(2016) で用いられた放射式の近似計算を用いて計算の 高速化を行い、マルコフ連鎖モンテカルロ法 (MCMC 法) と呼ばれる各パラメータを乱数を用いて動かしな がら、最適なモデルパラメータを推定する手法を用いて不定性を含めたジェットの物理パラメータの推定を 試みている。本発表では FSRQ の放射モデルとその計算手法について述べる。

1 Introduction

活動銀河核 (AGN) の中には光速近くまで加速さ れたジェットを放射している天体がある。このジェ ットの視線方向が地球を向く天体をブレーザーと呼 び、さらにブレーザーの中でも特に光度の大きい天体 を FSRQ と呼ぶ。FSRQ の SED は 2 山構造を取り、 leptonic モデルにおいてはそれぞれシンクロトロン放 射と逆コンプトン散乱であるとされている。逆コン プトン散乱成分は SSC(Synchrotron Self-Compton) と EC(External Compton) という放射モデルで説明 されている。SSC はジェット中の高エネルギー電子 がシンクロトロン光子を出すとともに、その光子を 逆コンプトン散乱するモデルで、EC はジェット以外 の場所である降着円盤、BLR(Broad-Line-Region)、 ダストトーラスからも光子が放出され、ジェット中で 逆コンプトン散乱するモデルである。FSRQ の SED をSSCとECからなる放射モデルでfit することで磁 場やドップラー因子などのジェットの物理パラメータ を推定することができる。従来は FSRQ の放射の理 論式は複雑かつパラメータの多さから計算量が多く、 SED の fit が簡単ではなく、いくつかのパラメータ を固定して主観的な推定を行っていた。そこで Finke et al. (2016) で用いられた放射式の近似計算を用い て計算の高速化を行い、MCMC 法と呼ばれる乱数を

用いてパラメータの確率分布を推定する方法で不定 性を含めたジェットの物理パラメータを推定するこ とを試みる。本研究ではたびたび多波長領域でフレ アが観測されている 3C279 を対象とし、その時間変 動の SED を MCMC 法を用いて計算しジェットのパ ラメータを推定する。このことにより今までわかっ ていなかったジェットのどの領域からガンマ線が発生 しているのかやフレアの発生メカニズムについて調 べる。

2 放射の理論式

FSRQ の放射モデルは SSC+EC であるので、それ ぞれの放射モデルについて説明する。尚、SSC の理 論式は Finke et al. (2008) を、EC の理論式は Finke et al. (2016) に基づいている。

2.1 SSC モデル

SSCモデルとは、ジェット中の相対論的速度になっ た電子がシンクロトロン光子を出すとともに同領域 のシンクロトロン光子を逆コンプトン散乱し、エネ ルギーを叩き上げる放射モデルである。
2.1.1 シンクロトロン放射成分

このモデルは観測者から見てビーミング因子 δ_D で 移動しており、シンクロトロン放射をしている球を 考えている。以下ジェットの静止系での値には「'」を 用いて表記すると、観測されるシンクロトロン放射 のフラックスを以下に示す。

$$f_{\epsilon}^{syn} = \frac{\delta_D^4 \epsilon' J_{syn}'(\epsilon')}{4\pi d_L^2}$$
$$= \frac{\sqrt{3} \delta_D^4 \epsilon' e^3 B}{4\pi h d_L^2} \int_1^\infty d\gamma' N_e'(\gamma') R(x) \quad (1)$$

ここで、電子の質量を m_e 、電子の電荷 e、光速 c、プ ランク定数 h、放射領域の磁場 B、電子ローレンツ 因子 γ 、光度距離 d_L とおき、観測者の系においての 光子の無次元放射エネルギーを $\epsilon = \frac{h\nu}{m_ec^2}$ としてい る。 $N_e(\gamma)$ はローレンツ因子 γ) における電子数密度 を表し、本研究の場合では Broken-power-law 分布と 呼ばれる折れ曲がりのあるべき乗分布を考える。 K_e を電子標準因子、 p_0 、 p_1 を電子スペクトル因子、 r_b をカットオフローレンツ因子とすると、

$$N_e(\gamma) = K_e \begin{cases} \left(\frac{\gamma}{\gamma_b}\right)^{-p_0} & (\gamma < \gamma_b) \\ \left(\frac{\gamma}{\gamma_b}\right)^{-p_1} & (\gamma > \gamma_b) \end{cases}$$

と示される。

2.1.2 逆コンプトン散乱成分

次に逆コンプトン散乱成分を考える。等方的かつ 均一な光子・電子密度に対する、観測される逆コン プトン散乱成分のフラックスを以下に示す。

$$f_{\epsilon_s}^{SSC} = \frac{\delta_D^4 \epsilon'_s J'_{SSC}(\epsilon'_s)}{4\pi d_L^2}$$
$$= \frac{9}{16} \frac{(1+z)^2 \sigma_T \epsilon'^2_s}{\pi \delta_D^2 c^2 t_{v,min}^2} \int_1^\infty d\epsilon' \frac{f_{\epsilon}^{syn}}{\epsilon'^3}$$
$$\times \int_{\gamma'_{min}}^{\gamma_{max}} d\gamma' \frac{N'_e(\gamma')}{\gamma'^2} F_C(q, \Gamma_e) \quad (2)$$

ここで、z は赤方偏移、 σ_T はトムソン散乱断面積、 ϵ は散乱光子のエネルギー、 $t_{\nu,min}$ は観測される時間 変動のタイムスケール、 $F_C(q,\Gamma)$ は等方的な光子と 電子の分布の場合の逆コンプトン散乱の効果を表す 項である。

2.2 EC モデル

次に、ECモデルの理論式について述べる。ECモデ ルとは種光子がジェットの外部である降着円盤、BLR、 ダストトーラスでも放出され、その種光子をジェット 中の電子が逆コンプトン散乱する放射モデルである。 Dermer and Menon (2009)より、逆コンプトン散乱 の放射率は以下の式で表される。

$$\epsilon_s j(\epsilon_s, \Omega_s) = m_e c^3 \epsilon \int d\Omega \int d\epsilon n_{ph}(\epsilon, \Omega) \\ \times \int d\Omega_e \int d\gamma n_e(\gamma, \Omega_e) \times (1 - \cos\psi) \frac{d\sigma}{d\epsilon_s d\Omega_s} \quad (3)$$

ここで、 $n_{ph}(\epsilon, \Omega)$ はエネルギーが $\epsilon \sim \epsilon + d\epsilon$ 内の、立体角 $\Omega \sim d\Omega$ の間の入射種光子の数密度、 $n_e(\gamma, \Omega_e)$ はローレンツ因子 $\gamma \sim \gamma + d\gamma$ 内の立体角 $\Omega_e + d\Omega_e$ の間の入射電子の数密度、 $\frac{d\sigma}{d\epsilon_s d\Omega_s}$ は単位散乱光子エネルギー、単位立体角あたりの微分断面面積、 ψ は入射光子と入射電子の方向のなす角である。(3)式を見ると、立体角の積分が2重積分であることを考えると、6重積分もの計算が必要となり、計算量が膨大になることがわかる。そこで、Finke et al. (2016)では、(3)式に対して、逆コンプトン散乱した後、 $\epsilon \ll 1 \ll \gamma$ という条件から電子と光子は同じ方向に散乱するという近似と、光子のエネルギーや散乱断面積などに対してデルタ関数近似する方法を用いて積分の数を減らている。近似の結果、観測される逆コンプトン散乱フラックスは以下のようになる。

$$f_{\epsilon_s^{obs}} = \frac{c\sigma_T \epsilon_s \delta_D^3}{5\pi d_{L^2}} \int_0^{2\pi} d\psi \int_{-1}^1 d\mu \\ \times \int_0^\infty \frac{d\epsilon}{\epsilon^2} u(\epsilon, \Omega) N_e'\left(\frac{\gamma}{\delta_D}\right) S_3(\gamma \epsilon (1 - \cos\psi) \quad (4)$$

(4) 式に降着円盤、BLR, ダストトーラスにおけるエ ネルギー密度 $u(\epsilon, \Omega)$ を代入することによって、それ ぞれの場所からの逆コンプトン散乱フラックスを計 算することができる。

3 解析方法

3.1 MCMC法

MCMC法 (マルコフ連鎖モンテカルロ法)とは、多 変量の確率分布からサンプルを得るための一群の手 法である。マルコフ連鎖とは1つ前の状態によって 次の状態が決まる連鎖、モンテカルロ法とは乱数を 用いた数値計算技法を意味する。本研究では MCMC 法の中でも最も簡単なメトロポリス法を用いてパラ メータの推定を行った。尚、Yamada et al. (2017)の アルゴリズムを用いている。

3.2 メトロポリス法

メトロポリス法のアルゴリズムを簡単に説明する。 1. パラメータ *x* の初期値 *x*₀ を選ぶ。

2. 乱数 α を加え、 $x_1 = x_0 + \alpha$ を決める。

3. 候補の状態と現在の状態との事後確率 (尤度)の比 rを計算する。

4. パラメータ *x* の更新を行うかどうかを決める。

(a)r > 1 のとき

無条件で x₀ の値を x₁ に更新する。

(b)r < 1のとき

確率r で x_0 の値を x_1 に更新する。具体的には、一様乱数 R(0 < R < 1)を発生させ、以下で更新するかどうかを決める。

· r ≥ R... 更新する

・*r < R*... 更新しない

5. 以上のプロセスを十分長い時間繰り返し、初期値の 影響を受けていると思われる部分を排除する「Burnin」という操作を行う。その後、事後分布を作成す る。図1は MCMC ステップに対するパラメータの 推移を示しており、トレース図と呼ばれる。



図 1: MCMC を用いて計算した後のトレース図 (10 万回)

トレース図から、事後分布を作成する。事後分布と は横軸にトレース図のパラメータ値を、縦軸に事後 確率を示したヒストグラムである。図2に図1のト レース図に対する事後分布を示す。事後分布から、不 定性を持ったパラメータの確率分布を推定すること ができる。よってこの事後分布を放射の理論式中に 用いられているフリーパラメータの数だけ作ること でジェットの物理パラメータを推定している。



図 2: 事後分布のプロット

4 今後

現在は 3C279 の多波長観測データを用いた SED の再現を行っている。3C279 の時間変動の SED を作 成し、各パラメータの変化を見ることでジェットの物 理描像を考察する。また、FSRQ はジェットだけでな く降着円盤も見えているので、将来的にはさまざま な FSRQ の SED を fit することで、中心巨大質量ブ ラックホールと降着円盤、Jet の進化を議論すること を目指す。

Reference

Finke, 2008, The Astrophysical Journal,686,181

Finke, 2016, The Astrophysical Journal, 830, 94

- Dermer, C.D., & Menon, G.2009, High Energy Radiation from Black Holes: GammaRays, Cosmic Rays, and Neutrinos (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press)
- Yamada, 2017, Proceedings of the 7th International Fermi Symposium 2017, PoS(IFS2017)030

——index

b7

An upper limit on nickel overabundance in the supercritical accretion disk wind of SS 433 from X-ray spectroscopy

多良 淳一 (九州大学大学院 宇宙物理理論研究室)

Abstract

本講演は、Medvedev et al. Astronomy Letters,2018 Vol.44 No.6 のレビューを行う。XMM-Newton で のマイクロクエーサー SS433 の長時間にわたる X 線観測から中性のニッケルの 7.5keV の蛍光輝線の同定を 行った。SS433 のスペクトル中の蛍光輝線形成の 2 つのモデルを考慮した。 1 つ目は、降着円盤を取り囲む 光学的に厚い"ファンネル"が中心の線源と推定される硬 X 線放射を反映でできるというモデルである。 2 つ目は、系の光学的に薄いウィンド中のジェットの最も熱い部分からの放射の散乱を原因とするモデルであ る。以上のモデルの検証により SS433 のジェットで観測されるようにニッケルの相対的な過剰を太陽系の 10 倍とすれば、ニッケルの蛍光輝線は 6.4keV にある鉄の蛍光輝線である FeIK α線の流束の 0.45 倍と期待さ れる。中性鉄の吸収端なしとありの両方の場合の連続光のモデルに関して、NiIK α線の流束の 90%の上限 を定めた。同時に、FeIK α線の流束を測定した。この結果から降着円盤のウィンド中のニッケルの相対的な 過剰が SS433 のジェットで観測されたものの 3 分の 2 以下であるべきと示された。

1 Introduction

SS433 は高度に超臨界の状態でコンパクト天体へ の質量降着が恒常的に進行する銀河系唯一のX線連 星系である(Fabrika 2004)。超臨界降着流では降着 円盤ウィンドと相対論的ジェットでのアウトフローが 予測されている(Shakura & Sunyaev 1973)。ジェッ トのX線スペクトルは熱的制動放射による連続光成 分と、高度に電離した重元素からの輝線で構成され る。SS433 のジェットでの重元素の存在度は、ニッケ ル以外は太陽系組成と広く一致している。一方ニッケ ルは太陽系組成の 10 倍ほどと推定されており、その 起源は不明である(Kotani et al. 1996; Brinkmann et al. 2005; Medvedev & Fabrika 2010)。

降着円盤のウィンドは質量流量がジェットよりも数 桁大きくなる可能性がある。ウィンドでのニッケル の存在度を測定するために必要なニッケルの蛍光線 は通常検出されないが、ジェットと同程度であれば アーカイブデータから検出可能である。これらより、 降着円盤のウィンドでのニッケルの存在度を測定す ることは重要である。XMM-Newtonのアーカイブ データを分析し、解析を行った。

2 DATA & MODEL

XMM-Newton EPIC-pn で 2012 年 10 月 3 日~5 日にわたって観測したデータ (ObsID 694870201)を 用いている。観測したエネルギーは 0.2keV-12keV で ある。実効有効露出時間は 124ks である。データリ ダクションは SAS version 13.0 を用いた。 実際にフィッティングを行ったのは 4.3keV から 12keV の範囲である。下限の 4.3keV は CaXXLy α線を除 外するように決められており、上限は観測装置の限 界を元に決めている。連続光成分に関しては輝線が ない 4.3~5.8keV と 10~12keV の範囲で一致するよ うに熱制動放射でフィッティングしている。

以下、観測データのフィッティングに用いたモデル の説明をする。

・lbjet モデル

Khabibullin et al. (2016)の SS 433 に関連するパ ラメータを用いた重粒子ジェットからの熱 X 線放射 のスペクトルモデルからそのモデルの連続光成分を APEC モデルでフィッティングしたものを引いたも のである。







図 1: Phenomenon モデルでのフィッティング結果

図1は、全露出時間でのSS433のスペクトルをPhenomenon モデルでフィッティングした結果を示して いる。観測者から遠ざかるジェットの輝線は赤い点 線、観測者に近づいてくるジェットの輝線は青い点 線、それ以外の輝線は黒の点線で表している。

FeIK α 線は 6.4keV、NiIK α 線は 7.5keV の位置に ある。赤いジェットの Ni XXVIII Ly α 線に関して は 7.5keV でのスペクトルの特徴を見つけるために フィッティングしていない。

以下の2つのモデルは Rflour の検証に用いたもの である。

・Pexmon モデル

XSPEC にある pexmon モデル (Nandra et al. 2007) である。Medvedev & Fabrika (2010)のモ デルは SS433 の降着円盤を取り囲む光学的に厚い" ファンネル"が中心の線源と推定される硬 X 線放射 を反射するときに、硬質成分と鉄の蛍光線 Fe iK α 線を特徴付けるモデルである。Pexmon モデルはこ のモデルの近似として用いた。ニッケルの存在度だ けを 10 倍にすることはできないモデルなので、太陽 組成で得られる Rflour の値を 10 倍して用いている。 ・cwind モデル

2つのファンネルを持つ球形で均質な中性ガス雲 の中心に線源がある場合の光学的に薄いトムソン散 乱のモデルである。

図 2: cwind モデルと pexmon モデルでの Rflour の シミュレーション

図2は蛍光線形成のモデル2つについて Fe IK α線 に対するニッケルの蛍光線 NiIK α線の予測された光 子流束の比 Rflour:a)視線と反射スラブの法線とな す角であるインクリネーションアングルiの関数と しての、光学的に厚い中性媒質からの X 線放射の反 射モデル(Pexmon モデル、実線);2)雲の動径方 向のトムソン光学的深さの関数とし、制動放射の温 度 T0 = 25keV(赤い破線)とT0 = 35(keV)(赤い 点線)の2つの値について cwind モデルで計算され た光学的に薄い雲による放射の散乱モデル。流束比 Rflour は、太陽系のニッケル存在度の10 倍である場 合について示される。黒い破線の水平な線は Rflour の最小値、平均値、最大値である。

この図から、流束比 Rflour が 0.45~0.5 の範囲にあ りモデルのパラメータによってわずかに変化してい るだけであることが分かる。

3 Results

Pexmon モデルと cwind モデルから FeIK α 線 の流束 F(FeIK α) に対する NiIK α 線の流束 F(NiIK α) の比 Rflour が Ni の存在度以外にはほとんど依存 しないことが分かった。一方で、Rflour の値はニッ ケルの存在度に比例して大きくなる。この関係はニッ ケル原子による光吸収の確率が、ほかの元素により 吸収される確率と電子によって散乱される確率の和 よりも小さい限りは成立する。10 倍の場合であって もこの比例関係が成立することを2つのモデルによ り確認した。表の Zni/Z は太陽組成に対するジェッ トのニッケル存在度であり、Zni,wind/Zni,jet はウィ ンドのニッケル存在度に対するジェットでのニッケル 存在度である。

鉄の蛍光線のエネルギーとニッケルの蛍光線のエ ネルギーの間には 7.1keV に鉄の吸収端が存在する。 ここで、Nedge は吸収端のパラメータであり、これ により補正を行っている。

	Phenomenological model	lbjet
$F(\text{Fe I K}_{\alpha}),$ 10 ⁻⁴ ph s ⁻¹ cm ⁻²	$1.11_{0.96}^{1.13}$	$0.99^{1.12}_{0.84}$
$F(\text{Ni I K}_{\alpha}),$ 10 ⁻⁴ ph s ⁻¹ cm ⁻²	$0.21_{0.07}^{0.35}$	$0.03_{0.00}^{0.09}$
$R_{\rm fluor},$	$0.17_{0.05}^{0.29}$	$0.03_{0.00}^{0.10}$
$Z_{ m Ni}/Z$	8.6 ^{12.3} 5.8	$8.6^{10.3}_{7.3}$
$Z_{\rm Ni,wind}/Z_{\rm Ni,jet}$	$0.44_{0.16}^{0.64}$	$0.08^{0.24}_{0.00}$
χ^2 /d.o.f	1544/1526	1566/1528

表 1: 鉄の吸収端なしでのフィッティング結果

	Phenomenological model	lbjet
$F(\text{Fe I K}_{\alpha}),$ $10^{-4} \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$	$1.11_{0.96}^{1.13}$	$0.86^{1.11}_{0.72}$
$F(\text{Ni I K}_{\alpha}),$ 10 ⁻⁴ ph s ⁻¹ cm ⁻²	$0.21_{0.07}^{0.35}$	$0.11_{0.01}^{0.25}$
$R_{\rm fluor},$	$0.17_{0.05}^{0.29}$	$0.13_{0.01}^{0.21}$
$Z_{\rm NI}/Z$	8.6 ^{12.3} 5.8	$10.1^{11.6}_{8.5}$
$Z_{\rm Ni,wind}/Z_{\rm Ni,jet}$	$0.44_{0.16}^{0.64}$	$0.28_{0.03}^{0.62}$
N _{edge}	0	5
χ^2 /d.o.f	1544/1526	1545/1528

表 2: 鉄の吸収端ありでのフィッティング結果

Phenomenon モデルと lbjet モデルをフィッティン グし、Rflour の値を求めたところ、Phenomenon モ デルでは Rflour=0.17、lbjet モデルでは 0.03(鉄吸収 端無し)、0.13(鉄吸収端あり) であった。そこから、 lbjet モデルと Phenomenon モデルからジェットでの ニッケルの存在度に対するウィンドのニッケルの存 在度の比率が 0.64 倍以下という上限を求められた。

4 Discussion

2つのモデルの Rflour の値の違いは観測者から 遠ざかるジェットの NixxvIIILy a 輝線の影響と考え られる。得られた結果は、Ni が新たに生成されてい ることを示すかもしれない。そうであれば、ニッケ ル 56 を見ていることも示唆される。

5 Conclusion

中性の鉄からの輝線 Fe I K αの流束に対する 中性のニッケルからの輝線 Ni I K αの流束の割合 Rfluor は Ni の存在度のみでほぼ決まる。Rflour の 値はニッケルの存在度に比例して大きくなることを 2 つのモデルから確認した。XMM-Newton の 2012 年 10 月 3 日から 5 日の観測データから SS433 の超 臨界降着円盤のウィンドでのニッケル過剰の上限に 制約を加えた。

Reference

- [1]P. Medvedev et al. (2018), Astronomy Letters, 2018 Vol. 44, No.6
- [2]I. Khabibullin et al. (2016), MNRAS, 455, 1414
- [3]Fabrika S., 2004, Astrophysics and Space Physics Reviews, 12, 1
- [4] Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, A&A, 24, 337
- [5] Kotani T. et al. 1996, PASJ, 48, 619
- [6]Brinkmann W. et al. 2005, A&A, 431, 575
- [7]Medvedev A., Fabrika S., 2010, MNRAS, 402, 479
- [8]Nandra K. et al. 2007, MNRAS, 382,194

—index

b8

Hydrodynamically simulating the SS433-W50 interaction

小野 宏次朗 (九州大学大学院 宇宙物理理論研究室)

Abstract

SS433 は、わし座の方向にある超新星残骸 W50 の中心付近に位置するマイクロクェーサーである。SS433 は系内銀河に位置していることから、多波長による詳細な観測行われており、構造の理解が深められている数 少ない天体として知られている。SS433 の大きな特徴として、双方向に光速の約 0.26 倍の速度を持つジェッ トを噴出していること、このジェットが約 162 日の周期で歳差運動をしていることなどが挙げられる。一方、 W50 は球状構造の中に、東西方向に細長く突き出たジェットローブを形成している。このローブと SS433 ジェットの軸が揃っていることから、この特異な構造は超新星残骸殻とジェットの相互作用によって形成され たと考えられている。しかし、東部のローブの方が西部のローブに比べ 1.4 倍長いなどといった特徴を持つ など、形成過程には謎が多い。本講演でレビューする Goodall et al. (2011) では W50 の特異な構造の形成 起源の解明を目的とする、流体シミュレーションが成された。密度勾配のある背景銀河において、超新星爆 発を起こしたりジェットを伝播させたりすることで密度勾配の影響を調べ、最後にジェットとシェルの相互作 用についてシミュレーションを行っている。その結果、W50 及び超新星爆発の間に生まれた SS433 の中心 天体の推定年齢が約 17000-21000 年の範囲であることが示された。また、SS433/W50 の特異な形態を再現 するには、ジェット駆動時から現在に至るまで少なくとも 3 回異なるジェットアウトバーストが起こったこ とが推測される。

1 Introduction

SS433 は系内銀河に位置する X 線連星である。そ のジェット速度は光速の約 0.26 倍に達し、約 162 日 周期で歳差運動するジェットを噴出しているといった 特徴を持つ。一方、球状構造を成す W50 は超新星残 骸殻 (SNR シェル)であると考えられている。W50 は東西に引き伸ばされた形状をしており、その軸が SS433 の噴出するジェットの軸と重なる。従って一般 に、SS433 の中心天体を形成する超新星爆発のシェ ルが SS433 ジェットによって引き伸ばされた結果が W50 であると考えられている。また、W50 は銀河 面から 5.5 kpc の距離にあり、東部及び西部に伸び るジェットローブはそれぞれ 121.5 pc, 86.5 pc であ る (Lockman et al. 2007)。この非対称なローブは背 景銀河の密度勾配に起因すると考えられる。図 1 に SS433/W50 系を示している。

シミュレーションによって対象とする系に有効な 制約を与えるために、SNR やジェットローブの実際 のサイズなどの観測データを適用することは重要で ある。SS433 ジェットのダイナミクスを正確に表現す るためには、観測から得られたパラメータを流体力 学モデルに組み込む必要がある。

本講演でレビューする論文(Goodall et al. 2011) では、観測によって得られた値をSS433/W50系のモ デルのパラメータとして使用し、この非常に大きく 特異な星雲の形成起源を説明すべく、密度勾配のある 銀河背景の下で(i)超新星爆発の時間発展(ii)ジェッ ト伝搬の様子(iii)ジェットとSNRの相互作用につ いてシミュレーションが成された。



図 1: 系内銀河に位置する SS433/W50 系

2 Models

2.1 背景銀河の密度プロファイル

SS433/W50 系は背景銀河の密度勾配の影響を受け、その東西方向に伸びる特異な構造を形成したと考えられる。そこで、銀河の背景密度は、Dehnen & Binney (1998) による指数関数型密度プロファイル

$$\rho_{\rm ISM}(R,z) = \rho_0 \exp\left(-\frac{R_{\rm m}}{R_{\rm d}} - \frac{R}{R_{\rm d}} - \frac{z}{Z_{\rm d}}\right) \quad (1)$$

を用いる。ここで $R_{\rm m} = 4 \, {\rm kpc}, R_{\rm d} = 5.4 \, {\rm kpc}$ である。また、 $Z_{\rm d} = 40 \, {\rm pc}$ は銀河円盤からのスケールハイト、 ρ_0 は SS433 の位置における密度であり、

$$\rho_0 = \rho_{\rm ISM}(R_{\rm SS433}, z_{\rm SS433}) = n_0 \mu m_{\rm p} \qquad (2)$$

である。ここで、 $m_{\rm p}$ 、 μ 、 n_0 はそれぞれ陽子の質量、 平均分子量、数密度である。宇宙の元素存在比につ いては、水素 90%、ヘリウム 10%を仮定し、 $\mu = 1.3$ とする。

2.2 超新星爆発

自由膨張期から断熱膨張期に移行するときの半径 R_{Sedov}を用い、超新星爆発の初期半径 R_iを

$$R_{\rm i} = f_{\rm r} R_{\rm Sedov} = f_{\rm r} \left(\frac{3M_{\rm ej}}{4\pi\rho_0}\right)^{1/3} \tag{3}$$

とパラメータ化する。 $M_{\rm ej}$ は親星から放出される質 量、 n_0 は周囲密度、 $f_{\rm r}$ は定数であり、 $M_{\rm ej} = 5M_{\odot}$ 、 $n_0 = 1$ cm⁻³、 $f_{\rm r} = 0.25$ である。初期エネルギーと して $E = 10^{51}$ erg を与える。また、SNR の膨張速 度は半径に依存した非一様な速度プロファイル

$$v(r)\,\hat{\boldsymbol{r}} = k_{\rm v}\frac{v'}{R_{\rm i}}r\,\hat{\boldsymbol{r}} \tag{4}$$

を用いる。ただし、 $k_{\rm v}=\sqrt{\frac{10}{3}}, v'=\sqrt{\frac{2E_{\rm blast}}{M_{\rm ej}}}$ である。この速度プロファイルに従って超新星爆発は時間発展するものとする。

2.3 流体方程式及びジェットの運動学的モ デル

SS433 ジェットを考慮した流体方程式は次のように 書くことができる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{v}) = \dot{\rho}_{\text{jet}} \tag{5}$$

$$\frac{\partial \rho \boldsymbol{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{v} \otimes \boldsymbol{v}) = -\nabla P + \dot{\rho}_{\text{jet}} \boldsymbol{v}$$
(6)

$$\frac{\partial \rho \epsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \epsilon \boldsymbol{v}) = -\nabla \cdot (P \boldsymbol{v}) - \dot{\epsilon}_{\rm rad} + \dot{\epsilon}_{\rm jet} \qquad (7)$$

 ρ 、v、P、 ϵ はそれぞれ質量密度、速度、熱的圧力、 全エネルギー密度、 $\dot{\epsilon}_{\rm rad}$ は単位体積当たりの輻射強 度である。非相対論的な扱いにより、ジェット及び星 間物質は断熱的であるとし、断熱指数 $\gamma = 5/3$ を適 用する。ジェット注入領域における密度、温度、速度 は時間ステップ毎に ($\rho_{\rm jet}, T_{\rm jet}, v_x, v_y$) に更新される。

一方、ジェットにより形成される構造は、ジェット の速度成分 v_x, v_y, v_z によって決まる。そこで、SS433 から噴出するジェットを次の運動学的モデル

$$\boldsymbol{v}_{x}\left(\theta_{\text{jet}},\phi(t)\right) = v_{\text{jet}}\cos\left(\theta_{\text{jet}}(t) + C_{\theta}\right)\hat{\boldsymbol{x}}$$
(8)

$$\boldsymbol{v}_{y}\left(\theta_{\text{jet}},\phi(t)\right) = v_{\text{jet}}\sin\left(\theta_{\text{jet}}(t) + C_{\theta}\right)\cos\phi(t)\hat{\boldsymbol{y}}$$
 (9)

$$\boldsymbol{v}_{z}\left(\theta_{\mathrm{jet}},\phi(t)\right) = v_{\mathrm{jet}}\sin\left(\theta_{\mathrm{jet}}(t) + C_{\theta}\right)\sin\phi(t)\hat{\boldsymbol{z}}$$

(10)

$$\phi(t) = \omega_{\text{prec}}(t - t_0) + \phi_0 \tag{11}$$

$$C_{\theta} = \begin{cases} 0 & (西部のジェット) \\ \pi & (東部のジェット) \end{cases}$$
(12)

によりモデル化する。 $\phi(t)$ は時刻 t における歳差位 相角、 t_0 はジェット駆動時の時刻である。また、時 刻 t に依存したジェットの歳差角

$$\theta_{\rm jet} = \theta_0 + (t - t_0)\dot{\theta} \tag{13}$$

を導入する。 θ_0 は $t = t_0$ における歳差角であり、定数である。また、ジェットの内部圧力 P_{iet} は

$$P_{\rm jet} = \frac{\rho_{\rm jet} k_{\rm B} T_{\rm jet}}{\mu m_{\rm p}} \tag{14}$$

であり、 $\dot{\epsilon}_{jet}$ は単位体積当たりのジェットのエネルギー 強度で

$$\dot{\epsilon}_{jet} = \frac{\dot{P}_{jet}}{(\gamma - 1)} + \frac{1}{2}\dot{\rho}_{jet}v_{jet} = \rho_{jet}\left(\frac{k_{\rm B}T_{jet}}{\mu m_{\rm p}(\gamma - 1)} + \frac{v_{jet}^2}{2}\right)$$
(15)

である。 $\dot{M}_{
m jet} = 10^{-6}, 10^{-5}, 10^{-4} M_{\odot} {
m yr}^{-1}$ のそれぞれの値を使用する。表 1 に使用するジェットのパラメータを示す。

表 1: :	ジェッ	トのパラン	メータ
--------	-----	-------	-----

記号	説明	制約
$v_{\rm jet}$	平均速度	0.2647c
$\theta_{ m prec}$	歳差角	$20^{\circ}.92$
$t_{\rm prec}$	歳差周期	162.375 day
$\omega_{ m prec}$	角速度	$3.8695 \times 10^{-2} \text{ rad s}^{-1}$
$T_{\rm jet}$	温度	$10^4 { m K}$

以下では、歳差を無視した円筒形ジェットモデル、 シミュレーションを行うにあたり、流体コード 歳差角が一定の場合及び時刻に依存する場合の円錐 形ジェットモデルについて述べる。 ミュレーション領域は $(L_x \times L_y) = (230 \times 115)$ pc で

円筒形ジェットモデル

 \hat{x} 軸に沿った円筒形ジェットであり、(8)~(13)式 について $\theta_0 = 0$ 、 $\dot{\theta} = 0$ 、 $\phi(t) = 0$ とした場合、つまり

$$\boldsymbol{v}_x = v_{\text{jet}} \cos C_\theta \hat{\boldsymbol{x}} \tag{16}$$

$$\boldsymbol{v}_y = \boldsymbol{v}_z = \boldsymbol{0} \tag{17}$$

のモデルである。

円錐形ジェットモデル $(\dot{\theta}_{jet} = 0)$

SS433の歳差運動を説明するためのモデルであり、 ジェット駆動時から一定の歳差角を持ったモデルで ある。(8) ~ (13) 式において、 $\theta_0 = \theta_{\text{prec}}, \dot{\theta} = 0,$ $\phi(t) = \omega_{\text{prec}}t$ とすることにより得られる。

円錐形ジェットモデル $(\dot{\theta}_{jet} > 0)$

このモデルも同様に、SS433の歳差運動を表すが、 歳差角が時間と共に線形的に増加する点で異なる。 (8)~(13)式において

$$\dot{\theta} = \frac{\theta_{\rm prec} - \theta_0}{t_{\rm jets}} \tag{18}$$

とした場合のモデルである。ここで、 t_{jets} はジェットが東西方向のローブに達するまでにかかる時間である。



図 2: ジェットモデル

図2にジェットのモデルを示す。

シミュレーションを行うにあたり、流体コード FLASH (Fryxell et al. 2000)を使用している。シ ミュレーション領域は $(L_x \times L_y) = (230 \times 115)$ pc で ある。初期状態ではグリッドは $(n_{xb} \times n_{yb}) = (16 \times 8)$ プロックに分割され、後に解適合格子法 (AMR)に よって最適化される。また、空間分解能は最高で $\delta x = \delta y = 0.028$ pc である。

3 Results

3.1 ジェット伝播

それぞれのジェットモデルを用い、密度勾配のあ る背景銀河の下でジェットの伝播シミュレーションを 行った。W50の東西方向のローブの非対称性が背景 銀河の密度勾配に起因すると仮定し、ローブの長さ が観測値と合うときの組み合わせ (*n*₀, *Z*_d)を調べた 結果を図3に示している。



図 3: (n₀, Z_d)を変化させたときの東西方向のローブ の長さと観測結果の比較

観測値と一致しているものは $(n_0, Z_d) = (0.1 \text{ cm}^{-3}, 30 \text{ pc}), (0.2 \text{ cm}^{-3}, 40 \text{ pc}) の 2 組で あることが分かる。$

3.2 SNR の時間発展

このパラメータを適用した背景密度プロファイル 中で SNR の半径が、W50 の半径である 45 pc に 達するまでの時間発展を追った。その結果、($n_0 = 0.1 \text{ cm}^{-3}, Z_d = 30 \text{ pc}$)の場合には ~ 17000 yr、 ($n_0 = 0.2 \text{ cm}^{-3}, Z_d = 40 \text{ pc}$)の場合には ~ 21000 yr かかることがシミュレーションにより得られた。

3.3 SNR とジェットの相互作用



図 4: SNR とジェットの相互作用

図4では、それぞれSNRとジェットの相互作用の 結果を示している。円筒形ジェットとSNRシェルの 相互作用では、東西のローブの長さは電波観測によ るW50の輪郭とほぼ一致しており、その非対称性に ついても十分再現されている。しかし、ジェットの絞

= り込みによりジェットとシェルの境界領域は滑らかに で 接続されていない。

歳差を考慮した円錐形ジェットモデルと SNR シェ ルの相互作用では、東西のローブの長さは電波観測に よる W50 の輪郭と一致しない。しかし、絞り込みの 度合いが低く、歳差運動により SNR シェルとジェッ トの境界付近が滑らかで球状である。

ジェット駆動時には円筒形ジェット、その後に円錐 形ジェットを噴出する2段階のジェットとSNRシェ ルの相互作用では、東部のジェットロープは領域を 超え西部はほとんど伸びていない。しかし、円筒形 ジェットとは異なり、ジェットの絞り込みの度合いは 低く、比較的滑らかに接続されている。

一方、ジェット駆動時に円錐形ジェット、その後円 筒形ジェットを噴出すると仮定すると、円筒形ジェッ トの噴出の際に滑らかに接続されることが考えられ る。これは円錐形ジェットにより、絞り込みの度合い が低くなることに起因すると考えられる。しかし、現 在の SS433 ジェットは歳差運動しているため、さら に歳差運動を考慮した 3 段階のジェットを噴出する と考えると、観測結果を再現できると推測される。

4 Conclusion

今回のレビュー論文 (Goodall et al. 2011) では、 複数のジェットモデルを用いたジェット伝播や超新星 爆発の時間発展、ジェットと SNR の相互作用につい て流体シミュレーションが成された。

その結果、W50及び超新星爆発中に生まれたSS433 の中心天体の推定年齢が約17000-21000年の範囲で あることが示された。また、SS433/W50の特異な形 態を再現するには、ジェット駆動時から現在に至るま で少なくとも3回異なるジェットアウトバーストが 起こったことが推測される。

Reference

Fryxell B. et al., 2000, ApJS, 131,273

- Goodall, P. T., Alouani-Bibi, F., & Blundell, K. M. 2011, MNRAS, 414, 2838
- Lockman F. J., Blundell K. M., & Goss W. M., 2007, MNRAS, 381, 881

——index

c1

超臨界降着流とスリム円盤モデルの違い

北木 孝明 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

Abstract

非常に高い X 線光度 ($L_X > 10^{39} \text{erg/s}$) で輝く超高光度 X 線源 (Ultra Luminous X-ray source, ULX) と 呼ばれる天体がある (Makishima+2000)。その正体は恒星質量ブラックホール $(M_{\rm BH} \sim 10 M_{\odot})$ への超臨界 降着 (エディントン降着率 $\dot{M}_{\rm Edd} \equiv L_{\rm Edd}/c^2$ を超えた降着、 $L_{\rm Edd}$ はエディントン光度) か、中間質量ブラッ クホール $(M_{\rm BH} \sim 10^3 M_{\odot})$ への亜臨界降着かが論争になっている (Feng & Soria 2011)。しかし、ULX パ ルサーと呼ばれる中性子星が発見され (Bachetti+2014)、初めて現実の天体でも超臨界降着が起きているこ とが確定した。超臨界降着の理論はまだ開拓されたばかりでよくわかっていない。超臨界降着流は輻射圧優 勢の光学的に厚い円盤であり、非常に多量のアウトフローが吹き出している。そのため輻射流体シミュレー ションが不可避であり、近年漸く実行されるようになった (Ohsuga+2005)。しかし問題として、計算領域が 狭かったためにアウトフローをきちんと解いた研究はほとんどなかった。また、1 次元解析解であるスリム 円盤モデルとの違いも詳細には明らかとなっていなかった。スリム円盤ではアウトフローが考慮されていな い。そこで超臨界降着円盤のパラメータ依存性を明らかにし、アウトフローの影響に着目してスリム円盤と 超臨界降着円盤の違いを解明した。研究方法としては、先行研究よりもかなり広い空間領域で2次元輻射流 体計算を行い、解析モデルとの丁寧な比較解析を行った。結果として、広範囲の定常流が得られ、光子補足 半径より中では、アウトフローの質量噴出率が無視できることを世界で初めて明らかにした。そしてその原 因が、円盤表面密度の減少であることを突き止めた。さらに定常円盤を丁寧に解析し、超臨界降着流とスリ ム円盤のパラメータ依存性が良く一致することを示した。しかし、円盤密度と動径速度の半径 r 依存性は、 対流効果によってスリム円盤とは大きく異なることも明らかにした。

1 Introduction

ULX (Ultra-luminous X-ray sources) や NLS1 (Narrow Line Seyfert 1 galaxies) といった超臨界降 着を起こしている天体が見つかり始めている。超臨 界降着流はブラックホールへの質量降着率 $\dot{M}_{\rm BH}$ が非 常に大きい ($\gg L_{\rm Edd}/c^2$)時の降着流のことである。 この降着流は輻射圧優勢の光学的に厚い円盤であり、 非常に多量のアウトフローが吹き出している。その ため輻射流体計算が不可避であり、近年漸く実行さ れるようになった (Ohsuga+2005, Sądowski+2015)。 しかし問題として、計算領域が狭く、アウトフロー をきちんと解いた研究はほとんどなかった。そのた め、降着率が大きいときの一次元解析解であるスリ ム円盤モデルとの物理構造の違いも、ほとんど検討 されていなかった。

本研究目的は比較的容易な一次元解析解であるス リム円盤の妥当性と限界を解明することである。特 に超臨界降着円盤のパラメータ依存性を明らかにし、 スリム円盤では考慮されないアウトフローや多次元 効果の影響を調べた。

2 Methods

2.1 基礎方程式

本研究では、共同研究者の大須賀健氏 (筑波大学) と川島朋尚氏 (国立天文台) が開発した 2 次元軸対称 輻射流体計算コードを用いて超臨界降着流を求めた。 (Kawashima et al. 2009, 2012)。解いた基礎方程式 は次のようになる。

連続の式は、ガス密度ρとガス速度vを用いて

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

球座標 $(x, y, z) = (r \sin \theta \cos \phi, r \sin \theta \sin \phi, r \cos \theta)$ での運動方程式は

$$\frac{\partial(\rho v_r)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v_r \boldsymbol{v}) \\
= -\frac{\partial p}{\partial r} + \rho \left(\frac{v_{\theta}^2}{r} + \frac{v_{\phi}^2}{r} - \frac{GM_{\rm BH}}{(r-r_{\rm s})^2} \right) + \frac{\chi}{c} F_{0r} \tag{2}$$

$$\frac{\partial(\rho r v_{\theta})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho r v_{\theta} \boldsymbol{v})$$

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

$$\frac{\partial(\rho r \sin \theta v_{\phi})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho r \sin \theta v_{\phi} \boldsymbol{v})$$

$$\frac{\partial t}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^3 \sin \theta t_{r\phi} \right)$$
(4)

ただし、ガス圧 p、重力定数 G、ブラックホール 質量 $M_{\rm BH}$ 、光速 c、シュバルツシルト半径 $r_{\rm S} \equiv 2GM_{\rm BH}/c^2$ とする。ここで重力項は一般相対論効 果を近似できる擬ニュートンポテンシャルを採用し (Paczyńsky+1980)、ガス圧に関しては理想気体の状 態方程式を使った。比熱比 γ 、ガスの内部エネルギー e、ボルツマン定数 $k_{\rm B}$ 、平均分子量 μ 、陽子の質量 $m_{\rm p}$ 、ガス温度 $T_{\rm gas}$ を用いて、

$$p = (\gamma - 1)e = \frac{\rho k_{\rm B} T_{\rm gas}}{\mu m_{\rm p}} \tag{5}$$

粘性項 $t_{r\phi}$ では α 粘性を用いた (Shakura & Sunyaev 1973)。

$$t_{r\phi} = \eta r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_{\phi}}{r} \right) \tag{6}$$

$$\eta = \alpha \frac{p + \lambda E_0}{\Omega_{\rm K}} \tag{7}$$

$$\Omega_{\rm K} = \sqrt{\frac{GM_{\rm BH}}{r^3}} \tag{8}$$

ここで、the flux limiter を λ 、輻射のエネルギー密 度 E_0 とする。

吸収散乱係数 χ は、トムソン散乱、自由自由吸収 と自由束縛吸収を考慮した。 $\sigma_{\rm T}$ をトムソン散乱の断 面積として

$$\chi = \kappa_{\rm ff} + \kappa_{\rm bf} + \frac{\rho}{m_{\rm p}} \sigma_{\rm T} \tag{9}$$

$$\kappa_{\rm ff} = 1.7 \times 10^{-25} T_{\rm gas}^{-7/2} \left(\frac{\rho}{m_{\rm p}}\right)^2 [\rm cm^{-1}] (10)$$

$$\kappa_{\rm bf} = 4.8 \times 10^{-24} T_{\rm gas}^{-7/2} \left(\frac{\rho}{m_{\rm p}}\right)^2 [\rm cm^{-1}] (11)$$

また、輻射に関してはモーメント方程式を使ってお り、フラックス F_0 (添え字 0 は流体静止系での値)の closed relation として FLD 近似 (Levermore+1981) を用いた。最後にエネルギー方程式は、ガスの内部 エネルギー密度 e と輻射のエネルギー密度 E_0 を用 いて次のようになる。

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot (e\boldsymbol{v}) = -p\nabla \cdot \boldsymbol{v} - 4\pi\kappa B + c\kappa E_0 + \Phi_{\rm vis} - \Gamma_{\rm Comp}$$
(12)

$$\frac{\partial E_0}{\partial t} + \nabla \cdot (E_0 \boldsymbol{v}) = -\nabla \cdot \boldsymbol{F}_0 - \nabla \boldsymbol{v} : \boldsymbol{P}_0 + 4\pi\kappa B -c\kappa E_0 + \Gamma_{\text{Comp}}$$
(13)

ここで、振動数積分した黒体放射 *B* はシュテファン ボルツマンの法則から (σ_{SB} はシュテファンボルツマ ン定数)。

$$B = \frac{\sigma_{\rm SB}}{\pi} T_{\rm gas}^4 \tag{14}$$

粘性エネルギー Φ_{vis} は α 粘性から以下のようになる。

$$\Phi_{\rm vis} = \eta \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_{\phi}}{r} \right) \right]^2 \tag{15}$$

コンプトン冷却と加熱 Γ_{comp} は、電子質量 m_{e} 、輻射温度 T_{rad} 、輻射定数 $a = 4\sigma_{\text{SB}}/c$ を用いて (Pozd-nyakov+1983)

$$\Gamma_{\rm Comp} = 4\sigma_{\rm T} c \frac{k_{\rm B} \left(T_{\rm gas} - T_{\rm rad}\right)}{m_{\rm e} c^2} \frac{\rho}{m_{\rm p}} E_0 \quad (16)$$

$$T_{\rm rad} \equiv \left(\frac{E_0}{a}\right)^{1/4}$$
 (17)

2.2 計算の設定

 $2r_{\rm S} \leq r \leq 3000r_{\rm S}, 0 \leq \theta \leq \pi/2$ の範囲を $\triangle \log_{10} r = \log_{10}(r_{\rm out}/r_{\rm in})/N_r \& \triangle \cos\theta = 1/N_{\theta}$ で メッシュを張った。ここでメッシュ数は $(N_r, N_{\theta}) =$ (192, 192)である。外側境界 $r_{\rm out}, \theta = 0.45\pi - 0.5\pi$ で質量降着率 $\dot{M}_{\rm input}$ のガスを常に注入する。この注 入ガスの初期角運動量に対応したケプラー半径を $r_{\rm K}$ とする。 α 粘性は $\alpha = 0.1 \& lc$ 。具体的なインプッ トパラメーターは表1に載せている。

2018 年度 第 48 回 天文・	天体物理若手夏の	学校
---------------------------	----------	----

model	$M_{\rm BH}$	$\dot{M}_{ m input}$	$r_{\rm K}$
name	$[M_{\odot}]$	$[L_{\rm Edd}/c^2]$	$[r_{\rm S}]$
(a11)		300	100
(a12)		10^{3}	300
(a13)	10^{1}	5×10^3	300
(a14)		10^{4}	300
(a15)		10^{5}	300
(a41)		300	100
(a42)		10^{3}	300
(a43)	10^{4}	$5 imes 10^3$	300
(a44)		10^{4}	300
(a45)		10^{5}	300
(a71)		300	100
(a72)		10^{3}	300
(a73)	10^{7}	$5 imes 10^3$	300
(a74)		10^{4}	300
(a75)		10^{5}	300

表 1: 数値計算のパラメータ一覧。15 モデル計算した。



図 1: 質量降着率 $\dot{M}_{in}(r)$ 、質量噴出率 $\dot{M}_{out}(r)$ 、正 味の質量輸送率 $\dot{M}_{net}(r)$ 。

3 Results

まず、数値計算結果から定常流の領域を確認する。 質量降着率 $\dot{M}_{\rm in}(r)$ 、質量噴出率 $\dot{M}_{\rm out}(r)$ 、正味の質 量輸送率 $\dot{M}_{\rm net}(r)$ は以下で与えられる。

$$\dot{M}_{\rm in}(r) = \int_{4\pi} d\Omega \ r^2 \rho(r,\theta) \min\{v_r(r,\theta),0\}, \ (18)$$
$$\dot{M}_{\rm out}(r) = \int_{4\pi} d\Omega \ r^2 \rho(r,\theta) \max\{v_r(r,\theta),0\}, (19)$$
$$\dot{M}_{\rm net}(r) = \dot{M}_{\rm out}(r) + \dot{M}_{\rm in}(r). \ (20)$$

図 1 にあるように $r \leq r_{qss} \sim 200r_{S}$ では $\dot{M}_{net} \sim$ r - constant なので、 $r \leq r_{qss} \sim 200r_{S}$ の範囲が今回 求まった定常流となる。さらにこの図から、 $r \leq 200r_{S}$ では質量噴出率はほとんど無視できることがわかっ た。ここでは詳細な解析は省略するが、質量噴出率 が降着円盤内側で下がるのは降着円盤表面のガス密 度が下がるためであることを突き止めた。



図 2: モデルごとの密度コントア。横軸が赤道面で縦 軸が *z* 軸方向。

図2はモデルごとの密度コントアを表す。この図か ら、質量供給率 M_{input} を固定すると、ブラックホー ル質量 M_{BH} に関してスケール則が成り立ちそうなこ とがわかる。定常流 r ≤ 200r_S の範囲で、降着円盤 (特に赤道面) でのガス密度やガス温度などをフィッ ティングを用いて解析し、数値的にスケール則を求

めた。その結果が以下である。

$$\rho = (9.08 \pm 1.25) \times 10^{-6} [\text{g cm}^{-3}] \times \left(\frac{M_{\text{BH}}}{M_{\odot}}\right)^{-1.00} \left(\frac{\dot{M}_{\text{BH}}}{L_{\text{Edd}}/c^2}\right)^{1.04} \left(\frac{r}{r_{\text{S}}}\right)^{-0.73} (21)$$
$$T = -(3.85 \pm 0.33) \times 10^{7} [\text{K}]$$

$$\times \left(\frac{M_{\rm BH}}{M_{\odot}}\right)^{-0.24} \left(\frac{\dot{M}_{\rm BH}}{L_{\rm Edd}/c^2}\right)^{0.24} \left(\frac{r}{r_{\rm S}}\right)^{-0.54} (22)$$

$$E_0 = (2.36 \pm 0.14) \times 10^{15} [\text{erg cm}^{-3}] \\ \times \left(\frac{M_{\text{BH}}}{M_{\odot}}\right)^{-1.00} \left(\frac{\dot{M}_{\text{BH}}}{L_{\text{Edd}}/c^2}\right)^{1.02} \left(\frac{r}{r_{\text{S}}}\right)^{-1.73} (23) \\ v_r = (-0.36 \pm 0.01)[c]$$

$$\times \left(\frac{M_{\rm BH}}{M_{\odot}}\right)^{0.00} \left(\frac{\dot{M}_{\rm BH}}{L_{\rm Edd}/c^2}\right)^{0.02} \left(\frac{r}{r_{\rm S}}\right)^{-1.11} \tag{24}$$

 $v_{\phi} = (0.81 \pm 0.02)[c]$

$$\times \left(\frac{M_{\rm BH}}{M_{\odot}}\right)^{0.00} \left(\frac{\dot{M}_{\rm BH}}{L_{\rm Edd}/c^2}\right)^{0.01} \left(\frac{r}{r_{\rm S}}\right)^{-0.60} \tag{25}$$

4 Discussion

質量降着率が高い $(\dot{M}_{\rm BH} \ge L_{\rm Edd}/c^2)$ 時のモデル として、スリム円盤モデルがある。これは1次元解 析解で、光子補足効果をエネルギー方程式における 輻射エントロピーの移流として考慮している特徴が ある。スリム円盤モデルはアウトフローを考慮して いないため、超臨界降着流をよく再現できていない と考えられていた。しかし、本研究の数値計算結果 から、ブラックホール近傍では確かにアウトフロー は出ているが (速度は光速程度にもなる。 $v_r > 0.1c$)、 降着円盤表面密度が減少することで、図2のように、 質量噴出率 Mout としては無視できるぐらい小さく なることが明らかとなった (細かな解析は Kitaki et al. 2018 へ)。そのため、アウトフローを考慮して いなかったスリム円盤モデルでも超臨界降着流を十 分記述できていることが考えられる。また、先行研 究でこれらのことが指摘されなかったのは、初期角 運動量が小さすぎて定常流の範囲が狭かったためだ と考えられる。実際、Sadowski et al. (2015) では、 $r \leq r_{\rm qss} \sim 30 r_{\rm S}$ と非常に狭い定常流を求めている

が、 $r \leq 10r_{\rm S}$ の内側では、質量噴出率 $M_{\rm out}$ は無視できるぐらい小さい値となっている。

次に本研究で得られた円盤の物理量 (21 式-25 式) をスリム円盤と比較する。スリム円盤の赤道面での解 析解は Watarai (2006) で与えられている。各物理量 $\rho, T_{gas}, \dots, v_{\phi}$ のブラックホール質量 M_{BH} と質量降 着率 \dot{M}_{BH} 依存性は、スリム円盤モデルと、超臨界降 着流でよく一致していた。また、半径 r 依存性もほと んどの物理量で一致しているが、ガス密度 ρ とガス 速度 v_r の r 依存性だけ大きく異なることがわかった。 具体的にスリム円盤モデルでは $\rho \propto r^{-1.5}, v_r \propto r^{-0.5}$ である。これは、数値計算によってもとまった定常流 の映像を見ても分かる通り、円盤内での対流効果によ るものだと考えられる (e.g. Convection-Dominated Accretion Flows)。もちろん、スリム円盤では対流と いう多次元効果は考慮されていない。

Acknowledgement

本研究は国立天文台のスーパーコンピューター XC30 によって実施された。また、本研究は PASJ 誌に論文投稿済みである。研究の詳細は Kitaki et al. (2018) に記載されている。

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
- Kitaki T., Mineshige S., Ohsuga K., Kawashima T., 2017, PASJ, 69, 92
- Kitaki T., Mineshige S., Ohsuga K., Kawashima T., 2018, PASJ, submitted
- Makishima, K., Kubota, A., Mizuno, T., et al. 2000, ApJ, 535, 632
- Ohsuga, K., Mori, M., Nakamoto, T., & Mineshige, S. 2005, ApJ, 628, 368
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337
- Sądowski, A, Narayan, R., Tchekhovskoy, A., Abarca, D., Zhu, Y., & McKinney, J. C. 2015, MNRAS, 447, 49
- Watarai, K. 2006, ApJ, 648, 523

—index

c2

位置天文学的重力マイクロレンズ現象を用いた、BHの質量決定

片岡 叡(東京大学大学院 理学系研究科 国立天文台)

Abstract

ブラックホール (BH) や中性子星 (NS) の質量や存在量を決定することは、恒星や銀河系の形成や進化の過程 を知る上で重要である。本講演では重力マイクロレンズ現象の OGLE による地上観測と、Gaia 衛星による 位置天文学的観測を組み合わせた BH の質量決定について紹介する。Rybicki et al. (2018) により、OGLE によって観測された重力マイクロレンズイベントである BH candidate、OGLE3-ULENS-PAR-02 に対し て、5 年間にわたる Gaia の観測を同時に行ったとするシミュレーションによる疑似データを組み合わせるこ とで、どれだけの精度で BH の質量が求められるかが検討された。さらに、OGLE と Gaia を組み合わせた 観測によって BH の質量を一意に決定するための条件が見積もられた。

1 Introduction

BHやNSの質量や存在量を決定することは、恒星 や銀河系の形成や進化の過程を知る上で重要である。 BHやNSのうち降着円盤を持つものや連星系を成 しているものについては、X線やγ線などによる電 磁波観測や重力波による観測が進められている。し かし、単独で存在するBHを観測して質量を決定す ることは難しく、重力マイクロレンズ現象を用いる ことが現在唯一の方法である。重力マイクロレンズ 現象とは、光源となる天体 (ソース天体) からの光が それよりも手前を横切る天体 (レンズ天体)の重力に よって曲げられることで、一時的にソース天体が増 光して見える現象である。また、重力マイクロレン ズ現象による変化は増光だけでなく、見かけのソー ス天体の位置のずれとしても現れる。これらを観測 することで、レンズ天体の物理量が得られる。

現在まで、重力マイクロレンズ現象による光度変 化の観測は盛んに行われているが、レンズ天体が単 独の場合、光度変化のみからレンズ天体の質量を求 めることは困難である。しかし、ソース天体の位置 のずれを観測することで、光度変化の観測からはわ からなかったアインシュタイン角半径を求めること ができるため、レンズ天体の物理量に新たな制限が つけられる。これに加えて、年周視差の効果が現れ ていれば、位置天文学的な観測と合わせることでレ ンズ天体の質量を一意に決定することができる。こ れは、自ら光を発さないような単独で存在する BH や NS の質量を決定することができる唯一の方法で ある。

レンズ天体である BH の質量 M_L は以下のように 表される。

$$M_L = \frac{\theta_E}{\kappa \pi_E} = \frac{t_E \mu_{\rm rel}}{\kappa \pi_E} , \ \pi_E = \frac{\pi_{\rm rel}}{\theta_E} , \ \pi_{\rm rel} = \frac{1}{D_L} - \frac{1}{D_S}$$
(1)

ここで、 D_L および D_S はそれぞれ観測者からレン ズ天体、ソース天体までの距離で、 t_E はイベントの タイムスケール、 μ_{rel} はレンズ天体とソース天体と の相対固有速度、 $\kappa \simeq 8.14 [mas/M_{\odot}]$ は定数である。 また、 θ_E はアインシュタイン角半径で、 π_E はマイ クロレンズパララックス (以下、パララックス)であ る。BH の質量を求める為には θ_E または μ_{rel} と π_E の二つが必要であることがわかる。このうち π_E に ついては、BH をレンズ天体とするようなタイムス ケールが長いイベントの光度変化に現れやすく、多 くの場合地上観測から求めることができる。しかし、 θ_E は、特殊な場合にしか光度変化に現れないため、 一般に地上観測のみでは BH の質量を求めることは 難しい。

そこで、 θ_E を観測する方法として、重力マイクロ レンズによるソース天体の光重心のずれ (shift)を観 測することを考える。shift の大きさは θ_E の大きさ に比例するので、shift が観測できれば θ_E を直接求 めることができる。ただし、shift の離角はマイクロ 秒角、大きくても数ミリ秒角のため、地上望遠鏡か らこれを観測することは困難である。そこで、位置 天文衛星 Gaia により shift を観測することを考える。 本講演では、地上望遠鏡 OGLE による光度変化の観 測と、Gaia 衛星による shift の観測を組み合わせる ことでレンズ天体である BH の質量決定における精 度を見積もった研究に関する詳細を紹介する。

2 Methods

2.1 マイクロレンズによる光度変化

重力マイクロレンズによる増光率は、

$$A(t) = \frac{u^2(t) + 2}{u(t)\sqrt{u^2(t) + 4}}$$
(2)

と表される。ただしu(t)はソース天体とレンズ天体の $(\theta_E$ で規格化した)離角であり、その最小値 u_0 およびその時の時刻 t_0 、イベントタイムスケール t_E を用いると、

$$u(t) = \sqrt{u_0^2 + \tau_E^2(t)}, \quad \tau_E(t) = \frac{t - t_0}{t_E} \qquad (3)$$

である。パララックス効果を考慮すると、パララック スを表す量 $\delta\tau$ 、 $\delta\beta$ によって $\tau_E(t)$ が $\tau_E(t) + \delta\tau$ に、 u_0 が $u_0 + \delta\beta$ に置き換わる。光度変化の観測によって 得られるパラメーターは、 t_E 、 u_0 、 t_0 、ブレンディン グパラメーター f_s 、ベースライン等級 I_0 、パララッ クスの南北成分と東西成分 π_{EN} 、 π_{EE} の合計 7 つで ある。

2.2 マイクロレンズによる光重心移動

重力マイクロレンズ現象による、ソース天体の見 かけの位置のずれ (shift) の離角は

$$\delta(t) = \frac{\sqrt{u_0^2 + \tau_E^2(t)}}{u_0^2 + \tau_E^2(t) + 2} \tag{4}$$

であり、実際のソース天体の位置から見た光重心は、 θ_E に比例する軌道半径をもつ楕円となる。また、その楕円の向きからソース天体とレンズ天体の相対固 有速度ベクトル μ_{rel} がわかる。これは光度変化の観 測のみではわからなかった物理量である。



図 1: OGLE3-ULENS-PAR-02 の光度曲線 (Rybicki et al. 2018)。黒が OGLE によるデータ点で、赤がパ ララックス有り、青が無しのフィッティング結果。下 のグラフは青との残差である。パララックス効果が よく表れていることがわかる。



図 2: PAR-02 で観測されるであろう sentroid shift(Rybicki et al. 2018)。原点は実際のソース天体の位置である。色の違いが時間経過を表している。

2.3 イベントのフィッティング

 OGLE3-ULENS-PAR-02 は、レンズ天体の質量が
 8.6M_☉、ソース天体の等級 *I* ~ 15.5mag の BH 候補 イベントである。このイベントについて光度変化の
 観測のみでパラメーターのフィッティングを行ったと
 ころ、表1のように二つの縮退した解が見つかった。
 そこで、これに Gaia の観測を同時に行えたとするシ
 ミュレーションによるフィッティングを組み合わせ、 それぞれの解についてフィッティングを行うことで縮 退が解けるのかどうかを検証し、求められる質量の

	(1) 加及文化の凱恩ののによる、二〇の相図のに所						
no.	t_0 [days]	$t_E[\text{days}]$	$u_0[heta_E]$	π_{EN}	π_{EE}	f_s	$I_0[mag]$
1	$4091.98^{+0.32}_{-0.30}$	$254.50^{+10.80}_{-7.86}$	$-0.870^{+0.055}_{-0.044}$	$0.0322^{+0.0012}_{-0.0041}$	$-0.0742^{+0.0049}_{-0.0041}$	$1.023^{+0.102}_{-0.117}$	$15.4522_{-0.0006}^{+0.0006}$
2	$4090.72_{-0.28}^{+0.26}$	$296.52_{-7.42}^{+8.22}$	$0.664^{+0.027}_{-0.027}$	$0.0293\substack{+0.0011\\-0.0010}$	$-0.0529^{+0.0026}_{-0.0025}$	$0.635_{-0.042}^{+0.042}$	$15.4529_{-0.0006}^{+0.0006}$

表 1: 光度変化の観測のみによる、二つの縮退した解

誤差を見積もった。さらに、レンズ天体の質量およ びソース天体の明るさを変えながら同様のフィッティ ングを行い、縮退が解ける条件および質量とその誤 差の関係を見積もった。なお、縮退が解ける基準と なる有意水準は 0.3% とした。

3 Results



図 3: OGLE と Gaia を組み合わせた観測によって得 られる、レンズ天体の質量とその相対誤差の関係を 様々なソース天体の等級についてプロットしたもの (Rybicki et al. 2018)。赤印は縮退の有無の境界で、 これより右側の部分において縮退が解けることを意 味する。

図3に結果を示す。今回のBH 候補イベント PAR-02(質量 8.6M_☉、等級 $I \simeq 15.5$ mag)の場合、OGLE と Gaia を組み合わせたとしても OGLE 単体の場合 に生じる縮退を解くことはできないことがわかる。し かし、レンズ天体の質量が大きくなれば shift がより 大きくなるので Gaia の誤差が相対的に小さくなり、 さらにソース天体が明るければ測光精度が向上する ため誤差はさらに小さくなる。これにより同じ等級 でも BH の質量が 20M_☉ 以上あるか、同じ質量でも

I 等級が 14mag 以上あれば縮退を解くことができる。

4 Discussion

今回仮定している Gaia の 5 年間の観測の範囲内 にイベントが受かる必要があるが、 t_E が長すぎると shift を観測期間内でカバーし切れないため、得られ る結果の誤差が大きくなる。しかし、逆に t_E が短す ぎるとパララックスが受かりづらくなるため、レン ズ質量が求められない。一方、典型的な BH の固有 運動速度は距離 1kpc で 20 ~ 40mas yr⁻¹ 程度であ り、質量 10M_☉ とすると t_E ~ 100days 程度となる。 これはパララックス効果を検出するのに十分なタイ ムスケールであり、かつ 5 年間の観測で shift を十分 カバーできる。

本論文では 1mas 以上の離角を持つイベントの発 生確率はソース天体一つあたり4×10⁻⁷vr⁻¹と見積 もられた。観測天体は一年間で5×10⁶ 個であり、こ れを5年間行うから、見積もりが妥当ならば Gaia で 検出されるイベント数は多くて数個であり、BHの検 出数を向上させるためにより暗い天体も観測する必 要がある。しかし、重力マイクロレンズによる増光 率はソースとレンズの離角 u が大きくなると急激に 小さくなる ($\propto u^{-4}$)が、shift はそれほど急激には小 さくならない ($\propto u^{-1}$)ので、ソースとレンズがある 程度離れていても検出でき、イベントレートはさら に大きくなる可能性がある。実際に、一つの白色矮 星が 2014 年から 2026 年の間に 9 回もの検出可能な マイクロレンズイベントを起こすと試算するものも ある (Bramich 2018)。よって、今後イベントレート の再考をしていく必要があると考えられる。

Reference

Bramich.D.M.,2018,arXiv,1805.10630

2018 年度 第 48 回 天文・天体物理若手夏の学校

 $\label{eq:result} Rybicki.K.A., Wyrzykowski.L., Klencki.J., Bruijne.J., Belczynski.K., \& Chruslinska.M., 2018, MNRAS, 476, 2013$

Wyrzykowski.L.,Kostrzewa-R.z.,Skowron.J.et al.,2016,MNRAS,458,3012

—index

c3

高精度磁気流体コード CANS+を用いた降着円盤のシミュレーション

富吉 拓馬 (千葉大学大学院 宇宙物理学研究室)

Abstract

一般に弱い磁場を持った差動回転する円盤では磁気回転不安定性(MRI)が成長し、これが降着円盤の角運 動量輸送を支配していると考えられている(Balbus & Hawley, 1991)。磁気流体(MHD)コードを用いた降 着円盤における MRI の数値計算は数多く行われているが、円盤全体にわたって計算する方法と、一部分に ついて計算する方法の大きく2つに分かれている。今回は降着円盤内で成長する磁気乱流をより高い解像度 で計算することができる後者の方法を採用し、先行研究より解像度の高い空間5次精度での計算を行った。 本発表では3次元 MHD 計算コード CANS+ にシアリングボックス近似を実装した結果を先行研究と比較 してその妥当性を示し、この手法が今後の展望について述べる。

1 Introduction

ブラックホールなどの天体にその周辺の物質が重 力によって引き寄せられると天体の周りを回転しな がら落下していき、降着円盤が形成される。降着円 盤はケプラー回転するため角速度は中心に向かうほ ど大きくなっている。したがって円盤内で速度差が 生まれ分子粘性によって角運動量が失われるが、こ れは降着円盤の高い降着率を説明するには小さすぎ るのでなんらかの乱流によって角運動量の輸送が起 こると考えられていた。

Balbus & Hawley 1991 によって MRI が降着円盤 内に乱流を作ることが指摘され、これが乱流の原因 と考えられるようになった。今回は空間 5 次精度の MHD 計算が可能なコード CANS+にシアリングボッ クス近似を実装して、先行研究と比較した。

2 Methods

次のようなコリオリカと中心天体の重力を含めた 理想 MHD 方程式を計算コード CANS+を用いて数 値計算した。

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

$$\rho(\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + \boldsymbol{v} \cdot \nabla \boldsymbol{v}) = -\nabla(P + \frac{\boldsymbol{B}^2}{8\pi}) + \frac{(\boldsymbol{B} \cdot \nabla)\boldsymbol{B}}{4\pi} \quad (2)$$
$$-2\rho\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{v} + 3\rho\boldsymbol{\Omega}^2\boldsymbol{x}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) \tag{3}$$

Ωは計算領域の中心におけるケプラー回転の角速度、 その他の記号は通常用いられる物理量を表す。簡単 のため円盤に垂直な方向の重力は無視している。図 1のように座標をとった。エネルギー方程式と状態方 程式は

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho \boldsymbol{v}^2}{2} + \rho \boldsymbol{e} + \frac{\boldsymbol{B}^2}{8\pi} \right) \\ + \nabla \cdot \left[\left(\frac{\rho \boldsymbol{v}^2}{2} + \rho \boldsymbol{e} + \boldsymbol{P} + \frac{\boldsymbol{B}^2}{4\pi} \right) \boldsymbol{v} - \frac{\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{B}}{4\pi} \boldsymbol{B} \right] \quad (4) \\ = 3\rho \boldsymbol{\Omega}^2 x \boldsymbol{v}_x$$

$$P = (\gamma - 1)\rho e \tag{5}$$

と書ける。



図 1: 座標は動径方向を *x*, 回転の進行方向を *y*, **Ω**の 方向を *z* とした

境界条件は *y* 方向が周期境界、*z* 方向は流出境界、 *x* 方向はシアリングボックス境界を適用した。シア リングボックス境界は降着円盤の局所計算でよく用 いられる方法で、周期境界条件は物理量をそのまま 反対側にコピーするのに対してこの方法は差動回転 でずれた分を補正してコピーしている(図2)。この とき、5点を用いたラグランジュ補間を採用すること で計算全体の空間5次精度を保証している。しかし 不連続な値をラグランジュ補間すると振動が生じて 正確な補間ができないので MP5法で修正した。



図 2: 灰色のグリッドに入れる値は隣の計算領域がず れていることを考慮し、この図では白と黒の 2 箇所 のグリッドの値から補間して代入している。今回の 計算では 5 箇所用いて補間した。(Gressel & Ziegler 2007)

先行研究と比較するため、Stone & Gardiner 2010 にならってパラメータを設定した計算を2つ行った。 まず、シアリングボックス近似を CANS+に正しく 実装できたかチェックするために楕円運動を計算し た。*x-y* の 2 次元で計算し、初期条件として一様な 密度 $\rho_0 = 1$ 、音速 $C_{s0} = 10^{-3}$ 、角速度 $\Omega_0 = 10^{-3}$ 、 速度 $v = (0.1C_{s0}, -3/2\Omega_0 x, 0)$ を与えた。グリッド 数は 64^2 で固定して計算領域の大きさを変えること で 3 種類の解像度の計算を比較した。

次に MRI を起こすために初期条件として z 方向に のみ $\beta = 4000$ となるような磁場を以下のように加 えた。

$$B_z = \sqrt{\frac{2p_0}{\beta}} \sin(\frac{2\pi x}{L_x}) \tag{6}$$

 L_x は計算領域のx方向の長さ。グリッド数は 64^2 のx-z2次元で、 $L_x = L_z = 1$ とした。

3 Results

楕円運動の計算結果を図 4, 図 3 に示した。先行研 究と今回の結果が一致したのでシアリングボックス 境界の実装はうまくいったと考えられる。解像度が 最も低い場合 ($L_x = L_y = 50$)のときは、先行研究 の方では誤差が出ているのに対し今回の計算では誤 差が抑えられているが、これはより高次精度なコー ドを使ったことによるものである。



図 3: 青、緑、赤線がそれぞれ $L_x = L_y = 1, 10, 50$ の場合に対応しているが、ほとんど重なっている。



図 4: 初期速度で規格化した動径速度。実線、破線、 点線はそれぞれ $L_x = L_y = 1, 10, 50$ の場合を示して いる。(Stone & Gardiner 2010)

次に磁場の動径方向成分の磁気エネルギーを図 6 に示す。t = 4orbit ぐらいまで MRI によって磁場が 成長し、そのあと飽和しているのが先行研究と今回 の研究の両方で見られる。飽和している領域に注目 すると、空間5次精度で64²の解像度で得られた結 果は3次精度の128²と同程度磁場を維持できている ように見える。



図 5: 高精度 MHD 計算コード CANS+を用いた今回 の計算による磁場の動径方向の成分のエネルギー



図 6: 計算コード Athena を用いた結果。点線は2次精 度、実線は3次精度の計算による (Stone & Gardiner 2010)

4 Discussion

一般に n 次精度の計算においては誤差は解像度の n 乗に比例して小さくなるので、例えば 3 次精度の計 算で誤差を 1/10 倍にするためには $(10)^{1/3} \sim 2.15$ 倍 の解像度が必要なのに対し、5 次精度では $(10)^{1/5} \sim$ 1.58 倍で済む。したがって、解像度の高い計算をす るとき、計算コードの高次精度化をしておくと計算 資源の節約になる。特に 3 次元で計算するときは効 果が大きく、グリッドを大きく取ることでクーラン 条件から決まる時間ステップを長く取ることができ ることも考えると、全体の計算量はグリッド数の 4 乗に比例する。上の例であれば $1.58^4/2.15^4 \sim 0.3$ 倍 の計算量で同等の誤差で計算できることになる。

5 Conclusion

空間 5 次精度の MHD 計算コード CANS+にシア リングボックス近似を用いた降着円盤の局所シミュー レーションを実装した。高精度なコードで解くこと で、計算コストを抑えつつより高解像度な計算をす ることができるようになると期待される。

Reference

Balbus, S. A., & Hawley, J. F., 1991, ApJ, 376, 214

Gressel, O., & Ziegler, U., 2007, CoPhC, 176, 652

Hawley, J. F., Gammie, C. F., & Balbus, S. A., 1995, Apj, 440, 742

Stone, J. M., & Gardiner, T. A., 2010, ApJS, 189, 142

——index

c4

ブラックホールの超臨界成長・円盤スペクトルの効果

竹尾 英俊 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

宇宙初期 (赤方偏移 z ~ 7) における超巨大ブラックホール (> 10⁹ M_☉) の存在は、ブラックホールの急成長 を示唆するが、その具体的な成長過程は不明である。こうした急成長には、超臨界降着 (Eddington 限界を 上回る降着) が不可欠とされる一方、ガス降着に伴う輻射電離加熱により超臨界降着は困難とされてきた。 これまで我々は、多次元効果がブラックホール降着成長に与える影響を研究してきた。そして、非等方輻射 (降着 円盤の回転軸方向に強く、赤道面方向には弱い) 中では、超臨界成長が可能であること、また、 $M_{\rm BH} \gtrsim 5 \times 10^5 {\rm M}_{\odot}$ の大質量ブラックホールについて、電離領域が消滅すること (全系の中性化) を明らかにしてきた (e.g., Takeo *et al.* 2018, Sugimura *et al.* 2017)。

従来の研究では簡単のため、 $\propto \nu^{-1.5}$ という 13.6eV の電離光子を最も多く放出する、ソフトな輻射スペクト ルが仮定されてきた。しかし、輻射源とされる降着円盤の温度は ~ 10⁷ K 程度に達し、keV 領域にピークを もつハードな輻射を放出することが知られている。一方で、ハードな光子は電離吸収に対して光学的に薄く、 輻射フィードバックへの寄与は減ずると期待される。こうした効果による、超臨界降着条件への影響は明ら かにされていない。我々は、これまでの 2 次元輻射流体シミュレーションに、超臨界降着円盤モデル (スリ ム円盤, e.g. Watarai 2006) に基づくスペクトルを加味し、新しい超臨界条件を導出した。本講演では、上 記計算結果に基づき、円盤スペクトルの超臨界降着への影響について紹介する。

1 Introduction

超巨大ブラックホールは、銀河との共進化に見られるように、宇宙進化に多大な影響を与えたとされるが、その進化の過程は、未だ謎に包まれている。一方、観測によれば、宇宙初期 (赤方偏移 $z \sim 6-7$ 、宇宙年齢 $\sim 0.8-1.0$ Gyr) に質量が $> 10^9$ M_☉ 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(e.g., Moltlock et al. 2011)。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 (~ $10^{1-3}M_{\odot}$)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、Eddington 限界 ($\dot{M}_{Edd} \equiv L_{Edd}/c^2$ 、 L_{Edd} は Eddington 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、Eddington 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) に間に合わないためだ。このほかにも、超巨大星の direct collapse や、星団の runaway collision により、 > 10³ – 10⁵M_☉ もの大きな種を作り、成長時間のリ ミットを緩和しようとするシナリオも提唱されてい るが、この場合でも、Eddington 限界に近い降着率 が安定に継続する必要がある。

ブラックホールへの超臨界降着は可能であろうか。 少なくとも、ブラックホール近傍 (~ $10^{2-3}r_{\rm S}$ 、 $r_{\rm S}$ は Schwarzschild 半径) まで、十分な量のガスが供給さ れれば超臨界降着が実現する (Ohsuga et al. 2005)。

では、ブラックホール近傍へのガス供給は可能な のか? まず、ガス供給率は、Bondi 半径 ($R_{\rm B} \equiv GM_{\rm BH}/c_{\rm s}^2$ 、 $c_{\rm s}$ 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。 $M_{\rm BH}$ は ブラックホール質量)の大きさと、その場所の密度 によって決まる ($\dot{M} \propto R_{\rm B}^2 \rho_{\infty} \propto T^{-3/2} \rho_{\infty}$)。ブラッ クホールへのガス供給率を見積もるには、Bondi 半 径 (~ 10⁹ $r_{\rm S}$)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おり、中心付近で降 着円盤が形成される。粘性加熱を通した重力エネル ギーの解放により、円盤は発熱し、輻射を放出する。 この時、Bondi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ためである (e.g., Milosavljevic et al. 2009a, b, Park & Ricotti 2011, 2012)。

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、 $R_{\rm HII}/R_{\rm B} \lesssim 1$ ($R_{\rm HII}$ は電離 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。また、 $R_{\rm HII}/R_{\rm B} \propto (M_{\rm BH} \times n_{\infty})^{-2/3}$ であることから、超臨界降着条件を特徴付ける量と して、 $M_{\rm BH} \times n_{\infty}$ の値が重要であるとされてきた。

しかし、これらの従来研究では、輻射スペクトルが *ν*^{−1.5} に比例し、中性水素の電離に効く 13.6eV のソ フトな光子が最も多く放出される、という理想化が行 われていた。翻って、降着円盤のスペクトルは keV 領 域にピークを持ちうる (円盤の表面温度が~10⁸ K に 達するため) ハードなものである。これに加え、スペ クトルのベキも $\nu^{1/3}$ (標準円盤, Shakura & Sunyaev 1973), ν^{-1} (スリム円盤, Abramowicz et al. 1988) など、先行研究で仮定されたものとは大きく異なる。 ソフトな電離光子数が少なくなれば、輻射電離による 加熱も効きにくくなることが予想される(中性水素の bound-free cross section は $\sigma_{\rm bf} \propto \nu^{-3}$ であり、ハー ドな光子は電離の吸収係数が小さい)。その反面、遠 方領域での電離加熱が上昇する可能性も考えられる。 こうした効果による、超臨界条件への影響は全く調 べられていない。本研究は、種ブラックホールが、一 様なガス雲に埋もれている系を想定し、円盤スペク トルを考慮しつつ、ブラックホール質量とガス密度 をパラメータとしたサーベイを行うことで、超臨界 降着条件を導出することを目的とする。

2 Methods

我々は、円盤スペクトルの効果を知るため、2次元 輻射流体計算 (HLL法) を実行した。また、始原ガス (H,H⁺,He,He⁺,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、H,He,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 $T_{\infty} = 10^4$ K·密度 n_{∞} のガスが静止し た中にブラックホールが埋もれている場合を考える。 超臨界条件を調べるため、 $10^4 \le n_{\infty} \le 3 \times 10^9$ cm⁻³, $1 \le M_{\rm BH}/M_{\odot} \le 10^5$ の範囲で、密度・ブラックホー ル質量をパラメータとしたサーベイを行なった。た だし、降着の間、ブラックホール質量は時間変化し ないものとした。外部境界では、密度は初期値のま ま一定であるとした。

計算領域は、先述通り、Bondi 半径を含むように とった (6×10⁻³ $R_{\rm B} \leq r \leq 6R_{\rm B}$)。輻射源である降 着円盤は、Bondi 半径と比較して、スケールが極め て小さく ($r_{\rm S}/R_{\rm B} \sim 10^{-9}$)、分解できないため、円盤 からの輻射は以下のようにモデル化した。円盤スペ クトルは、Watarai (2006) の円盤解を用いて、

$$L_{\nu} = 2 \int_{R_{\rm in}}^{R_{\rm out}} {\rm d}r \ 2\pi r B_{\nu}(T_{\rm eff}(r)), \qquad (1)$$

とした (円盤の全光度 L_{tot} に対し、 $L_{tot} = \int d\nu L_{\nu}$ である)。ここで、 $R_{in, out}$ は降着円盤の内縁・外縁を表し、本研究では $R_{out} = 10^4 r_S$ である。また、 $B_{\nu}(T)$ は温度 Tの関数としてのプランク関数、 $T_{eff}(r)$ は降着円盤の有効温度分布であり、

$$T_{\rm eff}(r) = 2.52 \times 10^7 f^{1/8} \left(\frac{M_{\rm BH}}{10 \,\,{\rm M}_\odot}\right)^{-1/4} \left(\frac{r}{r_{\rm S}}\right)^{-1/2} {\rm K}$$
(2)

である。ここで、 $f \mathrel{\ensuremath{ tr/r_{\rm S} } } & \dot{m} \equiv \dot{M}/\dot{M}_{\rm Edd} }$ の関数であり、スリム円盤と標準円盤とを滑らかにつな ぐためのものである。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。簡単の ため、本研究では等方輻射場を仮定した。



図 1: 降着率の時間進化 $(M_{\rm BH} = 10^5 \, {\rm M}_{\odot})$ 。緑線は $n_{\infty} = 3 \times 10^3 \, {\rm cm}^{-3}$ 、青線は $1 \times 10^4 \, {\rm cm}^{-3}$ 、赤線は $3 \times 10^4 \, {\rm cm}^{-3}$ であり、紫色の丸は電離領域が消滅した時刻を表す。

3 Results

図1は、 $M_{\rm BH} = 10^5 \, \rm M_{\odot}$ の時の降着率の時間進化 を表している。ガス密度が小さい場合は、降着率は振 動するだけであり、超臨界 ($\dot{M}/\dot{M}_{\rm Edd} > 10$)には達 しない。一方、ガス密度が大きい場合 ($3 \times 10^4 \, {\rm cm}^{-3}$) は、降着解はあまり振動せず、電離領域が崩壊し、全 系が中性化した時点 (図1の丸)で、降着率が跳ね上 がる。降着率は最終的に ~ $10^4 \, \dot{M}_{\rm Edd}$ に達し、超臨 界降着が実現した。

図2は、パラメータサーベイの結果をまとめた図で ある。青い円が電離領域が消滅したモデル、オレンジ の円が、計算時間以内に電離領域が消滅しなかったモ デルを表す。計算時間はBondi 半径からの dynamical time $t_{dyn} \equiv \pi \sqrt{R_B^3/(8GM_{BH})}$ の45倍程度である。 赤い線は、本研究で導かれた超臨界条件を表し (導出 は後述)、茶色線は、従来研究で導かれた超臨界の境 界である。円盤スペクトルを用いることで、小質量 ブラックホール (1 – 10 M_☉)では一桁ほど超臨界の 発生する critical density が小さくなったことが読み 取れる。

新しい超臨界降着条件は、電離半径とBondi 半径の 大きさを比較することで説明できる。図3は、 $M_{\rm BH} = 10^5 \, {\rm M}_\odot, \, 3 \times 10^4 \, {\rm cm}^{-3}$ の場合の、各半径における 輻射スペクトルを図示したものである。電離領域内 では、 $\nu \lesssim 10^{17} \, {\rm Hz}$ の光子が吸収されることが読み



図 2: 本研究におけるパラメータサーベイ ($M_{\rm BH}, n_{\infty}$ がパラメータ)の結果。青い円が電離領域が消滅した モデル、オレンジの円が電離領域が消滅しなかった モデルを表す。赤い線は、本研究で導かれた超臨界 条件、茶色線は、従来研究で超臨界の境界とされて いた線である。



図 3: 輻射スペクトル分布。黒線は計算ボックスの内 部境界におけるスペクトルであり、赤線は電離領域 のすぐ外におけるものである。

取れる。これは、ちょうどこの振動数で、中性水素 の電離吸収の光学的厚みが1程度になるためである。 超臨界の境界線付近においては、いずれのブラック ホール質量の場合も、 $\nu \leq 10^{17}$ Hz の光子が吸収さ れる。この振動数の範囲では、輻射スペクトルは、 $L_{\nu} \propto \nu^{1/3} M_{\rm BH}^{4/3} \dot{m}^{2/3}$ の形に書かれる。超臨界降着 が起きる前の段階では、 $\dot{m} \sim 1$ であるため、標準 円盤のスペクトルを用いて良い。電離領域で単位時 間に吸収される光子数は、 $\dot{N}_{abs} \equiv \int_{\nu_{min}}^{\nu_c} d\nu L_{\nu}/h\nu \propto$ $M_{BH}^{4/3} \dot{m}^{2/3}$ である ($\nu_c = 10^{17}$ Hz)。すると、電離半径 と Bondi 半径の比は、 $R_{HII}/R_B \propto (M_{BH} \times n_{\infty}^{6/5})^{-5/9}$ と書かれる。したがって、超臨界条件は $M_{BH} \times n_{\infty}^{6/5}$ という量によって決定されることがわかる。実際、 $M_{BH} \times n_{\infty}^{6/5} = \text{const.}$ 線を図2に plot すると (赤線)、 サーベイの結果をよく説明していることがわかる。

4 Summary

本研究では、円盤スペクトルが超臨界降着の発生 条件に与える影響を調べるために、2次元輻射流体計 算を行った。円盤モデルとして、Wataria (2006)の 標準/スリム円盤解を用い、種ブラックホールの質量 と、周囲のガスの数密度とをパラメータとしたサー ベイを行うことで、新しい超臨界条件を導出した。結 果、1-10 M_☉の小質量ブラックホールの場合、超臨 界条件が緩和されることが判明した (critical density が1桁ほど下がった)。また我々は、新しい超臨界条 件を、電離領域内で吸収される光子数から決まる電 離半径と、Bondi 半径の大きさとの比較によって説 明できることを明らかにした。そして、超臨界条件 は $M_{\rm BH} \times n_{\infty}^{6/5}$ という量によって決定されることが 明らかになった。

Acknowledgement

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

Reference

Mortlock et al. 2011, Nature, 474, 616

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

- Park, K. & Ricotti, M. 2011, ApJ, 739, 2
- Inayoshi, K., Haiman, Z. & Ostriker, J., P. 2016, MN-RAS, 459, 3738
- Takeo, E., Inayoshi, K., Ohsuga, K., Takahashi, R. H., & Mineshige, S. 2018, MNRAS, 476, 673
- Sugimura K., Hosokawa T., Yajima H., & Omukai K. 2017, MNRAS, 469, 62
- Watarai K.-y., 2006, ApJ, 648, 523
- Milosavljević M., Bromm V., Couch S. M., & Oh S. P. 2009, ApJ, 698, 766
- Milosavljević M., Couch S. M., & Bromm V. 2009, ApJ, 696, 146
- Park K., & Ricotti M., 2012, ApJ, 747, 9
- Shakura N. I., & Sunyaev R. A., 1973, A&A, 24, 337
- Abramowicz, M. A., Czerny, B., Lasota, J. P., & Szuszkiewicz, E. 1988, ApJ, 332, 646

—index

c5
——index

ブラックホールの突入による二次元の平行磁場を仮定した分子雲の動的 応答

細谷 亮太朗 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

Abstract

本研究では二次元の磁気流体シミュレーションを用いて、分子雲に突入する (shooting model) ブラックホール 周辺のガスダイナミクスを調べた。そのまま計算すると「Bullet」の空間的な大きさが Bondi-Hoyle-Lyttleton 半径 (BHL 半径) で表され、観測されたものよりはるかに小さい。そこで、雲の中に平行磁場層を仮定する ことで、加速されたガスの領域は、Bondi-Hoyle-Lyttleton 半径よりもはるかに大きくすることに成功した。 そして W44 分子雲の「Bullet」の位相空間にサイズと共に「Y」形状を再現した。この Bullet のサイズは、 IBH の質量にはあまり依存せず、Alfven 速度と経過時間に依存することがわかった。よって $10M_{\odot}$ の BH でも Bullet のサイズは再現できる可能性があり、標準降着円盤と BHL 降着率を考えた時、 $M_{BH} < 100M_{\odot}$ の BH が X 線観測から適していることがわかった。これらの結果から Bullet のサイズは妥当なパラメータ セットを用いて 1 桁以内で再現され IBH が分子雲に突入してコンパクトな広い速度分散を形成する Bullet の shooting model を支持することができた。

1 Introduction

天の川銀河中では、銀河中の恒星質量とメタルの 量からブラックホール (BH) の数は 10⁸ ~ 10⁹ 個ある と見積もられている (Agol & Kamionkowski.2002)。 しかしながら、観測されている BH は 60 個程度で 降着円盤から X 線を放射する連星 BH だけである。 従って連星を形成していない孤立した BH(IBH) の観 測方法を得ることは重要な課題である。超新星残骸 $(SNR)W44 に非常に高速 \Delta V = 100 km/s であり、空$ 間的にコンパクト ~ 0.5×0.8pc なガス領域があるこ とを発見した (Sashida et al. 2013) 図 3 を参照。この 領域は"Bullet"と呼ばれ超新星からのエネルギーで は全く説明できない。そこで、他にエネルギー源とな る天体が観測できていないことから、IBH による駆 動モデルが提唱された (Yamada et al. 2017(Y.17))。 そのモデルの一つが shooting model である。これは 分子雲に突入した IBH によって説明される。このモ デルは"Bullet"の運動エネルギーと広範な速度幅を 再現したが、Bondi-Hoyle-Lyttleton 半径で考えられ る"Bullet"のサイズは $\sim 3 \times 10^{-5}$ pc であり不完全で あった。

この論文では shooting model を採用し、ガス中に

平行磁場を仮定し降着領域の増大を図った。この時、 磁場は部分的に電離したガスにより凍結されており、 磁場の変化は Alfven 速度で伝わっていくとする。



図 1: 観測された Bullet(Y.17)

2 Methods

磁気流体力学シミュレーションで、突入する IBH 周りのガスダイナミクスを計算した。計算を簡単に するために、ガスの塊を直交座標系の中心に固定し た IBH に通過させた。使用した基本的な式を以下に 示す。

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

$$\frac{\partial \rho \boldsymbol{v}}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \boldsymbol{v} \otimes \boldsymbol{v} + p + \frac{B^2}{8\pi} - \frac{\boldsymbol{B} \otimes \boldsymbol{B}}{4\pi} \right) \\ = -\rho \frac{GM_{BH}\boldsymbol{r}}{r^3} \quad (2)$$
$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\boldsymbol{e} + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \nabla \cdot \left[(\boldsymbol{e} + p)\boldsymbol{v} - \frac{(\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) \times \boldsymbol{B}}{4\pi} \right] \\ = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} - \nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) = 0 \tag{4}$$

 ρ, v, p, Br, e はそれぞれガスの質量密度、速度、圧 力、磁場、BHからの距離、エネルギー密度を表す。 エネルギー密度は2原子分子を仮定し $\gamma = 5/3$ で $e = p/(\gamma - 1) + \rho v^2/2$ で導かれる。この時、衝突に よる温度上昇と、冷却時間が同じ時間スケールである と仮定し、等温の状態方程式 $p = \rho c_s^2$ を用いた。(観 測からT = 100Kとし $c_s = 0.91$ km/sを導いた。) 計算領域は1pc×1pcのx-y平面である。我々は BHL 半径が数個のグリッドで表されるようにグリッ ドを用意した。また IBH の質量は $10^3 M_{\odot}$ より大き いものを選択した。なぜなら BHL 半径が計算可能な 大きさにならないからである。

初期条件として $R_{BHL} \leq r$ では $n = n_0, v = (0, v_{y0}, 0), R_{BHL} > r$ では $n = 0.1n_0, v = 0$ と した。また磁場は上流側は高磁場 ($y \leq -0.2pc$) で $B = (B_{x0}, 0, 0),$ 下流側 (y > 0.2pc) で低磁場 $B = (50\mu G, 0, 0)$ を設定する。先程の v_{y0} は高い磁 場層に突入するときに相対速度 (v_in) が 100km/s に なるように決められる。領域の境界上は y = -0.5pcでは $n = n_0, B_x = B_{x0}, v_y = v_{y0}$ と固定し、他の変 数は自由にした。他の境界は自由境界とした。さら に $R_{BHL} > r$ の n, vも固定した。



図 2: 計算領域と初期設定

3 Results

まず始めに $M_{\rm BH} = 10^4 M_{\odot}, v_{y0} = 50 {\rm km/s}, n_0 = 10^3 {\rm cm}^{-3}, B_{x0} = 500 \mu G$ と設定した。その結果を以下に示す。

上の図は $t = 5.38 \times 10^3 yr$ の時の密度分布である。 |x| > 0.36 pc では磁気張力の影響は受けていない。一 方 IBH の近くでは高密度、低速な領域が現れた。ま た、BH と向かい合う側で弧を描くように密度が分 布した。BH の前面ではガスが圧縮され、減速されて いることがわかる。磁場はガスに凍結されているの で BH 前面の磁場は 600 ~ $3000 \mu G$. まで増加する。 この強い磁気張力によってガスは減速され、BH の サイドのガスは曲がった磁気張力によって上流側に 引っ張り上げられる。減速されたガスと流れてくる ガスは衝突し、衝撃を生む。

下の図は位置速度 (x- v_y) 空間であり、速度 v_y に依存した密度分布を y 方向 (-0.25pc~0.25pc) に積分した図である。色はそれぞれの速度の柱密度を表している。100km/s の高密度分布は磁気張力の影響が少ないガスの塊である。 $v_y < 0$ の領域は BH に落ちていくガスである。|x| < 0.36pc に見られる Y 形状は磁気張力の影響により減速された領域のガスである。Y 形状の x 方向の幅を d とし v_y 方向の幅を δv_y とすると、d=0.72pc, $\Delta v_y = 115$ km/s である。

図4は降着領域の時間発展を示したものである。ガ スは BH に衝突後、一定の速度 v_{in} で流れていくと 仮定し、BH を通過したガス層の幅で経過時間を決め



図 3: x-y 平面の密度分布と x-vy 平面の柱密度分布

た。d と Δt の関係を直線近似すると、 $d/pc = 2.05 \times 10^{-4} \Delta t/yr(d = 1.8L)$ となる。これは $R_{\rm BHL}$ 近傍での Alfven 速度で加速領域が膨張していることを示している。

図 5 ではパラメータを変えて計算を再度行った。 5(a) と 5(b) は $M_{\rm BH} = 10^{3.5} M_{\odot}, M_{\rm BH} = 10^{4.5} M_{\odot}$ の結果である。他の変数は変えていない。この結果から $M_{\rm BH}$ は d にさほど影響を与えない。

5(c)は弱い磁場 ($B_{x0} = 158\mu$ G)を設定した結果 である。加速領域は |x| < 0.15pcと小さい。これは 磁場が小さいためにラム圧力によって磁場が折れて しまった結果である。5(d)は 5(c)からガス密度を



図 4: Y 形状の幅の時間発展

 $n_0 = 100 \text{cm}^{-3}$ に減らした。すると、ラム圧力と磁場のバランスが回復し、図 3 と似た位相空間を形成した。



⊠ 5: (a) $M_{\rm BH}$ =10^{3.5} M_{\odot} , (b) $M_{\rm BH}$ =10^{4.5} M_{\odot} , (c) B_{x0} =158 μG , (d) B_{x0} =158 μG , n_0 =100cm⁻³

表 1:	各グラ	フの	d(pc)	と	$\Delta v (km/s)$)

	3	5(a)	5(b)	5(c)	5(d)
d(pc)	0.72	0.70	0.78	0.3	0.72
$\Delta v (\rm km/s)$	115	100	130	120	100

4 Discussion

図 5(c),(d) の結果から $v_A = B_{x0}/\sqrt{4\pi\rho_0}$ と y 形状の空間幅との関係をプロットした。結果は見事に線形関係が現れ、L = 0.2 pc, L = 0.4 pc でそれぞれ $d/\text{pc} = 0.012 v_A/\text{km s}^{-1}, d/\text{pc} = 0.021 v_A/\text{km s}^{-1}$ で表された。図 7 は $1/v_{in}$ と d の関係を示しており、



図 6: Alfven 速度と Bullet の空間幅 d

 v_{in} が遅いほど d は大きくなる。図 8 は BH の質量 と d との関係であるが、BH の質量は Bullet のサイ ズにほとんど影響を与えないことがわかる。 そこで



図 7: 1/v_{in} と Bullet の空間幅 d



図 8: M_{BH} と Bullet の空間幅 d

我々は $d = aLv_{in}/v_a$ と表せることを発見した。ただ し a は不確定な係数である。 $M_{\rm BH} = 10^4 M_{\odot}$ を採用 すると a は 5.1 と表される。しかし、 $R_{\rm BHL}$ 内のダイ ナミクスも考慮することによってこの値は数倍にな る可能性がある。そのため観測とずれが生じる。 また BHL 降着率と標準降着円盤を考えた場合、X 線 観測の結果と照合すると、 $M_{\rm BH} < 100 M_{\odot}$ が望まし いことがわかった。これからは 3 次元における計算 も考慮するとより良い値が導出できるであろう。

5 Conclusion

・磁気流体力学は降着領域を大きくし、Bulletの 形状とサイズを再現することができた。

・BH の質量は影響をほとんど与えず $10M_{\rm BH}$ 程度の 質量でも Bullet のサイズを再現できる可能性がある。 ・Y 形状は $d = 5.1Lv_{in}/v_a$ でおおよそ表せる。 ・X 線観測と降着円盤からの放射の関係から、 $M_{\rm BH} < 100M_{\odot}$ が望ましいことがわかった。

Acknowledgement

指導担当教授の大須賀教授をはじめ、ご指導くだ さった梅村教授、吉川講師、矢島准教授ありがとう ございました。また、先輩方、同期の皆様にも多大 な感謝を申し上げます。

Reference

Nomura et al. 2018

- Yamada et al. 2017, the astrophysical journal letters,834:L3 (6pp),2017 Jan 1
- Sashida et al. 2013, the astrophysical journal letters,774:10 (7pp),2013 Sep 1
- Hoffman et al. 2005, the astrophysical journal letters, 627:803-812, 2005 Jul 10
- Seta et al. 2004, the astrophysical journal letters, 127:1098-1116, 2004 Feb

——index

重力崩壊型超新星爆発からの重力波シグナル

山本 浩之 (福岡大学大学院 理学研究科)

Abstract

重力崩壊型超新星爆発(以下単に超新星と呼ぶ)とは、太陽の約8倍以上の初期質量を持つ恒星が、その進 化の最終段階に迎える大爆発現象である。超新星は一天体現象でありながら、極めて多彩な天体現象の謎を 解き明かす鍵を握っている。例えば、超新星爆発後に残された中性子星・ブラックホールといったコンパクト 天体の形成過程そのものであり、爆発時に合成される元素は銀河の化学的進化・物質循環を担っている。こ のような多面性から、超新星は宇宙・天文分野において最も注目される天体現象の一つである。ところがこ のような重要性にも関わらず、その根本となる爆発の物理的なメカニズムは、60年にわたる研究の歴史を持 ちつつも、未だ完全には理解されていない。超新星の爆発メカニズムを解明する鍵となるのが、ニュートリ ノと重力波である。両者は超新星の外層を通過する際に物質とほとんど相互作用せず観測者に届くので、超 新星の中心の情報を運んでくる。しかし、超新星コアで生成されたニュートリノは、ニュートリノ球付近で はニュートリノ集団相互作用の効果、さらに地球の検出器に到達する前に物質との相互作用を受けニュート リノの型が変化し、超新星中心の情報に加えて副次的な情報が含まれてしまっている。したがって、超新星 の「生の声」を届けるという観点からは透過性のある重力波の方がより直接的な情報を持っている。この信 号を解析することで、超新星中心における物質の状態や運動を知ることが可能となり、爆発メカニズムに迫 ることができると期待されている。現在、世界中に多くのニュートリノ・重力波検出器が存在しており、日 本国内でも Super-Kamiokande や KAGRA が稼働している。今回の夏の学校では、ニュートリノ駆動型超 新星からの重力波の定性的特徴やその放射過程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は宇宙で最も激しい天体現 象の一つであり、中性子星やブラックホールの形成 過程そして元素合成の主要な場所として考えられて いる。超新星爆発はそのような重要性から多くの人々 を魅了しているが、長年の研究を経てもそれがどの ような過程で引き起こされるのかについては未だ完 全には明らかになっていない。その爆発メカニズム を探る手段として、超新星爆発からの重力波がある。 重力波は透過性という性質を持っており、超新星の 外層を通過する際に物質とほとんど相互作用せず観 測者に届くので、超新星の中心の情報を運んでくる。 したがって、より直接的な情報を有している重力波 シグナルを解析することは超新星爆発を紐解く鍵と なる。超新星からの重力波には物質起源の重力波と ニュートリノ起源による重力波の2種類があるが、今 回は物質起源の重力波についてのみ言及しそれがど のような振る舞いをするかについて Murphy J. W. et al. (2009) の数値シミュレーションに基づいて定量的に述べた。

2 Methods

今回レビューした Murphy J. W. et al. (2009)の 数値シミュレーションは空間 2 次元の軸対称を仮定し ており、用いたコードは BETHE-hydro コード、状 態方程式は Shen の状態方程式である。親星モデルと しては 12, 15, 20, 40 太陽質量を選んでいる。

流体の数値計算には流体力学の基礎方程式である 連続の式、オイラーの運動方程式およびエネルギー の式が必要不可欠である。

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho\nabla\cdot\mathbf{v}$$

$$\rho\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\rho\nabla\Phi - \nabla P$$

$$\rho\frac{d\varepsilon}{dt} = -P\nabla\cdot\mathbf{v} + \rho\left(\mathcal{H} - \mathcal{C}\right)$$

ここで ρ は密度、vは流体の速度、 Φ は重力ポテン シャル、Pは等方的な圧力、 ε は単位質量あたりの 内部エネルギーである。 $d/dt = \partial/\partial t + v \cdot \nabla$ はラ グランジュ微分であることに注意する。 \mathcal{H}, C は局所 的なニュートリノ加熱率および冷却率を表している。 本来であれば、ニュートリノ加熱率および冷却率は ニュートリノ輻射輸送を解いた結果得られるもので あるが、ここでは簡単化のために局所的なニュート リノ加熱・冷却の近似式を使用する。

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= 1.544 \times 10^{20} L_{\nu_e} \left(\frac{100 \mathrm{km}}{r}\right)^2 \left(\frac{T_{\nu_e}}{4 \mathrm{Mev}}\right) \times \\ & (Y_\mathrm{n} + Y_\mathrm{p}) \mathrm{e}^{-\tau_{\nu_e}} \left[\frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{g \ s}}\right] \end{aligned}$$

 $\mathcal{C} = 1.399 \times 10^{20} \left(\frac{T}{2 \text{MeV}}\right)^6 (Y_{\text{n}} + Y_{\text{p}}) \text{e}^{-\tau_{\nu_e}} \left[\frac{\text{erg}}{\text{g s}}\right]$

また、今回は空間の軸対称性を考えているので重 力波の成分はプラスモードのみでクロスモードは存 在せず、重力波振幅の式は次式で与えられる。

$$h_+ = \frac{3}{2} \frac{G}{Dc^4} \sin^2 \alpha \frac{d^2}{dt^2} I_{zz}^{TT}$$

 α は z 軸に対しての軌道傾斜角、 I_{zz}^{TT} は換算四重極 モーメント、添字の TT は transverse-traceless (横 波)を意味している。振幅に加えて重力波を特徴付け る量として周波数 f_p があり、ブランド-ヴァイサラ振 動数(浮力によって生じる振動の振動数) N を用い ると

$$f_p = \frac{1}{2\pi}$$

と表すことができ、以上の物理量を調べることで超 新星についての情報を得ることができる。

3 Results

重力波の生成源としてコアバウンス後の即時対流、 原始中性子星(PNS)内の対流およびPNSの振動、 対流/SASI(定在降着衝撃波不安定性)に誘起され た降着物質がPNSの表面を叩いたことによる重力 波があるが、その中でも重力波の大部分を占めるの がPNSへの降着流であることがわかった。その発生 メカニズムは、降着流がPNS近傍を叩き浮力を上向 きに受けて減速した時に重力波が発生するというも のである。このため、重力波の典型的な周波数 f_p は その付近におけるブランド-ヴァイサラ振動数に対応 し、降着流の速度 v_p とは独立である。また、周波数 f_p は親星の質量が大きくニュートリノ光度が小さい ほど大きくなる傾向にあることがわかった(図1)。 一方、重力波振幅 h_+ は f_p, v_p によって決まり(図 2)、その振幅がプラスの時には爆発の形状は z 軸に 沿った方向、マイナスの時にはz 軸と水平な方向に 伸び、ほぼゼロの時には球状に広がることがわかっ た(図3)。



図 1: 重力波周波数 f_p と親星の質量およびニュート リノ光度の関係 (Murphy J. W. et al. 2009, ApJ)



図 2: 重力波振幅 h_+ と降着流の速度 v_p の関係 (Murphy J. W. et al. 2009, ApJ)

2018年度第48回天文・天体物理若手夏の学校



図 3: 爆発の形状を表している。左パネルでは、高エ ントロピー領域が水平面付近に卓越していて oblate な形状をしている。真ん中は prolate、右パネルは spherical な形状である。

(Murphy J. W. et al. 2009, ApJ)

4 Conclusion

超新星爆発を駆動するメカニズムや爆発の非対称 性に関する情報を知るためには実際の観測が重要で あり、観測可能性を明らかにするためにも数値シミュ レーションは必要不可欠である。今後は 3D の超新 星シミュレーションを自ら行なって超新星重力波の 定量的な予測、観測可能性を探っていきたい。

Reference

Murphy J. W. et al. 2009, ApJ, 707, 1173

——index

ガンマ線バーストの逆行衝撃波からの残光放射

(小林 敬史 青山学院大学大学院 基礎科学研究科)

Abstract

今回私はガンマ線バーストの逆行衝撃波の残光放射について研究した。逆行衝撃波は減光時間が短く、観測 が難しかったのだが、近年多波長での即時追観測が可能になったため、逆行衝撃波からの電磁波放射を観測 できるようになった。今回私たちは逆行衝撃波からの放射モデルとして、シンクロトロン放射を仮定し、実 際の観測結果と比べた。エネルギー変換効率に幅を持たせることにより、実際の観測で暗く観測されたガン マ線バーストの逆行衝撃波の残光放射を説明することができた。

1 Introduction

ガンマ線バースト(GRB:Gamma Ray Burst)と は、ビッグバン以降の宇宙で光度が最大の天体現象 でありその生成機構は未だ謎になっている。

GRB にはバリオン同士がぶつかってできる内部衝 撃波と、天体からの相対論的プラズマ流が星間空間 (ISM:Interstellar medium) にぶつかってできる外部 衝撃波という二つの衝撃波があると考えられている。 さらに外部衝撃波は順行衝撃波(FS:Forward Shock) と逆行衝撃波 (RS:Reverse Shock) に分けられる。FS は ISM を伝わる衝撃波であり、RS はジェット内を伝 わる衝撃波である。そのため RS によって起こる放 射は FS のものに比べて、よりガンマ線バーストの 構成物質の情報をはらんでいると考えられる。しか しRSは、観測できる時間がFSに比べて短く観測が 難しいとされていた。だが近年観測技術の向上によ りガンマ線バーストの RS が観測可能になった。こ れにより今天文学の分野ではホットな話題の一つと なっている。 今回私は、ガンマ線バーストの放射機 構として考えられている中の一つであるシンクロト ロン放射について考え、そのスペクトルと時間変動 曲線を理論的に導出し、典型値を入れて、観測と比 較しモデルパラメータに制限を与える。

2 相対論的接続条件

衝撃波とは超音速でぶつかる二流体中を伝播する 不連続面である。GRB は超相対論的突発現象で ISM とぶつかることにより衝撃波を生み粒子が加速され るという衝撃波統計加速のモデルを今回は考えてい るため、衝撃波についての理解が不可欠である。こ こでは相対論的衝撃波の物理量の接続条件を導出す る。その理由は、RS 放射は下流のエネルギーから生 成されることから下流の物理量は知りたい物理量で あるからだ。この導出によって GRB の様々な物理量 が予測できる。

 n_1 、 v_1 、 γ_1 、 W_1 をそれぞれ上流の数密度、流体速度、ローレンツ因子、エンタルピー密度 n_2 、 v_2 、 γ_2 、 W_2 をそれぞれ下流の数密度、流体速度、ローレンツ因子、エンタルピー密度 とする。ただしn、p、 γ 、Wはそれぞれの静止系で観測した量である。衝撃波静止系において

運動量フラックス保存

$$v_1 \gamma_1^2 W_1 = v_2 \gamma_2^2 W_2, \tag{1}$$

エネルギーフラックス保存

$$W_1 \gamma_1^2 v_1^2 + p_1 c^2 = W_2 \gamma_2^2 v_2^2 + p_2 c^2, \qquad (2)$$

数フラックス保存

$$n_1\gamma_1v_1 = n_2\gamma_2v_2, \tag{3}$$

理想気体の状態方程式

$$p = (\widehat{\gamma} - 1)e,\tag{4}$$

がなりたっている。ただし $W = e + p + nm_pc^2$ である。

これをとくことによって RS 上流の物理量で下流の

物理量を表すことできる。 $\beta = \frac{v}{c}$ とする。保存則より

$$\beta_2 = \sqrt{\frac{(p_2 - p_1)(W_1 - p_1 + p_2)}{(W_2 - p_2 - W_1 + p_1)(W_2 - p_2 + p_1)}}, \quad (5)$$

$$\beta_1 = \sqrt{\frac{(p_2 - p_1)(W_2 + p_1 - p_2)}{(W_2 - p_2 - W_1 + p_1)(W_1 - p_1 + p_2)}}, \quad (6)$$

と、解くことができる。これより上流と下流のロー レンツ因子は

$$\gamma_1 = \sqrt{\frac{(W_2 - p_2 - W_1 + p_1)(W_1 - p_1 + p_2)}{W_1(W_2 - 2p_2 - W_1 + 2p_1)}}, \quad (7)$$

$$\gamma_2 = \sqrt{\frac{(W_2 - p_2 - W_1 + p_1)(W_2 - p_2 + p_1)}{W_2(W_2 - 2p_2 - W_1 + 2p_1)}}, \quad (8)$$

とかける。また速度合成則より上流から見た下流の 速度は

$$\beta_{12} = \frac{\beta_2 - \beta_1}{1 - \beta_1 \beta_2},\tag{9}$$

とかけるため、そのローレンツ因子は

$$\gamma_{12} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{12}^2}},\tag{10}$$

より、

$$\gamma_{12} = \gamma_1 \gamma_2 - \sqrt{\gamma_1^2 - 1} \sqrt{\gamma_2^2 - 1},$$
 (1)

とかける。上流が cold の時 $e_1 = p_1 = 0$

$$W_1 = n_1 m_p c^2, \tag{12}$$

$$e_2 = (\gamma_{12} - 1)n_2 m_p c^2, \qquad (13)$$

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\gamma\gamma_{12} + 1}{\widehat{\gamma} - 1},\tag{1}$$

ここで、 $\hat{\gamma} = \frac{4}{3}$ とすると、圧縮比は

$$\frac{n_2}{n_1} = 4\gamma_{12} + 3, \tag{15}$$

とかける。これらが相対論的な衝撃波の下流の流体 量を与える式である。

リバースショックがシェルを突き 抜けた時の下流の物理量の時間 依存性

リバースショックがシェルを突き抜ける前と後で は下流の物理量の時間依存性が変化する。またその 時間依存性はシェルの厚みによっても変化するため、 それぞれの時間依存性を導出した。

⁾ 3.1 Thick Shell Case

リバースショックを通過した後の流体力学変数の
 時間依存性はシェルがフォワードショックから遠すぎず、シェルの中の温度が相対論的温度であるため、ブランドフォードマッキー解にしたがう。

$$\gamma_3 \propto T^{-7/16}, n_3 \propto T^{-13/16}, p_3 \propto T^{-13/12}, N_e = const$$
(16)

3.2 Thin Shell Case

Thin shell の場合には減速し始める半径に到達す 3 前に RS が終わってしまうため、効率よくシェル を減速できない。つまり、shocked shell material の ローレンツ因子は、シェル中を RS が伝わる間はほ ぼ一定である。シェル内には遅いバリオンと早いバ リオンが存在する。そのため、バリオンの速度差に よって、シェルは広がり始める。Thin shell の場合、 RS はシェルを相対論的温度まで加熱することができな い。しかしながら、ローレンツ因子 $\gamma_3 \propto R^{-g}$ で表さ れることとシェルがシェルの共同系で音速 $p_3 \propto n_3^{4/3}$ で断熱膨張することを考えると、cold shocked shell 中の流体力学変数と衝撃波を受けた電子総数の時間 依存性が導出できる。

$$\gamma_3 \propto T^{-2/5}, n_3 \propto T^{-6/7}, p_3 \propto T^{-8/7}, N = const.$$
(17)

4 仮定

内部エネルギーから磁場のエネルギーへのエネル ギー変換効率を ε_B 、内部エネルギーから電子のエネ ルギーへのエネルギー変換効率を ε_e 、GRBの爆発 エネルギーを E、ISMの個数密度を n_1 、またジェッ ト初期のローレンツ因子を η とする。以上のモデル パラメータを使って、ピークフラックスを議論する。 ε_B と ε_e は理論では制限が難しく、観測でしか決め ることができない量である。つまり理論モデルを立 てる段階では不定性の大きな量である。これらを元 に本研究では以下の仮定をし前章で導出した時間依 存性を使いライトカーブを書き、エネルギー変換効 率の制限をする。

- 内部エネルギーから磁場のエネルギーへのエネ ルギー変換効率:
 ε_B < 1
- 内部エネルギーから電子のエネルギーへのエネ 6 ルギー変換効率: $3.1 \times 10^{-4} < \varepsilon_e < 1$ [thick shell] $9.5 \times 10^{-4} < \varepsilon_e < 1$ [thin shell]
- 爆発エネルギー: $E = 10^{52} erg$
- 星間物質の個数密度: n₁ = 1cm⁻³
- ジェット初期ローレンツ因子: η = 300
- 電子のエネルギー分布のべき: p = 2.5
- 観測者までの距離: D = 2.0×10²⁸cm
- ISM、磁場、シェルの密度が一様

5 Results

下図で示す領域でのみ 17 等級よりも暗い明るさが 説明できた。 Thick shell の場合

Thin shell の場合



6 Conclusion

エネルギー変換効率が低ければ低いほど放射が弱 いためいくらでも放射パワーを低くすることは可能 なのだが、この研究で主張したいことは磁場と電子 へのエネルギー変換効率に図のような関係性があり、 不定性が大きかったエネルギー変換効率に理論的に 制限ができたということである。

今回は先ほど置いた仮定の下議論を展開したが、実際にこのようなエネルギー変換効率の値は取りうるのかを調べる必要がある。また磁場を一様としたので非一様な場合だと不安定性などが発生するためこのような結果になるのかを研究する必要がある。

——index

電子イオン2温度磁気流体計算による宇宙ジェット数値実験

大村 匠 (九州大学大学大学院 理学府物理学専攻)

Abstract

電波ジェットは、中心システムの百万倍以上の広範囲のスケールで伝搬する超音速のプラズマ流である。近 年の電波観測によって、そのより詳細な構造が明らかとなってきた。本研究ではジェットが低密度高温であ ることから、電子とイオンの温度の異なる2温度プラズマである可能性に着目し、電子のエネルギー進化を 考慮した磁気流体計算によるジェット伝搬シミュレーションを行った。さらには、得られた物理量をもとに シンクロトロン放射強度を計算し電波マップを作成した。その結果、ジェットのホットスポットで電子温度 はイオン温度に対して1桁低温となること、電波マップはジェット先端の構造に大きく影響を受けることを 明らかとした。

1 Introduction

宇宙ジェットは、中心の重力源から双方向に噴出 する細く絞られたプラズマ流である。ジェットは中 心システムの百万倍以上の広範囲スケールで伝搬し、 中心付近のガスが持つエネルギーや磁場等を遠方ま で伝えるなど周辺環境に大きな影響を及ぼす。また、 ジェットは超音速で伝搬するため、多数の衝撃波を持 つとされている。そのため、衝撃波による高エネル ギー粒子の生成場としての役割も担っている。

Norman et al. (1982) によって初めて流体計算に よる2次元軸対称ジェット伝搬シミュレーションが行 われ、銀河間中のジェットの基本構造とダイナミク スについて研究された。その結果、ジェットはジェッ ト先端と外部ガスの境界に形成するバウショックや ビーム先端に形成するターミナルショック、ビーム内 に形成する内部衝撃波など数多くの衝撃波を持つこ とが明らかにされた。その後、磁気流体 (MHD) シ ミュレーションや特殊相対論、3次元シミュレーショ ンへと拡張が行われ、ジェット伝搬の安定性やその形 状について議論が数多くなされている。また、数値 計算の結果からジェットの表面輝度計算を行い、活動 銀河核やX線連星の電波ジェットとの比較も行われ ている (e.g.,Monceau-Baroux et al 2014)。

ジェットは、中心天体の周りに形成される降着円 盤が重力エネルギーを解放することで生成される。 X線観測からジェット噴出時の降着円盤は、光学 的に薄く幾何学的に厚い移流優勢降着流(ρ_{gas} ~ 10^{-8} g/cc, $T_{gas} \sim 10^{11}$ K) によって説明することが できる。移流優勢降着流では密度が低くかつ、電子 が相対論的温度にまで達するため、電子とイオンの エネルギー緩和のタイムスケールがプラズマ運動の タイムスケールよりも長くなる。また、電子は輻射 によってエネルギーを失う。これらのことから、移 流優勢降着流では電子温度がイオン温度よりもエネ ルギーが低くなる2温度状態となる (Narayan & Yi 1994)。移流優勢降着流から噴出するジェットも同様 に電子温度とイオン温度の異なるプラズマであるこ とが考えられる。

観測量である輻射は、電子が担う。そのため、観測 の可視化には電子のエネルギーが重要である。Takizawa (1999) では電子温度の進化を考慮した銀河衝 突シミュレーションを行い、衝撃波によってイオン が優先的に加熱されることで衝撃波上流では電子と イオンの大きな温度の乖離が生じることがわかった。 また、近年では、電子とイオンのエネルギー時間発 展を取り入れた MHD 計算による降着円盤の磁気流 体シミュレーションが行われている。我々は多数の 衝撃波を持ち高温希薄なプラズマであるジェットに おいても、電子温度のエネルギー進化が非常に重要 であると考えた。そこで、本研究では、電子とイオ ンとのエネルギー交換を考慮した MHD 計算による ジェット伝搬シミュレーションを行い、ジェット内で の電子温度とイオン温度の時間進化について調べた。

2 Methods

本研究では中性プラズマ及び電子とイオンは同じ 速度で運動するが、温度は互いに異なる一流体2温 度状態を仮定する。本研究に用いた MHD 方程式系 を以下に記す。

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

$$\rho \left[\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + (\boldsymbol{v} \cdot \nabla) \boldsymbol{v} \right] = -\nabla p_{\text{gas}} + \boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B} \qquad (2)$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) \tag{3}$$

$$\frac{\partial \epsilon_i}{\partial t} + \nabla \cdot \left[(\epsilon_i + p_i) \boldsymbol{v} \right] - (\boldsymbol{v} \cdot \nabla) p_i = -\dot{q}^{ie} \qquad (4)$$

 $\frac{\partial \epsilon_e}{\partial t} + \nabla \cdot \left[(\epsilon_e + p_e) \boldsymbol{v} \right] - (\boldsymbol{v} \cdot \nabla) p_e = + \dot{q}^{\text{ie}} - \dot{q}^{\text{brems}}$ (5)

ここで、 ρ , v, B, J はそれぞれガス密度、速度、磁場 と電流密度である。ガス圧力はイオン圧力と電子圧力 を用いて $p_{\rm g} = p_{\rm i} + p_{\rm e}$ となる。また、 ϵ_i , ϵ_e はそれぞれ イオンと電子の内部エネルギーである。 $\dot{q}^{\rm ie}$ は、イオ ンと電子のクーロン衝突による単位体積単位時間あた りのエネルギー交換率である (Stepney and Guilbert 1983)。 $\dot{q}^{\rm brems}$ は、制動放射によるエネルギー損失で あり、Svensson(1984)の光学的に薄いプラズマから の電子-イオン及び電子-電子制動放射を用いている。

本研究は、千葉大学が提供する高次精度 MHD コード CANS+に 2 温度モジュールを追加したコードを用いる。円筒座標系 (r, θ, z) を用い軸対称仮定した 2 次元計算を行う。本計算では Asahina et al.(2014) の方法を参考に、ジェットの根本にエネルギーを注入することでジェットを噴出させ、その伝搬のみに着目する。ジェット半径を $10M_{\odot}$ ブラックホールのシュバルツシルト半径 r_g と仮定し、本計算の計算ユニットとする。計算領域を $0 < x < 40r_g, 0 < z < 160r_g$ とし、計算グリッド数は $(N_r, N_z) = (1024, 2048)$ とする。また、z = 0 とr = 0 にて対称境界を、 $z = 160r_g$ と $r = 40r_g$ にて自由境界を課す。

ジェットの速度を $v_{jet} = 0.4c$ 、マッハ数 $M_{jet} = 6$ とし、電子温度とイオン温度が等温で $T_{jet,e} = T_{jet,i} = 3.0 \times 10^{10}$ K とする。外部ガスは、電子温度とイオン 温度が等温で $T_{amb,e} = T_{amb,i} = 3.0 \times 10^{9}$ K とする。 また、ジェットにはプラズマ $\beta =$ ガス圧/磁気圧 = 10

表 1: 規格化パ	ラメータ
-----------	------

	Numerical Unit	Physical Unit
letgth	$r_{ m g}$	$3.0 \times 10^6 {\rm ~cm}$
velocity	v_0	$6.5\times 10^8~{\rm cm/s}$
time	t_0	$4.6 \times 10^{-3} \text{ sec}$
density	$ ho_{ m amb}$	$10^{-8} \mathrm{g/cm^3}$

となるようにトロイダル磁場を与える。電子の比熱) 比は 4/3 とし、イオンの比熱は 5/3 とする。表 1 に 本計算での規格化パラメータをまとめる。

3 Results & Discussion

3.1 Jets Dynamics and Morphology

本研究で用いる2温度 MHD 方程式は一流体近似 を用いているため、基本的なジェットの運動や基礎 構造は先行研究と同様な結果が得られた。図1に密 度分布、ガス圧分布及び磁場分布を示す。ジェット前 方には、外部ガスが圧縮されることで高密度なバウ ショックが形成される。また、ビーム内の多くの衝撃 波によってエネルギーが散逸され、圧力が増大して いる。高温なガスがバックフローに流されることで ビームを包み込むようにコクーンと呼ばれる高温低 密度な領域を形成している。さらには、ジェットの コクーンと外部ガスの境界で速度シアによるケルビ ン=ヘルムホルツ不安定が発達していることがわか る。ジェットの磁場分布は、ジェットにトロイダル方 向磁場のみを注入するため、トロイダル磁場成分優 勢である。磁場はガスの運動と凍結されている。そ のため、磁場はガスと共に運動し、コクーンにスト アされる。

ジェットビーム先端には、ターミナルショックと呼ばれる強い衝撃波が形成される。図2は、ジェット 先端の速度構造の時間変化である。 $t = 1.0t_0$ では、 ジェットの伝搬速度が速く直線的なバックフローが形 成される。時間と共に、r方向の膨張のためジェットの 伝搬が減速される。その後、減速によりバックフロー が渦状となる。渦上となったバックフローによって、 ビームの伝搬速度はさらに減速される ($t = 15.0t_0$)。 ついには、 $t = 35t_0$ でジェットビームが途切れ、そ



図 1: モデル g43cb の *t* = 90.0*t*₀ における (左) 規格 化したガス密度分布 (中) 規格化したガス圧分布 (右) 注入した磁場で規格化したトロイダル方向磁場分布



図 2: 速度 $\sqrt{v_r^2 + v_z^2}$ プロットによるジェットビーム 先端の時間進化。

の後はターミナルショックが大きく振動しながら進 行することがわかった。従って、ジェット伝搬に伴っ て、ホットスポットと呼ばれる高温領域が拡大する 結果となった。

3.2 Electron Temperature Distributions

図 3 に $t = 90.0t_0$ における電子とイオンの温度分 布を示す。本研究で扱う計算コードでは、衝撃波にお

いてイオンが選択的に加熱される。そのため、電子 とイオンが等温なジェットからでも衝撃波によって大 きく温度が乖離し、衝撃波下流に形成されるホット スポットではイオン温度が電子温度に対して~10倍 高温となることがわかった。電子は、クーロンカップ リングによってイオンからエネルギーを得る。クー ロンカップリングは密度の2乗と温度差に比例する ため、コクーンの根本やコクーンと外部ガスの境界 付近で電子が大きく加熱されていることがわかる。

制動放射によって、電子のみエネルギーが損失す る。従って、制動放射のみのモデルでは、外部ガス の電子温度のみ低下している。クーロンカップリン グの有無による結果の違いは、電子がクーロンカッ プリングによってイオンからエネルギーを供給され ることでより長時間・高強度で制動放射を出すこと ができることを示唆している。ジェットのコクーン根 本では、ジェットガス内で最も制動放射の強い領域で ある。AGN ジェット 3C273 は、電波観測ではジェッ ト先端と思われる領域で強く放射しているのに対し て、X 線観測では先端よりも根本側で強く放射して いる。X 線放射が制動放射によるものと仮定すると、 2 温度ジェットモデルを用いてこの現象を説明できる かもしれない。



図 3: $t = 90.0t_0$ におけるイオン (r < 0) と電子 (r > 0)の温度分布。(左) クーロンカップリングと制 動放射入りモデル (右) 制動放射のみのモデル

3.3 Synchrotron Emissivity

Aloy et al.(2000) の方法を参考に MHD 計算から 得られた結果からシンクロトロン放射分布を求める。 シンクロトロン放射強度を

$$j_{\rm sync} \sim u_{\rm e} B_{\perp}^{1+lpha},$$
 (6)

と仮定する。ここで、 u_e は電子の内部エネルギー、 B_{\perp} は視線方向に垂直な磁場及び α はスペクトル指数であり、 $\alpha = 0.5$ とした。本研究では 2 次元軸対称計算で得られた物理量を 3 次元カーテシアン座標へと変換を行い、カーテシアン座標全体で

$$I(x,z) = \int j_{\text{sync}}(x,y,z)dy \tag{7}$$

と放射強度を視線方向(ジェット軸に対して90度を 仮定)に積分することでシンクロトロン放射によるイ メージマップを求める。図4に作成したイメージマッ プを示す。電子温度が高温なため、ビームでの放射 が見える。ビーム内の内部衝撃波によって、電子温 度がさらに高温となるため、ノットのような形状が 見られる。また、二つの時刻の結果を比べるとジェッ トの先端構造がシンクロトロン放射構造にも大きく 影響することがわかった。本研究ではジェットにのみ 磁場を与えているため、外部ガスからのシンクロト ロン放射はない。

 $t = 90.0t_0$ でのジェットは、トロイダル磁場がほぼ 一様にコクーン内に分布している。そのため、シンク



図 4: $(\underline{\mathbf{f}})t = 90.0t_0$ 及び $(\underline{\mathbf{f}})t = 20.0t_0$ におけるシ ンクロトロン放射によるイメージマップ。

ロトロン放射強度も全体的に一様な強度で分布して いる。本研究では、粒子加速された高エネルギー電子 の分布は考慮していない。 $z = 90r_g$ 近傍でターミナ ルショックがあり、そこからビームが途切れている。 もし粒子加速するとすれば、 $z = 90r_g$ のターミナル ショックで行われると考えられる。そのため、ター ミナルショックによって加速された粒子がバックフ ローに流されることで、 $z = 90r_g$ に帯状の強い放射 が見られる可能性が高い。このことは、SS433/W50 ジェット天体の東部に見られるジェット先端から離れ た位置にターミナルショックと思われる帯状の強い 放射を説明できるかもしれない。

一方、t = 20.0t₀では、ジェット先端でターミナル ショックによって圧縮された磁場に起因する非常に 強いシンクロトロン放射を示している。この結果は、 Cygnus A ジェットのようなジェット先端のホットス ポットで強く放射している観測と非常に良く似た結 果となっている。そのため、電波銀河 Cygnus A は が安定的に伸びている状態である可能性が高いと思 われる。

4 Conclusion

ジェット内での電子温度とイオン温度の違いにつ いて着目し、電子とイオンのエネルギー交換を考慮 した 2 温度 MHD 方程式によるジェット伝搬シミュ レーションを行った。その結果、次のことを明らか にした。

- ホットスポットは、ジェットが減速しながら伝搬 するのにつれて拡大する。
- ジェットのコクーンでは、イオンが電子の数十 倍高温となる。
- クーロンカップリングによる電子加熱によって、
 より制動放射が長時間かつ高強度となる
- シンクロトロン放射マップは、ジェット先端の 構造に大きく影響される。

—index

セイファート銀河に強いジェットは存在するか?

米川 信哉 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

活動銀河核 (AGN) とは、母銀河に匹敵するほどの光度を持つ銀河中心核である。AGN は電波の強弱による分 類分けがなされており、電波で非常に明るい AGN を radio-loud AGN、比較的低光度な AGN を radio-quiet AGN と呼ぶ。radio-loud AGN は全体の 10%を占め相対論的速度の噴出物 (ジェット) が観測されているが、 radio-quiet AGN はジェットが非常に弱いと考えられている。しかしながら近年、radio-quiet AGN である セイファート銀河の X 線の中に、ジェット放射と考えられる短時間変動成分が含まれていることが指摘され ている (Noda et al. 2014;2016)。これが正しければ、セイファート銀河が強いジェットを持つことになる。 本研究では、NGC3227 の観測データを用いて、セイファート銀河の変動 X 線成分と電波成分を再現するシ ンクロトロン放射モデルを立てる。そしてそのモデルでシンクロトロン自己コンプトン散乱放射強度を計算 し、現在建設中で TeV 帯域を観測する CTA 望遠鏡で検出できるかを議論する。もし CTA で検出できるの であれば、セイファート銀河に強いジェットが存在することが確定し、CTA の観測対象が格段に増えること になる。今回の発表ではこの研究の進捗を報告する。

1 Introduction

活動銀河核 (AGN) は、中心にある大質量ブラック ホールに質量が降着し、その際に重力エネルギーを 解放することで母銀河と同程度の光度で明るく輝い ている。この AGN は分類分けがなされており、電 波の強弱と観測される方向によって分類される。特 に、電波による分類に関しては、電波で非常に明る い AGN を radio-loud AGN、比較的低光度な AGN を radio-quiet AGN と呼ばれている。AGN のうち 約 10%が radio-quiet AGN であり、この AGN には 相対論的速度の噴出物 (ジェット)が存在する。対し て、radio-quiet AGN はジェットが非常に弱いと考え られている。

AGN には降着率が低い順に、低光度 AGN、セイファート銀河、狭輝線セイファート銀河などが存在し、そのうち狭輝線セイファート銀河では強い電波を放つジェットが観測されている。対してセイファート銀河は電波が弱く、ガンマ線も検出されないことから強いジェットが存在しない radio-quiet AGN だと考えられている。しかしながら近年、セイファート銀河のX線の中に、数時間で変動する成分と数週間で変動する成分が見つかっており、前者はジェット放射ではないかと考えられている (Noda et al. 2014;2016)。

そこで本研究では、NGC3227の観測データを用い て、ジェット内部で生じる高エネルギー電子による シンクロトロン放射モデルによるセイファート銀河 の変動 X 線成分と電波成分の再現が可能かどうか検 証した。同時に、そのモデルでシンクロトロン自己 コンプトン散乱放射強度を計算し、過去 Fermi 望遠 鏡でガンマ線が検出されなかったことを加味しつつ、 かつ現在建設中で TeV 帯域を観測する CTA 望遠鏡 で検出できるかを議論した。

2 Model

本研究のモデルは、Inoue&Takahara(1996)のモデ ルを参考にし、one zone モデルからのシンクロトロ ン放射と逆コンプトン散乱による放射の2つの放射 機構を考えた。また、電子のエネルギー分布について も同様に折れ曲がりを持つべき型関数を採用した。パ ラメータとして用いる物理量は、beaming factor δ 、 放射領域の大きさ R、電子の冪指数 s、磁場の大きさ B、電子と磁場のエネルギー密度の大きさ η 、電子の ローレンツ因子の上限と下限 γ_{min} と γ_{max} である。

以下、放射と電子のエネルギー分布について説明 する。

2.1 Radiation

AGN からの放射はシンクロトロン放射と逆コンプ トン放射を考える。シンクロトロン放射の emissivity と absorption coefficient は

$$j_{\nu} = \frac{\sqrt{3}e^3 B}{4\pi mc^2} \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} d\gamma N\left(\gamma\right) F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \qquad (1)$$

$$\alpha_{\nu} = -\frac{\sqrt{3}e^{3}B}{8\pi m^{2}c^{2}\nu^{2}} \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} d\gamma \gamma^{2} \frac{\partial}{\partial\gamma} \left[\frac{N\left(\gamma\right)}{\gamma^{2}}\right] F\left(\frac{\nu}{\nu_{c}}\right)$$
(2)

である。ただし、eは電子の電荷、mは電子の質量、 $N(\gamma)$ は電子のエネルギー分布、Fは周波数依存性を 示す関数、 ν_c はシンクロトロン放射の特徴的な周波 数である。これらの係数を用いて輻射輸送方程式を 解き、シンクロトロン放射の intensity が得られる。

逆コンプトン散乱によって生成される単位時間あ たりの光子の数密度は

$$q(\epsilon) = \int d\epsilon_0 n(\epsilon_0) \int d\gamma N(\gamma) C(\epsilon, \gamma, \epsilon_0) \qquad (3)$$

で与えられる。ただし $n(\epsilon_0)$ は光子の数密度、 $C(\epsilon, \gamma, \epsilon_0)$ は散乱の反応率である。また ϵ は

$$\epsilon m c^2 = h \nu \tag{4}$$

であり、添字の0は散乱前の光子を、添字なしは散 乱後の光子を意味する。散乱後の光子は散乱する電 子以上のエネルギーにならないことから、

$$\epsilon_0 \le \epsilon \le \frac{4\epsilon_0 \gamma^2}{1 + 4\epsilon_0 \gamma} \tag{5}$$

の範囲のエネルギーを持つ。以上から、emissivity は

$$j_{\nu} = \frac{h}{4\pi} \epsilon q\left(\epsilon\right) \tag{6}$$

で与えられる。

2.2 Electron Distribution

電子分布の時間発展は電子の放射による冷却、放 射領域を流れ去る移流を考慮して以下の式から求め られる。

$$\frac{\partial N\left(\gamma\right)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\frac{\gamma}{\tau_{\rm cool}\left(\gamma\right)} N\left(\gamma\right)\right] + Q\left(\gamma\right) - \frac{N\left(\gamma\right)}{\tau_{\rm ad}} \tag{7}$$

ただし、 τ_{cool} は電子の放射冷却時間、 τ_{ad} は移流時間、 $Q(\gamma) \propto \gamma^{-s}$ は電子の注入項であり、この方程式から近似的に

$$N(\gamma) = K\gamma^{-s} \left(1 + \frac{\gamma}{\gamma_b}\right)^{-1} \tag{8}$$

が得られる。ただし γ_b は冷却時間と移流時間が釣り 合うような時の γ であり

$$\gamma_b = \frac{3mc^2}{4\left(u_B + u_{\text{soft}}\right)\sigma_{\text{T}}R}\tag{9}$$

である。また、*K*の値は電子と磁場のエネルギー密度の大きさを表す

$$\eta = \frac{mc^2 \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} \gamma N\left(\gamma\right) d\gamma}{\frac{B^2}{8\pi}} \tag{10}$$

で決定する。

3 Results

この章では、X 線成分で短時間変動を持つ NGC3227の電波、X 線成分の観測データとモデル との fitting の結果を紹介する。NGC3227 の beaming factor は $\delta \sim 3$ 、サイズは $R \sim 1.0 \times 10^{16}$ cm、光 度距離は $d_L = 20.3$ Mpc、電子の冪指数はs = 2 と した。また、観測された X 線のスペクトルの冪から 式 (8) を

$$N(\gamma) = K\gamma^{-2} \left(1 + \frac{\gamma}{\gamma_b}\right)^{-1.7}$$
(11)

に変更し、シンクロトロン放射での説明を行った。逆 コンプトン散乱の種光子として、放射領域からのシン クロトロン光子と放射領域外からの光子 (外部光子) が考えられるが、NGC3227 では外部光子が弱いため 今回はシンクロトロン自己コンプトン散乱 (SSC)の みを考える。かつ、過去に Fermi 望遠鏡でガンマ線 が検出されていないこと、今後 CTA で検出できるか 議論するため、各望遠鏡の感度曲線も意識し、残り のパラメータを観測データに一致するように与えた。

はじめに、NGC3227 の電波成分、X 成分を説明 し、Fermi 望遠鏡で検出されないようなモデル (図 1) を紹介する。図 1 のモデルは、B = 5G、 $\eta = 0.01$ 、 $\gamma_{\min} = 3000, \gamma_{\max} = 1.0 \times 10^6$ での fitting である。



スペクトル。オレンジと青いバツ印は観測データを 表す。

紫の線がシンクロトロン放射、緑の線が SSC、丸と 四角の点はそれぞれ CTA と Fermi 望遠鏡の感度曲 線である。_{γmin}を大きくとったのは、小さくしてし まうとシンクロトロンのピークが明るくなり、SSC が Fermi 望遠鏡で検出されてしまうからである。こ のモデルは観測データを再現されており、Fermi 望遠 鏡でも検出されないが、クライン-仁科の効果が GeV で現れてきており、同時に CTA での検出が難しく なっている。

次に、SSC のスペクトルのピークを CTA の感度 曲線付近にくるように、_{Ymin}を極端に大きくした。 $\boxtimes 2$ & B = 1G, $\eta = 0.20$, $\gamma_{\min} = 15000$, $\gamma_{\max} = 15000$ 1.0×10^7 での fitting である。これ以上 γ_{\min} を大きく するとSSCのピークが小さくなり、CTAの感度曲線 よりも下回ってしまう。今後もスペクトルの fitting は 行なっていくが、現時点では CTA で検出できそうな NGC3227のモデルを構築することは出来なかった。

Conclusion 4

本研究ではセイファート銀河に強いジェットが付随 しているか明らかにするために、NGC3227のスペク トルを高エネルギー電子によるシンクロトロン放射 とSSCで再現を試みた。しかし、まだ研究の最中で はあるが、NGC3227では電波成分とX線成分を説明 し、かつ CTA で検出できるようなモデルは見つから



図 1: NGC3227 の電波成分と X 線成分を説明した 図 2: SSC のピークを CTA の感度曲線に近づけた時 のスペクトル

なさそうであることがわかった。また、Fermi 望遠鏡 で検出されず、かつ CTA で検出するためには、γ_{min} を大きくする必要があることがわかった。今後は他の X線での時間変動成分を持つ IC4329A や NGC3516 でのスペクトルの計算を行い、上記の条件を満たす モデルが存在した場合は他の強いジェットが観測さ れている AGN とセイファート銀河との違いについ て議論を行う。

Acknowledgement

卒業研究として本研究を指導してくださっている 當真賢二様に最大限の感謝をいたします。また本研 究を進めるにあたって、AGN の情報や X 線の観測 データを提供してくださった野田博文様、ジェットの 放射モデルへの助言をして頂いた東京大学宇宙線研 究所の浅野勝晃様に感謝いたします。

Reference

Inoue, S. & Takahara, F. 1996, ApJ, 463, 555

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

Noda, H. et al. 2016, ApJ, 828, 78

—index

高エネルギーニュートリノ現象対応天体の追観測

森田 雅大 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

ニュートリノは相互作用をほとんど起こさないため、天体の内部機構を調査するのに有効かつ指向性が高く、 現在 IceCube 実験において TeV から PeV に及ぶ高エネルギーニュートリノ現象の観測が盛んに行われて いる。現在、IceCube ではニュートリノを検出するとアラートが配信される仕様になっており、様々な波長 域においてアラートとほぼ同時にフォローアップ観測を行うことで宇宙線源の現象解明を目指している。 現在はニュートリノの放射源と対応する天体の同定が重要な課題であったが、2018 年 7 月 13 日に IceCube, Fermi-LAT, MAGIC, AGILE, ASAS-SN, HAWC, H.E.S.S, INTEGRAL, Kanata, Kiso, Kapteyn, Liverpool telescope, Subaru, Swift/NuSTAR, VERITAS, VLA/17B-403 合同チームの発表があり、 γ 線放射 天体であるブレーザー "TXS0506+056"が観測宇宙ニュートリノ"IceCube-170922A"とその親粒子である宇 宙線の放射源として同定されたことが初めて明らかになった。本発表ではその論文 (IceCube Collaboration ,2018) をレビューする。IceCube-170922A と TXS0506+056 からの γ 線の到来方向および時間は一致してい て、両者が同じであるという結論は 4 σ の信頼度を以って得られたことから、ブレーザーが特定可能なニュー トリノ放射源であることが示唆される。

1 Introduction

IceCube は南極点アムンゼン・スコット基地にの地 下に建設されたニュートリノ観測所で、深さ2450m、 86本の string が 1km²の正六角形状に開いていて、 深さ1450m 2450m にかけて各 string に 60 個の Digital Optical Module(DOM) が設置されている。ニュー トリノがここを通過するとき氷(水分子)と相互作 用し、放出される二次粒子がチェレンコフ光を出す ことでそれが DOM 内の光電子増倍管により検出さ れる。特にミューニュートリノは指向性が高く、そ の方向は半径1角程度まで絞ることができる。この ニュートリノ放射源を特定するため、2016 年 4 月以 降はアラートが発信され、即時多波長フォローアッ プ観測が行われるようになった。

高エネルギーニュートリノ放射源として有力なのが ブレーザーである。ブレーザーは活動銀河核 (AGN) の一種で、中心の大質量ブラックホールから強い相 対論的ジェットを銀河面に垂直な方向へ出しており、 その向きが地球からの視線方向と一致したものであ る。ジェットにより加速された陽子が崩壊すること でπ中間子が生成され、それが更に崩壊することで ニュートリノが放出される。 今までもニュートリノ放射源とブレーザー 天体を 同定したとする論文はあったが (M.Kadler 2016)、偶 発確率が 5%程度あり、決定的な同定には至っていな かったが、本レビューではニュートリノ現象 IceCube-170922A と、その後の多波長フォローアップ観測に よる TXS 0506+056 との同定が4 σ の信頼度で得ら れたので、本レビューではそのプロセスについての べる。

2 Neutrino Detection/alert

2017 年 9 月 22 日、IceCube では図 1 のように 3000*ns* の間に約 5800 個の光電子を検知した。球の 大きさは光電子の強度を表していて、それの大きい 中心を指向性の高いミューニュートリノが通過した ことが見て取れる。

検出された光電子から通過したニュートリノのエ ネルギーおよび到来方向は自動的に推測されるよう になっており、検出から 43 秒後にはアラートが発信 された。その到来方向は図 2 のように 50%,90%信頼 区間で得られている。次にチェレンコフ光を放出した μ粒子のエネルギーは 23.7 ± 2.8 であった。 2 次粒

2018年度第48回天文・天体物理若手夏の学校



図 1: IceCube-170922A イベント

子であるため親粒子であるミューニュートリノのエネ ルギーを直接求めることはできないが、スペクトルは powerlaw、粒子数 N が $dN/dE \propto E^{-2.13}$ とすること でミューニュートリノのエネルギーは 290 TeV(90% 信頼区間の lower limit は 183 TeV) であることが推 測された。

3 Multimessenger observations

高エネルギーニュートリノの発生起源は未だ未解明 のため、電磁波観測による天体の同定が必要になる。 そこで様々な波長で到来方向の天体を観測し、同時期 に顕著な変動などを示す天体が捜索された。アラー トから約4時間後にはγ線アラートシステム (GCN) からの情報でより詳細な座標が得られ、90%信頼区 間で (RA)77.43^{+0.95}_{-0.65}, (*Dec*) + 5.72^{+0.50}_{-0.30} が得られた。 これは TXS0506+056 の座標 RA 77.36[°], Dec + 5.69 に十分に近いことがわかる。

図2は、該当する領域について様々な波長につい てフォローアップ観測した結果をまとめたものであ る。背景となっている部分は、Vバンドにおける撮 像結果で、TXS0506+056の周りを拡大した部分は Rバンドの撮像結果である。その上にニュートリノ およびγ線のソースとされる領域が各々設定された 信頼区間で表されている。MAGICは地上γ線望遠 鏡で、90GeV以上のγ線についてγ線が大気へ入射 するときの大気シャワーを観測したものである、観 測期間はアラートを受けてから10月4日まで行わ れたもので、そこから推測される放射源の位置が図 2に示されている。Fermi-LAT は宇宙γ線望遠鏡で 100MeV-100GeV のγ線について観測したものであ る。これについてはアラート前から 9.5 年間相当観 測を行なっており、それに基づくソースポジション を示している。この結果から強いγ線とニュートリ ノの到来方向がほぼ同じで、ともに同じソースから 得られることが推測される。



図 2: フォローアップ観測結果

次に多波長観測を行なったときの時間変動を示す。 縦の点線がニュートリノアラートの発生時にあたり、 その前後で大きく変動していることがわかる。



図 3: TXS0506+056 の時間変動の多波長観測 具体的には、Fermi-LAT の観測では 2017 年 4 月

からその活動を活発化し、通常時の最大6倍の強度 に達した。また、可視・赤外線でも数倍の増光が確 認されており、IceCube-170922Aは、TXS0506+056 の活動が活発な時期に検出されたことがわかる。

γ線に関しては放射が認められる天体はニュート リノ検出範囲内でTXS0506+056のみだが、可視・赤 外線では図2からも明らかなように、検出範囲内に 数多くの天体が含まれているので、ニュートリノ放 射源として有力なブレーザー7天体に的を絞って観 測を行なっている。その結果としてTXS0506+056 から前述のような有意の増光が得られた。



図 4: IceCube-170922A 検出領域の可視/赤外線観測 (千葉大ニュースリリース)

4 Coincidence Probability

これまでの結果から、IceCube-170922Aの検出と TXS0506+056 γ線増光が相関なく偶然におこる確 率を求めた。

確率を求めるにあたり、これまでの議論に加えて考 慮するべきものがいくつかある。

まず、ニュートリノアラートについて。ニュートリ ノアラートは 2016 年 4 月のアラートシステム開始以 降、9 回のアラートを今まで発してきた。また、そ れ以前 (2010 年以降) の観測を逆算するアラートに 相当する 41 のイベントが発見されたのでこれも考慮 した。

次にニュートリノフラックスとγ線フラックスの 相関関係は物理的に不明なため、複数のモデルを仮 定した場合の確率をそれぞれ求めた。どのモデルも γ線の少なくとも一部は高エネルギーニュートリノ 生成と同じハドロン相互作用により生成されている ことを仮定しており、ニュートリノとγ線に相関が あるモデルを考えている。モデルは全部で3つ考慮 しており、

(1) ニュートリノとγ線フラックスの線形相関を仮定 するモデル

(2) γ線そのもののフラックスの大きさに関係なく、その変動がニュートリノ変動と強く相関しているとするモデル

(3) ニュートリノフラックスと高エネルギーγ線のみ との相関を考慮するモデル

を仮定した。(3) については、今回観測されたニュー トリノのエネルギー(290 TeV)を得るためには親粒 子であるプロトンを PeV レベルまで加速しなければ いけないことを根拠に、それに寄与する高エネルギー γ線のみを考慮する形になっている。これらのモデ ルを考慮した結果、どれでも 3σ 以上の確率を得たた め、偶発する可能性は棄却されることがわかった。

5 Discussion

今までの議論に加え、さらに IceCube-170922A 到 来方向のニュートリノを過去に遡って IceCube 観測 全期間 (9.5 年分) 調べることも行なっている。その 結果、2014 年 12 月 13 日から前後 158 日の間に 13 ± 5 個のニュートリノイベントが確認され、 3.5σ の 有意度で IceCube-170922A とは独立したフレアが起 きていることが示唆された。発生源を図 5 に示す。



図 5: IceCube-170922A 放射源の推定

2018年度第48回天文・天体物理若手夏の学校

この結果から 2014,15 年にかけてのイベントも TXS0506+056 に由来するものであることが推定さ れ、非常に活発な天体であることがわかるため、今 後の観測も注目される。

今回の結果から、一般的にニュートリノ放射源は ブレーザーとして観測することができることがわかっ たが、その放射・加速機構を明らかにしたり、ニュー トリノとγ線の生成比を直接測定することはまだで きないので、これからより多くの観測が必要となる。 そのためには今回 Fermi-LAT でカタログが作られた ように、他波長帯でも主にブレーザーを焦点に当て てカタログを作り、次のアラートに備えて十分に観 測を行なっていくことが重要だと考える。また、現 在光赤外線天文学大学間連携では、東京大学の木曽 観測所で視野9の超広視野カメラ Tomo-e Gozen の 開発を、京都大学の岡山天文台では口径 3.8m のせい めい望遠鏡の観測など、新たな装置による観測への 準備が進められており、これらの活躍が期待される。

Reference

IceCube Collaboration 2018, Science, 146, eaat1378
IceCube Collaboration 2018, Science, 151, eaat2890
M.Kadler et al. 2016, Nature Physics, 12, 807
M.G.Aartsen et al. 2017, A&A, 607, A115

—index

コンパクト天体を含む 4 体系の軌道安定性における相対論的効果

鈴木 遼 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

Abstract

2018 年 7 月現在で 3700 個以上もの系外惑星が確認されており,そのうち 624 個の系は系内に複数の惑星 をもつ多体系である.多体系の軌道計算及び安定性に関する研究の歴史は古く,主に太陽系をその対象とし て発展してきた.そのため,研究対象とされてきた系は太陽系の特徴を反映したものが多く,古典力学の範 囲で議論されている. Chambers et al. (1996) はそうした研究の 1 例である.彼らは 4 体系において「惑星 間距離」と「軌道が安定性を保っていられる時間」に相関関係があることを示した.

本研究では、パルサー・プラネットと呼ばれる系外惑星系に着目した.パルサー・プラネットでは複数の惑 星がパルサーの至近距離を公転しているため、軌道計算の際には古典力学では不十分であり、一般相対論の 効果を考慮する必要がある.そこで、本研究では1次のポストニュートン近似を用いた運動方程式を採用し て相対論的な軌道を計算し、Chambers et al. (1996)の研究の相対論的拡張を試みた.本研究では特に「中 心天体と惑星との距離が近い場合」に着目し、古典力学による計算と相対論を考慮した計算の結果を比較し、 相対論的効果がどのように現れるのか調べた.

1 Introduction

観測技術が目覚しい発展を遂げ,2018年7月現在 で3700個以上もの系外惑星の存在が確認されてい る.多数の個性的な系外惑星の中で我々が注目して いるのは,パルサーを中心に複数の惑星が公転して いる系 (パルサー・プラネット)である.パルサーは 超新星爆発を経て形成されるので,周りに惑星が存 在しているのは驚くべきことである.そのため,パ ルサー・プラネットの形成機構が議論の対象となっ ている.

惑星系の形成には軌道の時間進化が密接に関わっ ている.また,観測された系外惑星のうち 624 個の 系は系内に複数の惑星をもつ多体系であるため,軌 道の安定性も重要な問題である.これら軌道進化計 算及び安定性に関する研究の歴史は古く,主に太陽 系をその対象として発展してきた.そのため,研究対 象とされてきた系は太陽系の特徴を反映したものが 多く,古典力学の範囲で議論されている.Chambers et al. (1996) はそうした研究の一例である.彼らは 多体系の軌道計算により惑星を 3 つ以上もつ系にお いて「惑星間距離」と「軌道が安定性を保っていら れる時間」に相関関係があることを示した.彼らは 「惑星の質量は木星以下」や「中心天体と惑星の距離 は1 AU 以上」等の条件のもと、古典力学を用いて 軌道を計算していた.しかし、本研究で着目してい るパルサー・プラネットには、これらの条件は当て はまらない. 例えば、代表的なパルサー・プラネット である PSR B1257+12 では,惑星が水星軌道より近 い距離でパルサーの周りを公転しているため、一般 相対性理論の効果が無視できず、古典力学のみで扱 うことはできない. そこで本研究では, 軌道計算手 法を一般相対論的に拡張し,先行研究で古典力学を 用いて調べられていた「惑星間距離」と「軌道が安 定性を保っていられる時間」との相関関係が、相対 論的効果を考慮することによりどのように変化する か調べた.計算においては、1次のポストニュート ン近似を用いた相対論的な運動方程式を採用し、そ れを Implicit Runge-Kutta 法を用いて直接数値積分 した.本研究では特に「中心天体と惑星との距離が 近い場合」に着目し,古典力学による計算と相対論 を考慮した計算の結果を比較し、相対論的効果がど のように現れるのか調べた.

2 Methods

本研究では、パルサー・プラネットを想定した4体 系のモデルを複数設定し、それぞれのモデルについ て軌道の時間変化を数値計算で調べ、「惑星間距離」 と「軌道が安定性を保っていられる時間」との相関関 係を評価した.軌道の時間変化における相対論的な 効果を評価するため、運動方程式として1次のポス トニュートン近似を用いたEinstein-Infeld-Hoffmann 方程式を採用した(式(1)).この運動方程式を3段の Implicit Runge-Kutta法(Butcher 1964)を用いて数 値積分することにより、軌道の時間変化を調べた.

$$\frac{d\boldsymbol{v}_{k}}{dt} = -G \sum_{n \neq k} m_{n} \frac{\boldsymbol{x}_{k} - \boldsymbol{x}_{n}}{|\boldsymbol{x}_{k} - \boldsymbol{x}_{n}|^{3}} \left[1 - 4G \sum_{n' \neq k} \frac{m_{n'}}{|\boldsymbol{x}_{k} - \boldsymbol{x}_{n'}|} -G \sum_{n' \neq n} \frac{m_{n'}}{|\boldsymbol{x}_{n} - \boldsymbol{x}_{n'}|} \left\{ 1 - \frac{(\boldsymbol{x}_{k} - \boldsymbol{x}_{n}) \cdot (\boldsymbol{x}_{n} - \boldsymbol{x}_{n'})}{2|\boldsymbol{x}_{n} - \boldsymbol{x}_{n'}|^{2}} \right\} + v_{k}^{2} + 2v_{n}^{2} - 4\boldsymbol{v}_{k} \cdot \boldsymbol{v}_{n} - \frac{3}{2} \left\{ \frac{(\boldsymbol{x}_{k} - \boldsymbol{x}_{n}) \cdot \boldsymbol{v}_{n}}{|\boldsymbol{x}_{k} - \boldsymbol{x}_{n}|} \right\}^{2} \right] -G \sum_{n \neq k} \frac{m_{n}(\boldsymbol{v}_{k} - \boldsymbol{v}_{n})}{|\boldsymbol{x}_{k} - \boldsymbol{x}_{n}|^{3}} (\boldsymbol{x}_{k} - \boldsymbol{x}_{n}) \cdot (3\boldsymbol{v}_{n} - 4\boldsymbol{v}_{k}) - \frac{7}{2}G^{2} \sum_{n \neq k} \frac{m_{n}}{|\boldsymbol{x}_{k} - \boldsymbol{x}_{n}|} \sum_{n' \neq n} \frac{m_{n'}(\boldsymbol{x}_{n} - \boldsymbol{x}_{n'})}{|\boldsymbol{x}_{n} - \boldsymbol{x}_{n'}|} \right]$$
(1)

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

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

ここで, *a_i* は内側から *i* 番目の惑星の軌道長半径を 表し, *R*'_{Hill} は

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

で定義される. μ_i は*i*番目の惑星の質量の主星質量 に対する比を表す.各モデルにおいて Δ を2.0から 6.0まで 0.2刻みで変え,それぞれについて軌道の 時間変化を計算し,軌道が不安定になるまでの時間 t_{stab} を調べた.ここで述べる「不安定」とは,Hill instability のことである.すなわち,2つの惑星軌道 の距離もしくは惑星と主星の距離がそれぞれの星の Hill 半径よりも近くなったとき,「軌道が不安定になっ た」と判断する. *i* 番目の惑星の Hill 半径は次のよう に定義される.

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

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

$$\log t_{\rm stab} = b\Delta + c \tag{5}$$

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

$$\log \frac{t_{\text{stab}}}{P_1} = -9.11 + 4.39\Delta\mu^{\frac{1}{12}} - 1.07\log\mu \qquad (6)$$

という式を得た.ここで, *P*₁ は最も内側の惑星の軌 道周期を表す.

本研究では、特に「中心天体と惑星との距離が近 い場合」にあたるモデルを設定・計算し、古典力学 による計算と相対論を考慮した計算の結果を比較し ることで相対論的効果がどのように現れるのか調べ た.本研究で扱ったモデルを表1にまとめる.表中 の *a_{in}* は惑星1(最も内側の惑星)の軌道長半径、*µ* は質量比、*e* は離心率、*i* は軌道傾斜角である.表中 にない軌道要素は基本的に0とし、各惑星の初期の 平均近点角 *M* はそれぞれ0°、20°、40°に設定した.

3 Results and Disscussion

図1は,表1のmodel1の計算結果である.この モデルでは,惑星1の軌道長半径として代表的なパ ルサー・プラネットである PSR B1257+12系のもの を採用し,離心率及び軌道傾斜角は0に設定してあ る.図1において,丸い点は古典力学での計算結果, 三角は式(1)の計算結果を示し,それぞれの点と同 じ色の破線は計算結果を線形フィッティングしたもの である.赤い線は式(6)を表す.図1より,式(6)は 計算結果のプロットからずれており,中心天体から 惑星までの距離を変えたモデルにおいては,この式 を用いてのフィッティングはできないことがわかる.

	以 1. 平) /0	
model	$a_{in}[\mathrm{AU}]$	planet	μ	e	i[deg]
1	0.18850	1	10^{-6}	0	0
		2	10^{-6}	0	0
		3	10^{-6}	0	0
2	0.18850	1	10^{-6}	0	50
		2	10^{-6}	0	53
		3	10^{-6}	0	47
3	0.18850	1	10^{-6}	0	0
		2	10^{-6}	0.0186	0
		3	10^{-6}	0.0252	0
4	0.18850	1	10^{-6}	0.03794	0
		2	10^{-6}	0.00218	0
		3	10^{-6}	0.02489	0
5	0.18850	1	10^{-6}	0.1	0
		2	10^{-6}	0	0
		3	10^{-6}	0	0

表 1: 本研究で用いたモデル



図 1: model1 の計算結果

また,このモデルにおいては,古典力学における結 果と式(1)の結果をフィッティングした直線はほぼ一 致し,相対論的効果を見ることはできなかった.

図2は, model2の計算結果である.このモデル では、PSR B1257+12系の軌道長半径を採用する他, 軌道傾斜角も同じ系のものを与えている.このとき, 軌道が不安定になるまでの時間は軌道傾斜角が0の とき(model1)と比べて長くなった.このときも,古 典力学における結果と式(1)の結果をフィッティング した直線は一致した.

図3は, model3の計算結果である. このモデル





図 3: model3 の計算結果

では、PSR B1257+12系と同じ離心率を与えている. このとき、軌道が不安定になるまでの時間は離心率 が0のとき (model 1) と比べて短くなった.図3よ り、古典力学の結果と相対論を考慮した際の結果に 違いがあるように見える.線形フィッティング同士 を比較すると、相対論を考慮した場合の方が不安定 になるまでの時間は短い.PSR B1257+12系の軌道 進化計算を古典力学と式(1)の双方で行って結果を 比較すると、離心率の時間変化に違いが現れるため、 この軌道進化の違いが安定性に影響を及ぼした可能 性が考えられる.この可能性について検証するため、 model 4、5を設定してさらに計算を行った.

図4は, model4の計算結果である.このモデル では,各惑星に対して0から0.05までの間でランダ ムに離心率を与えた.また,図5は, model5の計 算結果である.このモデルでは,最も内側の惑星に 0.1の離心率を与えた.図4,図5ともに, model3 の結果と同様相対論を考慮した場合の方が不安定に






図 5: model4 の計算結果

なるまでの時間は短い.しかし,図3では軌道間距 離が遠くなるほど古典力学と相対論の結果の差が大 きくなったが,図4,図5では,軌道間距離が近い ほど結果の差が大きい.これより,離心率がある場 合の軌道安定性における相対論的効果にはモデル依 存性が大きいことがわかる.また,古典力学での計 算では線形フィッティングから大きく逸脱したプロッ トが得られたが,式(1)を用いた計算では得られな かった.このような逸脱には mean motion resonance が関わっているとする先行研究がある (Morrison & Kratter 2016).相対論を考慮した計算において逸脱 が得られなかったことから,相対論的効果が mean motion resonance による逸脱を阻害した可能性があ り,解析が必要である.

model 3, 4, 5 においては,古典力学と相対論を 考慮した場合の結果の差がどれも小さかった.した がって,相対論的効果がもっと強く効いてくると期 待されるモデルを設定し,そのモデルにおいて相対 論的効果が安定性影響するのか,さらに調査する必 要がある.

4 Conclusion

惑星1の軌道長半径として代表的なパルサー・プ ラネットである PSR B1257+12 の軌道長半径を採 用したところ、 $\Delta \mu^{1/12}$ と t_{stab} の間に log-linear な 関係を得ることはできたが、Youdin et al. (2012)の fitting formula (式(6))とは合わなかった. 軌道傾 斜角・離心率ともに0である model 1, 軌道傾斜角 のみを与えた model 2 においては、古典力学での計 算と式(1)を用いた計算に差は見られなかった.一 方,離心率を与えた model 3 においては,古典力学 での計算と式(1)を用いた計算に差が見られた.与 える離心率を変化させた model 4, model 5 において も差が得られ、どのモデルにおいても線形フィッティ ング同士を比較すると相対論を考慮した場合の方が 軌道が不安定になる時間が早いという結果が得られ た. PSR B1257+12 系の軌道進化計算を古典力学と post-Newton の双方で行って結果を比較すると離心 率の時間変化に違いが現れるため、このような離心 率の進化の違いが安定性に影響を及ぼした可能性が 考えられる.しかし、図3では軌道間距離が遠くな るほど、図4・図5では軌道間距離が近いほど結果の 差が大きく、統一的でない、そのため、軌道安定性 における相対論的効果にはモデル依存性が大きいこ とがわかる.

model 3, 4, 5 においては,古典力学と相対論を考慮した場合の結果の差がどれも小さかったため,相対論的効果がもっと強く効いてくると期待されるモデルを設定して同様の検証を行う必要がある.

Reference

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

Chambers J. E., Wetherill G. W., & Boss A. P., 1996, Icarus, 199, 261

Morrison, S.J. & Kratter, K.M., 2016, ApJ, 823, 2, 118

Youdin A. N., Kratter K. M., & Kenyon S. J. 2012, ApJ, 755, 17

マグネターフレアに基づいた FRB 121102の解釈

宇野 真生 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

Fast Radio Bursts(FRB) と呼ばれる、継続時間がわずか数ミリ秒程度である電波バーストの存在が観測からわかっている。FRB 121102 のソース天体は、その継続時間が短いことから、コンパクト天体と推測されているおり、特に、マグネターからのアウトフローによって熱せられた $N \sim 10^{52}, E_N \sim 10^{48}$ erg, $R \sim 10^{17}$ cmを持つパルサー星雲と考えることができる。このような天体は定期的に起こるフレアによってそのエネルギーを開放し、星雲にエネルギーを与え、FRB を引き起こすと考えられている。今回は、実際に FRB のソースをマグネターと考え、特にマグネターからのフレアによって、FRB の観測と整合性のある結果が得られるかどうかを検証した。

星雲の粒子数は巨大フレアによって生じる ion ejecta によるものと整合性を持つ。また、FRB 121102 の ソースは磁場の散逸や ejecta によって生じた内部衝撃波によって熱せられ、このような現象を考えることに よって星雲の放射も説明される。また、内部衝撃波によって粒子は GHz のシンクロトロン放射を伴うような ラーモア回転を起こし、これは ms のスケールで観測される。さらに、フレアの ejecta は charge-starvation を起こすこともあり、そのとき ejecta のエネルギーの一部は真空中の電磁場として放出する。 (これは (Beloborodov, Andrei M 2017) のレビューである)

1 Introduction

FRB とは継続時間が数ミリ秒程度と非常に小さいことが特徴的な、電波バーストである。特に FRB 121102 の観測から、バーストのエネルギーは

$$\mathcal{E}_{\rm FRB} \sim 10^{38} \, {\rm erg}$$

とわかっている。この集録の目標は、このエネルギー 及び観測時間を再現するようなマグネターの物理を 考えることにある。

以下では FRB のソースとしてマグネター、特にマ グネターのフレアを考えることで、観測を再現でき ることを見る。マグネターとはパルサーの一種であ り、特に磁場の強いものをマグネターと呼ぶ。通常 のパルサーはその回転のエネルギーを開放して可動 していると考えられているが、マグネターは回転の エネルギーよりも大きい磁場のエネルギーを開放し ていると考えられている。マグネターの典型的磁場 の強さは、

$$B_{\star} \sim 10^{16} \, {\rm G}$$

程度である。

パルサーの表面では時折フレアと呼ばれる天体現 象が起こることが観測からわかっている。フレアとは 星の表面で時折起こる爆発現象である。マグネター 表面でフレアが起こると、その ejecta が shell を形成 し、またその shell の運動に起因した shock が発生す る。もし、FRB がフレアに起因するものだとすると、 FRB 121102 の非周期的なリピートも説明される。

いっぽうで、FRB 121102のソース天体からはFRB とは独立に persistent な luminosity も観測されてい る。この観測結果を Synchrotron emission として解 釈すると、次の節で見るようにソースの物理量は

$$N \sim 10^{51}, E_N \sim 10^{48} \,\mathrm{erg}, R \sim 10^{17} \,\mathrm{cm}$$

と概算することができる (それぞれ粒子数、エネル ギー、サイズ)。これらの値はソースを (通常のパル サーではなく) マグネター星雲 (マグネターからのア ウトフローによって形成された星雲) と考えることで 再現できるが、ここでは略す。 2018年度第48回天文・天体物理若手夏の学校

2 Synchrotron emission

FRB 121102の観測から、ソースの persistent radio luminosity は $\nu \simeq 10$ GHz 付近で break を持つスペ クトルを持つことがわかっている。ここではこの観 測結果を Synchrotron 放射によって説明することを 考える、このときソースに要請される物理量が求め られる。

まず Synchrotron 放射の一般論より、Lorentz factor γ_e を持つような質量 m_e の電子が磁場 B のなか を動くとき、放射のスペクトルは

$$\nu\simeq 0.2 \frac{\gamma_{\rm e}^2 eB}{2\pi m_{\rm e}c}$$

でピーク持つ(ただし、ここでピッチ角を決めること に相当する係数は観測と合わせて決めた)。

ここで周波数 ν で積分すると luminosity になるような量 L_{ν} [erg] を考える。このとき、power law $(L_{\nu} \propto \nu^{-\alpha})$ を考えると、粒子数 N との間に

$$L_{\nu} \simeq 3 \frac{e^3 B}{m_{\rm e} c^2} \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}(\log(\gamma_{\rm e}))}$$

という関係が成り立つ。いま観測から $L_{\nu} \simeq 10^{29} (\nu/10^{10} \text{ Hz})^{-0.2}$ ($\nu < 10 \text{ GHz}$)であることがわかっている ($\nu \simeq 10 \text{ GHz}$ で breakを持つ)。これを上の式と比べることによって

$$NB \sim 2 \times 10^{50} \,\mathrm{G}$$

をうる。ここで新しい parameter を

$$\sigma := \frac{R^3 B^2}{3E_N} \simeq \frac{3 \times 10^{54} B^{\frac{5}{2}}}{N} \left(\frac{R}{10^{17} \, \mathrm{cm}}\right)^3$$

として導入する (この parameter は未知だが、オー ダー1程度である)。これを使って、

$$N \sim 3 \times 10^{51} \sigma^{-\frac{2}{7}} \left(\frac{R}{10^{17} \,\mathrm{cm}}\right)^{\frac{6}{7}}$$
$$E_N \sim 10^{48} \sigma^{-\frac{3}{7}} \left(\frac{R}{10^{17} \,\mathrm{cm}}\right)^{\frac{9}{7}} \,\mathrm{erg}$$

とかける。また、いま cooling に対応する周波数は

$$\nu_{\rm c} \simeq \frac{10em_{\rm e}c}{\sigma_{\rm T}^2 B^3 t^2}$$
$$\simeq 2 \left(\frac{t}{10^9 \,{\rm sec}}\right)^{-2} \left(\frac{R}{10^{17} \,{\rm cm}}\right)^{\frac{18}{7}} \sigma^{-\frac{6}{7}} \,{\rm GHz}$$

となり¹、cooling によって break が起きていると思 えば、これらの値は 10 GHz で break が起きているこ とと整合性を持つ。よって、Synchrotron を考えるこ とで、FRB 121102 のソース天体は Introduction で 与えた値を持っていなければならないことが言える。

3 マグネターフレアと FRB

shell の形成

FRB をフレアによって説明することを試みよう。 まず、フレアの物理量は

$$E_{\rm f} \sim 10^{44} \, {\rm erg}, \ L_{\rm f} \sim 10^{47} \, {\rm erg/sec}$$

としておく、これは FRB 121102 の観測と consistent な値である。またフレアの継続時間 $\tau_{\rm f}$ との間に $L_{\rm f} = E_{\rm f}/\tau_{\rm f}$ という関係がある。

ここで、フレアのエネルギーは magnetic dipole moment μ とフレアの広がりの程度 r_0 、さらにポールの磁場 $B \sim \mu/r_0^3$ を用いて、

$$\begin{split} E_{\rm f} &\sim \mu B \\ &\sim \frac{\mu^2}{r_0^3} \sim 10^{45} \left(\frac{\mu}{10^{33}\,{\rm G\,cm^3}}\right)^2 \left(\frac{r_0}{10^7\,{\rm cm}}\right)^{-3}\,{\rm erg} \end{split}$$

となる (ここで $\mu \sim 10^{33} \,\mathrm{G\,cm^3}$ はマグネターの典型 的サイズ及び磁場から $\mu = BR^2/2$ として計算した もの)。よって $r_0 \sim 10^7 \,\mathrm{cm}$ 程度であればよい。

フレアが起こると、それによって shell が形成され る。shell の厚みは $\Delta \sim r_0$ 程度であり、この shell が エネルギー $\mathcal{E} \sim E_{\rm f}$ を運ぶとする。また shell の粒 子数は $\mathcal{N} \sim 10^{39}$ と概算できるが、ここでは導出は 略す。

shock

マグネター内部でフレアが起こると、それによっ て shell が形成されるが、この shell の速度が十分早 いとき、マグネターの wind 内に shock を走らせる。 このとき shock のエネルギーを、

$$\mathcal{E}_{\rm bw}(r) \simeq rac{r}{2\Gamma^2\Delta} \mathcal{E}, \quad (r < 2\Gamma^2\Delta).$$

 $^{^1}$ これは cooling time $t_{cool} := E/\langle dW_{syn}/dt \rangle$ に対応する周波数。

と評価する。ここで shock は一定の Lorentz factor Γ で走るが、shell の Lorentz factor は r の増加函数 である (Lyutikov, M 2010)。よって shell はいずれ shock に追いつき、その時の座標は $2\Gamma^2\Delta$ となる。

次に shock を受けた粒子がシンクロトロン放射 により輝くと考えよう。いま Larmor 半径は $r_{\rm L} \sim \Gamma_{\rm w} m_{\rm e} c^2 / (eB_{\rm w})$ と評価できる、ここで $\Gamma_{\rm w}$ は wind の Lorentz factor, $B_{\rm w} = (L_{\rm w} / (cr^2))^{1/2}$ は wind の磁場。 このとき、エネルギーの $\epsilon \sim 10^{-2}$ 程度を電磁場と して放出する (Gallant, Y et al. 1992)。これらから、 観測される周波数は

$$\begin{split} \nu_{\rm obs} \sim \frac{\Gamma c}{2\pi r_{\rm L}} \sim \frac{e(L_{\rm f}L_{\rm w})^{\frac{1}{4}}}{2\pi m_e c^{\frac{3}{2}}r} \simeq 3\,{\rm GHz}\,\left(\frac{r}{10^{13}\,{\rm cm}}\right)^{-1} \\ \times \left(\frac{L_{\rm f}}{10^{47}\,{\rm erg/sec}}\frac{L_{\rm w}}{10^{39}\,{\rm erg/sec}}\right)^{\frac{1}{4}} \end{split}$$

となる。

またこのとき観測されるエネルギーは

$$\begin{split} \mathcal{E}_{\rm FRB} &\sim \epsilon \mathcal{E}_{\rm bw} \sim 10^{39} \left(\frac{r}{10^{13} \, \rm cm}\right) \left(\frac{\epsilon}{10^{-2}}\right) \left(\frac{\Gamma_{\rm w}}{10^2}\right)^{-2} \\ &\times \left(\frac{L_{\rm f}}{10^{47} \, \rm erg/sec} \frac{L_{\rm w}}{10^{39} \, \rm erg/sec}\right)^{\frac{1}{2}} \, \rm erg \end{split}$$

と評価できる。

また、観測時間は

$$\tau_{\rm obs} \sim \frac{r}{\Gamma^2 c} \sim 3 \times 10^{-6} \left(\frac{r}{10^{13} \,\mathrm{cm}}\right) \left(\frac{\Gamma}{10^4}\right)^{-2} \mathrm{sec}$$

となる (ここでふたつの Lorentz factor は流体の Lorentz 収縮によるものと、共動系から移したとき に現れるもの)。いまエネルギー \mathcal{E}_{FRB} は期待してい たエネルギーのオーダーよりひとケタ程度大きいが、 実際は wind の luminosity L_w が全てこれに寄与する わけではないので、これによりもう少し値が小さく なる、どの程度小さくなるかは現段階で不明だが、こ れにより観測値程度のオーダーが再現されることを 期待する。いっぽうで観測時間は期待された ms オー ダーよりかなり小さい、そのため次のようなものを 考える。

charge-starvation

今までの描像は Maxwell eq. から要求される電流 密度

$$\tilde{j}\sim \frac{c}{4\pi}\frac{\tilde{B}}{\tilde{\Delta}}$$

を維持できる限りは有効である (tilde は shell の共動 系)。ところが、磁場が強くなるとそれが不可能にな るなぜならば、電流には荷電粒子の速度が光速にな るところで上限 $\tilde{j}_{max} = ec\tilde{n}_{\pm}$ が存在するからである。 つまり、磁場を強くしていくと、いつかこの電流密 度を上回ってしまい、Maxwell eq. から要請される電 流密度を準備できなくなってしまう。条件 $j < j_{max}$ は shell の Lorentz factor の立場から

$$\begin{split} \Gamma_{\Delta} &> \Gamma_{\rm cr}(r) \\ &\sim \frac{r}{e\mathcal{N}} \left(\frac{\mathcal{E}}{\Delta}\right)^{\frac{1}{2}} \sim 400 \left(\frac{r}{10^{14}\,{\rm cm}}\right) \left(\frac{\mathcal{N}}{10^{39}}\right)^{-1} \\ &\times \left(\frac{\mathcal{E}}{10^{44}\,{\rm erg}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\Delta}{10^7\,{\rm cm}}\right)^{-\frac{1}{2}} \end{split}$$

と書かれる (ここで Γ_{cr} は $j = j_{max}$ に対応する shell の Lorentz factor)。いっぽうで $\Gamma_{\Delta} < \Gamma_{cr}(r)$ のとき charge-starvation がおこると言い、このとき磁場の 一部は真空の電磁場として放出される。

このイベントの観測時間は

$$\begin{split} \tau_{\rm obs} \sim \frac{r}{\Gamma_{\rm cr}^2 c} \sim 10^{-3} \left(\frac{r}{10^{14}\,{\rm cm}}\right)^{-2} \left(\frac{\mathcal{N}}{10^{39}}\right)^2 \\ \times \left(\frac{\mathcal{E}}{10^{44}\,{\rm cm}}\right)^{-1}\,{\rm sec} \end{split}$$

と与えられる。これは期待されていた ms のオーダー である。

4 Conclusion

けっきょく、マグネターフレアによる物理を考える とオーダー評価で FRB 121102 のエネルギーの観測 値が得られることがわかった。また charge-starvation というものが起こると、そのイベントの観測時間は FRB の継続時間である ms オーダー程度となる。 2018 年度 第 48 回 天文・天体物理若手夏の学校

Reference

Beloborodov, Andrei M. Astrophys.J. 843 (2017)

Gallant, Y. A., Hoshino, M., Langdon, A. B., Arons, J., and Max, C. E. et al. 1992, ApJ, 391, 73

Lyutikov, M. 2010, Phys. Rev. E, 82, 056305

Parfrey, K., Beloborodov, A. M., and Hui, L. 2013, ApJ, 774, 92 $\,$

連星系中性子星のX線時間変動と状態遷移

河村 浩良 (千葉大学大学院 宇宙物理学研究室)

Abstract

中性子星降着流は、中心天体の質量と降着率の他に、中心天体の回転や磁場の強度などがパラメータとし て加わるためにブラックホール降着流と比べて理解が遅れていた。連星系中性子星のX線観測の結果から、 ブラックホール候補天体のアウトバーストと同様に、降着率の上昇とともに、硬X線が強い hard state か ら軟X線が強い soft state への遷移が起こることが知られている。今回は、中性子星降着流の最新の研究 (Takahashi and Ohsuga 2017)を紹介するとともに、磁気流体コード CANS+を用いた中性子星周辺の降着 シミュレーションの今後の計画について発表する。

1 Introduction

中性子星は、その降着メカニズムを決定するパラ メータとして中心天体の質量や、降着率に加えて、中 性子星の磁場や回転が入るために、ブラックホール 候補天体に比べて多様な振る舞いを示す。

Ghosh & Lamb (1978) は中性子星の磁場と降着円 盤との相互作用を研究した。図1のように中性子星 の回転が無視できる場合、磁気圧と降着するガスの 圧力が釣り合う位置 (アルベン半径) に降着円盤の内 縁が形成され、そこから円盤を貫く磁場に沿った降 着が起こる。中性子星の回転を考慮すると、円盤の 角速度が中性子星の角速度と一致する位置 (共回転 半径)より外側では中性子星から降着円盤に角運動量 が輸送され、アウトフローが発生する。また、回転 する中性子星の磁極付近への降着によって X 線パル サーが観測される。全天で最も明るい X 線天体であ る Sco X-1 などの連星系中性子星は質量降着に伴っ て X 線パルサーとその時間変動を示す。

中性子星のX線時間変動は日本の「ぎんが」衛星 や、アメリカのRXTE衛星、最近では国際宇宙ス テーションに設置されたNICERなどによって詳し く調べられてきた。連星系中性子星にはいくつかの 種類があるが、Z-souceと呼ばれる天体では図2に 示すようなColor-Color面上でZ字型の変化を示す (Hasinger & van der Klis 1989)。図2のように3つ のブランチに分かれており、降着率の変化に伴って ブランチ間の状態遷移が起こると考えられているが、 その起源は十分に理解されていない。 最近では、系外銀河で発見された恒星質量ブラック ホールのエディントン光度より明るいX線源(Ultra Luminous X-ray Sources)の中からX線パルスを持 つ天体があることが発見され、中性子星起源である ことが確定した。

本発表では、Takahashi & Ohsuga (2017) によって 報告された中性子星への超臨界降着シミュレーショ ンを紹介し、後半ではより降着率が低い場合の中性 子星降着円盤の状態遷移をシミュレートする計画に ついて紹介する。



図 1: 質量降着する中性子星とその周辺の構造 (Ghosh & Lamb 1978)



図 2: Z-source の時間発展。横軸は soft color、縦軸 は hard color。(Hasinger & van der Klis 1989)

2 中性子星への超臨界降着流のシ ミュレーション

 Takahashi & Ohsuga (2017) では、Takahashi et

 al. (2016) で報告された1次モーメントに基づく相対

 論的輻射磁気流体コードを用いて10¹⁰G程度の双極

 磁場を持つ中性子星への超臨界降着流のシミュレー

 ション結果が報告されている。

2.1 基本方程式

連続の式、

$$(\rho u^{\nu})_{;\nu} = 0. \tag{1}$$

 ρ は密度、 u^{ν} は流体4元速度を表す。

$$(T^{\nu}_{\mu} + M^{\nu}_{\mu})_{;\nu} = G_{\nu} \tag{2}$$

 G_{μ} は輻射による4元力を表す。

$$G^{\mu} = -\rho \kappa_{\rm abs} (R^{\mu}_{\alpha} u^{\alpha} + 4\pi B u^{\mu}) - \rho \kappa_{\rm sca} (R^{\mu}_{\alpha} u^{\alpha} + R^{\alpha}_{\beta} u^{\alpha} u^{\beta} u^{\mu})$$
 (

 κ_{abs} と κ_{sca} はそれぞれ吸収と散乱のオパシティである。ここでは、

$$\kappa_{\rm abs} = 6.4 \times 10^{22} \rho T_{\rm gas}^{-\frac{7}{2}} \,\,{\rm cm}^2 {\rm g}^{-1},$$
(4)

$$\kappa_{\rm sca} = 0.4 \ \rm cm^2 g^{-1}, \tag{5}$$

の値を使用する。Tgasはガスの温度を表し、ガス圧と

$$p_{\rm gas} = \frac{\rho k_B T_{\rm gas}}{\mu m_p} \tag{6}$$

の関係を持つ。 k_B はボルツマン定数、 m_p は陽子の 質量、 $\mu = 0.5$ である。

R^ν_μは輻射エネルギーモーメントテンソルを表し、M-1 クロージャーを用いて方程式を閉じると、

$$R^{\mu\nu} = 4p_{\rm rad}u^{\mu}_{\rm rad}u^{\nu}_{\rm rad} + p_{\rm rad}g_{\mu\nu} \tag{7}$$

で与えらる。 p_{rad} は輻射圧、 u_{rad}^{μ} は輻射の4元速度を 表す (Levermore 1984; Kanno et al 2013; Sadowski et al. 2013)。

 T^{ν}_{μ} はエネルギーモーメントテンソルで、以下のように、

$$T^{\nu}_{\mu} = (\rho + e + p_{\text{gas}})u_{\mu}u^{\nu} + p_{\text{gas}}\delta^{\nu}_{\mu} \tag{8}$$

表される。 $\delta_{\mu\nu}$ はクロネッカーのデルタ、eは内部エネルギー、 p_{gas} はガス圧を表す。ここでは、 $e = (\Gamma - 1)p_{gas}$ として、 $\Gamma = 5/3$ を採用している。 $M^{\mu\nu}$ は磁気のエネルギーモーメントテンソルで、

$$M^{\mu\nu} = b^2 u^{\mu} u^{\nu} + p_{\rm mag} g^{\mu\nu} - b^{\mu} b^{\nu} \tag{9}$$

で表される。*g^{µν}*は計量テンソルを表す。ここでは、

$$b^t = B^i u^\mu g_{i\mu},\tag{10}$$

$$b^i = \frac{B^i + b^t u^i}{u^t}.$$
(11)

を計算して値を求めている。 $p_{
m mag}=b^2/2$ は磁気圧を表す。

²⁾ この論文では、Boyer-Lindquist 軽量の極座標 (*t*, *r*, *θ*, *φ*)を用いて、計算を行っている。計算領域は、 *r* = [*R*_{*}, 199*R*_{*}], *θ* = [0, *π*] で、*R*_{*} は中性子星の半径 (10 km) です。動径方向は中心から離れるほど指数
⁽³⁾ 関数的に大きくとり、*θ* 方向は均等にグリットを設定 している。その総数は、(*N_r*, *N_θ*, *N_φ*) = (528, 288, 1) **あ** である。中性子星の質量は 1.4*M*_☉、中性子星はダイ ポール磁場 (Wasserman and Shapiro 1983) を持ち、 中性子星の表面で *B*_{*} = 10¹⁰ G と仮定する。また、
⁽⁴⁾ 簡単のために磁軸は中性子星の回転軸と一致し、中 性子星は回転しないものと仮定する。初期状態とし て、Fishbone & Moncrief(1976)のトーラスを設定。 トーラスの1番内側は $r = 10R^*$ 、 $r = 15R^*$ のとこ ろで圧力が最大になるようにする。トーラスの最大 密度は $\rho_0 = 0.1 \,\mathrm{g\,cm^{-3}}$ とし、さらに、トーラス内 に密度に比例するポロイダル磁場をダイポール磁場 と反平行になるように設定。 $p_{\mathrm{gas}} + p_{\mathrm{rad}}$ の最大値と p_{mag} の最大値の比が100となるようにし、平衡状態 を崩すために $p_{\mathrm{gas}} + p_{\mathrm{rad}}$ に10%の摂動を加えた。 最後に、境界条件として、 $\theta = 0, \pi$ で symmetric、 $r = 199R_*$ で outflow、 $r = R_*$ では速度と輻射フ ラックスが0になるように設定。他の物理量は free 境界条件を適用 (Romanova et al. 2011)。外側の境 界では、outgoing を適用。

2.2 計算結果

初期の平衡状態は与えた摂動によって崩れた。降着 物質は $t = 4800t_g$ ($t_g = \frac{GM}{c^3} = 6.9 \times 10^{-6}$ s) で中性 子星にたどり着く。その後は降着率は $15000t_g$ まで ほぼ一定。以下で示す図1,および2では $[10^4t_g, 1.5 \times 10^4t_g]$ の間で平均を取っている。図1はrz平面での 中性子星の周りの inflow と outflow の構造を表す。



図 3: (a) 色は $\rho/\rho_0(\underline{c}) \ge E_{\rm rad}/\rho_0 c^2(\underline{c})$ 。 青線が磁 力線、黄色線が photosphere。(b) は (a) を拡大した もの。白の流線は 4 元速度 (<u>c</u>) と輻射フラックス (右)。黄色の点線は $\beta \equiv (p_{\rm gas} + p_{\rm rad})/p_{\rm mag} = 1(\underline{c})$ $\ge \sigma \equiv b^2/(4\pi\rho c^2) = 1(\underline{c})$ 。(c) は動径方向の輻射と 重力の比。(Takahashi & Ohsuga 2017)

降着円盤は $3R_* \le r \le 8R_*$ に形成される。 $r \ge 8R_*$ の領域の高密度領域は初期トーラスの残骸。赤道面における円盤の密度は約 $0.1\rho_0 = 0.01$ g cm⁻³ で、輻射

エネルギーは円盤で増幅し (図 1 (a) の右側の黄色の 領域)、支配的になる。磁気圏内部深くでは $\sigma \sim 100$ 、 極では $\sigma \sim 150$ が得らた。左の図から、極付近から ジェット (速度は $z = 30R_*$ で 0.4c) が出ていること がわかる。その他に、比較的遅い ($r = 30R_*$ で 0.1c くらい)outflow が見られる。これらはともに輻射に よって生じている。(c) から、降着柱内では (南極と 北極付近) 重力が優勢なので降着が可能だが、その外 側では輻射優勢なので外側に向かって吹き飛ばされ ることがわかる。



図 4: 左が密度、右が実効的な粘性パラメータ。黒の点 線はケプラー回転速度を表す。(Takahashi & Ohsuga 2017)

図 2 では $r - u_{\phi}$ 平面での密度と計算から求めた実 効的な粘性パラメータ $\alpha_{B,r_{\phi}} = T_{\text{mag}}^{\tilde{r}\tilde{\phi}}/(p_{\text{gas}} + p_{\text{rad}} + p_{\text{mag}})$ を示している。 $T_{\text{mag}}^{\tilde{r}\tilde{\phi}}$ は磁場のエネルギーモー メントテンソルの $r - \phi$ 成分を表し、チルダは共同 座標系での量を示す。円盤の密度が点線の周りに集 中しているので、回転速度がケプラー速度に近いこ とがわかる。円盤の端では急激に角運動量が減少し、 中性子星表面で 0 になっている。これは降着物質の 角運動量が磁気トルクによって中性子星に輸送され るからである。右図のオレンジ色の部分では $\alpha_{B,r_{\phi}}$ が大きく、この領域の磁力線は中性子星と接続して おり、降着物質の角運動量を輸送している。 図 3 では、

$$\dot{L} = \int T^r_{\max\phi} \sqrt{-g} d\theta d\phi \qquad (12)$$

(Romanova et al. 2009)を計算してプロットして いる。実線は内側に流入するフラックス、破線は外 側に流出するフラックスを表す。 $r = 8R_*$ では、 MRI 乱流によって角運動量は外へと輸送される。 $r = 1.1R_*, 2R_*$ では、磁場によって角運動量が内 側に輸送される。中性子星の周期を1sとして、今 回の結果 $\dot{L} = 0.04R_*^3\rho_0c^2$ を用いると、 $\dot{P} \sim -3 \times 10^{-11}\,\mathrm{ss^{-1}}$ が得られる。これは ULX パルサーの観 測結果 $-5 \times 10^{-9}\,\mathrm{ss^{-1}}$ から $-4 \times 10^{-11}\,\mathrm{ss^{-1}}$ と一致 する。





射磁気流体シミュレーションにより、hard state か ら soft state への状態遷移を調べ、図2のFBの起源 等を明らかにする。

Reference

Fishbone, L. G., & Moncrief, V. 1976, ApJ, 207, 962

- G. Hasinger & M. van der Klis 1989, Astron. Astrophys. 225, 79-96
- Hiroyuki R. Takahashi, Ken Ohsuga, Tomohisa Kawasima, & Yuichiro Sekiguchi 2016, ApJ, 826, 23
- Hiroyuki R. Takahashi & Ken Ohsuga 2017, ApJ, 845, L9
- Kanno, Y., Harada, T., $\$ Hanawa, T. 2013,
PASJ, 65, 72

Levermore, C.D. 1984, JQSRT, 31, 149

Masaru Matsuoka & Kazumi Asai 2013, PASJ, 65, 26

P.Ghosh & F.K.Lamb 1978, ApJ, 223: L83-L87

Romanova, M., M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., & Lovelace, R. V. E. 2009, MNRAS, 399, 1802

Romanova, M., M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., & Lovelace, R. V. E. 2011, MNRAS, 416, 416

Sadowski, A., Narayan, R., Tchekhovskoy, A., & Zhu, Y. 2013, MNRAS, 429, 3533

Wasserman, T., & Shapiro, S.L. 1983, ApJ, 265, 1036

3 今後の計画

降着率が臨界降着率より低い場合の中性子星降着 円盤の状態遷移を行う。演算数を少なくして長時間 計算を可能にするために、非相対論的輻射磁気流体 コード CANS+R を適用する。強磁場を扱うため、双 極磁場を分離する。現在は、磁場の分離まで完了して いる。今後の計画として、(1)中心天体の回転を無視 し、降着率が十分に低く輻射圧が無視できる場合の 計算を行う(図2のHB)。(2)降着率を増加させ、図 2のNBへの状態遷移をシミュレーションする。(3) 中心天体の回転を考慮し、Matsuoka & Asai (2013) で報告されているような状態遷移を再現する。(4)輻

原始中性子星冷却におけるニュートリノシグナル

杉浦 健一(早稲田大学大学大学院 先進理工学研究科)

Abstract

超新星爆発中に形成される原始中性子星 (PNS) はニュートリノを内部に溜め込んだ高温な星であり.この ニュートリノが PNS 内部の物質と反応しながら外部に放出されエネルギーを持ち出すことで,PNS の冷却 が起こり中性子星へと至る.PNS 冷却過程の理論的な研究は精力的に行われているが,未だ発展途上にあ る.難しさの一端は,PNS は強い力で相互作用した高温・高密度核物質で構成されていることにある.特に ニュートリノの反応率は,中性子や陽子の感じる強い力による平均的なポテンシャルエネルギーに大きく依 存することが知られており,ニュートリノ光度やスペクトルを調べる上で重要な要素となる.以上を踏まえ て,ニュートリノ反応率の核子間相互作用からの影響についてレビューを行う.今回中心とする話題は,高 温・高密度核物質中における多体効果をどのように取り込むかである.また多体効果が,超新星からのニュー トリノシグナルに与えうる影響についても簡単に議論する.

イントロダクション: 超新星爆 発から中性子星に至るまで

星の最期の姿である中性子星やブラックホールに 至る進化過程については未解明の部分が多い.特に 8M. 以上の大質量星が一般に起こすと考えられてい る超新星爆発やその後の最終的なコンパクト天体に 至る詳細な物理メカニズムについては未だ議論の余 地がある.重力崩壊型超新星爆発 (CCSN) は,その 中心部の Fe コアの重力崩壊から始まる.重力崩壊中 の Fe コアは内部コアと外部コアの2 層構造になっ ており、一様に収縮している内部コアが原子核密度 程度になると崩壊が止まり、原始中性子星 (PNS) の コアが形成される. PNS コアと外部コアの間には衝 撃波が発達し、外側に伝播していく. この衝撃波が星 の表面まで伝播することで光学的な超新星爆発へと 到る. 衝撃波が星の外層に到達するためのメカニズ ム自体も大規模数値計算等によって精力的に調べら れている分野であるが,ここでは重力崩壊中に形成 された PNS の中性子星 (NS) に到るまでの進化に着 目する. そもそも超新星爆発のエネルギー源は, 重 力崩壊中に解放される重力エネルギーであるが、そ の大半は PNS の内部エネルギーとなっている. 重力 崩壊中に生成さるニュートリノは高密度の PNS 内部 で閉じ込められることと合わせると、PNS は初めは

ニュートリノを内部に溜め込んだ高温な星として生まれる.高温な PNS は,内部に溜め込んだニュートリノを徐々に外に放出することでエネルギーを持ち出し PNS を冷やしていき,冷たい NS へと向かっていく.この過程を原始中性子星の冷却 (PNS Cooling, PNSC) と呼ぶ.

重力崩壊で解放される重力エネルギーの大半はニ ュートリノの形で放出され,DUNEやJUNO,ハイ パーカミオカンデなどの将来の好感度ニュートリノ 観測装置を用いれば,数千個ものニュートリノが100 秒程度にわたって観測されると期待されている.し かし一方で,SNからPNSCにわたって連続的に計 算された例はほとんどないのみならず,PNSCにお いて重要になるニュートリノの反応についてもまだ 不十分な点が多い.ここでは特に,荷電カレントが 担うニュートリノ反応において,核子(中性子と陽子 をまてめてこのように呼ぶ)間の相互作用から及ぼ される影響について議論したい.

2 高温高密度物質におけるニュー トリノ反応

PNSCにおいては様々なニュートリノ反応を考慮す る必要があるが、ここでは代表的なニュートリノ吸収 反応の一つである荷電カレントの担うニュートリノ反 応を扱う. 具体的には $\nu_e + n \rightarrow e^- + p, \bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ ここで, $S^{\mu\nu}$ は応答関数と呼ばれ の二つの反応である、真空中でのこれらの反応は、低 エネルギー極限で次の形のフェルミ型相互作用で記 述される.

$$\mathcal{L} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cos \theta_c \, l_\mu j^\mu. \tag{1}$$

ここで l_{μ}, j_{μ} はそれぞれレプトンカレントと実効的 とかける. な核子カレントで

$$l_{\mu} = \bar{l}\gamma_{\mu} \left(1 - \gamma_{5}\right)\nu \tag{2}$$

$$j^{\mu} = \bar{\Psi}_p \left(\gamma^{\mu} \left(g_V - g_A \gamma_5 \right) + F_2 \frac{\mathrm{i}\sigma^{\mu\alpha} q_\alpha}{2M} \right) \Psi_n \quad (3)$$

とかける. 上の表式は ve の反応を書いているが, ve の反応の場合も同様である.真空中での微分反応断 面積ははフェルミの黄金律から導くことができ

$$d\sigma = \frac{1}{4E_1 E_2 v_{\rm rel}} \langle |M|^2 \rangle d\Phi_{34} (2\pi)^4 \\ \times \delta^4 (p_1^\mu + p_2^\mu - p_3^\mu - p_4^\mu)$$
(4)

となる.ここで

$$d\Phi_{34} = \frac{d^3 p_3 d^3 p_4}{(2\pi)^6 E_3 E_4} (1 - f_3)(1 - f_4) \qquad (5)$$

$$\langle |M|^2 \rangle = \frac{\cos^2 \theta_c G_F^2}{4} L_{\mu\nu} \Lambda^{\mu\nu} \tag{6}$$

であり、 θ_C は Cabibbo 角である. 行列要素 $\langle |M|^2 \rangle$ に表れるレプトンテンソルとバリオンテンソルはそ れぞれ

 $L^{\mu\nu} = \operatorname{Tr}\left\{\left(-\not\!\!\!p_1 + m_1\right)\gamma^{\mu}\left(1 - \gamma^5\right)\right.$

$$S^{\mu\nu} = \frac{1}{1 - e^{-(q_0 + \Delta\mu)/T}} \times \int \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^2} \Lambda^{\mu\nu} \frac{f_2(E_2) - f_4(E_4)}{4E_2 E_4} \delta(E_2 - E_4 - q_0)$$
(10)

真空の場合はこの表式で十分だが、PNS のような 相互作用した系において相互作用の効果をどのよう に取り入れれば良いかはフェルミの黄金律を用いた 導出では明らかではない.しかし,線形応答理論の 範囲で相互作用のあるような系での応答関数は

$$S^{\mu\nu}(q_0, q) = \frac{-2 \operatorname{Im} \mathbf{\Pi}^{\mu\nu}(q_0, q)}{1 - \exp\left(-(q_0 + \Delta \mu)/T\right)}, \qquad (11)$$

かけて、ここで

$$\Pi^{\mu\nu}(q_0, q)$$
(12)
= $-i \int dt d^3x \theta(t) e^{i(q_0 t - \boldsymbol{q} \cdot \boldsymbol{x})} \langle [j_{\mu}(\boldsymbol{x}, t), j_{\nu}(\boldsymbol{x}, t)] \rangle_{\beta}$ (13)

は分極関数、もしくは遅延カレント相関関数と呼ば れる. 遅延カレント相関関数は一般には温度グリー ン関数を用いて書くことができる.

$$\boldsymbol{\Pi}^{\mu\nu}(i\omega_m, \boldsymbol{q}) = T \sum_{a,b} \sum_n \int \frac{d^3 \boldsymbol{k}}{(2\pi)^3} \\ \times \operatorname{Tr} \left[\mathcal{G}_2(i\omega_n, \boldsymbol{k}) \Gamma_a \mathcal{G}_4(i\omega_m + i\omega_n, \boldsymbol{k} + \boldsymbol{q}) \Gamma_b \right], \quad (14) \\ \mathcal{G}_i(\boldsymbol{x}, \tau; \boldsymbol{x}', \tau') := -\left\langle T_\tau \left[\Psi_{Hi}(\boldsymbol{x}, \tau), \Psi_{Hi}^{\dagger}(\boldsymbol{x}', \tau') \right] \right\rangle_{\beta}, \quad (15)$$

(7)

ものであるが、以下のダイソン方程式をみたすこと とかける.式4を用いると吸収率は以下のようになる. が知られている

 $\mathcal{G}^{(0)}(i\omega_n, k)$ を一つ切ることで二つの図形に分けら れないような図形の和である. この proper な固有エ ネルギーを用いると温度グリーン関数は見やすい形 に書き直せる.

$$\mathcal{G}_{i}(\mathrm{i}\omega_{n},\boldsymbol{k}) = \frac{1}{\mathrm{i}\omega_{n} - E_{i} + \mu - \Sigma(\mathrm{i}\omega_{n},\boldsymbol{k})}$$
(18)

自己エネルギーは有効質量や核子の平均ポテンシャ ルを与える重要な量であるが、一般に無限個のダイ アグラムを含み厳密な計算は不可能である. 自己エ ネルギーの評価のためには、低次のダイアグラムま で評価する等の適切な近似が必要になるが、ここで は Roberts et al.(2012) に倣ってより簡便的な修正 を施すことによって核子間相互作用の影響について 見ていこう. 有効質量や平均ポテンシャルを手で入 れて次のような書き換えを行う.

$$p^{\mu} \to \tilde{p}^{\mu} = \left(E_{i,p}^{*}, -p\right) := \left(\sqrt{p^{2} + \left(M_{i}^{*}\right)^{2}} + U_{i}, -p\right)$$
(19)

ここで *M*^{*}, *U*ⁱ はそれぞれ有効質量, 平均ポテンシャ ルである.この書き換えの下で遅延カレント相関関 数を計算すると

$$\operatorname{Im} \Pi^{R}_{\mu\nu}(q_{0},q) = -\pi \int \frac{d^{3}\boldsymbol{k}}{(2\pi)^{3}} \Lambda_{\mu\nu} \frac{f_{2}(E_{2,k}^{*}) - f_{4}(E_{4,k+q}^{*})}{4E_{2,k}^{*}E_{4,k+q}^{*}} \times \delta(E_{2,k}^{*} - E_{4,k+q}^{*} + q_{0})$$
(20)

となり,式 11 の E_i を E_i^* に書き換えたものとなっ ている.

核子間相互作用の反応率、ニュー 3 トリノシグナルへの影響

有効質量、平均ポテンシャルを取り入れたことに よって,反応率がどのように変化するのかを見てみ よう. 一般に PNS 表面付近では $\rho \sim 10^{13}$ g/cm³ 程 度であり,その領域では中性子と陽子の平均ポテン シャルはそれぞれ

 $U_n \sim 40 \text{MeV}, U_p \sim 30 \text{MeV}$

ここで Σ は proper な自己エネルギーと呼ばれる 程度であると見積もられている (Fischer et al. もので, 摂動で用いるファインマン図形のうち, (2018)). これを勘案して, $\Delta U := U_n - U_n = 9$ MeV と固定して議論を進めていく. 図1と図2はそれぞれ 微分散乱断面積と平均自由行程を描いたものである.



図 1: ν_e, ν_e の微分反応断面積. 横軸は生成される電 子,陽電子のエネルギー.実線が ve, 点線が ve を表 [•]す.また,赤線は平均ポテンシャルなし,黒線が平均 ポテンシャルを考慮したものである.(Roberts et al. (2012)より抜粋)



図 2: *ν_e*, *ν_e* の平均自由行程. 横軸はニュートリノエ ネルギー.実線が ve, 点線が ve を表す.また,赤線 は平均ポテンシャルなし, 黒線が平均ポテンシャル を考慮したものである.(Roberts et al. (2012) より 抜粋)

収率は減少することは読み取れる.この理由は、入 射ニュートリノエネルギーを固定して考えると、反応 の結果できる電子,陽電子のエネルギーが,ΔUを用 いると

$$E_{e^-} \sim E_{\nu_e} \to E_{e^-} \sim E_{\nu_e} + \Delta U,$$
 (21)

$$E_{e^+} \sim E_{\bar{\nu}_e} \to E_{e^+} \sim E_{\bar{\nu}_e} - \Delta U$$
 (22)

と変化し,前者については反応の終状態の数が増加, 後者については減少することに起因している.

 $\nu_e, \bar{\nu}_e$ の平均自由行程の差は、PNS のどの位置 からニュートリノが放射されているかに違いを与え る. ν_e は平均自由工程が短いため PNS の浅い部分で ニュートリノが解放される.PNS は表面付近ほで温 度が低いので, ν_eの平均エネルギーは低くなる. -方で *v*e については, 平均エネルギーが高くなる. こ の様子は図3の上図に見ることができる.



図 3: ニュートリノ平均エネルギーとニュートリノ風 における Y_e の時間変化. 上図: 実線が ν_e , 点線が $\bar{\nu}_e$ を表す.また、緑線は平均ポテンシャルなし、黒線 が平均ポテンシャルを考慮したものである.下図:色 については上図と同様.(Roberts et al. (2012) より 抜粋)

図3の下図にはニュートリノ風における最終的な 電子数比の時間変化が描かれている.電子数比は

$$Y_{e,\text{NDW}} \sim \left(1 + \frac{\dot{N}_{\bar{\nu}_e} \langle \sigma(\varepsilon)_{p,\bar{\nu}_e} \rangle}{\dot{N}_{\nu_e} \langle \sigma(\varepsilon)_{n,\nu_e} \rangle}\right)^{-1}$$

これらの図を見ると u_e の吸収率は増加し, $ar{
u}_e$ の吸 によって見積もることができ, u_e の断面積と $ar{
u}_e$ の断面 積の比が重要であることがわかる. 核子間相互作用に よって両者の断面積の比が大きくなることは、Ye.NDW を下げる働きをし,超新星をr過程元素合成の場所 としてみなすために有利に働くことがわかる.

まとめと future work 4

高温高密度核物質における核子間相互作用はニュー トリノスペクトルを定量的に大きく変化させる要因 となることを見てきた. 特に v. の平均エネルギーは 減少し, *v*_eの平均エネルギーは上昇するという傾向 が見られた.吸収率の差はニュートリノ風における Y。を下げる働きをし、中性子過剰な環境を作る助け になることもわかった.

以上では簡単に平均ポテンシャル等を導入したが, 本来は核子間相互作用は自己エネルギーやカレント 相関関数を評価しなければならない、近似的に評価 する一つの方法として乱雑位相近似 (RPA) が知られ ている. RPA は相互作用のポテンシャルを V とした 時,カレント相関関数を

$$\mathbf{\Pi}^{\mathrm{RPA}} = \frac{\mathbf{\Pi}^{(0)}}{1 + V \mathbf{\Pi}^{(0)}} \tag{23}$$

のように評価する近似である. RPA のニュートリノ 反応への適用の問題点は核子間相互作用の形が完全 には解明されていない点であるが、近年現実的な二 体力、三体力ポテンシャルを用いた状態方程式が開 発されており (Togashi et al. (2017)), RPA を用い た評価は可能な段階に来ている. 今後 RPA を用いて ニュートリノ反応を改善し、PNSC の計算に応用し ていく予定である.

Reference

- Roberts, L. F., Reddy, S., & Shen, G. Shen 2012, Phys. Rev. C, 86, 065803
- Fischer, T., Martínez-Pinedo, G., Wu, M.-R., Lohs, A., & Qian, Y.-Z. 2018, arXiv:1804.10890
- Togashi, H., Nakazato, K., Takehara, Y., et al. 2017, Nuclear Physics A, 961, 78

_

マグネターにおけるコロナの形成と放射

林 航大 (京都大学 基礎物理学研究所)

Abstract

中性子星のうち少なくとも 10% は $B > 10^{14}$ G の強磁場を持つマグネターとして生まれると考えられている。 マグネターはその活動期には Soft Gamma-ray Repeaters または Anomalous X-ray Pulsar として観測され てきた。また、散発的に起こる X-ray outburst の他にも、継続的な活動として表面からの $k_BT \sim 0.5$ keV の黒体放射、10 keV 以上で支配的になる放射が観測されている。高エネルギー (10 keV 以上) で支配的にな る継続的な放射 ($L \sim 10^{36}$ erg/s) はマグネター周りのプラズマで形成されるコロナから放出される可能性が 示唆されている。そこで、本発表では、Beloborodov & Thompson (2007a) に従い、ねじれた外部磁場に よってコロナが形成されること、そこからエネルギーが散逸されることを見る。具体的には次のような過程 を考え、数値的に調べる。強磁場のもとでは磁場のねじれによって形成される誘導電場が星表面の粒子を加 速し、その粒子による放射が雪崩的な e[±] 対生成を引き起こす。形成された e[±] プラズマが $\nabla \times B = \frac{4\pi}{c} j_B$ によって要求される電流を担い、また遮蔽によって誘導電場を制限する。重力で星表面に落ち込む粒子と、 対生成で生じる粒子が自己組織化臨界の状態で動的な平衡が実現されるように誘導電場が維持される。これ により、磁力線に沿った電圧が 1 GeV 程度になり、ジュール散逸によるエネルギー散逸率が観測されている ものと同程度になることを見る。

1 Introduction

一般的な中性子星は $B \sim 10^{11-13}$ G 程度の磁場を もっている。これに対して、マグネターは二桁ほど 大きい $B \sim 10^{14-15}$ G の強磁場を持つ中性子星であ り、磁場がエネルギー源となって活動している。

マグネターは発見の経緯で二種類に分けられる。一 つ目は Soft Gamma-ray Repeaters (SGRs)と呼ば れるものであり、不規則的に繰り返し起こる 10 秒程 度の軟ガンマ線のバースト現象として観測される天体 である。二つ目は、Anomalous X-ray Pulsar(AXPs) と呼ばれるものであり、典型的な電波パルサーとは 違い、観測される X 線光度を回転エネルギーの散逸 によって説明することができないパルサーである。ま た、AXPs は自転周期 P とその変化率 \dot{P} の関係性を 示した図、 $P - \dot{P}$ ダイアグラム上で $B > 10^{14}$ G に 対応する領域にあるという特長も持っている。この ように歴史的には別の種類の天体として発見された SGRs と AXPs であったが、性質を共有することが 分かり、現在では同一種類の天体で起こる現象であ ると考えられている。

散発的に起こるバースト現象の他に、定常な活動

がある事がマグネターのスペクトルの観測から明ら かになっている (図1参照)。図1に見られるスペク トルは大きく2つに分けることができる。一つ目は、 $k_BT \sim 0.5 \text{ keV}$ の黒体放射である。これはマグネ ター表面からの熱的放射である。二つ目は、10 keV 以上で支配的になるハード成分である。これはマグネ ター周りのプラズマで形成されるコロナから放出され る可能性が示唆されており、またその光度は $L_{obs} \sim 10^{36} \text{ erg/s}$ であることが知られている。



図 1: 典型的なマグネター (AXP)の軟 X 線からガン マ線までのスペクトル。(榎戸(2012)より改変して 引用)

本発表ではまず、 $\S2$ で星震などによって外部磁場 のねじれが生じることを仮定して、磁場に沿って e^{\pm} プラズマのコロナが形成されるメカニズムを提案す る。続いて、提案したメカニズムからのエネルギー 散逸率 L_{diss} を評価し、そのメカニズムと観測事実 が整合的であること ($L_{diss} \sim L_{obs}$)を $\S3$ と $\S4$ で 数値計算を用いて確認する。

2 Mechanism of Corona formation

ここではコロナ形成のメカニズムの提案を行う。 コロナ形成に必要な電荷密度は、マグネター大気中 の荷電粒子や、Goldreich Julian 密度が担うことが提 案される。しかし、マグネターの大気は scale height を考えると、 $h_{scale} = \frac{k_BT}{gm_p} \sim 5 \text{ cm}$ であり、マグネ ターの典型的な長さスケール $R_{NS} \sim 20 \text{ km}$ と比べ ると $R_{NS} \gg h_{scale}$ 、となる。よって、大気中の荷電 粒子はナイーブには要求されている電流を担うこと はできない (少なくとも荷電粒子を磁気圏まで持ち 上げる必要がある)。また、Goldreich Julian 密度 は $|\rho_{GJ}| \sim \frac{\Omega B}{2\pi c}$ であるが、電流を担うのに必要な最低 限の電荷密度は $\rho_B \sim \frac{j_B}{c} \sim \frac{B}{4\pi R_{NS}}$ である。これを 比較すると $\left|\frac{\rho_B}{\rho_{GJ}}\right| \sim \frac{c}{\Omega R_{NS}} \gg 1$ となり、Goldreich **3** Julian 密度でも不十分である。

以上のことをふまえ、次のようなコロナ形成のメ カニズムを提案する (図 2 参照)。

- 1. 偶発的な星震などにより外部磁場がねじれる。
- 2. 磁場のねじれによる誘導電場が星表面の粒子を 加速して持ち上げる。
- 加速された粒子による放射が雪崩的な e ± 対生 成を引き起こす。
- 4. ・ e^{\pm} プラズマが $j_{\rm B} = rac{c}{4\pi} \nabla \times \boldsymbol{B}$ で要求される 電流を担う。
 - ・ e[±] プラズマが遮蔽により誘導電場を制限する。

- 5. 重力で粒子が星に落下することと、対生成で粒 子が生成されることで、系において動的な平衡 状態が実現される。
- 6. 磁力線に沿った電圧がある値をとり、ジュール 散逸によってエネルギー散逸が起こる。



図 2: コロナ形成のメカニズムの概略図

3 Methods

ここでは、系の発展を数値的に求める方法について述べる。考えている系は MHD 条件を満たしていないので、N 体数値計算を行うこととする。

数値実験を行う上での仮定を以下に示す。

 ・ 強磁場、低粒子数密度であるので、force-free 近 似を考えると系が磁場に沿った1次元の系とな る。

$$egin{aligned} egin{aligned} egi$$

・粒子は collisionless であるとし、重力と誘導電場によって運動する。

・境界条件として磁力線と星表面が交わる点では、 $j = |\mathbf{j}_B|$, $E_{\parallel} = 0$ を採用する。これは、境界で は大気によって十分に粒子が供給されることに よる。

系の発展を求める為には、上述の仮定を考慮する と以下の方程式系を解くことになる。

$$\begin{cases} \frac{dz_i}{dt} = v_i, \\ \frac{dp_i}{dt} = g(z_i)\gamma_i m_i + e_i E(z_i), \\ p_i = \gamma_i m_i v_i, \\ E(z) = 4\pi \int_0^z \rho dz, \\ g(z) = g_0 \left(\frac{2z}{L} - 1\right). \end{cases}$$
(3.1)

ただし、i = 1 - N:粒子のラベル、 $N \sim 10^{6}$:全粒子数 (対生成や境界での流出入で増減する)。粒子 i に注目すると、 z_{i} :位置、 v_{i} :速度、 p_{i} :運動量、 γ_{i} :Lorentz factor、 e_{i} :電荷、 m_{i} :質量。また、E:磁力線に沿った電場、g:磁力線に沿った重力加速度、L:系のサイズ(磁力線の長さ)である。(図3参照)



図 3: 数値実験を行う系の概略図

次に考えるべきは e[±] 対生成プロセスである。これは、いかにして磁気圏に荷電粒子を供給するかという問題を含んでいる。磁気圏への荷電粒子の供給のチャンネルとしては次の三つが考えられる。まず、 一つ目は対生成が起こらず、境界からの流入(星の大

気から持ち上げてくること)によってすべての荷電粒 子がまかなわれるチャンネルである。この場合、電 子の Lorentz factor が $\gamma \sim 10^9$ まで加速されてはじ めて平衡状態に落ち着く。これは上述の設定で数値 計算を行うと確認される。また、解析的にも、類似 の系が Carlqvist 解で記述されることが知られてい る。二つ目は e⁺ や e⁻ の曲率放射によるガンマ線が e[±] 対生成を引き起こすチャンネルである。これの場 合、B ≥ 10¹² G(通常のパルサー程度)の磁場のも とで Lorentz factor $\gamma \sim 10^7$ まで e⁺ や e⁻ が加速さ れると対生成が始まり平衡状態に落ち着く。最後は、 e^+ や e^- と数 keV 程度のガンマ線 (例えば、星表面 からの熱放射によるガンマ線)が引き起こす共鳴散乱 によって放出されるガンマ線が e[±] 対生成を引き起こ すチャンネルである。これの場合、 $B \gtrsim 10^{14} \text{ G}(\mathbf{z})$ グネター)の磁場のもとで Lorentz factor $\gamma \sim 10^3$ ま で e⁺ や e⁻ が加速されると対生成が始まり平衡状態 に落ち着く。このなかで支配的になるのは Lorentz factor の比較から明らかなように三つ目のチャンネ ルである。

最後にいかにして e[±] 対生成プロセスを数値実験に 組み込むかということを述べる。ある一粒子を考え ることとする。この粒子は、e⁺ もしくは e⁻ であり、 seed と呼ぶことにする。seed が $\gamma_{seed} > 10^3$ を満た すと e[±] の 2 粒子を新たに系に追加する。このとき もともと seed が持っていたエネルギー $\gamma_{seed}m_ec^2$ は 3 つの粒子 (seed と e[±]) にランダムに分配すること とする。ただし、seed が新たにもつエネルギーの平 均は $\frac{1}{2}\gamma_{seed}m_ec^2$ 、e[±] がもつエネルギーの平均は各々 $\frac{1}{4}\gamma_{seed}m_ec^2$ となるようにする。また粒子の運動の方 向はすべて同じ方向とする。

4 Results

数値実験の結果として図 4 に示すような $\Phi_e \ge t$ の 関係が得られた。ここに Φ_e は磁力線全体にかかって いる起電力であり、次の式で定められる。

$$\Phi_{\rm e} = \int_0^L E(z) dz. \tag{4.1}$$

数 $t_{\rm dyn} \equiv R_{\rm NS}/c \sim 10^{-4} \sec$ 程度で動的平衡 (準定常的な振動、自己組織化臨界)の状態になる。この状



図 4: 磁力線にかかる起電力 Φ_e の時間変化。 m_p は 陽子の質量。(Beloborodov & Thompson (2007a) よ り引用)

態のとき、平均的に $e\Phi_{\rm e} \sim 10^3 m_{\rm e}c^2 \sim 1~{
m Gev}$ を満た すような $\Phi_{\rm e}$ が実現される。

ここで、ジュール散逸によるエネルギー散逸率を 考える。磁力線に沿ってコロナを流れる全電流 *I* は $I \sim ja^2 \sim \frac{c}{4\pi} \Delta \phi \frac{B}{R_{\rm NS}} a^2$ である。ここに、a は星表 面で磁場がねじれている領域の大きさであり、 $\Delta \phi =$ $|\nabla \times B| \left(\frac{B}{R_{\rm NS}}\right)^{-1} \sim \frac{B_{\theta}}{B} \lesssim 1$ は磁場のねじれを表 すパラメータである。これと数値実験で求めた $\Phi_{\rm e}$ を 用いてジュール散逸を考えると、

$$L_{\rm diss} = I \Phi_{\rm e} \\ \sim 10^{37} \Delta \phi \left(\frac{B}{10^{15} \text{ G}}\right) \left(\frac{a}{R_{\rm NS}}\right) \left(\frac{e \Phi_{\rm e}}{\text{GeV}}\right) \text{ erg/s},$$

$$(4.2)$$

となる。 $B \sim 10^{15}$ G の磁場をもつマグネターを仮定すると、外部磁場が、部分的にねじれている場合 $(a \sim 0.3 R_{\rm NS}, \Delta \phi \sim 1)$ や、大域的にゆるくねじれて いる場合 $(a \sim R_{\rm NS}, \Delta \phi \sim 0.1)$ に $L_{\rm diss} \sim 10^{36}$ erg/s となる。

以上のことより、 $L_{diss} \sim 10^{36} \text{ erg/s} \sim L_{obs}$ は提案したコロナ形成のメカニズムにおいて実現可能であることがわかった。これによって、エネルギー散逸率の観点においては、そのメカニズムが観測と整合的であるということが示唆される。

Acknowledgement

本論文を読むにあたり、京都大学天体核研究室、京 都大学基礎物理学研究所の先輩方、特に西野裕基さ ん、杉浦宏夢さん、和田知己さんには大変お世話に なりました。ありがとうございました。

Reference

Beloborodov, & Thompson, 2007a, Ap&SS, 308, 631 Beloborodov, & Thompson, 2007b, ApJ, 657, 967. Kaspi, & Beloborodov, 2017, ARA&A, 55, 261 榎戸輝揚, 2012, 天文月報, 105(7), 431

Common Envelope 初期段階における暴走的落下

鈴木 方隆 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

高輝度赤色新星の放射には2つの特徴がある。まず、可視光域にピークを持つ急激な放射をした後、減衰 しながら放射のピークが赤外線に移っていくことである。二つ目は、急激な放射の前に周期的な放射が見ら れることである。これらの特徴は、連星が外層を共有するほど接近しているとき (common envelope 期)の 放射によって説明できると考えられている。重力波が観測されるようなコンパクト連星の形成にも関係して いる。本講演では連星の軌道進化を数値的に計算した、「Runaway Coalescence at the Onset of Common Envelope Episodes (Macleod, Ostriker and Stone 2018)」をレビューをする。

この論文では、重い星からより軽い星への不安定な質量輸送の流体計算を行っている。特に質量輸送が始 まり、軌道半径が急激に減少して重い星の外層に他方の星が飛び込んでいく過程に着目している。結果とし て、連星系から吹き出すガスの形状は連星間距離が小さくなるにつれて大きく変化することが分かった。連 星間距離が大きいときはラグランジュ点からガスが細く吹き出し、連星間距離が小さくなると広範囲に放出 される。この過程を通して、質量放出率が一桁増加する。このような遷移過程が、高輝度赤色新星のような 特徴的放射を説明しうることを見ていく。

1 Introduction

Common envelope 期は連星進化段階の一つであ り、このとき連星は外層を共有するほど近づいてい ている。Common envelope 期は、重力波が出るよう な連星間距離の小さい連星の形成過程として重要で ある。また、高輝度赤色新星などの連星起源だと考 えられている現象の解明にもつながる。

連星進化のプロセスは以下のとおりである。まず、 一方の星から他方の星へと質量の輸送が起きる。その 結果連星間距離が小さくなっていき、最終的に Common envelope 期に突入する。

本論文では、高輝度赤色新星に見られる周期放射 の変化を説明するのに重要な期間である、質量輸送 が起きて Common envelope 期に突入するまでを計 算する。先行研究では、質量輸送の段階を計算してい なかった (Ohlmann et al 2016)。また、Lagrangian method で計算しているため Outflow を分解できて いなかった (Nandez et al 2014)。そこで本論文では、 質量輸送が起きる段階から、Eulerian method を用い て計算した。よって、初期条件の不定性を小さくし、 Outflow をきちんと分解することが可能となった。

$\mathbf{2}$ Methods

次に、計算に用いた基礎方程式や初期条件などを 見ていく。ここでは、質量を輸送する星を主星と呼 る。この段階では、系が急激に変化すると考えられび、質量が流れていく星を伴星と呼ぶ。本論文の計算 では、主星の中心を原点に固定した座標系を用いる。 また、計算は三次元極座標 (r, θ, φ) を用いる。コー ドは Athena++を使用する。メッシュは (r, θ, ϕ) を それぞれ (12, 8, 16) のメッシュブロックに分け、そ のメッシュブロックを更に 24³ に分割して計算する。 また、質量輸送が起きる範囲ではさらに各次元を二 倍の解像度で計算する。

> 主星については、原点に固定されたコアと伴星に 流れていくガスの部分に分かれる。また、伴星につ いては、質点として取り扱う。

ガスの基礎方程式 2.1

ガスの基礎方程式は以下の通りである。



図 1: 座標系の設定の図。原点に主星のコアを置 き、周りにガス、距離 a 離れたところに伴星がある。 (Macleod at al. 2018)

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \tag{1}$$

$$\partial_t(\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v} + PI) = \rho \vec{a}_{\text{ext}}$$
(2)

$$\partial_t E + \nabla \cdot \left[(E+P)\vec{v} \right] = \rho \vec{a}_{\text{ext}} \cdot \vec{v} \tag{3}$$

ここで、 ρ : 質量密度、 \vec{v} : 速度、 P: 圧力、 E: エネルギーで、 $P = (\gamma - 1)\epsilon$ 、 ϵ : 内部エネルギー、 $\gamma = 5/3$ 、 $E = \epsilon + \rho v^2/2$ である。

式(1)、(2)、(3)はそれぞれ連続の式、オイラー方 程式、エネルギー保存則である。また、*ā*ext は、伴 星やガスの重力と主星を原点に固定する座標に乗っ ているための慣性項で記述できる。慣性項は主星が 伴星とガスから受ける重力で記述できるので、

$$\vec{a}_{\text{ext}} = -\frac{Gm_{\text{core}}}{|\vec{r}|^3}\vec{r} - \frac{GM_{\text{a}}}{|\vec{r} - \vec{r}_{\text{a}}|^3}(\vec{r} - \vec{r}_{\text{a}}) - \int \frac{G\rho(\vec{r'})dV'}{|\vec{r} - \vec{r'}|^3}(\vec{r} - \vec{r'}) - \left[\frac{GM_{\text{a}}}{|\vec{r}_{\text{a}}|^3}\vec{r}_{\text{a}} + \int \frac{G\rho(\vec{r'})dV'}{|\vec{r'}|^3}\vec{r'}\right]$$
(4)

ここで、m_{core}: 主星コアの質量、 r_a: 伴星の位置 ベクトルである。

右辺第一項が主星コアからの重力、第二項が伴星 からの重力、第三項がガスの自己重力、第四項が主 星の中心を原点に固定していることによって生じる 慣性項である。

2.2 伴星の基礎方程式

伴星も同様に、主星とガスから受ける重力の項と 主星を原点に固定するための慣性項で記述できる。 よって、

$$\ddot{\vec{r}}_{a} = -\frac{Gm_{core}}{|\vec{r}_{a}|^{3}}\vec{r}_{a} - \int \frac{G\rho(\vec{r'})dV'}{|\vec{r'} - \vec{r}_{a}|^{3}}(\vec{r'} - \vec{r}_{a}) - \left[\frac{GM_{a}}{|\vec{r}_{a}|^{3}}\vec{r}_{a} + \int \frac{G\rho(\vec{r'})dV'}{|\vec{r'}|^{3}}\vec{r'}\right]$$
(5)

となる。

右辺第一項が主星コアからの重力、第二項がガス による重力、第三項が主星の中心を原点に固定して いることによって生じる慣性項である。

2.3 初期条件

連星系の初期条件は、 $a_0 = 2.06R_d$ 、 $M_a/M_d = 0.3$ 、 $e_0 = 0$ である。ここで、 a_0 :初期のSeparation、 R_d :主星の半径、 M_d :主星の質量、 M_a :伴星の 質量、 e_0 :初期離心率である。

シミュレーションの特徴としては、Outflow が分 解できるように Eulerian method を使ったというこ とと、初期条件の不定性を小さくするために質量輸 送が始まるところ (Roche-lobe 半径 $R_L = R_d$ となる ところ) から Common envelope 期までを計算したこ とである。

3 Results

次に、シミュレーションの結果を見ていく。結果 の図は全て、 $G = R_{d} = M_{d} = 1$ という単位系で記 述してある。

図 2を見ると連星間距離は、初めはゆっくり変化 している ($\dot{a}/a \sim 100P_{\rm orb}$ 、 $P_{\rm orb}$: 軌道周期) が、少 しづつ変化が急になっていき、 $a \sim R_{\rm d}$ では急激に変 化していること ($\dot{a}/a \sim P_{\rm orb}$) がわかる。

次に、各時間でのガスの形状 (図 3) を見ていこう。 図の左上を見ると、初めは Outflow は細く出ている。 また、密度も小さい。しかし、図の右下では Outflow が太くなり、密度も大きくなる。また、ガスは主に 伴星側から出ていることが分かる。



図 2: separation の時間発展。横軸は時間で、縦軸は separation である。 t_1 は separation= R_d になる時刻 を意味する。 $t - t_1 \sim 0$ では separation が急激に変 化していることが分かる。(Macleod et al 2018)



図 3: 各 time step でのガスの密度の図。横軸は縦軸 は x,y 軸であり、伴星は y=0 になるように描写され ている。時間が経つにつれて、ガスの流出量が多く なっていることが分かる。また、ガスは主に伴星側 から出ていることが分かる。(Macleod et al 2018)

図 2,3を比べると separation が急激に変化する時 刻と Outflow によるガスの流出量が多くなる時刻と の対応関係が見られる。よって、軌道進化とガスの 流出が関係していることがわかる。

軌道進化とガスの流出の関係は、角運動量をみる とよく分かる。

図4を見ると、軌道角運動量がガスの角運動量に 渡っている様子がよく分かる。よって、separationの 進化はガスが軌道角運動量を引き抜くことによって 生じるとわかった。



図 4: 角運動量の時間発展の図。横軸は時間で、縦軸 は角運動量である。緑色の線は軌道 (主星のコアと伴 星がもつ) 角運動量で、赤色の点線がガスの角運動量 である。(Macleod et al 2018)

4 Discussion

本論文のシミュレーションでは輻射過程が考慮され ていないため観測される放射は分からないが、Outflow を分解できたことにより、高輝度赤色新星の放 射と対応がつけられる。

4.1 Luminous red nova(高輝度赤色新 星)

高輝度赤色新星は図 5 のような、長く弱い放射と 短い急激な放射で構成されている。放射は新星と似 ているが異なる点として、弱い放射の部分では周期 性が見られ、図 5 の一部分を拡大すると図 6 のよう になる。

4.2 本シミュレーション結果との対応

本論文から時間が経つに連れて、ガスの流出量が 増加していくのが分かった。また、ガスは伴星側から 出ていることが分かった。ガスが片側からしか流出し ていないということは、連星の位置関係によって放射 がガスに隠されるということである。このことから、



Fig. 1. Light curve of V1309 Seo from the OGLE-III and OGLE-IV projects: I magnitude versus time of observations in Julian Dates. Time in years is marked on top of the figure. At maximum the object attained $I \approx 6.8$.

図 5: 高輝度赤色新星の I band での light curve の 図。長時間の弱い放射が続いたあと、一旦放射強度 が減少し、短時間の急激な放射をしていることが分 かる。(Tylenda et al 2011)



図 6: 図.5 の一部分を拡大した図。一番上の線が一番 古いもので、下に行くほど新しいものになっていく。 図を見ると、2 つあった山が次第に一つになってい る様子が分かる。(Pejcha et al 2017)

周期的な放射の山のが2つから1つになることが予 想される。また、ガスの流出量が多いということは、 放射そのものも隠されるということになる。よって、 放射強度が一時期減少することも予想される。また、 Common envelope 期の後は急激に Outflow が増加 していき、ガスの速度が急激に大きくなって、shock が形成され、急激な放射が生じることも予想される。

5 Conclusion

今回、「Runaway Coalescence at the Onset of Common Envelope Episodes (Macleod, Ostriker and Stone 2018)」をレビューした。この論文では、 質量輸送が起きてから Common envelope 期に突入 するまでを Eulerian method で計算した。その結果 以下のようなことがわかった。

- 1. separation は初めはゆっくり変化し、Common envelope 期に急激に変化することが分かった。
- ガスの流出も同様に、Common envelope 期に急 激に増加することが分かった。
- separation が急激に変化する原因は、Common envelope 期にガスが軌道角運動量を引き抜くこ とだと分かった。
- 4. 高輝度赤色新星の観測と本シミュレーションの 結果に consistent な対応関係があることが分か った。

この計算では様々な物理過程を考慮していない。 よって今後の展望として、磁場やイオン化、輻射輸 送を取り入れたいとしている。磁場はガスの運動に 影響するかもしれないし、冷却過程としてイオン化 は重要である。また輻射輸送を考慮すれば、高輝度 赤色新星の放射を定量的に議論できる。

Reference

- Morgan MacLeod, Eve C. Ostriker, and James M. Stone. 2018, arXiv:1803.03261
- Nandez, J. L. A., Ivanova, N., & Lombardi, Jr., J. C. 2014, ApJ, 786, 39
- Ohlmann, S. T., Ropke, F. K., Pakmor, R., & Springel, V. 2016a, ApJL, 816, L9
- Pejcha, O., Metzger, B. D., Tyles, J. G., & Tomida, K. 2017, ApJ, 850, 59
- Tylenda, R., Hajduk, M., Kaminski, T., et al. 2011, A&A, 528, A114

_

重力崩壊型超新星爆発のメカニズム

秀島 健太 (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進化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 重力的に不安定になって急激に潰れ始め(重力崩壊)、それによって生じる爆発が重力崩壊型超新星爆発であ る。この現象は中性子星やブラックホール天体の生成現場であり、爆発の際に形成される元素組成は銀河の 化学進化にも重要な役割を果たしてい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。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、長い研究の歴史を持ちつつも未だ解明されていない。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、核力によって急激に圧力があがるため内部コアが外側の物 質をはじき返し、内部コア表面に衝撃波が形成される。しかしこの衝撃波は、その背面で鉄の光分解とニュー トリノ冷却によりエネルギーを失い、およそ半径が 100-200km の地点で一度失速し、外側から落下する物 質の運動量とつり合う点で停止してしまう。停止し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再び外側に向かって動き 出し、星の表面まで達して超新星として観測されると考えられている。

今回の夏の学校では、超新星はどのようなメカニズムで起こるのか、そしてニュートリノはどのように衝 撃波を再加熱し復活に導くのかについて、最新の多次元シミュレーションの結果を交えながら詳しく議論し ていきたい。

Introduction 1

超新星爆発とは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。こ の現象は中性子星やブラックホール天体の生成現場 であり、爆発の際に形成される元素組成は銀河の化 学進化にも重要な役割を果たしていると考えられて 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未だ解明されていな い。今回は星のコアに注目し爆発のメカニズムにつ いて Kotake et al.(2006) をレビューし考える。

Methods/Instruments 2 and Observations

爆発メカニズムの解明には超新星コアでどのよう な現象が起こり爆発に至るかが重要である。そこでなると鉄の光分解の吸熱反応により重力崩壊が起き、 コアにおける典型的なタイムスケール注目する。コア 中心密度が 10⁹gcm⁻³ 程度になると電子捕獲反応に

付近とマントル付近でのダイナミカルタイムスケー ケールとニュートリノの拡散時間を比べることによっ て、ニュートリノトラッピングと呼ばれる現象が起 こる条件を調べた。ここでニュートリノの拡散時間 は $t_{\text{diff}} = 3R^2/c\lambda$ と表せる。ニュートリノ加熱メカ ニズムでは加熱率は $Q_{\nu}^{+} \approx L_{\nu}\sigma(E_{\nu})Y_{N}/4\pi R^{2}$ と表 され、 $\sigma(E_{\nu})$ は吸収断面積、R はニュートリノ球の 半径 R_ν から衝撃波半径 R_s までとる。一方、冷却率 は $Q_{\mu}^{-} \approx \sigma(T) a' c T^{4}$ であり、 $\sigma(T)$ はニュートリノ断 面積、a[']はニュートリノ輻射密度定数 (7/16×1.37× $10^{26} \mathrm{erg cm}^{-3} \mathrm{Mev}^4$) である。

Results 3

超新星は鉄コア生成後、中心温度が10¹⁰K以上に

2018年度第48回天文・天体物理若手夏の学校

よってさらに重力崩壊が進む。密度が上昇していき 10¹²gcm⁻³ 程度になると、電子ニュートリノが鉄コ アに閉じ込められるニュートリノトラッピングが起き 中心密度が核密度 (3×10¹⁴gcm⁻³) 以上になるとコア バウンスを経て衝撃波を形成し外側に伝播していく。 衝撃波の背面では鉄の光分解・電子捕獲反応が起きて いて、衝撃波はエネルギーを失い 100km~200km あ たりで停滞する。この停滞した衝撃波にニュートリ ノがエネルギーを与えることで衝撃波を復活させる というのがニュートリノ加熱メカニズムであり、ゲ イン領域に約0.3秒ほど留まり続ければ十分なエネ ルギーを物質に与えられて衝撃波を復活させ爆発に 転じさせることができると見積もられる。数値シミュ レーションでは、1次元球対称モデルでは基本的には 爆発しない。2次元軸対称モデルでは物質の撹拌効 果によってニュートリノの加熱効率が上がり爆発に 転じる。3次元モデルでは11太陽質量のシミュレー ションは爆発に転ずることに成功したが、27太陽質 量では爆発には転じなかった。

4 Discussion

長い研究の歴史がありつつも今現在に至っても解 明はされていない。爆発メカニズムとシミュレーショ ンについてどのような研究がされているかについて 考える。

5 Conclusion

今後のシミュレーションについて星の自転や磁場 の効果の取り込みやニュートリノ輸送、状態方程式、 一般相対論の取り扱いなどに関しての改良が必要で ある。

Reference

Kei Kotake et al. 2006, Rept.Prog.Phys 971-989

超新星爆発シミュレーションにおけるニュートリノ輻射流体計算法

岐部 秀和 (福岡大学大学院 理学研究科)

Abstract

太陽の約8倍以上の質量をもつ恒星は、元素合成の最終段階で中心部に鉄のコアを形成する。この鉄コア が重力的に不安定になることで急激に潰れ(重力崩壊)、それによって生じる爆発が重力崩壊型超新星爆発で 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て起こるという点で非常に興味深い。しかし、 重力崩壊型超新星爆発がどのような過程で起こっているのかは、過去40年以上にわたる理論研究にも関わ らず、未だ完全には理解されていない。

大質量星のコアでは、電子捕獲反応と光分解により重力崩壊がカタストロフィックに進み中心密度が核密 度に到達すると、中心で核力による急激な圧力上昇が起きて、その情報が亜音速で伝わり遷音速点;原始中 性子星の表面で、衝撃波が形成される。しかしこの衝撃波は、そ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失い一度、失速してしまう。この一度失速した衝撃波を復活させるシナリオとして、最 も有力視されているの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 再び外側に向かって動き出し、星の表面まで到達して超新星として観測されると考えられている。ただし、 この一連の流れを数値的に解くためにはニュートリノ輻射場と流体の間のエネルギー、運動量のやり取りを 正確に解く必要がある。このニュートリノ輻射輸送問題をまともに解こうとすると、ニュートリノの分布関 数に関するボルツマン方程式を差分化して解く必要があるが、その分布関数は時間、空間、位相空間の7変 数に依存するので計算量が膨大になる。よって、現時点では何らかの近似を用いて解く必要がある。

今回の夏の学校では、超新星におけるニュートリノ輻射輸送問題をどのように数値的に解くのか、その歴 史的な流れを追っていき、また最新の計算手法についても紹介していきたい。

1 Introduction

重力崩壊型超新星爆発は、一天体現象でありなが ら極めて多彩な側面をもつ。中性子星やブラックホー ルといった高密度天体の形成、銀河の化学的進化や 物質循環などである。また、自然界の4つの相互作用 がすべて関与して起こる現象であることも興味深い。 しかし、40年以上にわたる理論研究にも関わらず、 その爆発機構の詳細については未だ完全に理解され ていない。爆発機構を解明するためには、スパコン による数値シミュレーションが不可欠である。そこ で、超新星シミュレーションにおいて最有力視され ているニュートリノ加熱メカニズムに注目し、ニュー トリノ輻射流体計算の歴史と最新の手法について紹 介する。

2 Methods/Instruments and Observations

Liebendörfer et al. 2009 ApJ において、1次元 球対称での IDSA 法とフルボルツマン計算の比較に ついてレビューする。IDSA 法は、ニュートリノの分 布関数を拡散領域と伝搬領域でのものに分けて、輻 射に関するボルツマン方程式を近似計算する手法で ある。フルボルツマン計算との比較で、IDSA 法に 用いている流体コードは Agile (Liebendörfer et al. 2002 ApJS)であり、扱うニュートリノは電子型、反 電子型のみ、またニュートン極限を考えている。状 態方程式には、Lattimer-Swesty のもの (Lattimer, J. M., & Swesty, F. D. 1991 Nucl.Phys.A)を用い ている。 2018年度第48回天文・天体物理若手夏の学校

3 Results

バウンス後 150ms で加熱率を比較すると、IDSA 法はフルボルツマン計算での結果とよく一致してい ることが確認できた。それに対して、冷却率に関して は多少大きく見積もっていることが読み取れた。こ れはボルツマン方程式を近似して解いていることが 原因であると考えられる。この過大に評価した冷却 率による影響は、バウンス後の衝撃波半径 (図 2) か らも読み取れた。それは、バウンス後およそ 0.2s で の停滞衝撃波半径がやや小さくなっていることであ る。このようなずれが一部にある一方、全体として 見ると衝撃波半径やニュートリノ光度などに関して、 IDSA 法はフルボルツマン計算の結果を定量的に再 現できることがわかった。また、同じ IDSA 法でも 近似の扱いを改良し、implicit に解いたもの(図1, 2,3 中の赤線)の方が、 explicit (図 1, 2, 3 中の緑 線)に解いたものよりもフルボルツマン計算の結果 に近いということもわかった。



図 1: バウンス後 150ms での加熱率と冷却率の比較 (Liebendörfer et al. 2009 ApJ の Figure 3.)



図 2: バウンス後の衝撃波半径の比較 (Liebendörfer et al. 2009 ApJ の Figure 10. 左)



図 3: バウンス後のニュートリノ光度の比較 (Liebendörfer et al. 2009 ApJ の Figure 10. 右)

4 Conclusion

フルボルツマン計算からのずれは、衝撃波の復活 が起こる時間や超新星爆発の成否そのものにも影響 するため、近似的にニュートリノ輻射輸送の計算を 行う場合、その計算の精度を高めることは必要不可 欠である。IDSA 法においては、implicit に解く、近 似の扱いを改良するなどの工夫をすることでさらに 2018年度第48回天文・天体物理若手夏の学校

精度の高い計算を行なうことが可能となる。今後は、 自ら IDSA 法を用いて超新星シミュレーションを実 行し、3 D-IDSA コードの改良や星の自転、磁場を 考慮した計算についても行なっていきたい。

Reference

M. Liebendörfer, S. C. Whitehouse, & T. Fischer 2009, The Astrophysical Journal, 698:1174-1190
—index

ニュートリノ集団振動の4次元的摂動に基づく絶対的・対流的不安定性

森長 大貴 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

Abstract

ニュートリノの自己相互作用に誘起されるニュートリノ集団振動は、超新星爆発に有利に働く可能性があり 注目を集めている。ところがニュートリノ集団振動は数値的にすら解くことが困難な"非線形積分偏微分方程 式"で記述されるため、線形安定性解析によってフレーバー転換の発生条件を調べる試みが行われてきた。先 行研究で行われた線形安定性解析では摂動を考える空間が1次元に限定されていたため、本研究ではこれを 現実的である3次元に拡張して同様の解析を行い、空間3次元的な摂動の重要性及び超新星爆発へのニュー トリノ集団振動の影響の有無を明らかにした。

1 Introduction

重力崩壊型超新星爆発は、重力崩壊を起こした星 が中心に原始中性子星を形成し、それと同時に外向 きに伝播を始める衝撃波が表面まで到達することで 起こると考えられている。ところがこの衝撃波は途 中で主に光分解反応によりエネルギーを失い停滞し てしまうため、超新星爆発を起こすためには停滞し た衝撃波が何らかの機構で復活する必要がある。こ の衝撃波復活機構として有望なのがニュートリノ加 熱機構である。これは原始中性子星内部に大量に蓄 えられたニュートリノが放出され、停滞衝撃波中の核 子に吸収されることで、衝撃波がエネルギーを得て 復活するというシナリオである。このとき核子に吸 収されるのは主に電子型のニュートリノのみである ので、フレーバーの状態に大きな影響を与えるニュー トリノ振動を適切に考慮する必要がある。

原始中性子星周辺のような高密度の物質中ではニ ュートリノ振動は抑制されほぼ発生しないと考えら れていた。ところが、ニュートリノ自身の密度が十分 に高い場合にはニュートリノの自己相互作用が無視 できず、ニュートリノ集団振動と呼ばれる振動現象が やはり起こりうるということが指摘された。ニュート リノ集団振動は運動論的方程式で記述されるが、こ れは運動量空間の積分を含む"非線形積分微分方程 式"となっており数値的にすら解くことは困難を極め る。そこでフレーバー固有状態に加えた微小な摂動 が成長するか減衰するかを調べることでフレーバー 転換が発生しうる条件を調べる線形安定性解析が行 われてきた。このときフレーバー固有状態の安定性 は積分方程式を解くことで得られる分散関係の振る 舞いに帰着する。

F. Capozzi et al. (2017)では時間と空間1次元の 合わせて2次元方向のみの摂動を考慮することで線 形安定性解析を行なっていた。本研究ではこれを時 空4次元的な摂動に拡張して解析を行い、時空4次 元的な摂動を考えることの重要性を指摘するととも に、超新星爆発に実際にニュートリノ集団振動が影 響しうることをより正確に明らかにした。

2 Methods

ニュートリノ振動の様子はニュートリノ密度行列 $\rho(x, v, E)$ の時間発展より見て取ることができる。た だしx = (t, x)は時空点の座標であり、vはニュー トリノの運動量方向単位ベクトル、Eはエネルギー を表し、E < 0は反ニュートリノに対応する。また、 $E \ge 0$ に対して $\pm \rho$ の対角成分 $\pm \rho_{ii}$ は、フレーバー iのニュートリノの相空間内での密度に対応する。こ の時間発展は Liouville 方程式

 $v \cdot \partial \rho(x, \boldsymbol{v}, E) = -i[H(x, \boldsymbol{v}, E), \rho(x, \boldsymbol{v}, E)] \quad (1)$

により記述される (I. Izaguirre 2017)。ただし v = (1, v) であり、4 元ベクトル同士の内積は $u \cdot v \equiv u_{\mu}v^{\mu}$ と略記するものとする。また Hamiltonian

$$H(x, \boldsymbol{v}, E) = H_{\text{vac}}(E) + H_{\text{mat}}(x, \boldsymbol{v}) + H_{\nu\nu}(x, \boldsymbol{v})$$
(2)



図 1: 絶対的・対流的不安定の模式図

は

$$H_{\rm vac}(E) \equiv \frac{M^2}{2E} \tag{3}$$

$$H_{\rm mat}(x, \boldsymbol{v}) \equiv \boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{\Lambda}(x) \tag{4}$$

 $H_{\nu\nu}(x, v)$

$$\equiv \sqrt{2}G_F \int \frac{d^2 \boldsymbol{v}'}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dEE^2}{2\pi^2} \boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{v}' \rho(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{v}', E) \quad (5)$$

という3つの項からなり、これらの寄与による振動 はそれぞれ真空振動、物質振動、集団振動と呼ばれ る。ただし M はニュートリノ質量行列であり、Λ は を考える。この解の安定性は、外力を加え 対角成分が荷電レプトンの4元レプトン数カレント からなる行列である。

式 (1) は 十分ニュートリノ密度が大きい極限にお とした時の解 G(Green 関数)の時間発展の様子で いて *H*_{vac} が無視でき、この時フレーバー固有状態 次のように分類することができる(図1)。

$$\rho(x, \boldsymbol{v}, E) = \frac{\rho_0(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{v}t, \boldsymbol{v}, E)}{2} \tag{6}$$

を解としてもつ。そこで、ここからは2フレーバー 絶対的不安定 時間発展とともに摂動が空間全体で成 近似を行い、フレーバー固有状態に微小摂動 *S* を加 えた密度行列

$$\rho = \frac{\rho_0}{2} + \frac{\rho_c}{2} \begin{pmatrix} 1 & S \\ S^* & -1 \end{pmatrix}$$
(7)

を考え、式(1)に代入して線形化すると

$$v \cdot \partial S_{\boldsymbol{v}}(x) = i \int \frac{d\boldsymbol{v}'}{4\pi} v \cdot v' G_{\boldsymbol{v}'} S_{\boldsymbol{v}'}(x) \qquad (8)$$

を得る。さらに平面波解 $S_{v}(x) = Q_{v}e^{-ik \cdot x}$ (k = (ω, **k**)) を仮定して式 (8) に代入することで、解が非 自明である条件として分散関係

$$\det \Pi(k) = 0 \tag{9}$$

を得る。ただし

$$\Pi^{\mu\nu}(k) \equiv \eta^{\mu\nu} + \sqrt{2}G_F \int \frac{d^2\boldsymbol{v}}{4\pi} G_{\boldsymbol{v}} \frac{v^{\mu}v^{\nu}}{v \cdot k} \qquad (10)$$

である。

一般に、偏微分方程式の解の安定性は、線形化し た方程式から得られる分散関係を解析することで調 べることができる (E. M. Lifshitz & L. P. Pitaevskii 1997)。今、線形偏微分方程式

$$D(i\partial)S(x) = 0 \tag{11}$$

$$D(i\partial)G(x) = \delta^4(x) \tag{12}$$

安定 時間発展とともに摂動が成長しない。

- 長する。
- 対流的不安定 時間発展とともに摂動が空間の同じ 点を見続ければ減衰するが、移流しながら成長 する。

式 (12) の遅延解は、 $D(\omega, \mathbf{k}) = 0$ の解 $\omega_a(\mathbf{k})$ (a) は解の多価性により生じる分枝を指定する添字)を 用いて

$$G(x) = \int_{L} \frac{d\omega}{2\pi} \int_{\mathbb{R}^{3}} \frac{d^{3}\mathbf{k}}{(2\pi)^{3}} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} D^{-1}(k)$$
$$= -i\theta(t) \sum_{a} \int_{\mathbb{R}^{3}} \frac{d^{3}\mathbf{k}}{(2\pi)^{3}} \frac{e^{-i(\omega_{a}(\mathbf{k})t - \mathbf{k}\cdot\mathbf{x})}}{\partial_{\omega}D(\omega_{a}(\mathbf{k}), \mathbf{k})} \quad (13)$$

と与えられるので、その $t \to \infty$ における漸近形は 鞍点法によって評価することができる。

本研究ではニュートリノの電子レプトン数角度分 布として

$$G_{\boldsymbol{v}} = 4\pi \left[G_1 \delta(\boldsymbol{v} - \boldsymbol{v}_1) + G_2 \delta(\boldsymbol{v} - \boldsymbol{v}_2) \right]$$
(14)

を仮定した模型(2ビーム模型とよぶ)についてこ の解析を行う。これは強度 G_1 、運動量方向 v_1 で与 えられるニュートリノ流と、強度 G₂、運動量方向 v2 で与えられるニュートリノ流の重ね合わせとして ニュートリノの分布を考える模型である。

3 **Results and Discussion**

Green 関数の漸近形は

 $G(t, \boldsymbol{x} + \boldsymbol{u}t)$ $\sim \begin{cases} \delta^2 \left((\boldsymbol{x} - (\boldsymbol{V} - \boldsymbol{u})t)_{\perp \boldsymbol{v}} \right) \frac{e^{\sigma t}}{\sqrt{t}} C & (\epsilon < 0, |r| < 1) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases}$

と求まる。ただし

$$\sigma \equiv \sqrt{-\epsilon \left(1 - r^2\right)} \tag{16}$$

$$\epsilon \equiv (1 - \boldsymbol{v}_1 \cdot \boldsymbol{v}_2)^2 G_1 G_2 \tag{17}$$

$$r \equiv \frac{\hat{\boldsymbol{v}} \cdot \boldsymbol{u}}{|\boldsymbol{v}|} \tag{18}$$

$$\boldsymbol{V} \equiv \frac{\boldsymbol{v}_1 + \boldsymbol{v}_2}{2} \tag{19}$$

$$\boldsymbol{v} \equiv \frac{\boldsymbol{v}_1 - \boldsymbol{v}_2}{2} \tag{20}$$

でありCは 2×2 の定行列である。

求まった Green 関数の漸近形から、2 ビームの一方 がニュートリノで他方が反ニュートリノという状況 でかつ、速度 $\boldsymbol{u} = \boldsymbol{V} + k \boldsymbol{v} (|k| \leq 1)$ の座標系に乗っ た時に原点のみで摂動が成長することがわかる。従っ てこの系は対流的不安定である。一方、空間1次元に 限定して摂動を考えていた F. Capozzi et al. (2017) の結果では絶対的不安定も起きうることになってお

り、摂動を考える空間を限定してしまうと定性的に 異なる結果が得られてしまうことがわかる。

また、原始中性子星周辺のニュートリノの角度分 布を考えると、原始中性子星から遠ざかるにつれて ニュートリノは動径方向に集中してくるのに対し、反 ニュートリノは化学ポテンシャル勾配等の影響によ り中心に向かうものが比較的残りやすい。この状況 は2ビーム模型で言えば $G_1 > 0, G_2 < 0$ で v_1 は 動径方向、v2 はそれ以外の方向といった分布に近く、 摂動は動径方向に向かって移流しながらも成長する という状況が実現する。つまり原始中性子星からフ レーバー固有状態として放出されたニュートリノは、 フレーバー転換を起こしながら衝撃波に向けて外向 きに伝播する可能性を示唆しており、ニュートリノ 集団振動は衝撃波加熱に影響を及ぼしうると言える。

4 Conclusion

本研究ではニュートリノ集団振動が発生しうる条 件及びその発生する方向を、時空4次元全ての方向 (15) の摂動を取り入れることで調べた。今回の解析は2 ビーム模型という離散的角度分布に対して行なった が、より現実的な状況である連続的な角度分布に対 しても同様の解析を行う必要がある。さらに超新星 シミュレーションから得られたニュートリノ角度分 布に対しても同様の解析を行うことで、超新星への ニュートリノ集団振動の影響を直接議論することが できる。

Reference

- I. Izaguirre, G. Raffelt, and I. Tamborra, Phys. Rev. Lett. 118, 021101 (2017).
- E. M. Lifshitz and L. P. Pitaevskii, Physical Kinetics. Landau and Lifshitz Course of Theoretical Physics (Butterworth-Heinenann, Washington, DC, 1997), Vol. 10, Chap. VI.
- F. Capozzi, B. Dasgupta, E. Lisi, A. Marrone, and A. Mirizzi, Phys. Rev. D 96, 043016 (2017).

—index

Improvement points to get more accurate distance value to type Ia supernova through dust extinction

Yun JeUng (Hiroshima University)

Abstract

It is widely known that Type Ia supernovae (SNe Ia) are used to measure their distances. However, the explosion model and progenitor system are stil unclear until today. Recently, it has been reported that some SNe Ia reddened by the host galactic dust trend to have low coefficient of the dust extinction law (Rv). Such anomalous properties may be related to be local environment. This speculation is important for SNe Ia to give a constraint on the progenitor scenario. In this report, I review recent studies on the relation between CSM signatures and ejecta properties among SNe Ia. The authors divide supernovae into two categories based on expansion velocity. SNe having the high-velocity features are HV SNe Ia. On the other hand, the others having the low-velocity features and averaged luminosities are normal SNe Ia. Some SNe Ia are suffered from the extinction by the host galactic dust. Authors demonstrate that the dust extinction coefficients of HV SNe Ia are quite low (Rv 1.6) comparing to those of normal SNe Ia (Rv 2.4). These indicate that the dust should be related to be the explosion nature of SNe Ia, suggesting that some SNe Ia have a circumstellar dust. It can give a constraint on the progenitor scenario, e.g., single-degenerate scenario. Also, authors used average value of Rv of their examined supernovae because they examined 158 supernovae. However, among these 158 SNe, there are some good SNe that fit well with the theory, on the other hand, some other SNe are affected by severe scatter effect. Therefore, it is also interesting research to compare these two groups by selecting 10 SNe that have good results and other 10 SNe that are affected by scattering. By further refining these parts that I mentioned above, we can provide more useful tools for cosmological studies.

1 Introduction

Type Ia supernovae (SNe Ia) play important roles in observational cosmology, with the most compelling evidence for cosmic acceleration coming from their distance measurements. When we measure the distance to supernovae, we should know absolute and apparent magnitude. However, there are some uncertainties of the apparent magnitude in SNe Ia Because some SNe Ia are suffered from the host galactic dust extinction. To get the distance accurately, we should correctly obtain the dust extinction. Recently, it has been reported that the dust extinction coefficient (Rv) of SNe Ia are significantly lower than the averaged one (Rv = 3.1) of our Galaxy (Elias-Rosa et al.2007, Wang et al. 2008). Here, I will review a paper on the dust extinction of SNe Ia. Authors focus on whether there is relation between the intrinsic properties and Rv among SNe Ia or not. Therefore, we can think that If we know the expansion velocity of SNe Ia specifically, would not it help decide the cosmological distance?

2 Methods/Instruments and Observations

The research methods are as follows. First, we can measure the absorption line of each elements using spectra. Among elements, SiII $\lambda 6355$ is one of

2018 年度 第 48 回 天文·天体物理若手夏の学校

the strongest features in optical/nearinfrared spectra of SNe Ia. By researching the SiII $\lambda 6355$ spectrum line, we can know expansion velocity and equivalent width (EW) of supernovae. Based on the EW of the absorption near SiII $\lambda 6355$, Branch et al. (2006, 2009) suggest dividing the SN Ia sample into four groups: cool (CL), shallow silicon (SS), core normal (CN), and broad line (BL); the BL objects overlap well with our HV sample, so I can show the relationship between EW and the velocity of SiII $\lambda 6355$ absorption. Second method is to use photometry. By researching m15, the V-band absolute magnitudes, the Bmax - Vmax colors, and the T-types of the host galaxies (de Vaucouleurs et al. 1991), authors analyze distribution of each type of expansion velocity. Also, authors derive reddening for our sample from Bmax - Vmax color and that measured at 12 days past B maximum, and then authors standardize luminosities. As a result, we can analyze relation between the absolute peak magnitudes and E(B - V) host.

3 Results



 \square 1: The evolution of the mean velocity

First, I explain the result of expansion velocity from SiII $\lambda 6355$. After maximum brightness, the velocity evolves nearly in a linear fashion. The large scatter shown before t - 7 day caused by detached HV features at the earliest epochs. The expansion velocities of the HV SNe Ia are higher but more scattered, with a faster decay. By applying a 3 selection criterion, 55 of the 158 objects were identified as HV SNe Ia.



 \boxtimes 2: Plot of EW vs velocity of SiII $\lambda 6355$

Second, equivalent width of SiII $\lambda 6355$ is generally strong in the HV subclass. This could be interpreted as a line-of-sight effect if the high velocities are caused by aspherical structures (e.g. L. Wang et al. 2006).



☑ 3: Histogram distribution of B-V colors

Third, in a result of luminosity versus secondary parameter, there is no significant difference between

2018 年度 第 48 回 天文·天体物理若手夏の学校

HV and normal type of expansion velocity supernovae in research of m15, the Bmax - Vmax colors, and the T-types of the host galaxies. However, in the result of Bmax - Vmax colors, the frequency of the Normal SNe Ia at the bluer end (Bmax - Vmax < 0) is obviously higher than that of the HV objects. Thus, the HV SNe Ia may preferentially occur in dusty environments, or they have intrinsically red colors.



🛛 4: Corrected absolute magnitude plot

Fourth, the corrected absolute magnitude plot shows that the slopes of the fits to the HV and Normal SNe Ia are still clearly different even if all the with E(B - V)host > 0.50 mag are excluded. The best-fit slopes are found to be 2.29 \pm 0.08 (Normal) and 1.55 \pm 0.06 (HV). SN 1996ai and SN 2003cg may have Rv close to 1.9, perhaps due to abnormal interstellar dust.

4 Discussion

Through this research, the lower value of Rv might be naturally explained by multiple scattering in the CS dust shell, and, as an alternative to reddening, the red B - V color seen in the HV SNe Ia may be intrinsic. Also, the increased opacity may also lead to a red color because of a low photospheric temperature at the earlier phases.

5 Conclusion

Authors investigated the relation between dust properties and the classification of the SNe Ia using spectra. They collected 158 samples of wellobserved SNe Ia from the literature and observed in their facilities. They measured the line velocity gradients and EWs of Si II. They also investigated the observed color distribution of SNe Ia. Finally, they obtained the extinction law using their light curves and color evolution.

Acknowledgement

Reference

X. Wang 2009, ApJ, 699L, 139

—index

フェルミガンマ線宇宙望遠鏡による 銀河面における突発的なガンマ線放射の探査

宇都宮拓哉 (立教大学大学院 理学研究科)

Abstract

突発的な高エネルギー現象の一つに新星がある。新星とは、激変星の一種で恒星と白色矮星の連星系におい て白色矮星の表面に一時的に強い爆発が起こり、光度が急激に増える現象である。新星の中には、1ヶ月ほ どの短期間のガンマ線放射をするものがある。フェルミ衛星の観測装置である LAT(Large Area Telescope) を用いた研究の一つに、新星からの高エネルギーガンマ線放射についての解析が行われているものがある。 しかし、解析されている新星のうち、6天体中5天体がフェルミ衛星の source catalog に記載されていない。 そのため、新星のような短期間のガンマ線放射は、主に数年間の観測データを使う LAT による解析では見 逃されている可能性がある。本研究では、LAT を用いた突発的な高エネルギーガンマ線放射の探査について 行う。

1 Introduction

新星とは、激変星の一種で恒星と白色矮星の連星 系において白色矮星の表面に一時的に強い爆発が起 こり、光度が急激に増える現象である。新星の中に は、1ヶ月ほどの短期間のガンマ線放射をするもの がある。

フェルミ衛星の観測装置である LAT(Large Area Telescope)を用いた研究の一つに、新星からの高エ ネルギーガンマ線放射についての解析が行われてい るものがある。しかし、解析されている新星のうち、 6天体中5天体がフェルミ衛星の source catalog に記 載されていない。そのため、新星のような短期間のガ ンマ線放射は、主に数年間の観測データを使う LAT による解析では見逃されている可能性がある。新星 の分布は、銀河面に多い。そのため、短期間 (1ヶ月) のガンマ線を放射する天体は、銀河面上を探査して いくことで見つかる可能性がある。

本研究では、銀河面を領域ごとに分け、短期間の ガンマ線の放射を探していく。もし、短期間のガン マ線放射が見つかれば、それは Fermi の LAT 解析に おいて見逃されている新しいガンマ線放射天体や新 星のような天体である可能性がある。

2 Observations & Analysis

本研究では、フェルミ衛星の観測器の一つである Large Area Telescope(LAT) によるガンマ線データ 解析を行う。フェルミ衛星は、アメリカ、フランス、 日本などの国による研究組織によって、共同開発さ れ 2008 年に、NASA によって打ち上げられ観測が 始まった。観測波長は、ガンマ線であり、2017 年現 在も観測を続けている。フェルミ宇宙望遠鏡には、 Large Area Telescope(LAT) と Gamma-ray Burst Monitor(GBM) という 2 つのガンマ 線観測装置が 搭載されている。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。

今回解析に用いたデータは LAT の 2008/08/05 - 2018/06/19 の期間のエネルギー 200MeV-500GeV のものを用いた。解析範囲としては、銀河面座標に おいて、(latitude,longitude)=(30,0) を中心として、 20° × 20°の正方形の範囲 (範囲 A とする) とした。 解析範囲を図 2.1 に示す。

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。範囲 A において、1 ヶ月ほどのガンマ線放射が 無いかを探る。

方法としては、範囲 A についての LAT 観測におけ る全期間のデータと1ヶ月間のデータの差を考える。 今回、1ヶ月間のデータは 2017/01/01 - 2017/01/31 までのものを用いた。解析についての情報を表1と 表2に示す。

また、それ以外の1ヶ月間についてのデータもガ



ガンマ線で見た全天図

図 2.1: 解析範囲と位置

表 1: 全観測期間					
観測期間	2008/8/4 - 2018/6/19				
中心座標 (銀経,銀緯)	(30,0)				
観測領域	$20^{\circ} \times 20^{\circ}$				
エネルギー帯	$200 {\rm MeV}$ - $500 {\rm GeV}$				

表	2:	1	ヶ月	

観測期間	2017/1/1 - 2017/1/31
中心座標 (銀経,銀緯)	$(30,\!0)$
観測領域	$20^{\circ} \times 20^{\circ}$
エネルギー帯	$200 \mathrm{MeV}$ - $500 \mathrm{GeV}$

ンマ線のカウント数を表した counts map の解析で 用いた。

今回の解析は、次の手順で行った。

- 銀河面上のある領域について、全期間 (フェルミの観測開始から現在まで)の counts map を作る
- 同じ領域について、1ヶ月分の xml ファイル (各 点源の位置やエネルギースペクトルの情報が含 まれる)を作る
- 3. 1 ヶ月分の xml ファイルを用いて、全期間の model map を作る

4. counts map(1)から model map(3)を引く (residual map を作る)

1の counts map はフェルミの全観測期間について の、ガンマ線のカウント数を表したものである。

2の xml ファイルは、1 ヶ月間における範囲 A の 各点源の位置やエネルギースペクトルの情報が含ま れたファイルである。

3 で作成した model map は、1 ヶ月分の xml ファ イルを元に全期間のマップを再現したものである。

もし、短期間のガンマ線放射があれば4で作った residual map に現れるはずである。

また、別の方法として、1ヶ月分の counts map か ら全期間の counts map を引いた残差を見るという方 法も行った。用いた1ヶ月分のデータは、表2の期間 のものである。もし、1ヶ月間2017/1/1 - 2017/1/31 までの期間に短期間の放射があれば、小さな残差と して現れるはずである。

3 Results

まず、セクション2で述べた手順において、1の 全期間における counts map を作成した。作成した counts map を図 3.1 に示す。



図 3.1: 全観測期間の counts map



次に、手順の3の1ヶ月分の xml ファイルを元に 全期間のマップを再現した model map を図 3.2 に 示す。



図 3.2:1ヶ月分のデータから再現した model map

この map は表 2 の l ヶ月分における xml ファイ ルを用いて、全期間の map を再現したものである。 図 3.1 と図 3.2 の counts map と model map につ いて、その差 (counts - model) をとり、residual map を作成した。そのマップを図 3.3 に示す。



 \boxtimes 3.3: residual map(counts - model)

map 中の円や四角形のマークは、この領域における source catalog に含まれるソースを反映したもの である。図 3.3 を見るとガンマ線の放射が見えてい ることが分かる。

また、1 ヶ月分の counts map から全期間の counts map を引いた residual map を図 3.4 に示す。



 \boxtimes 3.4: residual map(counts - counts)

図 3.4 を見ると銀河面について、counts は大きな マイナスになっており、残差が少ないようなところ は見えない。

4 Discussion & Conclusion

図 3.3 から、residual map にガンマ線の放射がい くつか見えていることが分かる。それは、1ヶ月分の 点源の情報では説明できない放射ということである。 しかし、その放射が、実際に短期間の放射かは分か らず、何度も起こっている放射の可能性もある。ま た、xml ファイルを作るフィッティングの部分でう まくいっていない可能性もある。つまり、まだ短期 間の放射とはいえないものである。

新星からのガンマ線放射について解析した研究で、 対象6天体のうち5天体は、フェルミの source catalog に記載されていないことがわかった。つまり、新星 のような短期間のガンマ線放射は、主に数年間の観 測データを使う LAT による解析では見逃されている 可能性がある。今回、residual map により、1ヶ月 分の xml ファイルの情報では説明できない放射が見 えたが、まだそれが短期間の放射であるとはいえな い。また、図 3.4 より、1ヶ月分の counts map から 全期間の counts map を引いた残差を見るという方 法でも、今回の解析では放射は見えていない。

今後は、図 3.3 に見えている放射の吟味を行い、別 の期間についても調べていく予定である。また、それ とは別に、同じ領域について1ヶ月分の counts map から全観測期間の counts map を引くという方法も 別の期間について行っていく。もし短期間の放射が あれば、小さい残差として見えるはずである。また、 1ヶ月ほどの短期間の放射について、それ以外の方 法も検討して試していく予定である。

Reference

- A. Franckowiak et al. 2018, A&A 609, A120
- 小山勝二『シリーズ現代の天文学 8 ブラックホール と高エネルギー現象』 日本評論社 2007

——index

分子雲中におけるフィラメント形成と星形成開始条件の解明

安部 大晟 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

近年の観測から星形成は分子雲中のフィラメント状 (線状)の高密度領域で行われることが明らかになってい る (André 2010)。よって星形成の理解には、分子雲中でのフィラメント形成を解明する必要がある。Inoue et al.(2018) では高解像度な磁気流体シミュレーションを用いることで、分子雲が衝撃波に圧縮されるという 普遍的な現象からフィラメントが形成されるメカニズムを特定した。フィラメントは臨界線密度を超えると 重力不安定によって崩壊し,星形成を始めることが知られている。フィラメントの平衡状態を計算して臨界線 密度を見積もった仕事として Tomisaka(2014) が知られている。Inoue et al.(2018) ではシミュレーションか ら、Tomisaka(2014) の臨界線密度がフィラメント崩壊の初期条件を決めると示唆している。しかしながら、 Tomisaka(2014) で調べられた平衡状態は、Inoue et al.(2018) によるシミュレーションで示された、分子雲 が衝撃波によって圧縮されるという動的な状況とは異なっている。加えて Inoue et al.(2018) では 1 つの初 期条件のもとでしか計算されていない。よって本研究では Inoue et al.(2018) の高解像度シミュレーション を様々なパラメータで実行することで Tomisaka(2014) の臨界線密度の見積もりの正当性を検証するための 計算をするつもりである。本講演では Tomisaka(2014) の平衡解と Inoue et al.(2018) での計算結果につい て論じ、 今後のフィラメントからの星形成研究の展望を示す。

1 Introduction

星は宇宙を構成する基本要素であり、星形成は銀 河進化に繋がることから宇宙全体の理解において極 めて重要である。近年の Herschel 望遠鏡の分子雲の 観測から星形成は分子雲中のフィラメント (線状の 高密度領域) で行われることが明らかになり (André 2010)、フィラメントの重力崩壊が星形成の開始条件 を決定しているということが示唆された。よって分 子雲からの、フィラメントを介した星形成過程を解 明する必要がある。

フィラメントはどのようにして形成されるのか。 それは分子雲と衝撃波の相互作用であると Inoue & Fukui (2013)の数値シミュレーションによって示唆 されが、Inoue & Fukui (2013)では解像度不足のた めに星の形成まで観測できなかった。

Inoue et al. (2018) では、分子雲の衝撃波圧縮に よるフィラメント形成から星形成までを高解像度の 数値シミュレーションを用いて調べ星形成の初期条 件、つまり臨界線密度を求める。

2 Methods

2.1 Numerical Setup

この研究では現実的な分子雲のダイナミクスを研 究するために自己重力を含めた三次元の磁気流体力学 (MHD) シミュレーションを行う。使用するコードは Matsumoto (2007) によって開発された SFUMATO コードである。SFUMATO コードは、自己重力を多 重格子法で解き、MHD 方程式を近似リーマン解法を 用いた有限体積法で解くものである。さらに利点と して適合格子法 (Adaptive Mesh Refinement;AMR) の使用が挙げられる。これは詳細を見たい領域を高解 像度化し、それ以外を低解像度化することで、格子数 の節約をしつつ観測したい箇所を局所的に高解像度 で観測することができる方法である。つまり観測した いフィラメント部分の格子を細分化して高解像度の 観測を実現することができる。SFUMATO コードで は、星形成が起こり得る領域に対しては sink particle が導入される。sink particle とは周りのガスを降着 させる仮想粒子であり、その形成判定は周辺ガスの 重力的な安定状態を時々刻々監視することで行われ ている。これによって、実際に重力崩壊が起きた場 所や時刻の同定が容易になり、かつ重力崩壊後も時 間発展を追い、崩壊による sink particle への質量降 着率のような星形成に関わる重要な物理量が計算可 能となる。

2.2 Initial Condition

この研究では、半径 1.5 pc の球状分子雲とそれよ り圧倒的に大きい分子雲 (=超音速流) との衝突のシ ミュレーションがされており、このシミュレーショ ンを観測することでフィラメントの臨界線密度の計 算もされている。音速が 0.3 km s⁻¹ で、相対速度 10 km s⁻¹ で衝突させるので衝撃波が生成される。 磁場は y 軸正方向に観測に合わせた値として 20 μ G とする。



図 1: Inoue et al.(2018)の初期条件。縦、横軸はとも に空間座標。色は柱密度を表している。中心にある 半径 1.5 pcの球が分子雲で、その下方から超音速流 を衝突させ、分子雲と衝撃波の相互作用を記述する。

3 Results

3.1 Filament Formation Phase

ここではフィラメントがどのようにして形成され るのかについて解説する。分子雲と超音速流の衝突の 後、分子雲は乱流により密度の高い領域 (クランプ) を作る。このクランプの時間進化を追うことでフィ ラメントの形成を説明することができる。以下にシ ミュレーションのスナップショット (図 2) とフィラメ

ている。これによって、実際に重力崩壊が起きた場 ント形成メカニズムを解説したイラスト (図 3) を添 所や時刻の同定が容易になり、かつ重力崩壊後も時 付する。



図 2: フィラメント形成までのシミュレーションのス ナップショット (上からそれぞれ 0.2Myr 後、0.3Myr 後、0.4Myr 後)。左の列は yz 平面、右の列は xy 平面

まず初期条件から 0.2Myr 後は、超音速の乱流に よって分子雲ガスが圧縮される。その結果クランプ が形成される。

初期条件から0.3Myr後は、超音速流と分子雲の衝 突によって生成される衝撃波と分子雲中にできたク ランプが衝突する。このとき衝撃波の速度は密度の 高い領域で減速されるので、クランプに押される形 で衝撃波面は折れ曲がる。また分子雲中の中性ガス は電子や陽子と高い頻度で衝突することからその振 る舞いはプラズマと同じと考えて良いため、磁気凍 結を起こす。よって磁場も同様にクランプに押され る形で折れ曲がる。衝撃波面が変形したことで、(図 3)の中心の拡大図のように「斜め衝撃波」が形成さ れる。斜め衝撃波では接線方向の速度(運動量)は保 存される。したがって(図 3)の白矢印ようにある一



図 3: フィラメント形成のメカニズムを解説したイラ スト (上からそれぞれ 0.2Myr 後、0.3Myr 後、0.4Myr 後)。ここでは乱流によって形成された分子雲中の高 密度領域であるクランプに着目している。

点に集中するガスの流れ (以下、concentrated flow) ができる。このとき分子雲中のガスは磁気凍結から 磁力線を横切れないためガスの流れが集中する点で ガスを溜め込む。加えて (図 3)の紙面に垂直方向 (x 方向)には圧縮を受けないので、線状に高密度領域を 作る。

このようにして、初期条件から 0.4Myr 後にはフィ ラメントが形成される。

3.2 Filament Collapse Phase

ここではフィラメントの重力崩壊から星形成まで について述べる。フィラメントが一度形成されると、 衝撃波圧縮によって誘起されたガスの流れ (= concentrated flow) によってフィラメントは質量を蓄え ていく。フィラメントはある線密度を超えると、その 構造をガス圧と磁気圧で支えきれなくなり、重力不 安定を起こす。そして星形成を開始する。このとき のフィラメントの線密度は臨界線密度と呼ばれ、星 形成開始条件を決める。星形成開始条件から星の初 期質量、つまり星の運命が決まるため臨界線密度は 重要な物理量である。この研究のシミュレーション 結果では t = 0.45Myr のとき重力崩壊が始まってい る。よってフィラメントの臨界線密度 λ_{simu} は以下 の(図4)ようにフィラメントの形状を仮定すると計 算できる。よってこのシミュレーションで得られる 臨界線密度 λ_{simu} は

$$\lambda_{\rm simu} \simeq 80 \ {\rm M}_{\odot} {\rm pc}^{-1}.$$
 (1)



図 4: 初期条件から 0.45 Myr の、横軸に x、縦軸に y を選んだときのスナップショット(左)とその中で 最高密度領域の拡大図(右)。左図を見るとフィラメ ントは x 軸におおよそ平行に形成されている。右図 について、フィラメントの幅は 0.1pc とし、長軸を 0.5pc とると臨界線密度が計算できる。

4 Discussion

関連する研究として、フィラメントの平衡状態の 臨界線密度を見積もっている Tomisaka(2014) があ る。ここでは、Tomisaka(2014) の臨界線密度の表式 を用いて臨界線密度を計算し、このシミュレーショ ンで得られる臨界線密度 λ_{simu} と比較する。 メントを貫く磁束密度に比例すると主張している。そとがわかった。 の臨界線密度の表式は

$$\lambda_{\rm max} \simeq 0.24 \frac{\Phi_{\rm cl}}{G^{1/2}} + 1.66 \frac{c_s^2}{G}.$$
 (2)

このとき $\Phi_{cl} \equiv B_{fl} w$ で、w はフィラメントの幅であ る (w = 0.1 pc)。フィラメントを貫く磁束密度 B_{fil} は磁場が衝撃波面に平行な場合の等温 MHD におけ る Shock Jump Condition を用いて衝撃波の上流の 量から計算できる。よって

$$B_{\rm fil} \simeq B_1 = rB_0$$

= $\left[2M_{\rm A}^2 + (\beta + 1)^2/4^{1/2} - (\beta + 1)/2\right]B_0$
 $\simeq \sqrt{2}M_{\rm A}B_0$
 $\simeq 300\mu G \left(\frac{n_0}{10^3 \,{\rm cm}^{-3}}\right)^{1/2} \left(\frac{v_{\rm sh}}{10 \,{\rm km \, s}^{-1}}\right)(3)$

ここで添字の0と1はそれぞれ衝撃波の上流と下 流の量を表している。r は圧縮率。 $\beta \equiv 8\pi c_{\circ}^{2}\rho_{0}/B_{0}^{2}$ は上流のプラズマベータである。さらに $M_A \gg \beta$ を 用いている。Inoue et al. 2018 のシミュレーション でのパラメータを(2)に代入すると、

$$\lambda_{\rm max} \simeq 67 M_{\odot} {\rm pc}^{-1} \left({\rm B_{fil}}/{300 \mu \rm G} \right) \left({\rm w}/0.1 {\rm pc} \right) +35 M_{\odot} {\rm pc}^{-1} \left({\rm c_s}/0.3 {\rm km~s}^{-1} \right).$$
(4)

ここで (1) と (4) を比較すると臨界線密度がおおよそ Tomisaka, K. 2014, ApJ, 785, 24 同じくらいになっていることが分かる。よって、Inoue et al. (2018) ではシミュレーションから、Tomisaka (2014)の臨界線密度がフィラメント崩壊の初期条件 を決めると示唆している。

Summary & Future Work $\mathbf{5}$

星形成の新しいパラダイムとしてフィラメントか らの星形成があることが観測的に示唆されている。 そして、その具体的な描像は衝撃波と分子雲の相互 作用であることがわかってきた。この研究では分子 雲の衝撃波圧縮によるフィラメント形成から星形成 までを数値シミュレーションを用いて調べ星形成の 初期条件、つまりフィラメントの臨界線密度を求め た。そして関連する研究である Tomisaka(2014) が見

Tomisaka(2014) では、臨界線密度 λ_{max} はフィラ 積もった臨界線密度と比較し、おおよそ一致するこ

私は今後 Inoue et al. (2018) の高解像度シミュレー ションを様々なパラメータで実行することで、本当 に臨界線密度に達したときに重力崩壊が始まるのか どうか、そして Tomisaka (2014) の臨界線密度の見 積もりの正当性を検証するための計算をするつもり である。

Acknowledgement

本講演を行うにあたり、指導教官である井上准教 授をはじめ理論宇宙物理学研究室の皆様には多くの 助言をいただき大変お世話になりました。またこの ような研究発表の機会を設けてくださった夏の学校 事務局の皆様に感謝申し上げます。

Reference

André, Ph. et al. 2010 arXiv:1005.2618 Inoue, T. et al. 2018, PASJ, 70S, 53I Inoue, T., & Fukui, Y. 2013, APJ, 774, 31 Larson, R. B. 1981 MNRAS, 194, 809L Matsumoto, T. 2007, PASJ, 59, 905

—index

エンスタタイトコンドライト集積による地球大気形成

櫻庭 遥 (東京工業大学大学院 地球惑星科学系)

Abstract

地球表層に存在する揮発性元素は、大気や海洋を形成するため、地球や生命の起源を探る上で非常に重要で ある。地球大気は主に後期天体集積による衝突脱ガスによってもたらされた揮発性元素によって形成された と考えられている。ただし、衝突天体の組成は現時点で正確には明らかになっていない。本研究では、特に コンドライト組成に比べて地球表層の C/H 比および N/H 比が小さいことに着目し、後期天体集積期にこ れを再現する条件を探る。原始惑星への天体衝突における衝突脱ガスと大気剥ぎ取りについて、大気組成進 化を考慮した大気進化計算を行った。初期地球表層では海洋と炭素循環の存在を仮定し、H₂O と CO₂ の海 洋・炭酸塩への分配を考慮した。衝突天体組成についてはその揮発性元素含有量をパラメータとし、計算結 果と現在の地球表層の揮発性元素組成を比較した。衝突脱ガスと大気剥ぎ取りによる大気進化では十分時間 が経つと供給と損失がつりあう定常状態に近づくことが分かった。その定常量は衝突天体組成に依存し、揮 発性元素含有割合が小さいほど少量の大気量に収束した。また、衝突と同時に炭素が炭酸塩に、水素が海洋 に固定されることで、地球表層に獲得される C/H 比と N/H 比は衝突天体組成の値から減少した。幅広いパ ラメータ・サーベイの結果、地球表層の C/H/N 量および存在比から見積もられる後期集積天体組成はエン スタタイトコンドライト組成であることを明らかにした。

1 Introduction

水素 (H) や炭素 (C)、窒素 (N) などの揮発性元素 は、大気・海洋という生命を育む環境を形成する点 で、地球や生命の起源と密接な関連がある。現在の 地球表層環境は海水量・大気組成の絶妙なバランス の上に維持されているが、これらの形成条件は未解 明である (e.g., Catling & Kasting 2017)。本研究で は、地球およびその表層環境の起源を探るため、地 球表層の揮発性元素組成に着目した。

地球表層の揮発性元素は主に惑星形成最終段階の 小天体の衝突によってもたらされたと考えられてい るため、小天体から飛来したコンドライト隕石はそ の起源について重要な手がかりとなる。図1は地球 表層(大気 + 海洋 + 地殻)とコンドライト中の揮発 性元素組成の比較を示している。コンドライトには ここで示されているエンスタタイトコンドライトや 炭素質コンドライトなど様々な種類があるが、いず れの種類のコンドライトと比べても地球表層では炭 素と窒素が枯渇している。

本研究では、小天体衝突による大気形成過程に着 目する。月面クレーターの年代分析から、地球型惑星



図 1: 地球表層 (大気 + 海洋 + 地殻) とコンドライ ト中の揮発性元素組成における C/H 比および N/H 比の比較 (data are from Abe et al. 2000; Pepin 2015)

は巨大衝突後の集積最終段階において無数の小天体 衝突を経験したことが知られている。衝突した小天 体に含まれていた揮発性元素が脱ガスし、大気を形 成した。同時に衝突で噴き上がった衝突蒸気雲によっ て大気の一部が宇宙空間へ失われる (e.g., de Niem et al. 2012)。巨大衝突後の一連の小天体衝突は後期 天体集積と呼ばれ、主に直径数 km から数十 km の 小天体が地球質量の約 1%ほど衝突したと考えられて いる (e.g., Bottke et al. 2010)。

初期地球の海洋形成時期および炭素循環がいつは じまったのかについては未だ議論が続いており正確 には明らかになっていない。しかし、もし後期天体 集積時に海洋や炭素循環が存在したならば、衝突天 体から脱ガスした揮発性元素は大気だけではなく海 洋や炭酸塩へも分配されたはずである。本研究では このような惑星表層の元素分配が大気形成に与える 影響を明らかにすることで、地球表層の炭素・窒素 枯渇の原因と後期集積天体が満たすべき条件を探る。

2 Models

本研究では、後期天体集積における大気形成モデ ルを構築し、惑星表層の元素分配が大気組成進化に 与える影響を調べた。小天体によって供給される揮



図 2: 衝突脱ガスと大気剥ぎ取りによる大気形成モデ ル概念図

発性元素の衝突脱ガスと、衝突で吹き上げられる衝 突蒸気雲による大気剥ぎ取りを考えた大気進化を計 算した (図 2)。大気を構成する揮発性成分には水蒸 気 (H₂O), 二酸化炭素 (CO₂), 窒素 (N₂)の3成分を 仮定し、各成分の大気・表層リザーバー (大気・海洋・ 地殻)間の分配を考慮した C/H 比・N/H 比の時間進 化を調べた。 計算では衝突量と大気量変化の関係を示した大気 進化方程式 (1) を解いた (Sakuraba et al. in press., arXiv#: 1805.07094)。

$$\frac{\mathrm{d}(m_{\mathrm{i}}N_{\mathrm{i}})}{\mathrm{d}\Sigma_{\mathrm{imp}}} = (1-\zeta)x_{\mathrm{i}} - \eta \frac{(m_{\mathrm{i}}N_{\mathrm{i}})}{m_{\mathrm{A}}} \qquad (1)$$

右辺第1項は大気の供給、第2項は損失に相当する。ここで Σ_{imp} は衝突累計質量、i は各大気成分を意味し、m, N, x はそれぞれの分子量と大気中分子数、 衝突天体中含有割合を表す。

式(1)中の η は大気はぎとり効率、 ζ は衝突天体蒸 気はぎとり効率を表しており、大気剥ぎ取りモデル (Svetsov 2000, 2007; Shuvalov 2009)を適用した。 大気剥ぎ取りは衝突天体のサイズと速度に依存する ため、両分布を考慮した統計的平均操作を行った。



図 3: 大気進化モデル中の地球表層における元素分 配のイメージ図. N₂ は大気に, H₂O は大気と海洋 に, CO₂ は大気と炭酸塩にそれぞれ分配されると仮 定した.

惑星表層におけるリザーバー間の元素分配につい ては、H₂Oの海洋への分配および CO₂の炭酸塩へ の分配を仮定し (図 3)、各成分分圧に飽和水蒸気圧 ($P_{H_2O} < 0.017$ bar)および炭素循環が安定して駆動す るような分圧上限 ($P_{CO_2} < 10$ bar, Kasting (1993)) を設けることによって考慮した。大気の温度につい ては等温大気を仮定し、現在の表面温度である 288 Kを仮定した。一方 N₂ は反応性が低く惑星内部には 取り込まれにくいためすべて大気に分配されると仮 定した。元素分配によって H₂O が海洋に、CO₂ が炭 酸塩に蓄積することで、衝突天体中の揮発性元素組 成とは異なる組成の大気が形成される。結果として 各成分の衝突による剥ぎ取り量にも偏りが生じ、大 気中の C/H 比や N/H 比も変化すると考えられる。 衝突脱ガスについては衝突天体の CO₂, H₂O, N₂ 各 成分の含有割合をパラメータとし、様々な組成の小 天体衝突によって形成される大気組成を調べること で、衝突天体組成への制約を試みた。

3 Results & Discussion

本研究では、後期天体集積による大気形成におい て衝突脱ガス時の惑星表層での元素分配を考慮した 大気組成進化を調べた。計算の結果、後期天体集積 時の水素・炭素の海洋・炭酸塩へ分配されることに よって、地球表層のC/H比およびN/H比は減少し、 炭素・窒素枯渇を生じさせることが分かった。また、 現在の地球表層の揮発性元素組成から衝突時の元素 分配による大気組成進化を遡ることで、エンスタタ イトコンドライト組成の後期集積天体を仮定すると 現在の地球表層に見られる炭素・窒素枯渇を説明で きることが分かった。



図 4: 衝突脱ガスと大気剥ぎ取りによる地球大気中 の揮発性元素量進化 (橙:二酸化炭素 (CO₂), 青:水 蒸気または水 (H₂O), 赤:窒素 (N₂), 実線:大気中の 存在量, 点線:表層の全リザーバー中の存在量). 衝 突天体中の揮発性元素含有量は (CO₂: 0.7%, H₂O: 3%, N₂: 0.03%) と仮定した.

図4は地球大気組成の時間進化(CO₂, H₂O, N₂の 各存在量進化)を示している。本研究から推測される 衝突天体組成として各成分の含有割合を(CO₂: 0.7%, H₂O: 3%, N₂: 0.03%)と設定した場合の計算結果で ある。横軸の衝突質量は時間発展に相当する。衝突 が進むにつれて H₂O は海洋へ、CO₂ は炭酸塩へ取 り込まれるため、その分は剥ぎ取られることなく惑 星に蓄積される。衝突天体によって供給された H₂O はそのほとんどが海洋へ蓄積され、大気剥ぎ取りの 影響をほとんど受けないのに対し、大気のみに分配 される N₂ や一部しか炭酸塩へ取り込まれない CO₂ は大気剥ぎ取りによって選択的に宇宙空間へ剥ぎ取 られたと推測される。

次に後期天体集積中の惑星表層の N/H 比と C/H 比の時間進化を図5に示す。衝突天体組成は図4と 同じ設定での計算結果である。後期天体集積による 天体衝突量は地球質量の約1%と見積もられており (Bottke et al. 2010)、その時点までに N/H 比は約 7割, C/H 比は約4割減少した。これは、衝突天体に よって供給された水素の大部分と炭素の一部が海洋 や炭酸塩として地球表層に固定されることで衝突に よる大気剥ぎ取りの影響を受けず地球表層に留まっ たためだと考えられる。大気のみに分配される窒素 と、一部が炭酸塩に取り込まれてもなお大気の主成 分を占める二酸化炭素は、水蒸気に比べて大気中の 存在割合が多く、大気剥ぎ取りの影響を強く受ける。 その結果として C/H 比および N/H 比が減少したと 推測される。以上の結果から、後期天体集積時の表 層リザーバー間の元素分配が地球表層に見られる炭 素・窒素枯渇の原因の一つだと考えられる。

また、衝突天体組成に対し幅広いパラメータ・サーベ イを行ったところ揮発性成分含有割合が(CO₂: 0.7%, H₂O: 3%, N₂: 0.03%)の小天体が衝突した場合、後 期天体集積後の最終的なC/H比およびN/H比、N₂ 量が現在の地球と一致した。図1の星印とそこから の矢印は衝突天体組成と元素分配による化学組成進 化を表している。今回求めた組成は太陽系小天体の 中ではエンスタタイトコンドライトに分類されるた め、この結果から後期集積天体はエンスタタイトコ ンドライト組成であったことが示唆される。

太陽系小天体の組成は、構成成分の凝結温度の違いによってその形成場所の情報を反映していると考えられる。岩石惑星軌道付近の太陽系内側領域には 揮発性元素含有量が比較的少ない天体が、小惑星帯 以遠の太陽系外側領域には揮発性元素に富んだ天体 が多く分布する (e.g., Morbidelli 2012)。この傾向を 利用することで、衝突天体組成の見積もりからその



図 5: 地球表層の C/H 比および N/H 比進化. 図 4 と同様の計算において大気+海洋+炭酸塩に蓄積された 揮発性元素 (C, H, N) の存在比の時間進化を示す.

形成場所や集積過程を含む惑星形成シナリオに対す る手がかりが得られると期待される。

現在の地球表層に存在する希ガスはその大部分が 大気に含まれているが、その存在量もコンドライト 組成に比べて枯渇している (e.g., Pepin 2015)。希 ガスも窒素と同様反応性が低く惑星内部には取り込 まれにくいため、後期天体集積によってもたらされ た希ガスは大気に分配され、大気剥ぎ取りの影響を 強く受けたと考えられる。したがって、本研究で着 目した表層における元素分配を伴う大気剥ぎ取りは、 希ガス存在量にも影響を与えたと考えられる。

4 Conclusion

衝突脱ガスと大気剥ぎ取りを伴う後期天体集積に おいて、衝突時に海洋や炭素循環がすでに存在した と仮定すると、地球表層のN/H比およびC/H比は 時間とともに減少し、炭素・窒素枯渇を引き起こす ことが分かった。これは衝突天体によって供給され た水素が海洋へ、炭素が炭酸塩へ固定されることに よって大気剥ぎ取りの効果が妨げられたことに起因 する。さらにこの大気組成進化を遡り幅広いパラメー タ・サーベイを行った結果から、我々は後期集積天 体はエンスタタイトコンドライトと類似した組成で あったと推測する。

Acknowledgement

本稿は地球生命研究所 (ELSI) の黒川宏之研究員・ 玄田英典准教授との共同研究に基づいています。以上 の共同研究者に加え、数多くのご助言をいただいた 指導教員の奥住聡准教授に心より感謝申し上げます。

Reference

- Abe, Y., et al. 2000, University of Arizona Press, 413-433.
- Bergin, E., et al. 2015, National Academy of Sciences 112, 29, 8965-8970.
- Bottke, W.F., Nesvorny, D., Vokrouhlicky, D., Morbidelli, A. 2010, The Astronomical Journal 139, 994.
- Catling, D.C., Kasting, J.F. 2017, Cambridge University Press.
- Kasting, J. F. 1993, Science 259, 920-926.
- Morbidelli, A., et al. 2012, Annual Review of Earth and Planetary Sciences 40.
- de Niem, D., et al. 2012, Icarus 221, 495-507.
- Pepin, R. O. 1991, Icarus, 92, 2-79.
- Sakuraba, H., Kurokawa, H., and Genda, H. 2018, Icarus in press.
- Shuvalov, V. 2009, Meteor. Planet. Sci., 44, Nr 8, 1095-1105.
- Svetsov, V. V. 2000, Solar Syst. Res., 34(5), 398-410.
- Svetsov, V. V. 2007, Solar Syst. Res., 41, 28-41.

—index

_

COSMOS 領域における原始銀河団コアの探索

安藤 誠 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

原始銀河団は現在の銀河団の祖先と考えられている領域で、主にz>2における銀河の密度超過として発見 されてきた。銀河の形成・進化に対する環境の影響を知る上では、原始銀河団の中で特に密度の高い中心部 (コア)を探す必要がある。本研究では多波長の観測データが存在する COSMOS 領域の銀河カタログを用い て、重い銀河のペアをトレーサーとし、原始銀河団のコアとみなせるような重いダークマターハロー (DH) を探索した。その結果原始銀河団コアの候補として、およそ 200 組の銀河グループが見つかった。これらの 周りでは銀河の密度超過が見られ、また clustering 解析から DH の質量が $M_{\rm DH} = 2.5 \times 10^{13} M_{\odot}$ であると 見積ることができた。将来的には、今回発見したコア候補の周囲にサブミリ銀河のような特徴的な天体が存 在するかを調べること、分光追観測によってコア候補が本物であるかを確認することなどを予定している。

1 Introduction

銀河団は宇宙最大規模のダークマターハロー (DH) を土台として、銀河が高密度で存在する領域である。 その特有な環境ゆえに、銀河進化と銀河の周囲の環 境との間の依存性、すなわち環境効果を調べる上で も銀河団は重要な研究対象である。多くの銀河団は z < 1 のような比較的近傍の宇宙で発見されてきた が、近年の観測技術の向上や手法の開発を背景に、よ り遠方の宇宙においても銀河団の探査が精力的に行 なわれている。特に z > 2 のような遠方にある銀河 の高密度領域のうち、将来的に DH の質量が現在の 銀河団 DH 質量の典型値である M_{DH} ~ 10¹⁴ M_☉ 程 度にまで成長することが予想されるようなものは原 始銀河団と呼ばれ、銀河団そのもののやメンバー銀 河の進化を調べるための対象として関心を集めてい \mathcal{Z} (Overzier 2016).

原始銀河団は代表的には以下のような手法で探査 が行なわれている。

- 1. LBGs や LAEs などの大規模なサーベイに基づ いて、~10 cMpc 程度にわたる銀河の密度超過 領域を探す。
- る銀河を目印に密度超過を探す。

これらは多くの原始銀河団候補領域を発見すると いう成果を上げている一方で、原始銀河団と環境の 研究という観点では問題も残る。(1)については、非 常に大局的な銀河の密度超過を探すことになるので、 環境効果が顕著に現れると考えられる中心部が同定 できないことや、そのような大きな構造が銀河団に進 化するかどうかの判定を(しばしば未検証の)シミュ レーションに依存していることが挙げられる。(2)に ついても、目印となる天体の寿命が短いので、限ら れた原始銀河団しか探せない可能性が高い。

原始銀河団の中心部の研究については、z > 2 お いて非常に高い密度超過を持つ天体が見つかってい る (Wang et al. 2016; Miller et al. 2018; Oteo et al. 2018)。こうした原始銀河団の「コア」は数百 pkpc 程度の非常に小さな領域に多数の銀河が集中してい ることや、極めて高い星形成率 (~ 1000M_☉ yr⁻¹) を 持つなどの特徴があり、環境効果を調べる上でも興 味深い対象である。一方で、このような極端な天体 は稀にしか見つからず、見つかったとしても一般的 な環境とは呼びにくい。

そこで、原始銀河団のコアを系統的な手段で多く 見出すことが重要になる。そこで本研究では、 z~2 において、当時の最も重い virial halo を原始銀河団 2. QSOs や SMGs などの特徴的に重いと考えられ コアと定義し、これを探すために銀河のペアに着目 して解析を行った。

本研究では flat な ACDM 宇宙論を仮定し、 $\Omega_{\rm M} = 0.3, \Omega_{\Lambda} = 0.7$ を採用する。また距離に言及する際 に共同距離であるか物理距離であるかを明示して、 cMpc, pMpc のように表記する。

2 Data & Samples

本研究では、COSMOS 領域における 2015 年版の 銀河カタログ (Laigle et al. 2016) を用いた。このカ タログでは Ks-band によって選択された 50 万個を超 える銀河について、可視光から近赤外線にわたる多 波長観測によって得られた、星質量や測光的 redshift などの情報が含まれている。観測領域の広さは、近 赤外線サーベイである UltraVISTA の観測が存在す る領域が ~ 1.58 deg² であり、その中には 3 σ 限界等 級が $K_s = 24.0$ の Deep 領域と $K_s = 24.7$ の Ultra Deep 領域が含まれている。なお Deep 領域について、 2.75 < z < 3.5 における銀河の 90% mass limit は log(M_*/M_{\odot}) = 10.1 である。このうち本研究では、 1.5 $\leq z \leq$ 3.0 にある 167815 個の銀河をサンプルと して選んだ。

3 原始銀河団コアの探査

3.1 原始銀河団コア

本研究では原始銀河団のコアを、 z~2において 最も重いビリアル化した DH と定義した。このよう な DH は $z \sim 0$ まで進化すると $M_{\rm DH} \ge 10^{14} M_{\odot}$ の 質量を獲得することが予想される。

z ~ 0 である質量 を持つ DH の過去の質量は extended Press-Schecher モデル (Hamana et al. 2006) によって解析的に推定 でき、いま考えている DH の場合、z~2.5 において 典型的に *M*_{DH} ~ 3 × 10¹³ *M*_☉ を持つことが予想さ れる。また球対称崩壊モデルによると、このような DHのビリアル半径は $r_{\rm vir} \sim 0.3$ pMpc である。また、 Behroozi et al. (2013) によると $M_{\rm DH} \sim 10^{13}~M_{\odot}$ の ような DH は、 $M_* \ge 10^{11} M_{\odot}$ のような重い銀河の ホストハローである。そこで本研究では、0.3 pMpc の半径の中に $M_* \ge 10^{11} M_{\odot}$ を満たす銀河が2個以 上存在する領域を原始銀河団のコア候補として探索 した。

3.2 Analysis

原始銀河団のコアとみなせるような銀河のグルー プを探すために、以下のような手続きを行った。な おサンプルとして用いた $1.5 \le z \le 3.0$ かつ $M_* \ge$ $10^{11} M_{\odot}$ を満たす銀河の総数は 1727 個であった。

- 1. ある銀河に着目し、その銀河を中心として半径 $\Delta \theta = 0.3 \times 2 \text{ pMpc}$ 、奥行き $\Delta z = 0.12 \times 2 \text{ o}$ 円筒内にある銀河(「隣接銀河」と呼ぶ)を数 える。
- 隣接銀河数が多い銀河から順に、中心銀河及び その隣接銀河をまとめて原始銀河団コア候補と みなす。複数のコア候補に属する可能性がある 銀河については、よりメンバー数の多いものの 方に属するものとする。
- まとめたメンバー銀河の位置・redshiftの平均を 原始銀河団コア候補の位置・redshift とする。

ここで奥行き $\Delta z = 0.12$ はカタログ銀河が持つ redshift の誤差を考慮して設定したものである。

4 Results

見つかった原始銀河団コア候補を図1に示す。こ れらには表1に示すようなメンバー数を持つものが 含まれる。

表 1: 原始銀河団コア候補の数

メンバー数	2	3	4	5	6	計
候補数	150	30	14	5	4	203

5 Discussion

5.1 Surface number density

今回探索した原始銀河団コア候補の周囲における 銀河の密度超過を知るために、周囲にある銀河の分 布を調べた。まず各コア候補の座標を中心とし、奥行 き $\Delta z = 0.12$ を持つ円環柱の中に存在する、 $10.0 \leq \log(M_*/M_{\odot}) < 11.0$ を満たす銀河の数を数えた。次 に半径ごとの数分布を全てのコア候補について足し 合わせることで、今回見つけた候補の平均的な密度 分布を得た。同様の解析を log(*M*_{*}/*M*_☉) ≥ 11.0 を 満たす銀河及びランダム点周りでも行った。前者は 「重い銀河のグループ」が単体の重い銀河と比べて銀 河の密度超過のよいトレーサーとなるかを調べるの に用い、後者は COSMOS 領域の平均的な銀河数密 度を評価することに用いる。

結果は図2示されている。原始銀河団コア候補周 りの銀河の密度は単体の重い銀河やCOSMOS 平均 と比べて大きくなっている。コア領域と見なしうる半 径1-2 cMpc において、COSMOS 平均に対する原 始銀河団コア周りでの密度超過はおよそ0.5 である。

5.2 Clustering Analysis

今回見つけた原始銀河団コア候補の集合度合いを調 べるために 2 点角度相関関数 $\omega(\theta)$ を計算した。 $\omega(\theta)$ は、Landy & Szalay (1993)の推定式を用いると、以 下のように表される。

$$\omega(\theta) = \frac{DD(\theta) - 2DR(\theta) + RR(\theta)}{RR(\theta)}$$

ただし $DD(\theta), DR(\theta), RR(\theta)$ はそれぞれ、角度 θ だ け隔てたデータ点-データ点、データ点-ランダム点、 ランダム点-ランダム点のペアの数である。図3に本研 究で求めた銀河団コア候補及び重い銀河の角度相関関 数がプロットされている。これらを $\omega(\theta) = A_{\omega}\theta^{-0.8} +$ *IC* の関数形 (IC は観測領域で決まる定数)でft を 行うことにより、 $A_{\omega}^{\text{core}} = 10.9^{+4.3}_{-4.3}, A_{\omega}^{\text{gal}} = 2.8^{+0.5}_{-0.5} を$ 得た。2 点角度相関関数は、その天体のホスト DH の質量の推定に用いることができる (e.g. Kusakabe+18, Okamura+18)。これをもとに推定したホス ト DH の質量は、 $M_{\text{DH}}^{\text{core}} = 2.5^{+1.7}_{-1.1} \times 10^{13} M_{\odot}, M_{\text{DH}}^{\text{gal}} =$ $4.6^{+1.5}_{-1.3} \times 10^{12} M_{\odot}$ であった。これは銀河のペアを探 すことでより重い DH を探すことができることを示 しており、またその質量は今回目標としていた DH に近い値であることがわかった。



図 1: COSMOS 領域における原始銀河団コア候補。 小丸,大丸,ダイヤモンド,三角形,バツ印によって それぞれ 2, 3, 4, 5, 6 個のメンバー銀河を含むコア 候補が示されている。このうちマゼンタの破線円で 囲まれたものは Wang+16 において分光同定された コアである。



図 2: 原始銀河団コア候補周りの銀河の密度超過。赤, 青,黒の各点はそれぞれ原始銀河団コア候補,重い 銀河,ランダム点周りの面密度を表す。



図 3: 原始銀河団コア候補及び単体の重い銀河の 2 点 角度相関関数。赤,緑,の各点はそれぞれ原始銀河 団コア候補,重い銀河での $\omega(\theta)$ を表す。またそれぞ れをモデルで fit したものがそれぞれ破線及び一点鎖 線で表されている。

6 Future work

これまでに見つけた原始銀河団コア候補領域について、そのメンバー銀河に対する環境効果の様子を 調べるために、将来的には以下のようなことを行う 予定である。

- 原始銀河団コア候補周辺に中性水素ガスが存在 するかを調べる。
- サブミリ銀河のようなダストを多く持つ(した がって星形成が盛んな)銀河が原始銀河団コア 候補に存在するかを調べる。
- 原始銀河団コア候補の分光追観測
- COSMOS 以外の領域における原始銀河団コア 候補の探索

7 Conclusion

COSMOS 領域の銀河カタログを用いて、 $1.5 \ge z \le 3$ にある $M_* \le 10^{11} M_{\odot}$ を満たす銀河のグループを探すことで原始銀河団のコア候補の探査を行い、約

200 個の候補を見つけた。コア候補周りの銀河の密 度超過は 0.5 程度であった。また、コア候補に対す る clustering 解析により、コア候補が属する DH の 平均的質量はおよそ $M_{\rm DH} \sim 2 \times 10^{13} M_{\odot}$ であるこ とがわかった。

Acknowledgement

本研究におきましては、指導教員である嶋作一大 先生から多くのアドバイスをいただき、また研究に 関する細やかな議論をたくさんさせていただきまし た。また、研究室のメンバーの方々には解析の初歩 から丁寧に教えていただき、研究のアイデアをいた だきました。研究を支えてくださっている皆様に感 謝申し上げます。

Reference

- Behroozi, P. S., Wechsler, R. H., & Conroy, C. 2013, ApJ, 770, 57
- Hamana, T., Yamada, T., Ouchi, M., Iwata, I., & Kodama, T. 2006, MNRAS, 369, 1929
- Kusakabe, H., Shimasaku, K., Ouchi, M., et al. 2018, PASJ, 70, 4
- Laigle, C., McCracken, H. J., Ilbert, O., et al. 2016, ApJ, 224, 24
- Landy, S. D., & Szalay, A. S. 1993, ApJ, 412, 64
- Miller, T. B., Chapman, S. C., Aravena, M., et al. 2018, Nature, 556, 469
- Okamura, T., Shimasaku, K., & Kawamata, R. 2018, ApJ, 854, 22
- Oteo, I., Ivison, R. J., Dunne, L., et al. 2018, ApJ, 856, 72
- Overzier, R. A. 2016, A&A Rev., 24, 14
- Wang, T., Elbaz, D., Daddi, E., et al. 2016, ApJ, 828, 56