

相対論的輻射流体力学のススメ

2 輻射圧駆動ブラックホール風



秋 月 千 鶴, 福 江 純*

〈筑波大学計算科学研究センター 〒305-8577 茨城県つくば市天王台 1-1-1〉

〈*大阪教育大学 〒582-8582 柏原市旭ヶ丘 4-698-1〉

e-mail: akizuki@ccs.tsukuba.ac.jp

*e-mail: fukue@cc.osaka-kyoiku.ac.jp

近年、クェーサーやマイクロクェーサーそしてガンマ線バーストなど、相対論的天体現象が多くの注目を浴びている。これらの天体では、おそらくはブラックホール近傍からプラズマ風や細く絞られたジェットが、光速近い速度で吹き出していると想像されている。相対論的輻射流体力学の応用として、相対論的輻射圧駆動球対称定常風—ブラックホール風—の研究について、現状を紹介したい。

1. 光速ジェット天体

天の川銀河系内や銀河系外さらに宇宙の果てにおいて、マイクロクェーサー、クェーサー・活動銀河中心核、そしてガンマ線バーストなど、電波からX線領域までの広い波長域で膨大なエネルギーを放出している天体が存在している。これらの天体は、光速と同程度の超高速で噴出するジェットをもっていることがわかっている。これらは、しばしば「宇宙ジェット (astrophysical jet)」と総称される (図1, 2)。

これらの相対論的天体現象は、1963年のクェーサー発見を皮切りに、1990年代のマイクロクェーサーの類別、1990年代末に宇宙の彼方の天体現象であることが判明したガンマ線バーストなど、観測機器の進歩とともに次々と観測され、20世紀後半の天文学を大いに沸かせた。同時に理論的な研究も大きな進展を遂げ、1969年のリンデン-ベル (D. Lynden-Bell) による超巨大ブラックホールモデルと1973年のシャクラ (N. I. Shakura) とスニアエフ (R. A. Sunyaev) による標準降着円盤モデ

ルの構築以降、活動的天体現象の中心エンジンとして、降着円盤モデルの研究は大きな分野となった (図3)。

このようにブラックホールをはじめとするコンパクト天体周辺の物理が明らかになってきているが、降着円盤のエネルギー解放のメカニズムとくに粘性の素過程、準周期的な振動、そしてジェッ

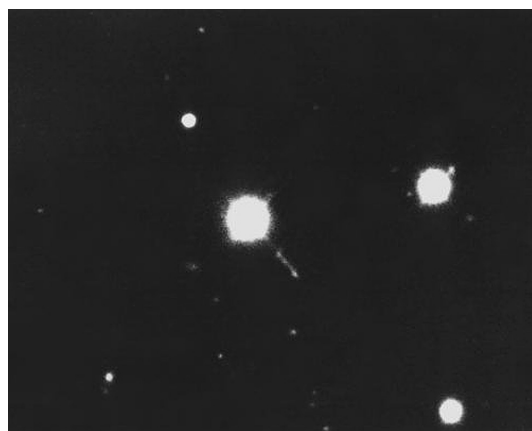


図1 最初に同定されたクェーサー3C273 (NOAO/AURA/NSF)。右下に写っているのが宇宙ジェット。

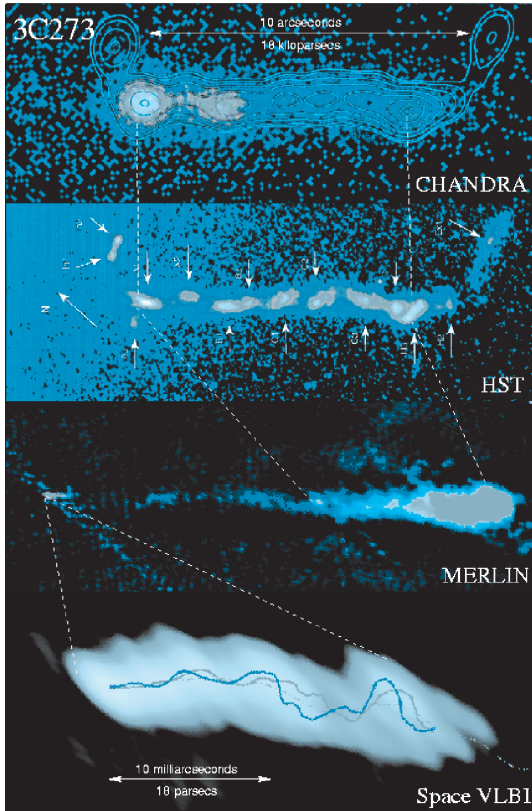


図2 多波長で観測したクェーサー 3C273 のジェット (NASA/STScI/JAXA). 上から, X線 (チャンドラ衛星), 可視光 (ハッブル宇宙望遠鏡), 電波 (マーリン干渉計), 電波 (宇宙電波干渉計はるか) の画像. 3番目のマーリンの画像にはだいたいジェットの全体が写っており, 左端の3C273中心核から右方向へジェットが伸びている. 1番目のチャンドラの画像と2番目のハッブルの画像にはジェットの先端半分程度のほぼ同じ部分が写っており, 図1で見えているジェットに対応する. 一番下のはるか衛星の画像には中心核部分を拡大したものが写っており, 数十光年ぐらいの領域が見えている.

トの加速・収束機構など, まだ十分には解明されていない問題も多い.

その理由としては, 観測的には, ジェットの根元付近, ブラックホール周辺がきわめて小さいために, 現在の観測装置で撮像するには分解能が足りないことがある. 次期宇宙電波干渉計 VSOP2

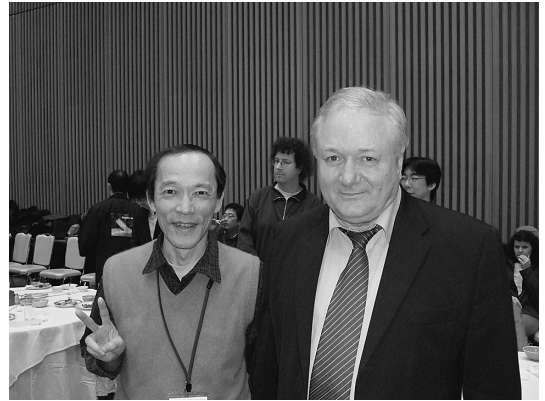


図3 スニアエフと筆者の一人 (JF). すざく国際会議 (2006年12月) の晩餐会での一コマ.

でも少し厳しいかもしれない.

また, 理論的には, 粘性過程や相対論的輻射流体力学などの理論的素過程が十分に理解されていないこと, おそらく3次元性が重要になる相対論的輻射磁気流体力学の数値シミュレーションが必要になること, などがあるだろう.

今回は, 相対論的輻射流体力学の応用として, 相対論的輻射圧駆動球対称定常風の研究について, 過去のさまざまな研究と, 変動エディントン因子を用いたわれわれのモデル, および今後の課題などを紹介したい.

以下, 2節では光速ジェット天体の観測を紹介し (Lv10), 3節で相対論的輻射流体力学の定式化について研究の流れを概観する (Lv40). つづく4節で, ブラックホール風に関して, 拡散近似を用いたモデル (Lv40), 光学的厚みに依存する変動エディントン因子を用いたモデル (Lv40), そして速度に依存する変動エディントン因子を用いたモデル (Lv40) を紹介する. 最後に5節で今後の課題を提示したい (Lv60~). なお, レベル (Lv) については, 学部でLv1からLv3ぐらい, 大学院でLv10から数十として設定してある.

2. ブラックホールジェット

ブラックホール近傍からの亜光速流れ, 「ブ

ラックホールジェット (black hole jets)/ブラックホール風 (black hole wind)」が存在する天体としては、1 節で挙げたように、マイクロクェーサー、クェーサー・活動銀河中心核、ガンマ線バーストなどがある。いずれのジェットも、ブラックホール=降着円盤システムからプラズマが超高速で放出されているという点では、描像が一致している。本節では、それぞれの天体について、簡単に紹介しておきたい。

2.1 クェーサー・活動銀河中心核

そもそも宇宙ジェットは、1918 年に、現在では活動銀河の一種に分類される電波銀河 M87 で初めて発見されている (図 4, 5)。

銀河は、かつては、静謐で変化のない天体システムだと思われていたが、電波観測や X 線観測などによって、従来の銀河の描像は 20 世紀後半に劇的に変化した。1960 年代初頭に認識された、非常に大きな赤方偏移を示す点状の天体「クェーサー (quasar)」を皮切りに、中心核からさまざまな波長で莫大なエネルギーを放出している銀河が続々と発見され、現在では、「活動銀河中心核 (ac-

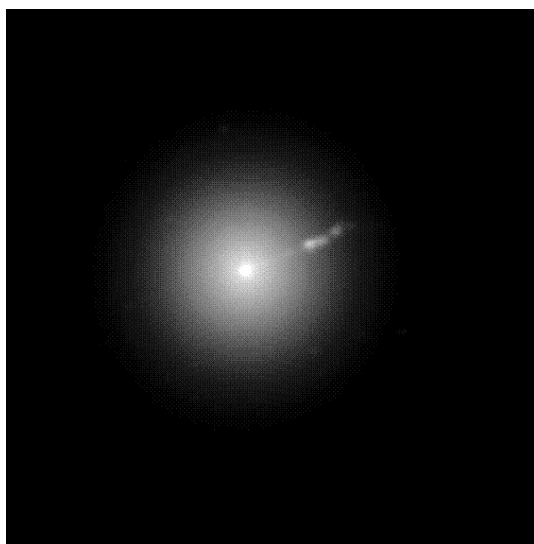


図 4 最初に宇宙ジェットが発見された巨大楕円銀河/電波銀河 M87 (<http://www.astr.na.edu/>). この写真でも少し光の矢がわかる。

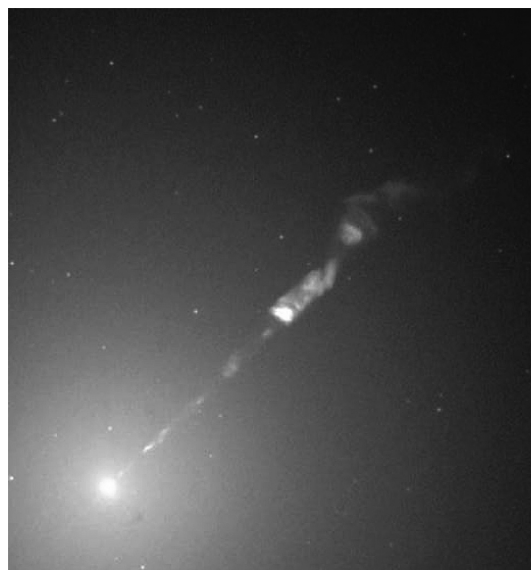


図 5 ハッブル宇宙望遠鏡が撮像した M87 のジェット (HST/STScI). かなり微細な構造が写っている。

tive galactic nucleus)」と総称されている (図 6)。

また、クェーサーも非常に遠方の活動銀河中心核だと判明している。

クェーサーや活動銀河中心核には、太陽質量の 1 億倍以上にもなる超巨大ブラックホールとそれを取り巻くプラズマガスの「降着円盤 (accretion disk)」が存在すると考えられており、さらに降着円盤のプラズマガスが重力エネルギーを解放して明るく輝いているのだ。

2.2 マイクロクェーサー

コンパクト星を含む連星で、コンパクト星がブラックホールの場合を「ブラックホール連星 (black hole binary)」と呼ぶ。電波などの観測から、いくつかのブラックホール連星は (もしかしたらほとんどすべては)、相対論的ジェットをもっていることがわかってきた。そのような亜光速ジェットをもったブラックホール連星は、ジェットの速度が亜光速であること、中心が X 線源であるように非常にエネルギーが高い現象であること、中心天体はブラックホールである可能

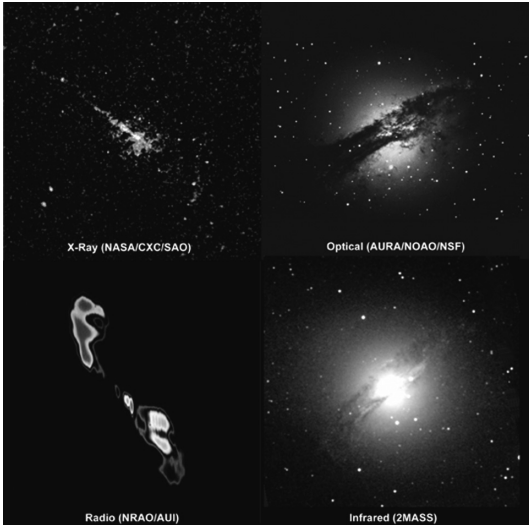


図6 さまざまな波長で見た活動銀河ケンタウルス座 A/NGC5128 (<http://physics.gmu.edu/~rms/astro113/myimages/cenacomp.jpg>). 右上: 可視光では、赤道面が塵の多いガスで隠された楕円銀河のように見える。右下: 赤外線では、塵の帯を通して中心部が非常に明るく輝いているのがわかる。左下: 電波では、塵の帯に垂直方向に広がる二つ目玉がわかる。左上: X線では、二つ目玉の方向に細く伸びるジェットが写っている。

性が高いことなどから、クェーサーのミニチュア版だと考えられて「マイクロクェーサー (micro-quasar)」と総称される (マイクロは100万分の1)。

1978年に発見された最初のマイクロクェーサー (当時はそういう名前はなかったが) は、光速の26%の速度でプラズマのジェットを吹き出している特異星 SS433 と呼ばれる天体だった (図7, 8)。SS433は周期約13日のおそらくブラックホールを含む近接連星で、ブラックホール周辺に形成された降着円盤に垂直方向にジェットが吹き出している。さらに奇妙なのは、そのジェットが約163日で歳差運動していることで、根元の降着円盤の歳差を反映していると思われるのだが、そもそもガスでできた降着円盤がきれいに歳差し続けている理由は解決していない。

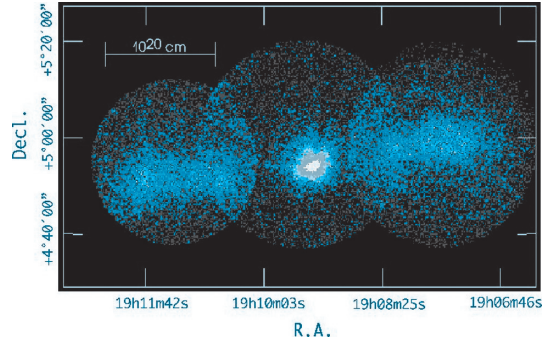


図7 X線衛星ぎんがの撮像した特異星 SS433 の相対論的ジェット (<http://www-cr.scphys.kyoto-u.ac.jp/>)。光速の26%もの速度で星間空間に突入したジェットガスと、星間物質との間の摩擦によって、ガスが高温になりX線を放射していると想像されている。

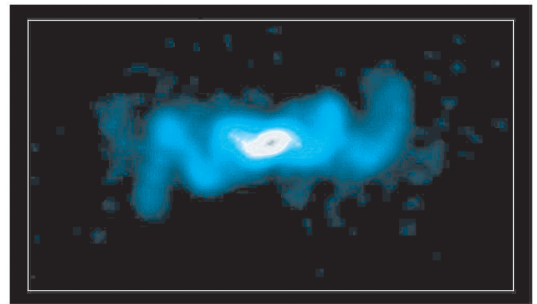


図8 電波で観測した SS433 ジェットのコルク抜きパターン (<http://www.nrao.edu/pr/2004/ss433corkscrew>)。実はこの SS433 ジェット、ある固定軸 (歳差軸) の周りを約 20° の頂角をもつ円錐面内で周期163日で、傾いた独楽の軸が振れるような歳差運動をしている。

その後、1992年、銀河系中心領域のX線源 1E 1740-2942 から双方向に向けて伸びる電波ジェットが発見された。さらに1994年以来、X線源 GRS 1915+105 (距離およそ4万光年) や GRO J1655-40 など、類似の亜光速ジェット天体が見つかっている (図9)。この2天体では、ジェットの速度は光速の92%にも及ぶ。

マイクロクェーサーでは、伴星からブラックホール重力圏に流れ込んだガスが、ブラックホールの周りに降着円盤を形成していて、やはりブ

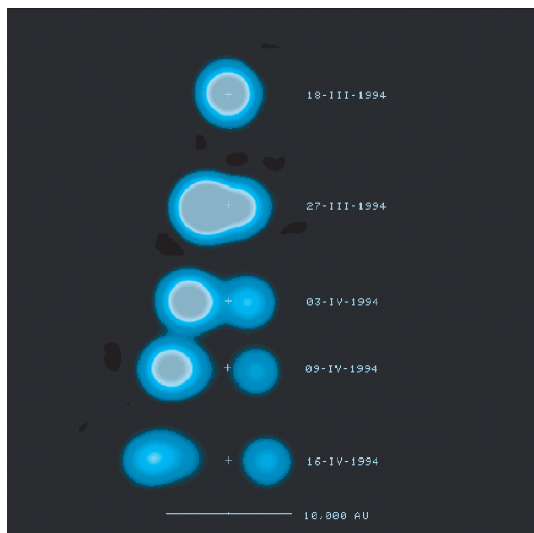


図9 電波で撮像したマイクロクェーサー GR 1915+105 (<http://universe-review.ca/I08-17-microquasar.gif>). 異なった時期に得られた五つの画像が上から下に並べてある. 中心の電波源から図の左右に電波輝点移動しているのがわかる.

ブラックホール近傍から亜光速のジェットが吹き出ているようだ.

2.3 ガンマ線バースト

最後に「ガンマ線バースト (gamma-ray burst)」とは、数十秒間、非常に明るいガンマ線を放つ高エネルギー天体現象で、ときにはその残光が、数時間から数カ月にもわたって、X線や可視光、電波で観測される (図10).

ガンマ線バーストが詳しく調べられるようになったのは、1991年4月にスペースシャトルアトランティス軌道上にガンマ線観測衛星コンプトン天文台を投入してからだ. さらに、1997年、ガンマ線バーストが、X線・可視光・電波などの領域で残光を伴っていることが発見され、大部分のガンマ線バーストは100億光年も彼方の現象であることがはっきりした. またいくつかについては(極)超新星と関連していることが明らかになってきた (たとえば、SN1998bw, SN2003dh, SN2003lw,

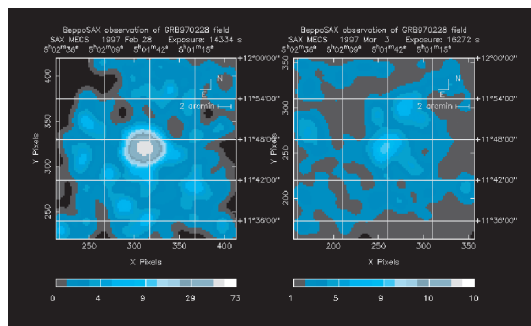


図10 オリオン座で発見されたガンマ線バースト GRB 970228 の残光 (http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/objects/grbs/grb_970228.html). 左は1997年2月28日のバースト時で、右は3月3日で随分と暗くなっている. BeppoSAX 衛星が X 線で観測したもの.

SN2006aj など). またガンマ線バースト GRB 030329/SN2003dh などでは、(極)超新星と似たスペクトルも観測されている.

これらの観測の結果、現在では、ガンマ線バースト現象のうち、バーストの継続時間が2秒より長いロングガンマ線バーストの多くは、太陽質量の約40倍以上の大質量星がブラックホールに崩壊する際に起きるものだと考えられている (継続時間が2秒より短いショートガンマ線バーストは中性子星同士の合体らしい). また、ガンマ線のスペクトルと明るさを説明するためには、光速の99.99% (ローレンツ因子 γ が100) 以上の速度でジェットを放出していると考えられている.

ガンマ線バーストの実体は、ほぼ光速で膨張する「ファイアボール (fire ball)」だと思われている. ここでの火の玉とは、ガスと光子が一体となった高温 (100億 K 程度) の輻射流体で、そこには光子同士の衝突で生まれた大量の「電子陽電子対 (electron-positron pair)」が存在する. ガンマ線バーストの場合、ジェットの根源では、光子と電子陽電子対が完全熱平衡状態に達し、そのエネルギー密度のほとんどを占める. バリオン(陽子)も存在しているが、そのエネルギー密度は放射に

比べて無視できると想定されている。ガス圧で加速されるのと同様に、放射による圧力で流体は加速・膨張していく。ファイアボールが膨張していくにつれ、放射や電子陽電子対の温度は下がっていき、そのエネルギー密度はバリオンに対して相対論的に減っていく。そして最終的には、当初放射や電子陽電子対がもっていたエネルギーのほとんどが、バリオンの運動エネルギーへと変換される。初期の放射のエネルギー密度がバリオンのエネルギー密度の γ 倍あれば、最終的なローレンツ因子も γ となる。

上記の初期条件が満たされている限り、十分な加速が達成されることは疑いない。しかし、理想的な高温の火の玉を作るメカニズムはいまだわかっていない。

2.4 ブラックホールジェットのとまとめ

以上のように、非常に明るい光源からの相対論的な亜光速流は、さまざまな活動天体で見ついている。これら相対論的ジェット天体について、中心天体の光度、ジェットの成分、ジェットの速度をまとめたものを表1に示す。

まず中心天体の光度については、球対称重力天体の理論的最大光度であるエディントン光度を基準としたときに、エディントン光度ぐらいのもの(表の E) から、エディントン光度の 100 倍や 1,000 倍ぐらい(超 E)、さらにはエディントン光度の 1 万倍や 10 万倍ぐらい(超超 E) にもものぼる

可能性がある。中心天体の光度がエディントン光度を超えていると、放射圧が重要になる。

ジェットガスの成分については、スペクトル線の観測から電子陽子通常プラズマ(表の ep)であることがわかっているもの、電子陽電子対プラズマ(ee)だと推測されているもの、そして電子陽電子光子プラズマ(ee γ)だと考えられているものがある。

最後にジェットの速度については、表の左側は光速を単位とする速度で、右側は対応するローレンツ因子 γ の値を示してある。

中心天体の光度がエディントン光度を超えているような非常に明るい天体では、放射エネルギーが豊富にあるため、放射エネルギーによってガスが駆動され、何らかの原因でジェット状に吹き出しているという描像は自然である。

3. 相対論的放射流体力学の定式化

放射輸送方程式や放射流体力学のモーメント定式化とクロージャー関係、そして相対論的な場合など、定式化の概要は前回¹⁾にまとめたとおりだ。ここでは、とくに相対論的放射流体力学の定式化²⁾について、どんな研究が行われてきたか、簡単にあらすじをまとめておきたい。非相対論的な放射輸送の研究は 1920 年代に始まったが、相対論的な定式化も 1930 年ごろにはスタートしている。

表1 ブラックホールジェットの物理量

天体	光度	ジェットの成分	ジェットの速度
マイクロクェーサー			
SS433	超 E	ep	0.26c/1.04
1E 1740-2942	?	ee?	0.26c/1.04
GRS 1915+105	E	ee?	0.92c/2.55
GRO J1655-40	E	ee?	0.92c/2.55
クェーサー・活動銀河			
3C273	超 E	??	0.99c?/10?
M87	暗い	??	0.99c?/10?
ガンマ線バースト			
理論的	超超 E	ee γ	0.9999c/100

1930年、輻射流体力学の方程式に、 v/c の1次までだが、初めて相対論的な項を考慮したのはトーマス (L. H. Thomas) だ³⁾。その結果、彼は輻射粘性を導出している (原論文は未見)。

相対論的な形式、すなわち「共変形式 (covariant form)」で、輻射流体力学の方程式が書き下されたのは1960年ごろになってからだ。ハズルフルスト (J. Hazlehurst) とサージェント (W. L. W. Sargent) ら⁴⁾が特殊相対論の範囲で、リンドキスト (R. W. Lindquist)⁵⁾が一般相対論の枠組みで定式化した。とくに共動系(流体系)で相対論的輻射輸送を扱い、球対称な場合の具体的な表式を導いたリンドキストの論文“Relativistic Transport Theory”は、この分野では記念碑的な論文である。

その後、1970年代、カスター (J. I. Castor)⁶⁾が、リンドキストと同じく、共動系(流体系)で、球対称な場合の具体的な表式を提出し、一方、アンダースン (J. L. Anderson) とシュピーゲル (E. A. Spiegel) ら⁷⁾やシー (S.-H. Hsieh) とシュピーゲルら⁸⁾は、慣性系(静止系)で方程式を表現した。最後のものは、非常によく整理されていて、わかりやすく美しい論文である。

さらに、1981年、相対論の大御所ソーン (K. S. Thorne)⁹⁾が、“射影対称無対角成分テンソル (projected, symmetric trace-free tensors)”を用いて、非常に一般的に、相対論的輻射流体力学のモーメント定式化を行った。相当に難解な論文である。ほかにも何人か^{10), 11)}が定式化したりして、ミハラス (D. Mihalas) らのテキスト¹²⁾が上梓され、相対論的定式化はいったんは一段落したようだ。ただし、この時期までの扱いは、特殊相対論の範囲内だったり、最終的に書き下された具体的な表式が v/c の1次までだったり、球対称の場合だけだったり、まだまだ不十分なものだった。

そして、2000年前後から、超臨界ブラックホール降着流やガンマ線バーストなど、非常に高エネルギー輻射現象が問題になり始めたためか、再

び、定式化の機運が盛り上がり^{13), 14)} (笑)、中性子星への輻射流体降着流の研究をしていたパク (M.-Gu Park) が、2006年にシュバルツシルト時空における慣性系での具体的表式¹⁵⁾を、さらに高橋 (R. Takahashi) が、2007年にカー時空での具体的表式¹⁶⁾を書き下した。

クロージャー問題など、未解決の問題は残っているが、相対論的輻射流体力学の定式化が具体的な形で完成するだけで、実に、80年近く要したのである。

4. ブラックホール風への応用

相対論的輻射流体力学は、もちろんさまざまな相対論的天体現象に応用されるわけだが、一番単純なものとして、「相対論的輻射駆動球対称定常風 (relativistic, spherically-symmetric steady wind driven by radiation pressure)」のような球対称定常流が考えられる。なお、ブラックホール風とは書いたが、中性子星風や球対称降着流も含めてである。

4.1 拡散近似を用いたブラックホール風

まず非常に光学的に厚いという仮定の下で、クロージャー関係として「拡散近似 (diffusion approximation)」を用いて、球対称定常流を解いた一連の研究がある。拡散近似では、しばしば「局所熱力学的平衡 LTE (local thermodynamic equilibrium)」が仮定される。

たとえば、初期の研究としては、1970年代末に、非相対論的扱いで中性子星への「到着流 (settling solution)」を調べたもの¹⁷⁾や、 v/c の1次まで入れて古典新星風の臨界点から光球までを解いたもの¹⁸⁾などがある。

ソーンが1981年にエレガントな定式化⁹⁾を行った後は、その定式化に準拠して、ブラックホール降着流¹⁹⁾⁻²¹⁾や相対論的球対称風²²⁾⁻²⁴⁾が丁寧に調べられ、定常解が特異点となる「臨界点 (critical point)」および「亜臨界点 (sub-critical point)」の性質などが詳しく解析された。とくに

垂臨界点は、しばしば「結節点 (node)」であり、その近傍で微分方程式が、いわゆる“硬い (stiff)”状態になっているため、きわめて解きにくいことなどもわかっている。

パチンスキー (B. Paczynski) は中性子星風やガンマ線バーストなどへの応用から、この種の問題にも精力的に取り組んでいて、「流束制限拡散近似 FLD (flux-limited diffusion approximation)」とは少し違った方法で、光学的に薄い領域まで拡張した拡散近似を用いて中性子星風を解いたり²⁵⁾、重力なしでファイアボールの相似解を求めたり²⁶⁾いろいろ工夫している。

ただ、前回に触れたように、ダイナミックな流れがある場合について拡散近似を適用するのは、かなり疑義が残る。

また拡散近似の問題というより、相対論的な近似の問題だが、考えている現象で流れの速度が光速の1割程度だと想定されるような場合、基礎方程式も同じオーダーで十分だとみなして、 v/c の2次以上の項を落とし、方程式の精度を v/c の1次までしか取らないことがある。しかし、 v/c の1次までに落とした放射流体力学の方程式では、「光子捕捉 (photon trapping)」が正確に再現できないことなど、いろいろ問題があることが、楊 (W.-W. Yin) とミラー (G. S. Miller)²⁷⁾によって指摘されている。このことは数値シミュレーションについても当てはまる話で、光子捕捉などの相対論的効果を正しく扱うためには、考えている現象が光速の1割程度までだとしても、特殊相対論的に完全なオーダーの方程式を用いる必要があるだろう。

4.2 光学的厚みに依存する変動エディントン因子を用いたブラックホール風

次に、クロージャー関係として、拡散近似よりは一般的な「変動エディントン因子 (variable Eddington factor)」を用いて、球対称定常流を解いたものもある。

たとえば、初期の研究として、1970年代半ば

に、非相対論的扱いだが変動エディントン因子を逐次近似的に求めて早期型星からの放射圧駆動風を調べたもの²⁸⁾や、光学的厚みに依存する変動エディントン因子を与えてブラックホール降着流 (放射場も解いている外部領域は非相対論的扱い) を解いたもの²⁹⁾などがある。

後者の玉沢 (S. Tamazawa) らが与えた変動エディントン因子の形:

$$f(\tau) = \frac{1+\tau}{1+3\tau}$$

やそれに類似の形は、その後もよく使われている。またハンマー (D. G. Hummer) とライビッキ (G. B. Rybicki) の数値シミュレーション³⁰⁾の結果に基づく近似式:

$$f(\tau) = 1 - \frac{2}{3} \exp\left(-\frac{1}{\tau^2}\right)$$

なども使われている。

これら光学的厚み τ に依存する変動エディントン因子を用いることで、ブラックホール降着流の非相対論的な範囲³¹⁾や低速近似^{32), 33)}をはじめ、さらに一般相対論的³⁴⁾⁻³⁵⁾に調べられたり、球対称風が一般相対論的に³⁶⁾調べられたりした。ただし一般相対論的な方程式で中性子星風を扱ったもの (文献 36) でも、風の最終的な速度は光速に比べて非常に小さい結果になっており、光速近くでどうなるかは未解決である。

4.3 速度に依存する変動エディントン因子を用いたブラックホール風

最後に、クロージャー関係として、“速度に依存する”変動エディントン因子を用いて、球対称定常流を解いたもの³⁷⁾⁻⁴⁰⁾がある (図 11)。ようやくわれわれの研究を紹介する段階になった。

放射圧と放射エネルギー密度の比として定義されるエディントン因子 (より一般には、放射ストレステンソルと放射エネルギー密度の比として定義されるエディントンテンソル) は、放射場の非等方性を表す量で、等方的なら 1/3 という値になるが、放射強度のピーキング (peaking)/アンチ

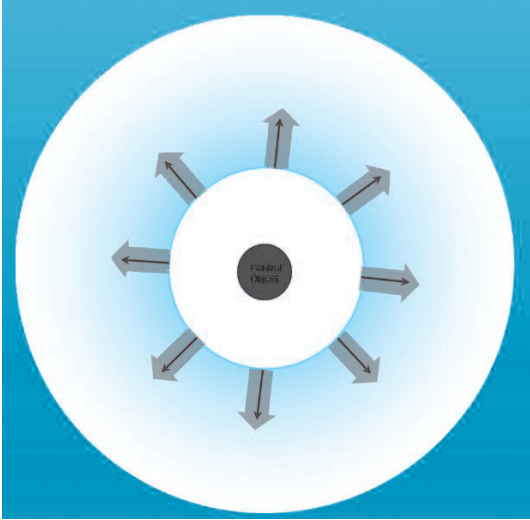


図 11 中心部からの強い輻射力で加速される相対論的輻射圧駆動球対称定常風。

ピーキング (anti-peaking) があれば $1/3$ より大きく/小さくなる。

もし 1 次元の形状のガスが静止していれば、エディントン因子は、一定かあるいは 1 次元座標だけの関数になることは明らかだ。そして座標と光学的厚みは 1 対 1 の対応があるはずだから、光学的厚みだけの関数と考えてよい。したがって、ガスが静止している場合には、光学的厚みに依存する従来の変動エディントン因子は、大気が静止している限りにおいて、どれぐらい定量的かはさておき、定性的には問題ない。

しかしながら、ガスが運動している場合には、話は別である。たとえば、ガスが加速運動していて流れに沿って速度勾配があると、流れの上流方向と下流方向とでは光学的厚みが変わってくるので、輻射場は一般的に非等方となり、エディントン因子は速度勾配の関数になるだろう (これについては 5 回目に触れる予定)。

さらにガスが相対論的な運動をしていると、ガスが進む方向には、光子が追いつけなくなるため、やはり輻射場が非等方になり、単純なエディントン近似は成り立たない。そのような亜光速領

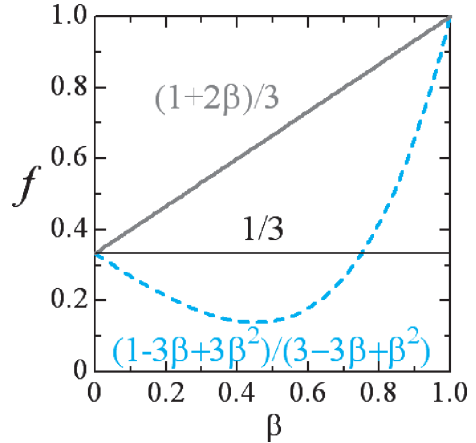


図 12 速度に依存する変動エディントン因子. 実線は初期に採用したもので速度の単調増加関数を選んだ. 破線は光学的に薄い場合に予想される形で速度の単調増加関数ではない (文献 41 も参照).

域まで加速される相対論的な輻射流の場合は、低速限界では $1/3$ になり、流れの速度が光速に近づくとも 1 になるような、“速度に依存する” 変動エディントン因子を導入すべきだと考えられる (図 12)。

そのような立場から、平行平板流に対して、流れの速度 v を光速 c で割った値を β として、

$$f(\beta) = \frac{1+2\beta}{3}$$

というような変動エディントン因子の形を以前に提案した (Fukue 2006)^{37), 38)}。

この速度に依存する因子によって、数学的にも嬉しいことが起こる。モーメント方程式では、従来のエディントン因子を使うと、ガスの速度が $\pm c/\sqrt{3}$ に達するところで数学的な特異点が存在するため、解を連続的に解けない。しかし、速度に依存する変動エディントン因子を用いると、この特異点を回避できるのである。そのため、これまででは解けなかったガスの速度が非常に光速に近い値まで解を求めることができるようになった。

しかしながら、ここで考えているような球対称

な流れの場合、幾何学的な希薄化効果などもあるので、速度にのみ依存するのではなく、変動エディントン因子は“光学的厚み”と“速度”の両方に依存することになるだろうと考えられる。そして、そのような、“光学的厚みと速度に依存する変動エディントン因子”は、以下の条件を満たしているべきだろう。

- (1) 光学的に厚く速度が低速である場合は、1/3になる
- (2) 光学的に薄い場所では、1に近づく
- (3) 速度が光速に近くなると、1に近づく

そこで、これらの条件を満たし、かつ、相対論的な流れにおいては、流れの方向では光学的厚みが小さくなるというアブラモヴィッツらの研究³⁹⁾を考慮して、玉沢らの変動エディントン因子において、光速で無次元化した速度 β とローレンツ因子 γ を用いて、

$$\tau \rightarrow \frac{\tau}{\gamma(1+\beta)}$$

のように置き換えたものを提案した⁴⁰⁾。すなわち、われわれの用いたものは、具体的には、

$$f(\tau, \beta) = \frac{1 + \tau / [\gamma(1 + \beta)]}{1 + 3\tau / [\gamma(1 + \beta)]}$$

という形である。この式は、先の条件(1)-(3)を満たすし、また低速の極限で玉沢らの形に帰着する。

この変動エディントン因子をグラフにしたのが図13である。図13では、速度 β を与えて、光学的厚み τ の関数として、 f の値をプロットした。

相対論的輻射流体力学のクロージャー関係として、この変動エディントン因子を用いて、相対論的球対称ブラックホール風を解いた一例を図14に示す。図14では、光学的厚み τ の関数として、光速やシュバルツシルト半径などを用いて規格化した速度 v 、規格化した光度 L 、規格化した輻射圧 Q 、規格化した半径 r が描いてある。

図14を見ると、ガスが加速されるにつれて、光度や輻射圧が減少していることがわかる。すなわ

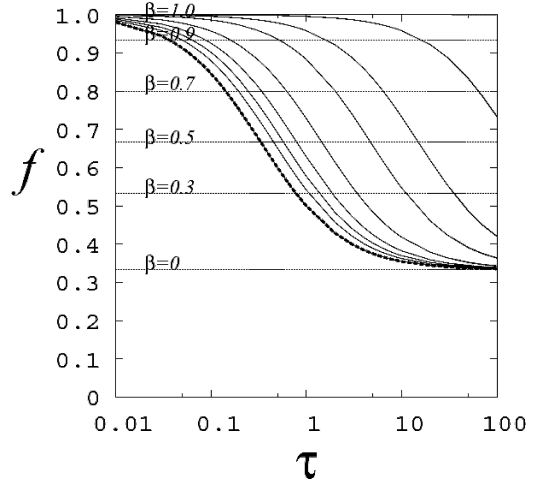


図13 光学的厚みと速度に依存する変動エディントン因子. 速度 β をいろいろ与えて、光学的厚み τ の関数として、エディントン因子 f の値をプロットした。

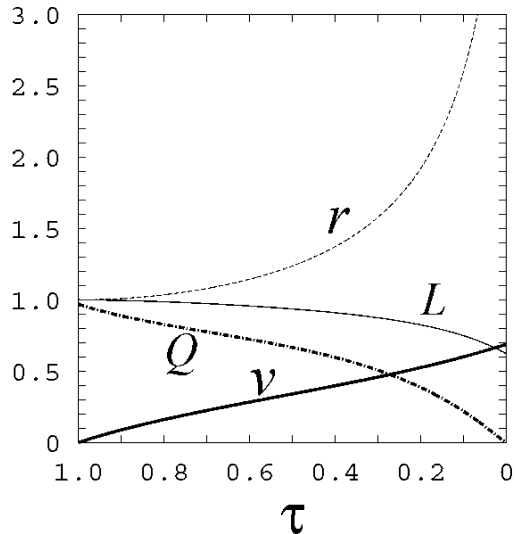


図14 相対論的球対称ブラックホール風の計算例. 光学的厚み τ の関数として、規格化した速度 v 、規格化した光度 L 、規格化した圧力 Q 、規格化した半径 r が描いてある。

ち輻射場の運動量やエネルギーをもらって、ガスは底部(左端)から表面(右端)へと加速されているのだ。なお、この計算例では、特殊相対論は考慮しているが、重力場は含まれていない。

実際、流れに沿ってエネルギーが保存される相対論的ベルヌーイの式は、球対称でガス圧や磁気圧を無視している近似の範囲では、質量放出率を M 、ローレンツ因子を γ として、

$$\dot{M}c^2\gamma + L = \text{一定}$$

と表せるので、光度が減れば流速が大きくなる。

今回紹介した、球対称輻射流に関するわれわれのモデルでは、光学的厚みと速度に依存する変動エディントン因子を用いたため、モーメント方程式の特異性は回避できた。しかし一方、平行平板輻射流の場合と異なり、球対称輻射流は、解を得るのがかなり困難だった。理由の一つは、輻射輸送の問題が、底と表面の2カ所で境界条件が必要な「2点境界値問題 (two-point boundary value problem)」であるため、両方の境界条件を合わせるのが難しかった問題がある。もっともこれは平行平板の場合でも同じだ。

さらに球対称な場合は、曲率の効果によって半径に依存する項が現れ、その項が急激に変化するために、非常に解きにくい方程式になっているようだ。おそらくこれらの問題点は、ごく常識なのだろうが、経験者の多くがリタイアしている現在では、手探りで調べるしかなかったものである。

また平行平板の場合と同様、球対称の場合も、変動エディントン因子については、両端（速度が0と光速）で正しくなるような形のをアプリオリに与えた。数値シミュレーション⁴¹⁾などで変動エディントン因子の形も得られつつあり、それらを用いた計算も今後の課題だろう。

5. 今後の課題

相対論的宇宙ジェット加速メカニズムとしては、本稿で考えている輻射圧加速と、もう一つの有力な説である磁気力加速がある。磁気力加速にせよ、輻射圧加速にせよ、光速の数割程度まで加速するのは難しくない。しかし、光速近くまで加速するのはとても難しく、ローレンツ因子が100

にもなるような超相対論的速度にまで加速するのは至難の業である。

より正確には、「エネルギー論 (energetics)」⁴²⁾から考えれば、どんなに高速のジェットでも原理的には駆動できる (図15)。すなわち、最初にブラックホールなどの重力場中に束縛された物質 (負の束縛エネルギーをもつ) があって、その重力エネルギーを解放することによって、大部分の物質はますます重力場深くに束縛される一方、一部の物質は正のエネルギーを得て、システムから亜光速で脱出することが可能になる。そして、その比率を極端にすれば、ジェット物質がもらう単位質量あたりのエネルギーは増えるので速度を大きくできる (ただし、物質があまり少ないとジェットとしての体裁が取れなくなるだろう)。

難しいのは、ブラックホールに落ち込む物質と正のエネルギーを得てジェットとなる物質の割合がどのように決まるかという「分配」の問題と、重力エネルギー (や核反応エネルギー) から内部エネルギーや輻射エネルギーなどを経て運動エネルギーへ至る「変換」の問題である。それらにか

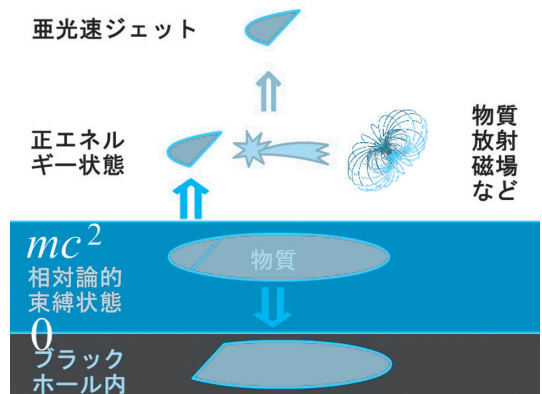


図15 エネルギー論から見たジェットの形成 (上ほどエネルギーが高い)。降着物質 (平たい楕円) の多くはブラックホールへ落下し、一部の物質 (左肩の部分) と放射や磁場などが放出されて、それらの相互作用でエネルギーが交換され、物質はさらに加速されてジェットとなる。

らんで、ジェットとして放出される物質・放射・磁場・その他（電子陽電子対やニュートリノなど）などの割合がどうなるかという「配分」の問題、そしてそれらの成分の間での「相互作用」などの詳細である。

これらの問題を一つ一つ解決していくことが、ジェットの仕組みを最終的に明らかにすることにつながるに違いない。

今回紹介した、“変動エディントン因子”を用いた相対論的輻射流体力学の定式化は、相対論的宇宙ジェットを解明するうえで、一つの足がかりになるだろうと考えている。今後もさまざまな側面から検討を進めていく必要があるだろう。

参考文献

- 1) 福江 純, 2008, 天文月報 101, 420
- 2) Kato S., Fukue J., Mineshige S., 2008, *Black-Hole Accretion Disks—Towards a New Paradigm* (Kyoto University Press)
- 3) Thomas L. H., 1930, *Quart. J. Math.* 1, 239
- 4) Hazlehurst J., Sargent W. L. W., 1959, *ApJ* 130, 276
- 5) Lindquist R. W., 1966, *Ann. Phys.* 37, 487
- 6) Castor J. I., 1972, *ApJ* 178, 779
- 7) Anderson J. L., Spiegel E. A., 1972, *ApJ* 171, 127
- 8) Hsieh S.-H., Spiegel E. A., 1976, *ApJ* 207, 244
- 9) Thorne K. S., 1981, *MNRAS* 194, 439
- 10) Udey N., Israel W., 1982, *MNRAS* 199, 1137
- 11) Mihalas D., Klein R. I., 1982, *J. Comp. Phys.* 46, 97
- 12) Mihalas D., Mihalas B. W., 1984, *Foundations of Radiation Hydrodynamics* (Oxford University Press)
- 13) Park M.-G., 1993, *A&A* 274, 642
- 14) Mihalas D., Auer L. H., 2001, *JQSRT* 71, 61
- 15) Park M.-G., 2006, *MNRAS* 367, 1739
- 16) Takahashi R., 2007, *MNRAS* 382, 1041
- 17) Vitello P. A. J., 1978, *ApJ* 225, 694
- 18) Ruggles C. L. N., Bath G. T., 1979, *A&A* 80, 97
- 19) Thorne K. S., Flammang R. A., Zytkov A. N., 1981, *MNRAS* 194, 475
- 20) Flammang R. A., 1982, *MNRAS* 199, 833
- 21) Flammang R. A., 1984, *MNRAS* 206, 589
- 22) Paczynski B., Proszynski M., 1986 *ApJ* 302, 519
- 23) Turolla R., Nobili L., Calvani M., 1986, *ApJ* 303, 573
- 24) Paczynski B., 1990, *ApJ* 363, 218
- 25) Quinn T., Paczynski B., 1985, *ApJ* 289, 634
- 26) Paczynski B., 1986, *ApJ* 308, L43
- 27) Yin W.-W., Miller G. S., 1995, *ApJ* 449, 826
- 28) Cassinelli J. P., Hartmann L., 1975, *ApJ* 202, 718
- 29) Tamazawa S., Toyama K., Kaneko N., Ono Y., 1975 *ApSpSci* 32, 403
- 30) Hummer D. G., Rybicki G. B., 1971, *MNRAS* 152, 1
- 31) Burger H. L., Katz J.I., 1980, *ApJ* 236, 921
- 32) Blondin J. M., 1986, *ApJ* 308, 755
- 33) Miller G. S., 1990, *ApJ* 356, 572
- 34) Park M.-G., Miller G. S., 1991, *ApJ* 371, 708
- 35) Nobili L., Turolla R., Zampieri L., 1991, *ApJ* 383, 250
- 36) Nobili L., Turolla R., Lapidus I., 1994, *ApJ* 433, 276
- 37) Fukue J., 2006, *PASJ* 58, 461
- 38) 福江 純, 2006, 天文月報 99, 505
- 39) Abramowicz M. A., Novilcov I. D., Pacynski B., 1991, *ApJ* 369, 175
- 40) Akizuki C., Fukue J., 2008, *PASJ* 60, 337
- 41) Koizumi T., Umemura M., 2008, submitted to *MNRAS*
- 42) 福江 純, 2007, 『輝くブラックホール降着円盤』(プレアデス出版)

Let's Challenge the Relativistic Radiation Hydrodynamics: 2 Radiation-Pressure Driven Black-Hole Winds

Chizuru AKIZUKI and Jun FUKUE*

Center for Computational Physics, University of Tsukuba, Tennoudai 1-1-1, Tsukuba, Ibaraki 305-8577, Japan

**Astronomical Institute, Osaka Kyoiku University, Asahigaoka 4-698-1, Kashiwara, Osaka 582-8582, Japan*

Abstract: Recently, relativistic astrophysical phenomena, such as quasars, microquasars, and gamma-ray bursts, attract a great deal of attention. We suppose that in these objects hot plasma winds and collimated jets may blow off from the vicinity of central black holes at very high speeds of the order of the speed of light. We here introduce the present status and our results on the relativistic radiation-pressure driven, spherically symmetric steady winds, the black-hole winds.