

小特集

宇宙ジェットの物理

5. 宇宙ジェットの放射圧加速モデル

福 江 純

(大阪教育大学)

Radiation-Driven Model of Astrophysical Jets

FUKUE Jun

Astronomical Institute, Osaka Kyoiku University, Kashiwara 582-8582, Japan

(Received 25 January 2000)

Abstract

Radiative winds and jets from luminous accretion disks are reviewed. Among various models of astrophysical jets, plasma outflow emanating from accretion disks and accelerated by radiation pressure is the most promising one. Here explained are the roles of radiation pressure force and radiation drag force. The terminal speed (magic speed) of the jets in the various radiation field is then discussed. Finally, the millennium jet model, where multi-stage acceleration takes place, is proposed.

Keywords:

accretion disk, astrophysical jet, black hole, quasar, radiation drag, supersoft X-ray source

5.1 宇宙ジェットの理論

いろいろな宇宙ジェットの観測と歩調を合わせるように、実にさまざまなモデルが提案されてきた[1-3]。ジェットの加速機構は、中心天体の重力エネルギー転換炉の働き方によって、熱的なガスの圧力や放射圧（輻射圧）によるものと、磁場の関与したもの大きく分けられる。ここでは、主として放射圧モデルを概観しよう。

5.1.1 降着円盤風

宇宙ジェットの起源を説明するモデルとして有望なのが、中心の降着円盤を直接利用するものだ (Fig.1)。ここで「降着円盤」というのは、質量をもった中心天体のまわりに、一定の割合の質量降着率でガスが降り注ぐときに形成される、プラズマガスの円盤のことである。降着円盤は現代の宇宙物理学では、活動現象の主役としてきわめて重要な役割を果たしている。

降着円盤のような円盤形状は本来的に軸対称性をもつので、円盤の表面から放出されたガスが何らかの機構に

author's e-mail: fukue@cc.osaka-kyoiku.ac.jp

よって加速されれば、非等方的な双方向の流れを形成することは難しくない。

たとえば円盤状にガスをどかっと落してやれば、中心星はそのすべてを消化しきれず、ガスの一部は回転軸方向に吹き飛ばされてジェット流になるかも知れない[4,5]。これは超臨界降着と呼ばれるモデルだが、加速のエネルギーとして、中心天体へガスが落下する際の重力エネルギーを利用している。

降り積もるガスの量が必ずしも多くなくとも、円盤のガスの温度が十分高くなったため、中心天体の重力の束縛を離れて、降着円盤風として流れ出す可能性もある。ガスが重力に抗するほど高温になる原因としては、円盤中心領域からの照射によって周辺部のガスが加熱されるモデル[6]や、中心部で高温になるもの[7,8]などがある。

ガスの圧力ではなく、降着円盤から放射される放射圧で加速することも可能だ (Fig.2 左)。幾何学的に薄い降

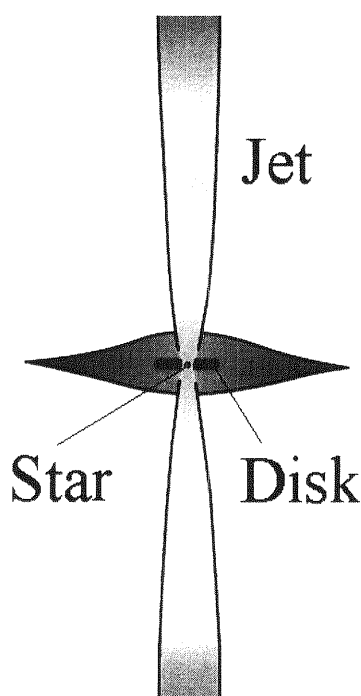


Fig. 1 Astrophysical jets from accretion disks.

着円盤の場合に対しては, Icke[9,10]や Tajima and Fukue[11,12]らが, かなり詳細に調べている(後述)。

5.1.2 ファンネルジェット

もし, 中心天体に落下するガスの質量降着率が非常に大きくと, 中心近傍で降着円盤のガスの温度が極度に高くなり, ガス円盤は鉛直方向に膨れて, Fig. 2 右のようなトーラス形状になる。このときトーラスの回転軸上には, 角運動量の障壁によってガスの入り込めない空洞「ファンネル」が生じる。このファンネルをジェットの収束に用いようという考えはなかなか魅力的なものだ[13]。

ファンネル内のガスが非常に希薄で, 光学的に薄い場合, 降着トーラスの表面から放出されファンネル内に閉じ込められたガスは, トーラス表面(すなわちファンネルの壁)から放射される高エネルギー光子の放射圧を受ける。対称性からファンネルの軸に垂直方向の放射圧はバランスするが, ファンネルの形状やファンネル内壁での放射源の分布のために軸方向には力を受ける。その結果, ガス粒子は軸に沿って加速されて, 最終的にファンネルの出口から高エネルギー粒子流として放出される[14]。ただしこの加速機構には, コンプトン抵抗と呼ばれる相対論的な加速限界が存在する(後述)。

Sikora と Wilson の計算[14]では, 陽子と電子からなる通常のプラズマの場合, 陽子の慣性が大きいため, 最終速度は光速の40%程度にしかならない。電子・陽電子対

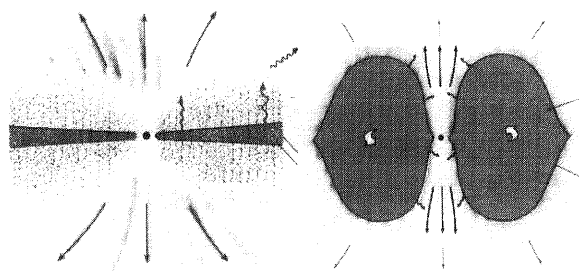


Fig. 2 Accretion disk winds and funnel jets.

プラズマの場合でも, 光速の90%強までしか加速できない。さらに放射の大部分はガス粒子と相互作用をせずに, 直接ファンネルの出口から逃げてしまうので, 全体としてガスに与えられる運動量流束は小さく, 加速効率は数%と, あまりよくないことも知られている。

ファンネル内部が光学的に厚くて, 光子がガスに捕捉されれば, 粒子的な加速機構における難点の一部は回避できる。この場合ガスと光子は一体となり, 比熱比が $\frac{4}{3}$ の相対論的な流体として振る舞う。そしてガスは, ファンネルの軸に沿って流体力学的な加速を受け, 太陽風や恒星風のように, ファンネルの出口から超音速流として吹き出すだろう[15,16]。ファンネルジェットでは, 等方的な放射場のエネルギーが, 高い効率でジェット全体の運動エネルギーへ転換される。たとえば, 中心の天体のシュバルツシルト半径の26倍より内側の領域で加速が起これば, 最終速度は $0.26c$ を超える。

ただしファンネル風のモデルでも, きわめて光速に近い速度を得ることは容易ではない。放射流体力学(輻射流体力学)を考慮して実行された数値シミュレーション[17]では, 幾何学的に厚いトーラスと同時にファンネル内で双方向のジェットが形成されることが示されているが, 最終速度は光速の30%ほどであった。

また, 単純なトーラスは力学的に不安定なことがわかっている。したがって, ファンネルジェットが有効に働くためには, 降着円盤自体が, 回転だけでなく動径方向への落下運動もしていることが必要だろう[18]。

5.2 放射圧加速ジェット

降着円盤など, 中心の天体の放射する強烈な光の圧力によって, ジェットのプラズマガスを駆動するメカニズムを, 「放射圧加速」と呼んでいる。ここでは放射圧でジェットを加速するメカニズムの基本概念を述べよう。

5.2.1 放射圧加速のメカニズム

放射圧自体あまり馴染みのない言葉なのに, 放射抵抗(輻射抵抗; コンプトン抵抗)にいたっては, 超馴染み

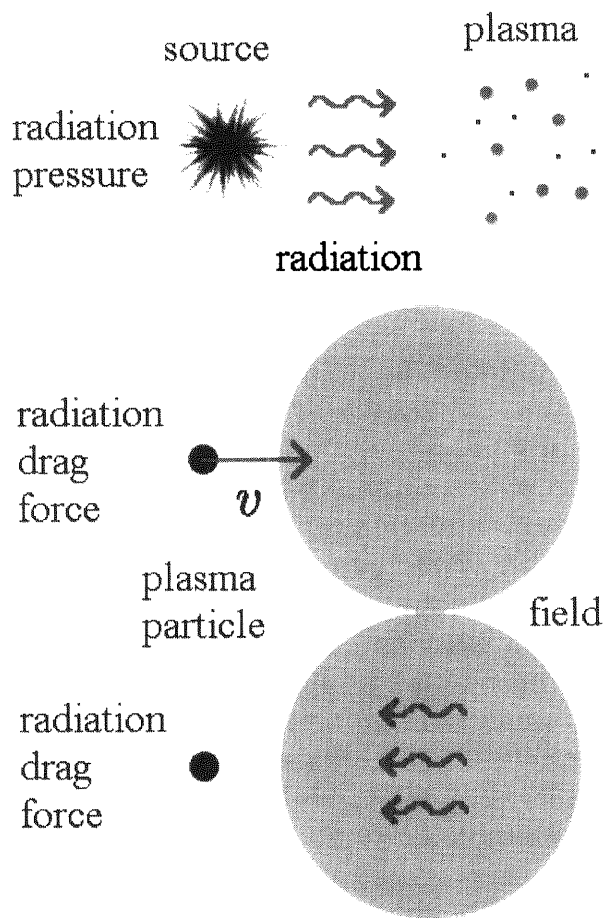


Fig. 3 Radiative force and radiation drag force.

ない言葉だろう。そこで以下では、その物理を簡単に説明してみたい。

(1)放射圧による加速

中心の光源から大量の光が放射されているとき、大部分の光子は外向きの運動量をもっているだろう (Fig. 3 上)。そしてそれらの光の流れが、周辺のプラズマに当たってプラズマを加速する (放射圧による加速)。すなわち中心の光源から放射された光子は、まずプラズマ中の電子に衝突して、外向きに電子を押し、光子はもちろん陽子にも衝突するが、陽子は質量が大きいので光が衝突してもほとんど動かない。しかし電子が (光子によって) 押されると、電子と陽子は正負の電荷によって引き合っているため、陽子も電子に引きずられて動く。結果的に、光子のもっていた外向きの運動量がプラズマに受け渡されて、プラズマは外向きに加速し始める。これが放射圧加速の素過程である。

放射圧によって、プラズマだけでなく、数ミクロンサイズのグラファイトなどのダストも容易に加速される

(たとえば、彗星のダストテールは太陽光で吹き飛ばされたものだ)。ダストは、光子に比べればはるかに慣性が高いが、放射圧の影響を受けるかどうかで重要なのは、物体の質量ではなく、(光子を受け止める) 物体の断面積 S と、(物体の慣性を担う) 質量 m の比、 S/m なのである。ダストや薄っぺらの反射体などは、 S/m が非常に大きいため、光圧の影響を強く受ける。

(2)放射場の抵抗

放射の流れが全体として運動量をもっていようといまいとにかかわらず、放射 (多数の光子) の存在自体によって、空間には放射場のエネルギーが存在するわけで、エネルギーはやはり慣性をもつから、その中を運動する粒子は、速度ベクトルとは反対方向に抵抗を受ける (Fig. 3 中)。プラズマの場合には、電子と光子の直接の衝突によってこのような「放射抵抗 (輻射抵抗)」が働く。電子と光子の衝突 (散乱) をコンプトン散乱と呼ぶことから、「放射抵抗 (輻射抵抗)」はしばしば「コンプトン抵抗」とも呼ばれる。この放射抵抗 (輻射抵抗) は、プラズマなど抵抗を受ける粒子の大きさや速度が小さいときは、抵抗力の大きさが相対速度に比例する (特殊相対論的にちゃんと扱えば、それほど単純ではないが)。

放射場のエネルギーとか慣性がしっくりこないなら、座標系を変えて眺めてみるといいかもしれない。すなわち、(光子) 全体としては運動量をもっていない光子に満ちた領域を粒子が運動しているとき (Fig. 3 中)、座標系を静止系 (実験室系) から運動系 (粒子系) にガリレイ変換してみる (Fig. 3 下: ローレンツ変換まで持ち出さなくても、とりあえず、ガリレイ変換で十分)。そうすると、静止した粒子に向かって、(粒子の進行方向) 前方から光子が全体として押し寄せてくることになるので、粒子は放射圧によって後方に押しやられることになる。そして運動系で後方に動くことは、もとの静止系で見れば、(抵抗によって) 運動が減速されることに等しい。この座標系の変換という目でみれば、放射抵抗 (輻射抵抗) の原因は、実は、いわゆる「光行差」にほかならないことがわかる。

(3)最終速度

このような放射場において、プラズマ粒子は静止系で観測したとき、静止系での放射圧で加速される一方で、静止系での放射エネルギーのために抵抗を受ける。その結果、それらの力が釣り合った段階で、粒子の速度が一定になる (このとき、粒子とともに動く共動系では、輻射場からのネットな力は 0 になっている)。このときの速度を、「最終速度」とか「終末速度」とかいう。最終速

度の存在が、現在でも解決されていない、ジェットの加速メカニズムにおける「2000年問題」でもある。

5.2.2 降着円盤の放射場

放射場によって加速される運動を定量的に考えるためには、光源のまわりの空間の各点での放射場の値が必要になる。ところが、光源には、星のように点状(球対称)の場合や、降着円盤のように円盤状(軸対称)の場合など、いろいろな形状がある。そしてもちろん、光源のま

わりの放射場の様子は、光源の形状や性質によって異なる。したがって、放射エネルギー密度、放射流束、放射ストレステンソルなど、放射場の計算は、一般には、いささかメンドウである。より詳細な説明は、文献[19, 20]などを参考にして欲しい。

降着円盤にはいろいろな種類があるのだが、とくに基本的なモデルとして、ガスがケプラー回転していて幾何学的に薄く光学的に厚い降着円盤を「標準降着円盤」と

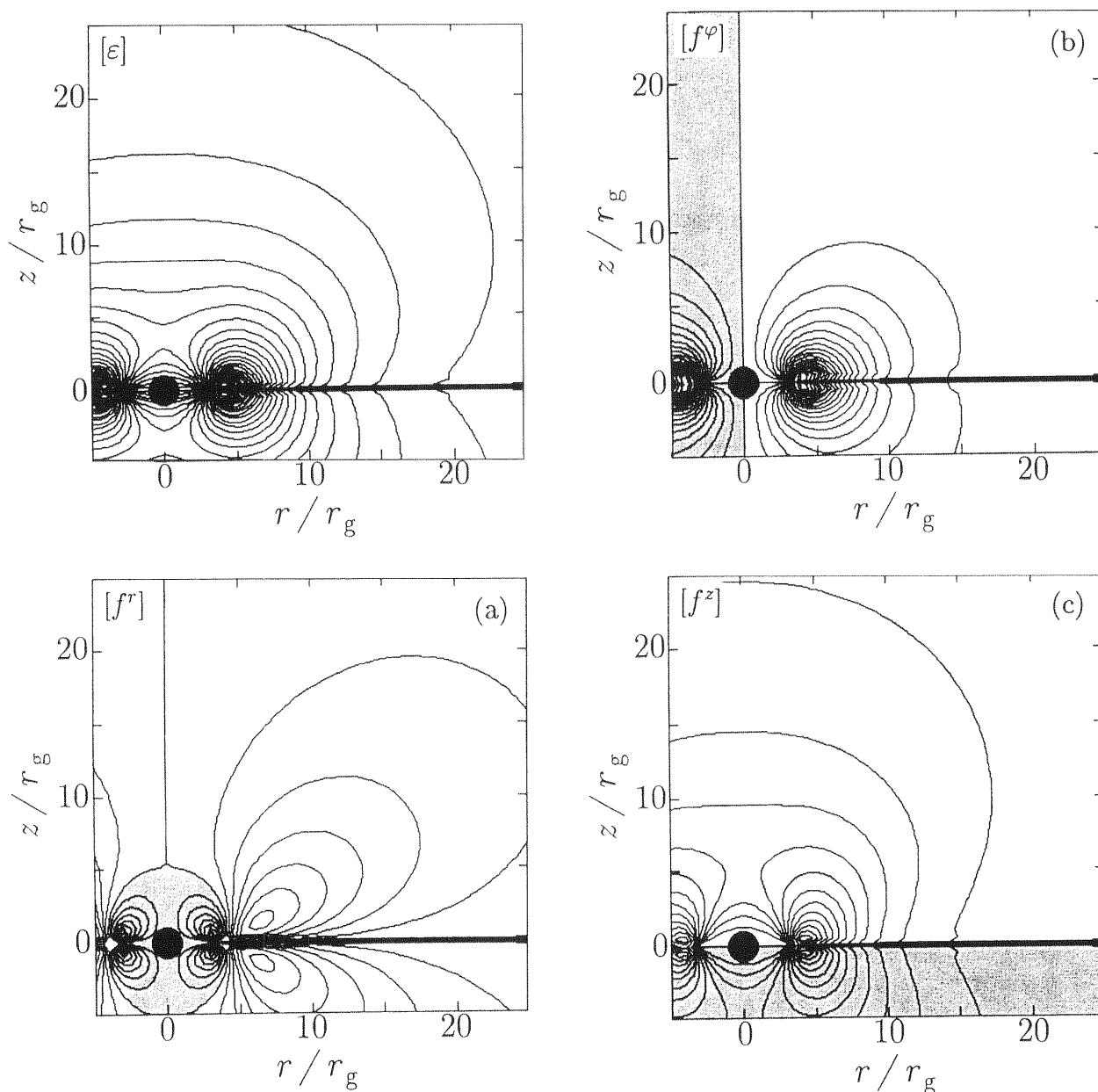


Fig. 4 Radiation field produced by standard disks. (a) Radiation energy density E . (b) The r -component of radiative flux vector f_r . (c) The ϕ -component of radiative flux vector f_ϕ . (d) The z -component of radiative flux vector f_z . Here, r_g denotes the Schwarzschild radius of the central object.

呼んでいる[3, 20]. 降着円盤の表面は黒体放射を放射しており, その温度分布は中心からの半径の関数として解けていて, さらに降着円盤から放射される全放射エネルギーすなわち降着円盤の光度もわかっている. また降着円盤には内縁が存在する(中心天体がブラックホールの場合, 内縁の半径はブラックホールの半径の3倍). このような標準降着円盤周辺の放射場を与えておこう.

放射エネルギー密度や放射流束などの定義にしたがって放射場の値を数値計算すれば, 任意の場所での放射場の諸量を得ることができる[20]. 具体的には, まず降着円盤の表面を微小な領域に分割し, 降着円盤の上空の任意の観測点に対する, その微小部分の方向余弦や立体角を計算し, 降着円盤の表面全体にわたって各微小部分からの寄与を足し合わせていけば, その観測点の放射量が計算できる. そして, 降着円盤上空の多くのメッシュ点において同じことを繰り返せば, 上空の任意の場所での放射場が得られるわけだ[9, 11, 12, 18].

標準降着円盤の周辺の放射場の諸量のうち, エネルギー密度 E と放射流束ベクトル F の各成分を Fig. 4 に示す. 中心ほど温度が高い降着円盤の表面温度分布を反映して, 放射場もおおざっぱには中心ほど強くなる. しかし, 標準降着円盤には内縁(シュバルツシルト半径の3倍)があるために, ごく中心領域では, 放射場の振る舞いはかなり複雑である. とくに放射流束ベクトルの半径成分 f_r には, 内向きの領域が生じるのが興味深い. また軸対称のシステムなので通常の感覚だと方位角方向の成分 f_ϕ は存在しないように思えるが, 図で示されているように, f_ϕ が0でない点も興味深い. これは, まさに降着円盤が回転しているために, 降着円盤から放射された光子も角運動量をもっていて, 放射流束の方位角方向の成分が生じるのである.

5.2.3 放射圧加速ジェットのマジックスピード

中心の天体が, 白色矮星か中性子星かはたまたブラックホールかを決めれば, 中心天体の重力場が決まる. さらに光源が, 中性子星のように球対称なのか, 降着円盤のように円盤状なのかを決めれば, 放射場が決まる. こうして, 重力場と放射場を決めれば, その周辺でのプラズマガスの振る舞いを調べることができる.

一般に, 重力・放射圧・放射抵抗(輻射抵抗)などのもとでの, プラズマの振る舞いは複雑だが, ここではジェットの加速という観点から, プラズマガスの最終速度について, 結果のみ述べよう[3, 20].

(1)点光源の場合

光源が中性子星のように球対称な場合, 重力場も放射

圧も距離の逆2乗で減少するので, 中心天体の光度がある値のときに, 重力場と放射圧が等しくなる. この値を中心天体の「エディントン光度」と呼んでいる(用語解説参照). 中心天体の光度がエディントン光度より大きければ, 重力場よりも放射圧の方が大きく, ガスは外向きに加速される.

エディントン光度で規格化した中心天体の光度として, 「ライトネス数 Γ 」を

$$\text{ライトネス数 } \Gamma = \text{中心天体光度} / \text{エディントン光度}$$

と定義しよう. そうすると, 点光源の場合のジェットの最終速度は, ライトネス数 Γ の関数となり, ライトネス数が大きくなれば最終速度も大きくなる (Fig. 5). 放射場を v/c の1次までの近似で解くと (Fig. 5の破線), Γ が十分大きいときに最終速度は $0.5c$ に近づくが, 特殊相対論の範囲できちんと解くと (Fig. 5の実線), Γ が大きいときに最終速度は光速 c に近づく.

(2)平面光源の場合

点光源のつぎに, 別の極端なケースである平面光源の場合を考えてみよう. 無限に広がった平面光源の場合, 放射エネルギー密度や放射流束など放射場の諸量は高さだけの関数となり, 解析的に計算できる. 特殊相対論の範囲できちんと計算すると[10], 最終速度 v_∞ は,

$$v_\infty = (4 - \sqrt{7})/3c = 0.45c$$

となる.

重要な点は, 点光源にせよ平面光源にせよ, この最終速度が安定な速度だということだ. すなわちプラズマの速度が最終速度より小さければ, プラズマはだんだん加

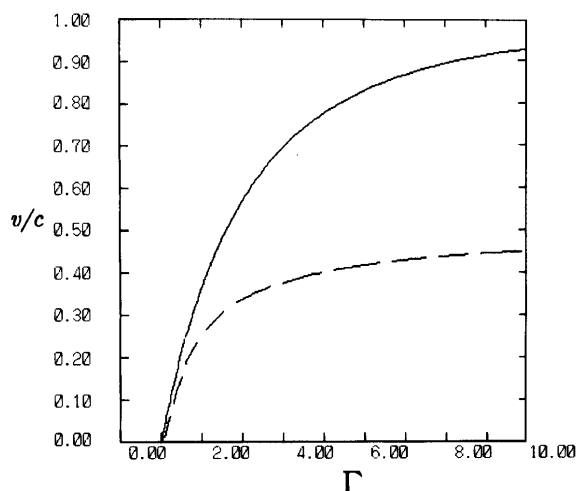


Fig. 5 Terminal speed for a point source as a function of Γ .

速されて最終速度に近づくし、逆に最終速度より大きいと、放射抵抗のために減速されてやはり最終速度に近づくのである。

(3)標準降着円盤の場合

では、宇宙ジェットを駆動する光源の候補として、現実的に可能性の高い標準降着円盤の場合はどうなるだろうか？ 降着円盤は中心ほど明るいので、降着円盤の放射場は遠方では点光源の放射場と似ている。したがって、光源が標準降着円盤の場合、少なくとも降着円盤の軸上で加速されるプラズマの最終速度は、形式的には点光源と同じような振る舞いをする。一方で、降着円盤は平面光源の性質も併せもつ。

実際には、重力や流線の形状や、ガス圧その他の効果がいろいろ入ってくるので、それほど単純な話ではないが[9-12, 18]、より定量的な計算が現在も行われている最中である。

5.3 ミレニアムジェット

いままで述べてきたことからわかるように、平面状の光源という条件の下では、最終速度の値はきわめて普遍的なものだ。宇宙ジェットの加速のメカニズムに関連して、放射圧と放射抵抗（輻射抵抗）が釣り合った結果、このような普遍的な速度が現れることを最初に指摘した研究者は、この速度を「マジックスピード」と呼んでいる[10]。

ところで実際の宇宙ジェット現象では、とくにコンパクト星からのジェットの場合、特異星 SS 433 ジェットのよう光速の26%という（光速に比べれば）比較的低速のものがある一方で、系内超光速現象（用語解説参照）で示されているような非常に光速に近い（光速の92%）ジェットも存在する。

まず、放射抵抗（輻射抵抗）によってジェットの加速が頭打ちされるのは、実は中程度に相対論的な SS 433 ジェットなどに対しては都合がいい。実際、最近の計算でも、エディントン光度ぐらいに輝く降着円盤の内縁近傍から射出されたガスは、降着円盤の放射圧（と放射抵抗の働き）によって、まさに SS 433 ジェットの速度程度まで加速されることがわかっている[21]。

しかし後者のような、きわめて光速に近いジェットに対しては、何らかの仕掛け（ギミック）が必要だ。たとえば、(i)電子・陽電子対プラズマにして（陽子・電子プラズマよりも）慣性を小さくする。(ii)中心集中的な光源にして、最終速度を大きくする。(iii)光源が、標準降着円盤のように幾何学的に薄いものではなく、膨らんだ形状

をしていれば、ジェットの加速（や収束）にも都合がいいだろう。(iv)光学的に薄いから放射抵抗（輻射抵抗）とかがもろに効いてくるので、光学的に厚くて放射とガスが一体となって振る舞うなら、また話は変わるだろう。(v)従来の研究で仮定されてきた空間的な一様性という概念を捨てる、などなど。

そこで最後に、ミレニアムに相応しく(?)、そのようなギミックの一つとして、亜光速ジェットの加速機構：＜空間的な非一様性＞を考慮した「多段階加速機構」に触れておこう[22]。

まず（従来、暗黙のうちに仮定されてきたパラダイムと異なり）ジェットが非一様な光る雲（層）からできているとしよう。まず降着円盤直上の雲層は、降着円盤自体の放射圧で加速されるだろう。これが1段階目の加速である。つぎにその上の雲層は、降着円盤自体の放射場ではなく、1段階目の雲層の放射場によって加速されると考える。これが2段階目の加速である。こうしてつぎつぎと多段階の加速を考えることができる。このとき重要な点は、1段階目の雲層の最終速度は静止系（降着円盤）に対する速度だが、 n 段階目の雲層の最終速度は（動いている） $n-1$ 段階目に対して決まるので、静止系に対する最終速度が大きくなるということだ。実際、簡単な解析から、 n 段階目の雲層の最終速度 v_∞ とローレンツ因子 γ_∞ は Fig. 6 のようになる。この多段階加速のメカニズムを使えば、数段階の雲層で十分に相対論的な速度まで加速すること

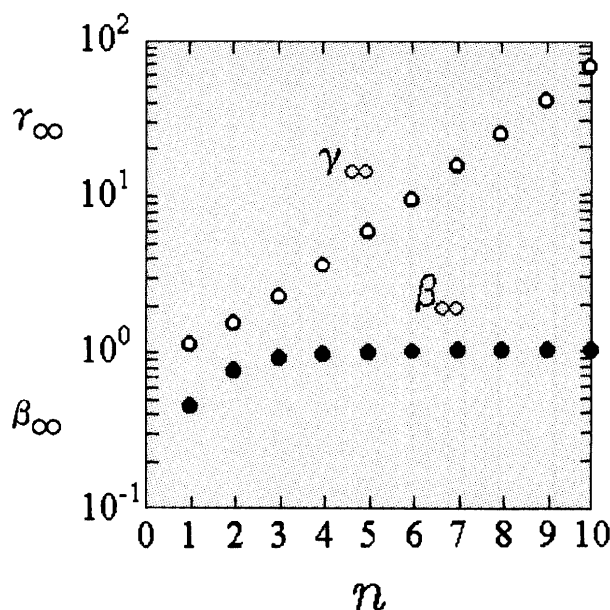


Fig. 6 Terminal speed of the n -th stage in the multi-stage jets. The abscissa is the stage number n , whereas the ordinate is the terminal speed and corresponding Lorentz factor.

が可能である。

いずれにせよ、放射圧加速ジェットのパラメータで説明できるジェット現象は多いが、一方で、まだ未解決の問題はいろいろと残っている。

参考文献

- [1] 福江 純：パリティ **5**, 14 (1990).
- [2] 福江 純：宇宙ジェット (学習研究社, 1993).
- [3] 柴田一成他編：活動する宇宙 (裳華房, 1999).
- [4] D.L. Meier, *Astrophys. J.* **233**, 664 (1979).
- [5] J.I. Katz: *Astrophys. J.* **236**, L127 (1980).
- [6] M.C. Begelman *et al.*, *Astrophys. J.* **271**, 70 (1983).
- [7] J. Fukue, *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **41**, 123 (1989).
- [8] F. Takahara *et al.*, *Astrophys. J.* **346**, 122 (1989).
- [9] V. Icke, *Astron. J.* **85**, 329 (1980).
- [10] V. Icke, *Astron. Astrophys.* **216**, 294 (1989).
- [11] Y. Tajima and J. Fukue, *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **48**, 529 (1996).
- [12] Y. Tajima and J. Fukue, *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **50**, 483 (1998).
- [13] D. Lynden-Bell, *Phys. Scr.* **17**, 185 (1978).
- [14] M. Sikora and D.B. Wilson, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **197**, 529 (1981).
- [15] J. Fukue, *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **34**, 163 (1982).
- [16] M.C. Calvani and L. Nobili, *Astrophysical Jets*, ed. A. Ferrari and A.G. Pacholczyk (Reidel, Dordrecht, 1983) p.189.
- [17] G.E. Eggum *et al.*, *Astrophys. J.* **298**, L41 (1985).
- [18] K. Watarai and J. Fukue, *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **51**, 725 (1999).
- [19] 横尾武夫編：新・宇宙を解く (恒星社厚生閣, 1993).
- [20] S. Kato, J. Fukue and S. Mineshige, *Black-Hole Accretion Disks* (Kyoto University Press, Kyoto, 1998).
- [21] J. Fukue, *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **51**, 425 (1999).
- [22] J. Fukue, *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **52**, *in press* (2000).