

新ホイル＝リットルトン降着

福江 純

〈大阪教育大学 〒582-8582 大阪府柏原市旭ヶ丘 4-698-1〉

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

URL: http://quasar.cc.osaka-kyoiku.ac.jp/~fukue

ホイル＝リットルトン降着は、Hoyle と Lyttleton が 1939 年に提案したもので、重力天体への質量降着の基本的なメカニズムである。十分調べ尽くされたように思える、このきわめて古典的な問題が、“中心天体の輻射場”という光を当てることにより、新たな現代的問題として甦った。降着円盤をもつ重力天体へのホイル＝リットルトン降着を調べたところ、光源が球対称でない場合には、降着の様相が劇的に変化することがわかった。降着円盤の軸方向からガスが流入する pole-on 降着の場合は、質量降着率は球対称な場合より小さくなる。一方、降着円盤の縁方向からガスが流入する edge-on 降着の場合は、質量降着率は球対称な場合より大きくなる。降着円盤の非等方な輻射場によって、質量降着は円盤面内で起こりやすくなるので、円盤面が自動的に維持される。このことは、宇宙ジェットの方角性の維持にとっても都合がよい。銀河中心の X 線源 1E 1740.7-2942 などでは、降着円盤へのホイル＝リットルトン降着が起こっていると予想される¹⁾。

1. ホイル＝リットルトン降着とは？

重力天体への質量降着は、現代宇宙物理学のもっとも重要な現象の一つである。というのも、質量降着は、物質の重力エネルギーの解放して、膨大なエネルギーを放出するからだ。もし中心の天体が（ブラックホールなどの）コンパクト星なら、降着ガスのもつ静止質量エネルギーの何割かが解放される。さらにそのような質量降着システムからは、しばしば高エネルギーの質量流出＝ジェットが生じている。

さて、もし星間空間に単独の天体があれば、その天体の重力はまわりのガス粒子を引き寄せ、もしガスに対して天体が動いていれば、上流から飛んできたガス粒子は、双曲線軌道を描いて天体の下流で交わるだろう。そして天体の下流で交わったガス粒子は、衝突し合体するだろう（図 1）。このときの対称軸を「降着軸」と呼ぶ。合体粒子の降着軸上の位置が天体から十分遠方で、運動エ

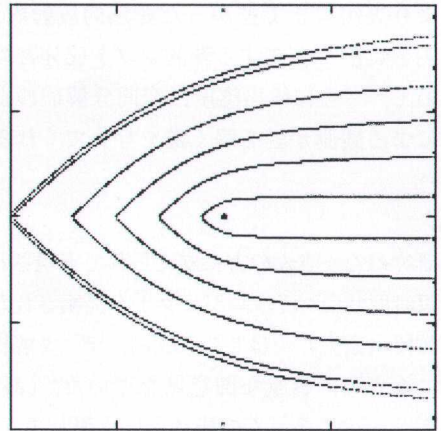


図 1 粒子の軌道

ネルギーが十分大きければ、そのまま通り過ぎるだろう。逆に天体に十分近くて、位置エネルギーが大きければ、ガス粒子は天体の重力場に捕らわれ、降着軸に沿って天体に落下（降着）することになる。これが、ホイル＝リットルトン降着（Hoyle-Lyttleton accretion）の古典的描像である²⁾。

もう少し具体的には、密度が ρ_∞ で速度が v_∞ で流れてくるガス流の中に、質量が M で光度が L の天体が浸されているとしよう。このとき、古典的な「ホイール＝リットルトン降着半径」 R_{HL} は、

$$R_{HL} = \frac{2GM}{v_\infty^2} = 2.65 \times 10^{15} \frac{M}{10M_\odot} \left(\frac{v_\infty}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-2} \text{ cm} \quad (1)$$

のようになる。この式は、おおざっぱには、ある距離での運動エネルギーと位置エネルギーを等置して得られるが、より正確には、粒子の軌道をきちんと解いて求められる。

遠方から流れてくるガスのうち、ホイール＝リットルトン降着半径を半径とする円内に流入するガスは、中心の天体に落ち込むことになるから、中心天体への「質量降着率」は、

$$\begin{aligned} \dot{M}_{HL} &= \pi R_{HL}^2 \rho_\infty v_\infty = \frac{4\pi \rho_\infty G^2 M^2}{v_\infty^3} \\ &= 3.70 \times 10^{18} \left(\frac{M}{10M_\odot} \right)^2 \frac{n_\infty}{10^5 \text{ cm}^{-3}} \\ &\quad \left(\frac{v_\infty}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-3} \text{ g s}^{-1} \end{aligned} \quad (2)$$

と表される。ただしここで、 n_∞ は遠方でのガスの個数密度である。

2. 中心天体が光っているとき：

輻射圧の影響

古典的なホイール＝リットルトン降着では、中心の天体は重力作用のみを及ぼすだけで光っていないのだが、もし中心の天体が光っていれば、ガス粒子は、重力作用に加え、光の圧力—「光圧、放射圧、輻射圧」—をも受けることになる（図2上）。実際、(古典的な)ホイール＝リットルトン降着によって、中心の天体にガスが落下すれば、(最初は中心の天体は光っていなくても)重力エネルギーの解放によって降着ガスが高温になり、その結果、中心の天体が光り輝くことは大いにあり得る。

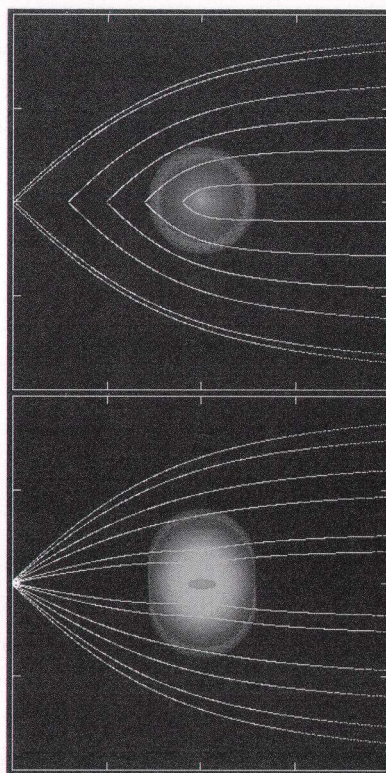


図2 輻射場2態

中心の天体が光っているとき、輻射圧は外向きに働くので、ガス粒子は一般に降着しにくくなる。そのため、中心天体の輻射圧を考慮すると、たとえば降着半径は古典的なものより小さくなるし、その結果、質量降着率も小さくなる⁵⁾。

具体的に、中心天体の(実際の)光度を L 、エディントン光度を L_E とする。ここで、「エディントン光度」は、中心天体の重力と輻射圧が釣り合う光度で、 $L_E = 4\pi c G M m_p / \sigma_T$ で表される(m_p は陽子の質量、 σ_T はトムソン散乱の断面積)。さらに、中心天体の光度をエディントン光度で規格化した、「無次元化した光度」 Γ ：

$$\Gamma = \frac{L}{L_E} \quad (3)$$

を導入する。この無次元化した光度 Γ を使えば、輻射圧を考慮したホイール=リットルトン降着の降着半径 R_{HL}^{rad} は、

$$R_{HL}^{rad} = R_{HL} (1 - \Gamma)$$

のように修正される。質量降着率は、降着半径の2乗に比例するので、古典的な質量降着率より、 $(1 - \Gamma)^2$ だけ小さくなる。

最近、仁尾ら⁴⁾が、中心天体が光っている場合のホイール=リットルトン降着において、輻射圧の効果に加え輻射抵抗（コンプトン抵抗）の影響を調べた。中心天体の光度がエディントン光度に近く、ガスの速度が光速に比べて無視できないときは、輻射抵抗の影響が効いてくる。また、ダストのように、有効的な比断面積が大きいとき、つまり輻射場の影響を受けやすい場合も、輻射抵抗の影響が現れる。

仁尾らの研究によると、降着半径は、輻射圧の効果で減少する一方で、輻射抵抗の効果で増加することがわかった。また流入速度 v_∞ が大きいほど、輻射抵抗の影響も大きくなる。流入速度が光速の1割ぐらいまでの範囲では、輻射抵抗の効果を取り入れた降着半径は、近似的に、

$$R_{HL}^{rad} = R_{HL} [1 - \Gamma (1 - 2v_\infty / c)]$$

のように表されることがわかった。

3. 降着円盤へのホイール=リットルトン降着

以上述べたようなホイール=リットルトン降着に関する従来の研究では、中心の天体は、星のように球対称に光っていることが、暗黙のうちに仮定されていた（図2上）。ところが、よく知られているように、重力天体に向けて質量降着が起こるときは、中心の天体のまわりには、しばしば降着円盤が形成される。降着ガスの重力エネルギーの解放によって降着円盤は光り輝くのだが、降着円盤

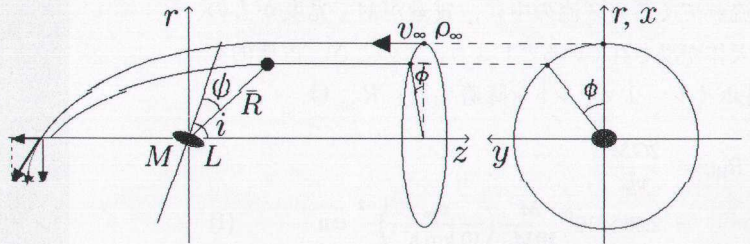


図3 座標系

から放射される光は非等方的であり、強い方向依存性をもっているのだ（図2下）。

降着円盤をもつ重力天体へのホイール=リットルトン降着のように、光源が球対称でない場合には、降着の様相が劇的に変化することが予想される。が、しかし、筆者らが調べるまでは、降着円盤とホイール=リットルトン降着を結びつけた人はいなかったようだ¹⁾。

3.1 問題の設定

問題を定量的に調べるために、図3のような状況を考えてみる。すなわち、質量 M の天体のまわりに光度 L の降着円盤が形成されており、そのシステムは、密度が ρ_∞ で速度が v_∞ のガス流に浸されているとする。ガスは完全電離して、また放射に対しては透明だとする。降着円盤は、ガス流の方向すなわち降着軸に対して、一般的には傾いており、降着軸と降着円盤の対称軸のなす角度を傾斜角 i とする。図のように降着軸を z 軸とする円筒座標 (r, ϕ, z) を用いるが、直角座標 (x, y, z) や球座標 (R, θ, ϕ) も援用する ($R^2 = r^2 + z^2$)。

(a) 輻射場

最初にガス粒子の位置における（降着円盤の）輻射場を求めておこう。

まず、降着円盤の対称軸方向の単位ベクトル i と、ガス粒子の方向の単位ベクトル s は、直角座

標でそれぞれ,

$$i = (\sin i, 0, \cos i), \quad (4)$$

$$s = \left(\frac{r}{R} \cos \varphi, \frac{r}{R} \sin \varphi, \frac{z}{R} \right) \quad (5)$$

のように表される. したがって, 降着円盤の対称軸とガス粒子の方向のなす角度 ψ は,

$$\cos \psi = i \cdot s = \frac{1}{R} (r \cos \varphi \sin i + z \cos i) \quad (6)$$

で与えられる. この ψ が, 降着円盤の対称軸から測った極角に相当するので, 球座標の動径 R 方向の輻射流束 F_R は,

$$F_R = \frac{L \cos \psi}{2\pi R^2} \quad (7)$$

のように表される.

なお, ここでの話は, 降着半径が降着円盤より十分大きいときの話で, 降着円盤の近傍では, 降着円盤の輻射場は非常に複雑になり⁶⁾, もっと詳しい扱いが必要になる.

(b) 運動方程式

輻射場中における粒子の運動方程式は, 粒子の速度を v , 粒子の質量を m , 重力ポテンシャルを ϕ , 輻射エネルギー密度を E , 輻射流束ベクトルを F , 輻射ストレステンソルを P として, 速度に関して v/c の 1 次のオーダーまでの近似で,

$$\frac{dv}{dt} = -\nabla\phi + \frac{\sigma_T}{mc}(F - Ev - \mathbf{P} \otimes v) \quad (8)$$

のように書き下せる³⁾. 簡単のために輻射抵抗の項を落とし, 輻射場の非等方性に注目して輻射圧の影響だけ考えよう.

そうすると, 運動方程式は, 円筒座標系で,

$$\frac{dv_r}{dt} = -\frac{GMr}{R^3} + \frac{\sigma_T}{mc} F_R \frac{r}{R}, \quad (9a)$$

$$\frac{dv_z}{dt} = -\frac{GMz}{R^3} + \frac{\sigma_T}{mc} F_R \frac{z}{R} \quad (9b)$$

のようになる.

ここで, 先に求めておいた, 降着円盤の輻射場の輻射流束の式を代入すると, 運動方程式は,

$$\frac{dv_r}{dt} = -\frac{GMr}{R^3}(1 - \Gamma_{\text{eff}}), \quad (10a)$$

$$\frac{dv_z}{dt} = -\frac{GMz}{R^3}(1 - \Gamma_{\text{eff}}) \quad (10b)$$

のように整理できる. ただし, Γ_{eff} は, 有効規格化光度で,

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{eff}} &\equiv 2\Gamma \cos \psi \\ &= 2 \frac{L}{L_E} \frac{r \cos \varphi \sin i + z \cos i}{R}. \end{aligned} \quad (11)$$

のように定義される (定数ではなく場所の関数である).

十分上流 (z が大) でのさまざまな初期値 (r , φ) に対して, 上の運動方程式を数値的に解き, ガス粒子の軌道を求める. そして粒子の軌道が下流で降着軸に交差する場所で, 粒子の z 速度がそこでの脱出速度より大きい小さいかを比べ, ガス粒子が中心天体に落下するか否かを判定するのである.

パラメータは, 規格化した光度 Γ , 無限遠での速度 v_∞ , 降着円盤の傾斜角 i である. このうち, 傾斜角については, $i = 0$ の場合 (円盤面がガス流の面している; pole-on) と $i = 90^\circ$ の場合 (円盤面が真横を向いている; edge-on) の, 両極端の場合のみを考えた.

3.2 計算結果

図 4 は, ホイル=リットルトン降着半径 R_{HL} で規格化した降着半径 R_{acc} を, 規格化した光度 Γ の関数として求めたものである.

図 4 の点線は, 従来の球対称な場合で, 先に述べたように, $(1 - \Gamma)$ に比例して降着半径は小さくなる. 太い実線は pole-on 降着 ($i = 0$) の場合で, 降着円盤の輻射場は円盤に鉛直方向に強くなっている (正面から見たら降着円盤は明るく見える). その結果, 流入するガスに対して円盤面が正面を向く pole-on 降着では, ガスの受ける輻射圧は

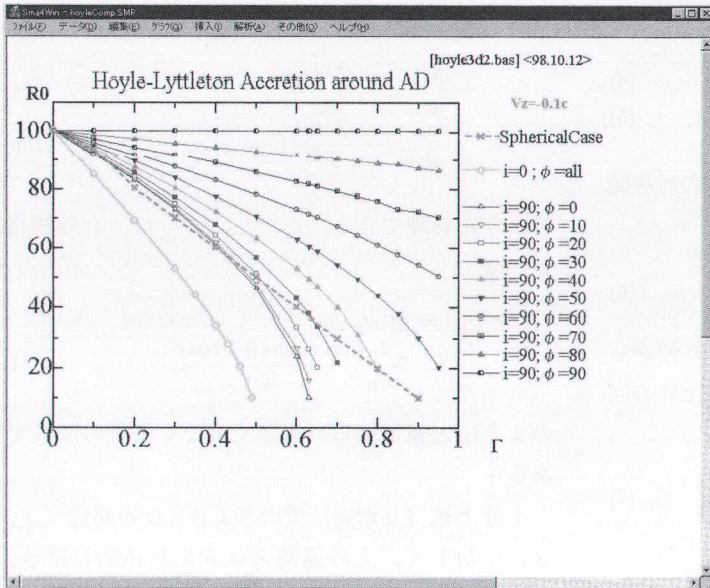


図 4

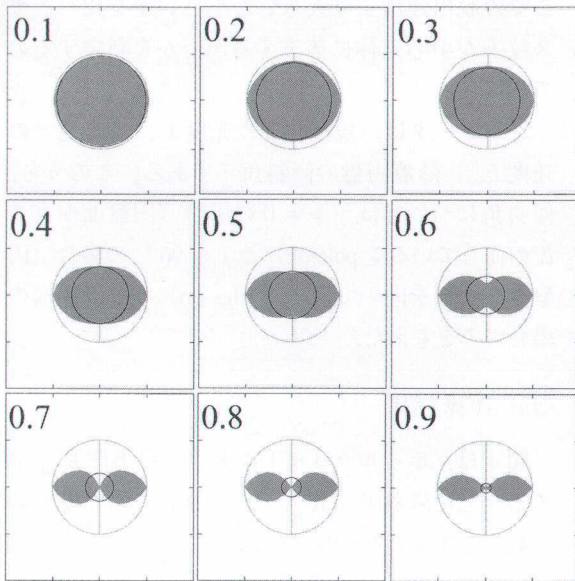


図 5

より強くなるので、図のように、球対称な場合より、降着半径はさらに小さくなるのである。多数の細い実線は、edge-on 降着 ($i = 90^\circ$) の場合で、実線の違いは降着軸のまわりの円周角 ϕ に対応する。この edge-on 降着では、降着半径が ϕ に強く依存するので複雑だが、大ざっぱには、縁方向から見れば降着円盤は暗く見える。その結果、輻射圧の効果は弱まり、球対称な場合より、降着半径は大きくなる。

図 5 は、降着円盤の真横から流入する edge-on 降着 ($i = 90^\circ$) について、降着領域の断面 (赤い部分) を示したものである (パネルの左上の

数字は Γ の値)。

図 5 の外側の円は古典的なホイル=リットルトン降着半径 R_{HL} で、内側の円は球対称な場合の降着半径を表す。円盤面内 ($\phi = 90^\circ$; 図の左右) で入射する粒子は、降着円盤からの輻射を受けないので、降着半径は古典的な半径 R_{HL} に一致する。一方、円盤の上方 ($\phi < 90^\circ$; 図の上下方向) で入射する粒子は、降着円盤の輻射場の影響を受けて、降着半径は小さくなる。その結果、降着領域の断面積は、図のように上下につぶれたものになるのだ。より細かく言えば、降着領域の断面積は、 Γ が小さいと上下に潰れた楕円形になり、 Γ が 0.5 ぐらいで上下に凹んだ形状になり、 Γ が 0.64 ぐらいからは真上方向では降着できなくなるため、双葉のような形状になる。

図 6 は、降着断面積 (質量降着率) を規格化した光度 Γ の関数として表したものである。すなわち、縦軸は、古典的なホイル=リットルトン降着の断面積で規格化した降着断面積で、降着断面積に質量流束をかけたものが質量降着率になることから、ホイル=リットルトン降着の質量降着率で規格化した質量降着率でもある。

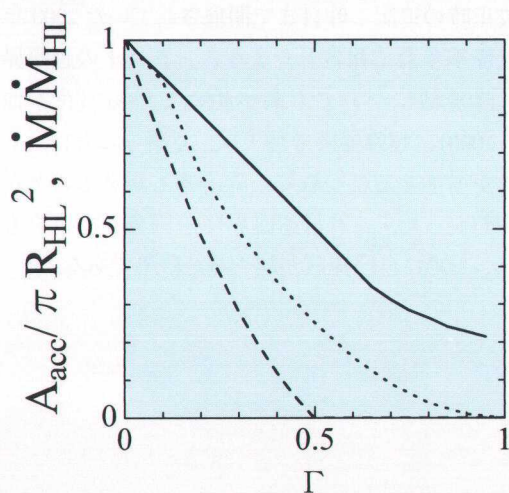


図6

図6の点線は従来の球対称な場合で、先に述べたように、 $(1-\Gamma)^2$ に比例して小さくなる。破線は pole-on 降着 ($i=0$) の場合で、球対称の場合より小さい。さらに実線は edge-on 降着 ($i=90^\circ$) の場合で、球対称の場合より大きい。この edge-on 降着の場合で特筆すべきことは、規格化した光度 Γ が 1 のとき (降着円盤の光度がエディントン光度に等しいとき) でも、質量降着が可能な点である!

最後に、上の計算結果を近似的に表すと、以下の近似式で表すことができた。すなわち、

$$\begin{aligned} A_{\text{acc}} &= \pi R_{\text{HL}}^2 f(\Gamma, i) \\ \dot{M} &= \dot{M}_{\text{HL}} f(\Gamma, i) \end{aligned} \quad (12)$$

とおけば、関数 f は、pole-on 降着 ($i=0$) のときは、

$$f(\Gamma, i) = (1-\Gamma)(1-2\Gamma) \quad \text{for } i=0 \quad (13)$$

と近似される。また、edge-on 降着 ($i=90^\circ$) のときは、 $\Gamma = 2/\pi = 0.6366$ で異なり、 Γ が $2/\pi$ より小さいときは、

$$f(\Gamma, i) = (1-\Gamma) \quad \text{for } i=90^\circ \text{ and } \Gamma \leq 2/\pi. \quad (14)$$

Γ が $2/\pi$ より大きい範囲では、

$$f(\Gamma, i) = (1-\Gamma) - \frac{2}{\pi} \cos^{-1} \frac{2}{\pi\Gamma} + \Gamma \sqrt{1 - \left(\frac{2}{\pi\Gamma}\right)^2} \quad \text{for } i=90^\circ \text{ and } \Gamma \geq 2/\pi. \quad (15)$$

と近似される。

降着円盤へのホイル=リットルトン降着では、以上のようにして、降着円盤の光度 L (Γ) の関数として質量降着率が得られる。一方、与えられた質量降着率によって、降着円盤の光度は定まる。それらを併せると、降着円盤の光度が無矛盾に決まることになる。そのようにして得られる「カノニカル光度」に関する議論は、ここでは省略する。また、その他、円盤面 (と宇宙ジェット) の方向性の維持に関する議論や、銀河中心の X 線源 1E 1740.7-2942 への応用など、詳しい議論は Fukue and Ioroi¹⁾を参照して欲しい。

ホイル=リットルトン降着の問題、古くて新しいというか、まだまだオイシイところが残っているようである。

なお、本稿は、仁尾友美さん、松田卓也さん、五百蔵雅之くんらとの共同研究の成果に基づいたものです。

参考文献

- 1) Fukue J., Ioroi M., 1999, PASJ 51, 151
- 2) Hoyle F., Lyttleton R.A., 1939, Proc.Camb.Phil.Soc. 35, 405
- 3) Kato S., Fukue J., Mineshige S., 1998, Black-Hole Accretion Disks (Kyoto University Press, Kyoto)
- 4) Nio T., Matsuda T., Fukue J., 1998, PASJ 50, 495
- 5) Taam R.E., Fu A., Fryxell B.A., 1991, ApJ 371, 696
- 6) Tajima Y., Fukue J., 1998, PASJ 50, 483

Hoyle–Lyttleton Accretion: New Paradigm

Jun FUKUE

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

Abstract: We investigate Hoyle–Lyttleton accretion for the case where the central source is a luminous accretion disk. If the central object is a compact star with a luminous accretion disk, the radiation field becomes “non-spherical”. In such a case the axial symmetry around the accretion axis breaks down and the accretion rate depends on an inclination angle between the accretion axis and the symmetry axis of the disk.

In the case of pole-on accretion the accretion rate becomes smaller than that of the spherical case. In the case of edge-on accretion the shape of the accretion cross-section varies from a circle, an ellipse, a hollow ellipse, and a twin lobe. We found approximate formulae for both cases.

Once the accretion disk forms and the anisotropic radiation fields are produced around the central object, the accretion plane (and the direction of jets) will be maintained automatically.

Thus, the anisotropic radiation field of accretion disks drastically changes the accretion nature, which gives a clue to the formation of accretion disks around an isolated black hole.

校正時の追記：昨日まで開催されていた2000年春季年会で報告したように、 $\Gamma > 1$ の超臨界降着域についても調べ始めている（花本他2000）。超臨界降着域では、意外なことに、 Γ が増加するにつれて、降着率も増えることがわかった。これは超臨界降着円盤が厚みをもつために自己掩蔽が起こった結果である。