

加速粒子を考慮した降着流

木村 成生 (大阪大学大学院 理学研究科)

Abstract

活動銀河核の中心に質量が降着する際、質量降着率が小さい場合には移流優勢の降着流が形成されると考えられている [1]。移流優勢の降着流は非常に希薄かつ高温となるため、降着流内の物質は無衝突プラズマとなる。近年、その無衝突プラズマ中の磁気リコネクションにより、降着流内の粒子が加速されることが示唆された。さらに、その加速粒子を利用して活動銀河核ジェット形成を説明しようというモデルも提案された (中性子注入モデル)。中性子注入モデルでは、降着流内には加速粒子が存在し、高エネルギー中性子が逃走することで降着流からエネルギーが抜き取られる。しかし、加速粒子や中性子の脱出を考慮に入れた降着流の研究はほとんど行われていない。そこで、本研究では加速粒子を考慮に入れて円盤の方程式を定式化し、定常解を求めた。本研究で用いたモデルでは、降着流の構造を決めるのに重要な 2 つのパラメータがある。加速粒子の「平均注入エネルギー」 γ_{inj} と、粘性散逸率のうち、「加速粒子へいくエネルギーの割合」 f_{acc} である。 γ_{inj} が大きいとき、加速粒子は降着流から効率よく抜け出すことができるため、 f_{acc} を大きくしても熱的粒子が支配的な降着流が形成される。しかし、 γ_{inj} が小さいときは、加速粒子が降着流から抜け出る割合が小さいため、 f_{acc} を大きくした場合には加速粒子が支配的な降着流が形成される。そして、これらの降着流の構造は移流優勢円盤の自己相似解を用いて理解できることがわかった。

1 Introduction

活動銀河核の中心には超大質量ブラックホールが存在する。そこにガスが落ち込むことで重力エネルギーを解放し、明るく輝いていると考えられている。質量降着率が小さいとき、この降着流は光学的に薄くなり、移流優勢の降着流が形成されると考えられている (Narayan and Yi 1994)。移流優勢の降着流は非常に希薄かつ高温となるため、降着流内の物質は無衝突プラズマとなる。近年、その無衝突プラズマ中の磁気リコネクションにより、降着流内の粒子が加速されることが示唆された (Riquelme et al. 2012)。さらに、その加速粒子を利用して活動銀河核ジェットの形成を説明しようというモデルも提案された (中性子注入モデル Toma and Takahara (2012))。降着流中で加速された陽子が背景の陽子と反応し高エネルギー中性子を作る。この中性子が降着流から逃走してジェットの起源となるのが中性子注入モデルである。中性子注入モデルでは、降着流内には加速粒子が存在し、高エネルギー中性子が逃走することで降着流からエネルギーが抜き取られる。しかし、加速粒子や中性子の脱出を考慮に入れた降着流の研究

はほとんど行われていない。そこで、本研究では加速粒子を考慮に入れて円盤の方程式を定式化し、定常解を求めた。

2 Models

2.1 Basic equations

考える成分は背景気体と加速粒子の 2 成分系とする。簡単のため、背景気体は一温度とし、輻射過程は無視する。また、2 成分が強くカップルしていて、同じ運動をすると仮定する。質量は大部分が背景気体が担っていると仮定し、質量や運動量の連続の式には高エネルギー粒子の脱出による項は入れていない。この仮定が正しいことは計算結果を見て確認する。

2.1.1 背景流体

背景気体は流体方程式系に従う。軸対称とし鉛直方向に平均化した流体方程式は以下のように表すことができる。

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Sigma v_r) = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\Sigma l_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Sigma l_z) \\ &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^3 \Sigma \nu \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\Sigma v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Sigma v_r^2) \\ &= -\frac{\partial P_{\text{th}}}{\partial r} + \Sigma r^2 (\Omega - \Omega_K) - P_{\text{th}} \frac{d \ln \Omega_K}{dr} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial E_{\text{th}}}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r E_{\text{th}}) \\ &= -\frac{P_{\text{th}}}{r H} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r H) + Q_{\text{vis}} (1 - f_{\text{acc}}) \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、スケールハイトは静水圧平衡から $H = c_s / \Omega_K$ とし、 α 粘性 $\nu = \alpha c_s H$ を仮定する。また、重力は疑似 newton 重力

$$\Omega_K = \sqrt{\frac{GM}{r}} \frac{1}{r - r_s} \quad (5)$$

を用い、全粘性散逸率は

$$Q_{\text{vis}} = \alpha \Sigma c_s H \left(r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right)^2 \quad (6)$$

とする。 f_{acc} は粘性散逸エネルギーのうち、加速粒子へ流れる割合である。

2.1.2 加速粒子

全体として背景流体と共に運動している加速粒子の分布関数が従う方程式は移流拡散方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} f + \vec{v} \cdot \nabla f &= \nabla \cdot (\kappa_p \nabla f) + \frac{\nabla \cdot \vec{v}}{3} p \frac{\partial f}{\partial p} \\ &+ \dot{f}_{\text{inj}} + \dot{f}_{\text{esc}} \end{aligned} \quad (7)$$

に従う。ここで、 f は加速粒子の分布関数であり、粘性散逸による加速粒子への源泉項 \dot{f}_{inj} と、陽子から中性子となって降着流から抜け出る項 \dot{f}_{esc} を追加した。移流拡散方程式 (7) において、運動量のモーメントをとると、加速粒子の数密度の式とエネルギー密度の式を導くことができる (Le & Becker, 05)。式 (7) の二次のモーメントをとり整理すると、数密度の

式が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} N_{\text{cr}} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r N_{\text{cr}}) = \\ & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa \frac{\partial N_{\text{cr}}}{\partial r} \right) - \frac{N_{\text{cr}}}{t_{\text{diff}}} + \dot{N}_{\text{inj}} + \dot{N}_{\text{esc}} \end{aligned} \quad (8)$$

また、式 (7) の三次のモーメントをとり整理するとエネルギー密度の式が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} E_{\text{cr}} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r E_{\text{cr}}) = -\frac{P_{\text{cr}}}{r H} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r H) + \\ & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa \frac{\partial E_{\text{cr}}}{\partial r} \right) - \frac{E_{\text{cr}}}{t_{\text{diff}}} + Q_{\text{inj}} + Q_{\text{esc}} \end{aligned} \quad (9)$$

加速粒子の粒子注入については、粘性散逸したエネルギーの内 f_{acc} の割合が加速粒子にいくとしているので、

$$Q_{\text{inj}} = f_{\text{acc}} Q_{\text{vis}} \quad (10)$$

と表される。また、この注入粒子の平均エネルギーを γ_{inj} とすると、

$$\dot{N}_{\text{inj}} = \frac{f_{\text{acc}} Q_{\text{vis}}}{(\gamma_{\text{inj}} - 1) m_p c^2} \quad (11)$$

と表すことができる。 γ_{inj} はパラメータとして扱う。

加速された陽子は熱的陽子と反応して、中性子を作る。中性子は磁場によって閉じ込められないため、生成された高エネルギーの中性子は降着流から抜け出る可能性がある。しかし、中性子の寿命は約 15 分と短いため、降着流から抜け出す前に自然崩壊して抜け出せないかもしれない。ここでは、簡単のために中性子の運動が鉛直方向のみだと仮定して、降着流から抜け出す中性子の数を見積もる。単位時間、単位面積辺りに中性子が円盤から抜け出る数 \dot{N}_{esc} は、

$$\dot{N}_{\text{esc}} = \int \dot{n}_{\text{p} \rightarrow \text{n}} \exp\left(-\frac{t_{\text{esc}}}{\gamma_m t_n}\right) dz \quad (12)$$

と表される。 $\dot{n}_{\text{p} \rightarrow \text{n}}$ は単位時間、単位体積辺りの中性子生成率、 t_{esc} は降着流から抜け出るまでにかかる時間、 t_n は中性子の寿命である。

$$\gamma_m \equiv \frac{E_{\text{cr}} / m_p c^2}{N_{\text{cr}}} \quad (13)$$

は加速粒子の平均のローレンツ因子である。ここで、粒子の密度が平均値で表され、中性子の運動は鉛直

方向のみであり、上向きに向かう中性子と下向きに向かう中性子が同じ数だけいると仮定すると、

$$\dot{N}_{\text{esc}} = \frac{N_{\text{cr}} \Sigma \sigma_{\text{T}} c^2 \gamma_{\text{m}} t_{\text{n}}}{136 m_{\text{p}} H^2} \left\{ 1 - \exp \left(-\frac{2H}{c \gamma_{\text{m}} t_{\text{n}}} \right) \right\} \quad (14)$$

と表すことができる。中性子が持ち去るエネルギーについては、

$$Q_{\text{esc}} = (\gamma_{\text{m}} - 1) m_{\text{p}} c^2 \dot{N}_{\text{esc}} \quad (15)$$

と表される。

粒子の拡散は乱れた磁場を通じて行われる。そのため、拡散係数は磁場を下に決める。ここでは

$$\kappa = \frac{1}{3} c \lambda = \frac{C_{\text{diff}} c r_{\text{g}}}{3} \quad (16)$$

とする。 $\lambda = C_{\text{diff}} r_{\text{g}}$ は平均自由行程、 $r_{\text{g}} = \gamma_{\text{m}} m_{\text{p}} c^2 / eB$ はジャイロ半径、 C_{diff} は Bohm 極限からのずれを表すパラメータである。

磁場は降着流中のプラズマ β が一定として求める。

$$p_{\text{th}} = (\gamma_{\text{th}} - 1) e_{\text{th}} \quad (17)$$

$$p_{\text{cr}} = (\gamma_{\text{cr}} - 1) e_{\text{cr}} \quad (18)$$

$$p = p_{\text{th}} + p_{\text{cr}} + p_B \quad (19)$$

$$\beta \equiv p_{\text{th}} / p_B \quad (20)$$

ここで、状態方程式は背景流体は理想気体として扱い、加速粒子も相対論的気体とした。

2.2 Initial conditions and Boundary Conditions

初期条件は、中性子の逃走や拡散がない場合の自己相似解として扱う。逃走項と拡散項を無視し、重力を newton 重力で近似した基礎方程式で、各物理量に対してべき乗の形 $A = A_0 r^q$ を仮定して解くと自己相似解が求まる。

$$v_r = v_{r0} v_K \quad (21)$$

$$\Omega = \left(\frac{2X}{9f\alpha} v_{r0} \right)^{1/2} \Omega_K \quad (22)$$

$$c_s = \left(\frac{2}{3\alpha} v_{r0} \right)^{1/2} v_K \quad (23)$$

$$\Sigma = -\frac{\dot{M}}{2\pi r v_r} \propto r^{-1/2} \quad (24)$$

ここで、

$$v_{r0} = \frac{2}{\alpha} Y \left[1 - \left(1 + \frac{\alpha^2}{2Y^2} \right)^{1/2} \right] \quad (25)$$

$$X = \frac{5 - 3\gamma}{1 - \gamma} \quad (26)$$

$$Y = 1 - \frac{X}{9f} \quad (27)$$

となる。初期条件は、この解で加速粒子と背景流体の圧力比を $P_{\text{th}} : P_{\text{cr}} = f_{\text{acc}} : (1 - f_{\text{acc}})$ となるように決める。外側の境界ではこの初期条件のまま固定する。内側の境界は、自由境界とする。

3 Results

上記の基礎方程式を、定常になるまで計算した。このモデルではパラメータが、粘性パラメータ α 、プラズマベータ β 、中心ブラックホール質量 M_{BH} 、外縁半径 r_{out} 、質量降着率 \dot{M} 、拡散係数 C_{diff} 、エネルギー配分率 f_{acc} 、平均注入エネルギー γ_{inj} の 8 つがある。ここでは、加速粒子による影響を調べるため、エネルギー配分率 f_{acc} 、平均注入エネルギー γ_{inj} 以外のパラメータを表 1 のように固定して計算を行った。

表 1: 固定したパラメータ

α	β	M_{BH}	r_{out}	\dot{M}	C_{diff}
0.1	0.1	$10^8 M_{\odot}$	$200 r_s$	$0.01 \dot{M}_{\text{Edd}}$	10^4

エネルギー配分率 f_{acc} 、平均注入エネルギー γ_{inj} については、 $(f_{\text{acc}}, \gamma_{\text{inj}}) = (0.3, 3)$, $(0.7, 3)$, $(0.7, 300)$ の 3 つの場合を計算した。

これらの解の特徴を述べる。まず、3 つの全ての場合において、中心へ向かって滑らかに加速される遷音速解が実現された (fig. 1)。どの場合も遷音速点は $3r_s$ 程度である。次に、加速粒子と熱的粒子のどちらが力学構造に効いているかを調べた (fig. 2)。 $(f_{\text{acc}}, \gamma_{\text{inj}}) = (0.3, 3)$ の場合には、加速粒子へ流れるエネルギーが小さいため、力学構造は熱的粒子が決定する。熱的粒子は逃走や拡散をしないため、この解は初期条件の自己相似から大きくはずれないものとなる。また、 f_{acc} の大きな場合には γ_{inj} が重要となってくる。 $(f_{\text{acc}}, \gamma_{\text{inj}}) = (0.7, 3)$ の場合には、加速粒子が支配的

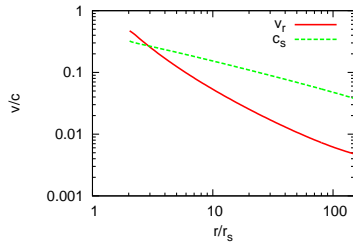


図 1: 落下速度と音速 ($f_{acc} = 0.3, \gamma_{inj} = 3$)

な流れが実現する。しかし、 $(f_{acc}, \gamma_{inj}) = (0.7, 300)$ の場合には、熱的粒子が支配的となる。 $\gamma_{inj} = 3$ の時には、中性子が降着流から効率よく脱出できないため、加速粒子が支配的な降着流になる。一方で、 $\gamma_{inj} = 300$ の場合には、中性子の実効的な寿命が延びることで降着流から効率よく脱出できることができ、 f_{acc} が大きいにも関わらず熱的粒子が支配的な降着流が実現されることがわかった。

これらの計算では拡散の効果は基礎方程式には入れているが、実質的にはほとんど効いていない。これは磁場が強いことが原因である。降着流中では磁気応力によって角運動量を輸送し、降着を効率的に起こしていると考えられている。差動回転する系では磁気回転不安定により磁場が強められるため、降着流中ではこのモデルで仮定した、ガス圧の 10% 程度の磁場はあると考えられる。したがって、降着流中では高エネルギー粒子の拡散が効きにくいことが分かった。

最後に、降着流のパラメータ依存性について考える。初期条件に用いた自己相似解の各物理量の係数は、粘性散逸率で規格化した冷却率 f_{cool} と比熱比 γ に依存する。依存性としては、 f_{cool} が小さいとき、または γ が小さいときに面密度が大きくなる。今回の計算では、 $(f_{acc}, \gamma_{inj}) = (0.3, 3)$ のときは f_{cool} も γ も大きい場合に、 $(f_{acc}, \gamma_{inj}) = (0.7, 3)$ のときは f_{cool} は大きく γ は小さい場合に、 $(f_{acc}, \gamma_{inj}) = (0.3, 3)$ のときは f_{cool} は小さく γ は大きい場合に対応する。面密度や他の物理量の分布を見ると、これらの計算が自己相似解の傾向と無矛盾であることがわかった。

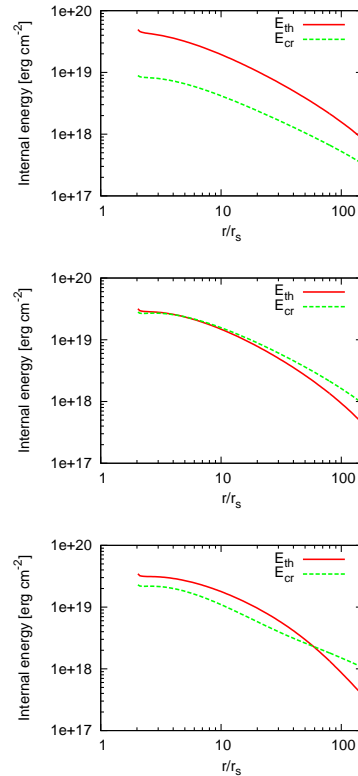


図 2: 熱的粒子と加速粒子の内部エネルギー。上段： $(f_{acc} = 0.3, \gamma_{inj} = 3)$ 中段： $(f_{acc} = 0.7, \gamma_{inj} = 3)$ 下段： $(f_{acc} = 0.7, \gamma_{inj} = 300)$

4 Summary

加速粒子成分を考慮に入れて、降着流の支配方程式を定式化した。その際、加速粒子が陽子陽子反応によって中性子となり、降着流から抜け出ることを考慮に入れた。そして、定式化した方程式の時間発展を定常になるまで解くことで、加速粒子が支配的になり得るパラメータ領域があることを示した。また、このような降着流の構造は自己相似解の特徴を用いて理解することができる。

Reference

- Narayan R. and Yi L., 1994, ApJ, 428, L13
 Riquelme M. A. et al., 2012, ApJ, 755, 50
 Toma K. and Takahara F., 2012, ApJ, 754, 148