

輻射を考慮した球対称 BH 降着流

篠田 智大 (大阪大学大学院 理学研究科)

Abstract

ブラックホール (BH) には堅い表面が存在しないため、中性子星や白色矮星等の他のコンパクト天体と異なり、エディントン効率 $\dot{M}_{Edd} = L_E/c^2 (L_{Edd} \equiv 4\pi GMcm_p/\sigma_T)$ よりも大きな降着率で物質を降らせることが出来る。そのような大きな降着率の降着流に対する輻射の影響はよく分かっていない。本研究では、BH 降着流に対する輻射の影響を考察するために、Kafka and Meszaros (1976) の計算を再現した。Kafka and Meszaros (1976) は、輻射圧優勢な定常球対称降着流を考え、単純な拡散近似を用いて輻射の効果を取り入れている。計算を行った結果、今回のモデルで輻射を考慮した降着流は必ず内側で減速しながら亜音速で中心 BH に流入することが分かった。これは、ある半径より内側では必ず拡散より移流の方が優勢になり、輻射のエネルギーがガスとともに内側に運ばれるため、輻射圧による圧力勾配力が大きくなるためであると考えられる。

1 Introduction

$10^9 M_\odot$ 程度の超大質量 BH(SMBH) を有するクエーサーが $z \geq 6$ で観測されている (e.g. Mortlock et. al. 2011). しかし、その時期に形成される BH としてはあまりに大きいため、その形成過程が問題となっている。初期宇宙において SMBH を形成するシナリオはいくつか考えられており、その一つが hyper accretion である。これは、エディントン効率よりもはるかに大きな降着率で物質を降らせることにより種 BH を成長させようという考え方である。このように大きな降着率の降着流中では多くの輻射が放出されると考えられるため、降着流に対する輻射の影響に興味がある。そこで今回は、降着流に対する輻射の影響を考察する第一歩として、球対称 BH 降着流の計算 (Kafka and Meszaros 1976) を再現し、その結果の考察を行った。

2 Model/Basic equation

定常球対称な降着流を考える。降着流中のエネルギー密度および圧力は輻射優勢とし、ガスによる内部エネルギーや圧力はすべて無視する。ガスと輻射の相互作用は Thomson 散乱のみを考える。光学的に厚い領域と薄い領域の境界での複雑な取り扱いを

避けるため、光学的厚み $\tau = 2$ となる半径 r_0 より外側では光学的に薄く、ガスは輻射圧を感じながら $v = \sqrt{\frac{GM}{r} \left(1 - \frac{L_0}{L_E}\right)}$ で自由落下するとし、 $r < r_0$ の領域のみを拡散近似を用いて計算する。ただし、 L_E はエディントン光度、 L_0 は半径 r_0 における正味の光度である。

用いた基礎方程式は以下の通りである。

$$4\pi\rho v r^2 = \dot{M} \quad (1)$$

$$\rho \frac{d}{dr} \left(\frac{v^2}{2} \right) + \frac{dp}{dr} + \frac{GM\rho}{r^2} = 0 \quad (2)$$

$$\dot{M} \frac{d}{dr} \left(\frac{v^2}{2} - \frac{GM}{r} \right) = \frac{dL}{dr} \quad (3)$$

$$L(r) = -\frac{4\pi r^2 c m_p}{\sigma_T \rho} \frac{dp}{dr} - 16\pi r^2 p v \quad (4)$$

ここで、 r は中心 BH からの距離、 ρ , v はそれぞれガスの密度と速度、 \dot{M} は質量降着率、 p は輻射圧、 L はある半径 $r (\leq r_0)$ における正味の光度、 M は BH 質量、 G は万有引力定数、 c は光速、 m_p は陽子質量、 σ_T はトムソン散乱断面積である。

式 (1) は質量保存の式で、降着率 \dot{M} は定数である。式 (2) は運動方程式である。式 (3) はエネルギー式であり、左辺がガスによって運ばれる全エネルギー、右辺が輻射によって運ばれる全エネルギーになっている。式 (4) の右辺第一項、第二項はそれぞれ拡散と移流によって運ばれる輻射のエネルギーを表している。移流

と拡散がちょうどつり合う半径 r_{tr} (trapping radius) より内側で放出された輻射は、外に拡散するより早く移流によって内側に運ばれるため、外側に抜け出すことが出来ない。

2.1 Boundary conditions

境界条件は、光学的に厚い領域と薄い領域で物理量が連続になるように、以下のように設定した。

$$v_0 = \sqrt{\frac{GM}{r_0} \left(1 - \frac{L_0}{L_E}\right)} \quad (5)$$

$$p_0 = \frac{1}{3}U_0 = \frac{L_0}{12\pi r_0^2 c} \quad (6)$$

$$\rho_0 = \frac{\dot{M}}{4\pi r_0^2 v_0} \quad (7)$$

U は輻射によるエネルギー密度である。

3 Results

BH 降着流においては \dot{M} と L_0 の関係が一意には決まらないため、この 2 つをパラメータとして与えて計算を行った。ただし、 $0 < L_0 < L_{Edd}$ である。

その結果、Kafka and Meszaros (1976) の計算を再現することができた。図 1 は $\dot{M} = 100\dot{M}_{Edd}$ ($= 100L_{Edd}/c^2$) に対して L_0 を様々に変化させたものである。

降着率 \dot{M} を変化させて計算を行っても、図 1 のプロットが左右にずれるだけで特徴に変化は現れなかった。

4 Discussion

輻射を考慮せずに静的球対称な降着流を考えた場合、自由落下速度で中心 BH に降着する解が得られる (Bondi 1952)。図 1 から、十分遠方では輻射圧によって修正された自由落下速度 $v = \sqrt{\frac{GM}{r} \left(1 - \frac{L_0}{L_E}\right)}$ 落ちていくことが分かる。しかし内側では、 L_0 の値に関わらず降着流は必ず減速され、亜音速で中心 BH に流入する解となっている。このような減速が起こる理由について考察する。

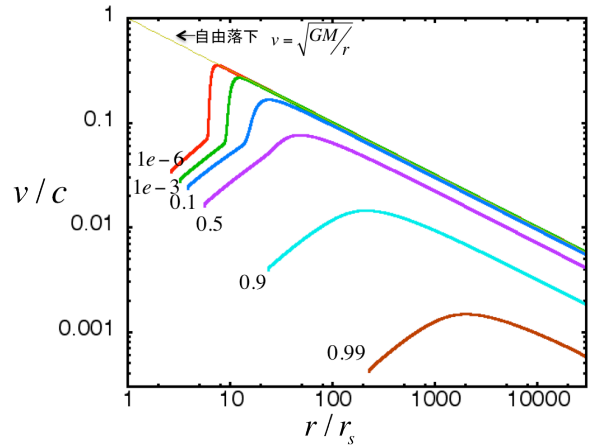


図 1: $\dot{M} = 100\dot{M}_{Edd}$ における降着流の速度 (内向き正) である。横軸と縦軸はそれぞれシュヴァルツシルト半径 r_s と光速 c で規格化されている。細い実線 (黄色) は輻射を考慮しなかった場合の自由落下を表し、その他の実線が計算結果である。図中に書き込まれた数値は L_0/L_{Edd} の値である。

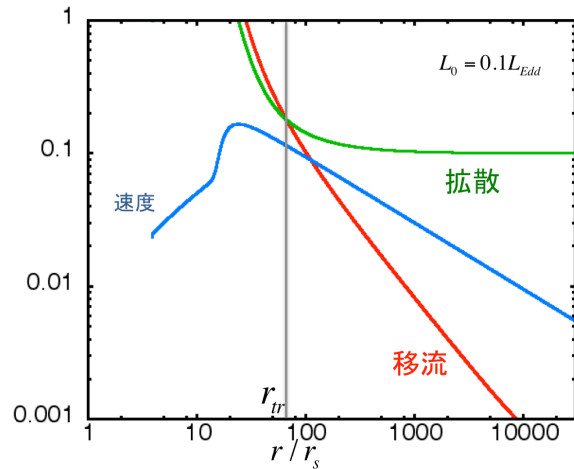


図 2: $\dot{M} = 100\dot{M}_{Edd}$, $L_0 = 0.1L_{Edd}$ における降着流の速度と、移流、拡散の強さを表している。移流と拡散はともに L_{Edd} で規格化されている。移流と拡散の強さがちょうどつり合う位置が r_{tr} であり、この半径より内側では輻射のエネルギーは外に拡散できず、ガスとともに内側に運ばれている。

図 2 に $L_0 = 0.1L_{Edd}$ における v/c と、輻射の移流と拡散の項をプロットした。移流と拡散は L_{Edd} で規格化されている。移流と拡散の大きさが等しくなる

半径が r_{tr} である. $r > r_{tr}$ では拡散が卓越しているため, 輻射圧が均されて自由落下と同じ特徴を示していることが分かる. $r < r_{tr}$ においては, 移流が卓越しているため, 輻射のエネルギーは外に拡散できずにガスとともに内側に運ばれることになる. その結果エネルギー密度が大きくなり, 内側で大きな圧力勾配力が働いたため, ガスが減速されていると考えられる.

5 Summary

今回の計算では, Kafka and Meszaros (1976) を再現することが出来た. その結果, $r < r_{tr}$ では移流によって輻射のエネルギーが内側に運ばれていくため, 内側で輻射圧による圧力勾配力が大きくなり, 降着流は必ず減速されてしまうことが分かった.

これはガスの内部エネルギーを完全に無視したためであると考えられる (Begelman 1978). 今後はこのガスの内部エネルギーの効果も加えて計算を行い, 中心 BH に超音速で流入する解が実現出来るかを探りたい.

Reference

- Begelman, M. C., 1978. MNRAS., 184, 53.
Bondi, H., 1952. MNRAS., 112, 195.
Kafka, P. & Meszaros P., 1976. Gen. Rel. Grav., 7, 841.