

AGN トーラスから放出されるアウトフローの 1 次元モデル

寺本 篤史 (鹿児島大学大学院理工学研究科物理・宇宙専攻)

Abstract

本研究では AGN(Active Galactic Nuclei) トーラスからの質量放出 (アウトフロー) の 1 次元モデルを作成し、トーラス外縁部における速度、質量を求めた。このモデルでは、アウトフローはトーラス内縁付近で幾何学的に薄いシェルとして発生し、降着円盤が放射する紫外線の輻射圧によって加速される。シェルはトーラス表面に束縛され、光学的厚み $\tau \simeq 1$ を保ち、雪かき式に質量を増しながらトーラス外縁部へ向かって加速すると仮定した。トーラスの形状として、Wada & Norman (2002) で示された形状を仮定した。結果として、標準的なパラメータの AGN において質量 $5 \times 10^5 M_\odot$ 、速度 210 km s^{-1} のシェルが放出されることがわかった。トーラス外縁部におけるシェル速度は脱出速度を超えており、シェルが AGN から脱出してアウトフローになると考えられる。この結果から、トーラス内縁部におけるシェルの発生間隔に適当な仮定を置くことでアウトフローの質量放出率及び、質量放出によってトーラスが消滅する時間を得た。また、シェルが加速しきれずにトーラスに再び落下する可能性についても議論した。さらに、結果のパラメータ依存性についても述べる。

1 Introduction

AGN (Active Galactic Nuclei, 活動銀河核) とは、銀河の中心領域にある星に由来しない高光度の天体である。AGN の中心には $10^8 M_\odot$ 程度の巨大なブラックホールが存在して、周辺の降着円盤から広い波長域で強い連続光を放射していると考えられる。AGN の中心から 100 pc 程度の領域にダストを含むガスから成るトーラスが存在すると考えられている。

このようなトーラスの存在を仮定すると、トーラス表面のガスは降着円盤の輻射により、強い輻射圧を受けると考えられる。この輻射圧によって、トーラスの表面で乖離したガスが加速されて、アウトフローとしてトーラス外に放出される可能性がある。

本研究では、このアウトフローの速度や質量放出率を理論的に決定する。トーラスに含まれるダストは、紫外線をよく吸収するため、ダストが吸収する紫外線の輻射圧がガスに加わる主な加速力となる。Thompson et al. (2015) は、球対称の球殻状のガスが紫外線光によって加速される場合について計算し、その漸近速度を $1800 \text{ km s}^{-1} L_{13}^{1/2} \kappa_{\text{UV},3}^{1/4} M_{\text{sh},9}^{-1/4}$ と与えている。本研究では、アウトフローを軸対称の幾何学的に薄いシェルとしてモデル化し、トーラス表面に束縛された運動を調べた。

2 Model

2.1 トーラス形状

AGN トーラスの形状として、Wada & Norman (2002) (以下 WN2002) で概算された形状を仮定する。WN2002 では、トーラス内部で星形成と超新星爆発が生じているという仮定のもと、乱流圧とブラックホール重力のつり合い、乱流エネルギーの散逸と超新星爆発によるエネルギー供給のつり合いを解いて、トーラスのスケールハイトを概算している。WN2002 のトーラスは、中心ブラックホールの重力が支配的な領域 (regime I) とトーラスの自己重力が支配的な領域 (regime II) に分かれている。AGN に近い regime I は AGN から離れるほどスケールハイトが増し、regime II では逆に減少する。regime I でのアウトフローのみを考察する。WN2002 のトーラススケールハイト (regime I) を (2) に示す。

$$h_1(r) = (\xi \eta \alpha E_s)^{1/2} (GM_{\text{BH}})^{-1/2} r^{3/2} \quad (1)$$

$$= 20 \text{ pc} (\xi_1 \eta_{-3} \alpha_2 E_{51})^{1/2} M_8^{-1/2} \left(\frac{r}{r_{\text{outside}}} \right)^{3/2} \quad (2)$$

ここで r は中心ブラックホールからの距離, $\xi_1 = \xi/1.0$ は乱流散逸係数, $\alpha_2 = \alpha/0.02$ は星形成率, $\eta_{-3} = \eta/10^{-3} M_\odot^{-1}$ は超新星によるガスの加熱効率, $E_{51} = E_s/10^{51} \text{ ergs}$ は超新星のエネルギー, $M_8 = M_{\text{BH}}/10^8 M_\odot$ はブラックホール質量である. 方程式を数値的に解く際には各規格化パラメータが 1 になるように取る.

r_{outside} は, regime I と regime II の境界である. r_{outside} をトーラス外縁の目安とする. r_{outside} は regime I と regime II の回転速度の接続条件から, 次の式で与えられる.

$$r_{\text{outside}} = \left(\frac{M_{\text{BH}}}{\pi \Sigma_*} \right) = 56 \text{ pc} M_8^{1/2} \Sigma_{*,4}^{1/2} \quad (3)$$

ここで, $\Sigma_{*,4} = \Sigma_*/10^4 M_\odot \text{ pc}^{-2}$ は regime II における面密度である.

(2)(3) からトーラスの体積を見積もることができる.

$$V = 2 \int_0^{r_{\text{outside}}} 2\pi r h_I(r) dr \quad (4)$$

$$= \frac{8\pi}{7} (\xi \eta \alpha E_s)^{1/2} (GM_{\text{BH}})^{-1/2} r_{\text{outside}}^{7/2} \quad (5)$$

トーラスの質量はブラックホール質量の 10% を仮定する. その場合, トーラスの平均密度は

$$\rho = \frac{0.1 M_{\text{BH}}}{V} \quad (6)$$

$$= 2.9 \times 10^{-21} \text{ g cm}^{-3} (\xi_1 \eta_{-3} \alpha_2 E_{51})^{-1/2} \Sigma_{*,4}^{-7/4} \quad (7)$$

である. トーラス内部が一樣な乱流状態にあると仮定すると, 密度勾配が大きくないと考えられるので, トーラス内部のあらゆる場所は平均密度と同じ密度を持っていると仮定する.

トーラスの形状は輻射圧を受けても変化しないと仮定できる. なぜなら, トーラスに加わる輻射圧よりも重力のほうが圧倒的に大きいからである. トーラスが光学的に厚ければ, 重力と輻射圧の比はトーラスを貫く光線の長さに依存する. 重力と輻射圧がつりあう円環の幅を x_{crit} とすると, $x_{\text{crit}} = L/4\pi c G M \rho$ である. 今回選んだパラメータでは, $x_{\text{crit}} = 0.9 \text{ pc}$ なので, トーラスの大部分の領域で, $x_{\text{crit}} \ll x$ が成り立つ. したがって, トーラスの平衡形状の決定には重力が支配的であり, 輻射圧は大きな影響を与えない.

2.2 トーラス表面上の運動方程式

輻射圧によって加速されるガスはトーラス表面を滑るように移動し, トーラス表面から浮き上がることはないと仮定する (図 1). 降着円盤に垂直に z 軸, 水平に x, y 平面をとる. 軸対称を仮定すると, (r, z) の運動方程式を解けば十分である. 質量 m_{bulk} , 断面積 S_{bulk} のガス塊の運動方程式は,

$$m_{\text{bulk}} \ddot{r} = \frac{m_{\text{bulk}} l^2}{r^3} + \left(-\frac{GM m_{\text{bulk}}}{r^2} + \frac{L f(\theta) S_{\text{bulk}} \xi}{4\pi c r^2} \right) \sin \theta \quad (8)$$

$$m_{\text{bulk}} \ddot{z} = \left(-\frac{GM m_{\text{bulk}}}{r^2} + \frac{L f(\theta) S_{\text{bulk}} \xi}{4\pi c r^2} \right) \cos \theta \quad (9)$$

である. $f(\theta)$ は降着円盤のフラックスが円盤に対する角度に応じて変化することを表す重みづけ関数で,

$$\frac{1}{4\pi} \int f(\theta) d\Omega = 1 \quad (10)$$

を満たす. θ は円盤に垂直な軸と位置ベクトルの間の角である. ここでは, $f(\theta) = 2|\cos \theta|$ とする. ξ はガス塊の柱密度が不均一なために生じる 1 程度の大きさのパラメータである. 今後は 1 として扱う.

数値解を求める際には $\hat{r} = r/r_{\text{outside}}$, $\hat{z} = z/r_{\text{outside}}$, $\hat{t} = t\sqrt{GM/r_{\text{outside}}^3}$ において方程式を規格化する.

トーラス表面上に束縛されたガス塊の運動方程式を考える. 束縛されているためこの方程式はトーラス表面上の一次元の方程式になり, ポテンシャルを作ることができる. トーラス表面上の距離パラメータ $s(r)$ を次のように定義する.

$$ds = \sqrt{1 + \left(\frac{dh_I(r)}{dr} \right)^2} dr \quad (11)$$

$$s(0) = 0 \quad (12)$$

曲面上の運動方程式は,

$$\frac{d^2 s}{dt^2} = \frac{dr}{ds} \frac{d^2 r}{dt^2} + \frac{dh_I(r)}{ds} \frac{d^2 z}{dt^2} = -\frac{dU(s)}{ds} \quad (13)$$

となる. この式からポテンシャルを求める.

$$U(s(r)) = \int \frac{dU(s)}{ds} \frac{ds}{dr} dr = - \int \left(\frac{d^2 r}{dt^2} + \frac{dh_I(r)}{dr} \frac{d^2 z}{dt^2} \right) dr \quad (14)$$

ここに (8)(9) 式を代入し積分を実行する.

$$\begin{aligned} \hat{U}(\hat{r}_0; s(r)) &= \frac{\hat{r}_0}{2\hat{r}^2} - \frac{1}{\hat{r}\sqrt{1+h_0^2\hat{r}}} \\ &+ \Gamma_{\text{tot}}h_0 \left[3h_0 \tan^{-1}(h_0\hat{r}^{1/2}) + \frac{4+3h_0^2\hat{r}}{\hat{r}^{1/2}(1+h_0^2\hat{r})} \right] \end{aligned} \quad (15)$$

この式はすでに前述の方法で規格化されている. $\hat{r}_0$ はガス塊の初期位置を規格化したものである. あらたに無次元のパラメータとして Γ_{tot} および h_0 を導入した. それぞれの定義は,

$$h_0 = \frac{h_I(r_{\text{outside}})}{r_{\text{outside}}} = 0.36(\xi_1\eta_{-3}\alpha_2 E_{51})^{1/2} M_8^{-1} \Sigma_{*,4}^{-1/2} \quad (16)$$

$$\Gamma_{\text{tot}} = \frac{L\kappa\phi}{4\pi GM_{\text{BH}}c} = 7.7 L_{10} \kappa_5 \phi_1 M_8^{-1} \quad (17)$$

である. ここで $\phi_1 = \phi/0.01$, $\kappa_5 = \kappa/10^5 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ である. 数値的に解く場合には各規格化パラメータが1になるようにとる. h_0 はトーラス外縁の半径と円盤面からのトーラスの高さの比である. また, Γ_{tot} はダストを含んだガスの輻射圧の重力に対する比である.

2.3 シェルの運動方程式

本研究ではアウトフローがトーラス表面でシェル状に形成されると仮定している. さらに, シェルがトーラス表面を移動しながらトーラス表面の光学的厚み $\tau = 1$ 程度の深さのガスをかき集めると仮定する. また, シェルの光線方向の光学的厚みは $\tau = 1$ 程度とする. このような仮定を置くと, シェルを §2.2 で議論したガス塊のポテンシャルを用いてシェルの運動方程式を立てることができる. アウトフローシェルの模式図を図1に示す.

トーラス表面の光学的厚み τ は, 表面に垂直方向の深さ l に対して $\tau = \rho\kappa\phi l$ である. したがって, $\tau = 1$ になる深さ l_1 は, $l_1 = 1/(\rho\kappa\phi)$ である. したがって, シェルが $r = r_1$ から $r = r_2$ まで移動するときにかき集める質量は,

$$m(r_1; r_2) = \int_{r_1}^{r_2} \rho l_1 2\pi r \frac{ds}{dr} dr = \int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{\kappa\phi} 2\pi r \frac{ds}{dr} dr \quad (18)$$

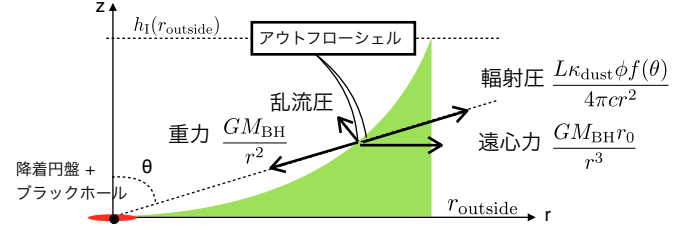


図 1: アウトフローの模式図. AGN の断面方向からアウトフローシェルの様子を模式的に描いた.

である. さらに, シェルが $r = r_1$ から $r = r_2$ まで移動するとき, シェルがもつ運動エネルギーの合計は, シェルを構成するガス塊のポテンシャルエネルギーの差を積分して得られるので,

$$\Delta U(r_1; r_2) = \int_{r_1}^{r_2} [U(r'_0; r'_0) - U(r'_0; r)] \frac{1}{\kappa\phi} 2\pi r \frac{ds}{dr} dr'_0 \quad (19)$$

したがって, 位置 $r = r_0$ から出発したシェルの r におけるシェル速度 $v(r)$ は

$$\Delta U(r_0; r) = \frac{1}{2} m(r_0; r) v(r)^2 \quad (20)$$

である. ここから, 運動方程式

$$\frac{ds}{dt} = \sqrt{\frac{2\Delta U(r_0; r)}{m(r_0; r)}} \quad (21)$$

を得る.

3 Results

(18) および (20) から, シェルがトーラス外縁 $r = r_{\text{outside}}$ に到達した時のシェルの質量と速度を求めることができる. シェルのスタート地点 r_0 は, (22) を満たすようなトーラス上で重力と輻射圧が釣り合う位置を用いる.

$$-\frac{GM}{r_0^2} + \frac{L}{4\pi cr_0^2} f(\tan^{-1}(r_0/h_I(r_0))) = 0 \quad (22)$$

標準的なパラメータをとったときのシェル質量は (18) から

$$m(r_0, r_{\text{outside}}) = 5 \times 10^4 M_{\odot} \quad (23)$$

シェル速度は (20) から

$$v(r_{\text{outside}}) = \sqrt{\frac{2\Delta U(r_0, r_{\text{outside}})}{m(r_0, r_{\text{outside}})}} = 210 \text{ km s}^{-1} \quad (24)$$

と求まる。トーラス外縁部における脱出速度は $v_{\text{esc}} = \sqrt{2GM_{\text{BH}}/r_{\text{outside}}} = 170 \text{ km/s}$ なので、シェルの速度はトーラス外縁部において脱出速度を超える。また、(21) から、シェルが発生してからトーラス外縁に達するまでの時間 T_{acc} を求めることができる。

$$T_{\text{acc}} = \int_{r_0}^{r_{\text{outside}}} \frac{dt}{ds} \frac{ds}{dr} dr \quad (25)$$

$$= 10^6 \text{ yr} \quad (26)$$

図 2 にトーラス外縁部における速度を h_0, Γ_{tot} を変数にした等高線図を示す。

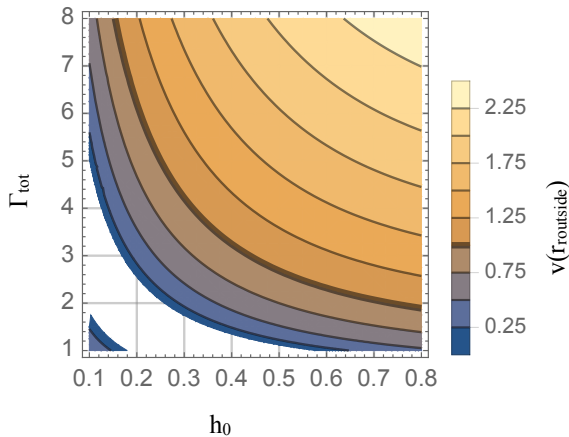


図 2: トーラス外縁部におけるシェルの速度を $(h_0, \Gamma_{\text{tot}})$ を変数にして示す。横軸 h_0 、縦軸 Γ_{tot} 。速度は脱出速度 v_{esc} で規格化している。黒の太線より上は、到達速度が脱出速度を超えるので、アウトフローが発生する。また、到達速度がゼロ未満の領域は、アウトフローがトーラス外縁部まで到達せずアウトフローが発生しない。

4 Discussion

シェルの放出間隔はアウトフローの物理に大きな影響を与える重要なパラメータである。シェルがトーラス上を加速する時間がシェルの放出間隔に比べて長い場合、シェルが加速してトーラスを脱出するまえに新たなシェルが発生する。新しいシェルが中心光源からの紫外線を吸収するため、外側のシェルは輻射圧を失い、外側のシェルが飛ばずにトーラス内部に戻る可能性がある。この落下するシェルの流れをバックフローと呼ぶ。バックフローの発生条件はシェル放出間隔 T_{emi} が $T_{\text{emi}} < T_{\text{acc}}$ となることである。シェル放出間隔がトーラス内縁部の力学的なタイムスケールで決定されるとすると、その時間はトーラス内縁部における回転周期で見積もることができる。例えば、 $r = 0.1r_{\text{outside}}$ における回転周期は 10^5 yr 程度であり、トーラス加速時間よりも短い。したがって、標準的なパラメータの AGN ではバックフローが発生している可能性がある。

シェル放出間隔を 10^5 yr 程度とすると、アウトフローの質量放出率は、 $1M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ となる。もし、トーラスへの質量降着が少なければトーラスはやがて質量を失い消滅する。質量降着および降着円盤への落下を無視すると、トーラスが消滅するまでのタイムスケールは $0.1M_{\text{BH}}/(1M_{\odot} \text{ yr}^{-1}) = 10^7 \text{ yr}$ 程度である。これは、AGN の統計的な寿命 ($10^7\text{--}10^8 \text{ yr}$) のオーダーと一致する。ここから、トーラスの存在が AGN の活動性を決定しているというシナリオも考えられる。

Acknowledgement

基礎物理学研究所 (研究会番号: YITP-W-15-04) 及び国立天文台からのご支援に感謝いたします。

Reference

- Thompson, T. A., Fabian, A. C., Quataert, E., & Murray, N. 2015, MNRAS, 449, 147
Wada, K., & Norman, C. A. 2002, ApJL, 566, L21