

電子-陽電子対プラズマの相対論的ジェット  
Relativistic Jets of Electron-Positron Pair Plasma

○牧之段直弘<sup>1</sup>, 岩本弘一<sup>2</sup>

\*Naohiro Makinodan<sup>1</sup>, Koichi Iwamoto<sup>2</sup>

Abstract: The relativistic jets accompanying active galactic nuclei (AGNs) have velocities with bulk Lorentz factors of about 10. We consider the Wien fireball, which is a steady and symmetric outflow composed of electron-positron pairs and photons in the Wien equilibrium, as a model for such relativistic jets. We study the acceleration of the Wien fireballs both analytically and numerically.

1. はじめに

相対論的ジェットとは中心の天体システムから双方向に噴き出している, 細く絞られ相対論的な速度をもったプラズマのアウトフローである. その中心には中性子星やブラックホールなど重力を及ぼす天体が存在し, そのまわりにはガスでできた降着円盤が渦巻いていると考えられている. ジェットの噴出速度は光速に近いこともあり, 特に, 中心に大質量ブラックホールをもち, 銀河間の虚空に伸びる「活動銀河核ジェット」はローレンツ因子が約 10 の相対論的速度をもち, その加速のメカニズムは宇宙物理学上の難解な問題の一つとされている. 磁気圧加速や輻射圧加速など多くのモデルが提唱されているが, どのようにジェットが相対論的速度まで加速されるかの一般的な見解はない.

本研究では「活動銀河核ジェット」において Wien fireball と呼ばれる純粋な電子-陽電子対と光子がカップルし Wien 平衡にあるプラズマの熱的加速について調べる. Iwamoto & Takahara (2002)[1]の方法に従い, 基礎的な物理過程を議論し, 加速によって最終的に得られるローレンツ因子を求める.

2. 基本方程式と解析解

球対称で定常なアウトフローにおいて, エネルギー保存則, 運動量保存則は以下ようになる.

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} [r^2(\rho + P)\Gamma^2\beta] = 0 \quad (1)$$

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dr} + \frac{1}{\rho + P} \frac{dP}{dr} = 0 \quad (2)$$

ここで,  $r$  は中心からの距離,  $\rho$  と  $P$  はそれぞれ電子-陽電子対と光子の全エネルギー密度と圧力,  $\Gamma$  と  $\beta$  はそれぞれローレンツ因子とジェットの速度である.

電子-陽電子対のエネルギー密度と圧力は

$$\rho_{e\pm} = 2m_e n_e \langle \gamma \rangle \quad (3)$$

$$P_{e\pm} = 2m_e n_e \theta \quad (4)$$

である. ここで,  $n_e$  は電子の数密度,  $\theta$  は電子の静止エネルギー  $m_e c^2$  によって規格化された温度,  $\langle \gamma \rangle = K_3(1/\theta)/K_2(1/\theta) - \theta$  は電子の熱速度の平均ローレンツ因子, そして  $K_n$  は第 2 種変形ベッセル関数  $K_n(x) = \int_0^\infty \cosh(nt) e^{-x \cosh t} dt$  である.

電子-陽電子対と光子が Wien 平衡にあることを想定しているため, 光子のエネルギー密度と圧力は

$$\rho_\gamma = 3m_e n_\gamma \theta \quad (5)$$

$$P_\gamma = m_e n_\gamma \theta \quad (6)$$

となる [1],[2],[3]. ここで,  $n_\gamma$  は光子の数密度である.  $n_e$  と  $n_\gamma$  の間には以下の関係式がある.

$$\frac{n_e}{n_\gamma} = \frac{K_2(1/\theta)}{2\theta^2} \equiv f(\theta) \quad (7)$$

粒子数保存則は

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 n_e \Gamma \beta) = \dot{n}_e \quad (8)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 n_\gamma \Gamma \beta) = \dot{n}_\gamma \quad (9)$$

となる.  $\dot{n}_e = (\dot{n}_e)_{\text{cre}} - (\dot{n}_e)_{\text{ann}}$  であり, 電子-陽電子対の対消滅率は

1 : 日大理工・院 (前)・物理 2 : 日大理工・教員・物理

$$(\dot{n}_e)_{\text{ann}} = \frac{3}{8} \sigma_T n_e^2 \left[ 1 + \frac{2\theta^2}{\ln(1.12\theta + 1.3)} \right]^{-1} \quad (10)$$

で与えられ, 対生成率は

$$(\dot{n}_e)_{\text{cre}} = \left( \frac{n_\gamma}{n_e} \right)^2 \left[ \frac{K_2(1/\theta)}{2\theta^2} \right]^2 (\dot{n}_e)_{\text{ann}} \quad (11)$$

で与えられる[1],[2],[3]. また,  $2\dot{n}_e = -\dot{n}_\gamma$  の関係がある.

これらの式を用いて近似された解析解を求める. 電子-陽電子対と光子が一体となって振る舞うと考えているため,(1)式のエネルギー保存則に(3),(4),(5),(6)式を代入し,(7)式を使うと

$$4\pi r^2 m_e n_\gamma [4\theta + 2f(\theta)(\theta + \langle \gamma \rangle)] \Gamma^2 \beta = \dot{E} \quad (12)$$

と書くことができる. ここで,  $\dot{E}$  は全光度である. また, 粒子数保存則(8),(9)式から

$$4\pi r^2 n_\gamma [1 + 2f(\theta)] \Gamma \beta = \dot{N} \quad (13)$$

ここで,  $\dot{N}$  は電子-陽電子対と光子の全数フラックスである. これらの式を連立させると, ローレンツ因子は近似的に

$$\Gamma = \frac{\dot{E}}{m_e \dot{N} 4\theta} \quad (14)$$

となり, 全数密度を求めると以下のようになる.

$$n_\gamma + 2n_e = \frac{\dot{N}^2}{\dot{E}} \frac{m_e}{4\pi r^2} 4\theta \quad (15)$$

さらに,(2)式の運動量保存則に上記の近似式(14),(15)を用いると微分方程式

$$-\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dr} + \frac{[1 + 2f(\theta)]r^2}{\theta[4\theta + 2f(\theta)(\theta + \langle \gamma \rangle)]} \frac{d}{dr} \left( \frac{\theta}{r} \right)^2 = 0 \quad (16)$$

が導かれ, これに(12),(13),(14)式を用いると

$$\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dr} = -\frac{1}{r} \quad (17)$$

が得られ, これより

$$\theta \propto \frac{1}{r} \quad (18)$$

となる. この結果から温度は中心からの距離に反比例し, またこの時,(14),(15)式より  $\Gamma \propto r$ ,  $n_\gamma + 2n_e \propto 1/r^3$  という結果が得られる.

### 3. 数値解

前節で解析解を求めた時の近似を使わずに,  $r = 2$  で  $\Gamma_0 = (3/2)^{1/2}$ ,  $\theta_0 = 2$  という境界条件のもとで,(1),(2),(8),(9)式を数値的に解くと, 図1, 図2の結果が

得られる. ここで,  $r_g$  はシュバルツシルト半径である.

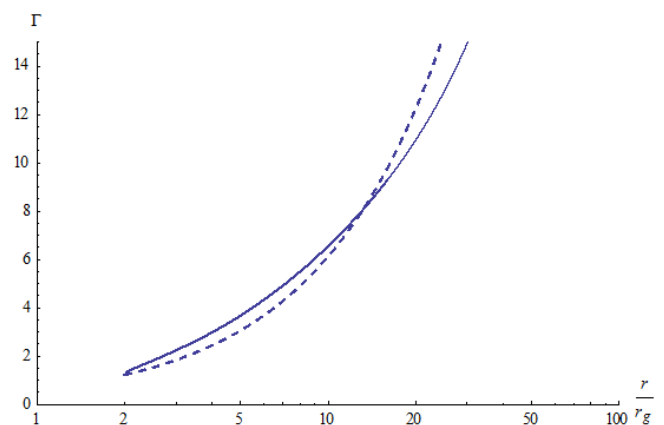


Figure 1. Lorentz ( $\Gamma$ ) factor vs. radius ( $r$ ). The solid line is a numerical solution, and the dashed line is an analytic one.

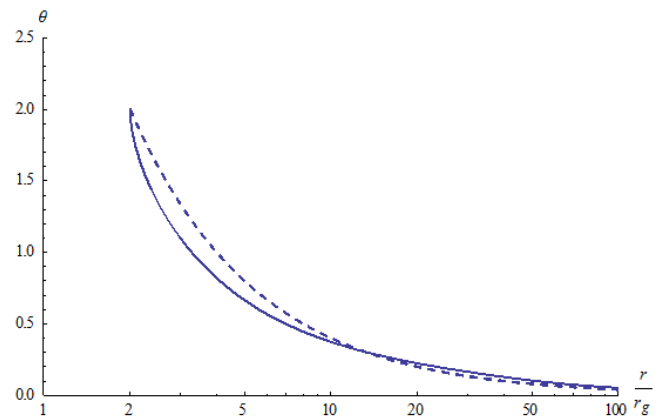


Figure 2. Temperature ( $\theta$ ) vs. radius ( $r$ ). The solid line is a numerical solution, and the dashed line is an analytic one.

### 4. まとめ

解析解と数値解はよく一致する. 電子-陽電子対と光子の結合が Wien 平衡となる Wien fireball モデルでは適切な境界条件を選択すれば, ローレンツ因子 10 程度までの加速が可能であることが分かっている[1]. 光学的に薄い領域で電子-陽電子対と光子の密度比の凍結がおこる. 凍結が起きる位置およびジェット of 終端速度を正しく求めるために, 先行研究[1]では省略されている反応や正確な輻射輸送の取扱い, そして背景物質中に含まれる陽子の影響について議論する.

### 5. 参考文献

- [1] S. Iwamoto & F. Takahara, *Astrophysical Journal*, 565, 163-173, 2002
- [2] R. Svensson, *Astrophysical Journal*, 258, 335-348, 1982
- [3] R. Svensson, *Royal Astronomical Society*, 209, 175-2008, 1984