

حل خودمشابهی جریان‌های برافزایشی داغ در حضور برون‌ریزی و اتلاف اهمی

معصومه قریشی¹، ساناز پیوندی‌نیا¹، علیرضا خصالی¹

¹ گروه فیزیک، دانشگاه مازندران، بابلسر

چکیده

در جریان‌های برافزایشی داغ همچون جریان برافزایشی موجود در مرکز کهکشان ما ($Sgr A^*$) و $M87$ ، مسیر آزاد میانگین برخوردی ذرات باردار بطور قابل توجهی بزرگتر از اندازه خود سیستم می‌باشد. تحت چنین شرایطی، اثر اتلاف اهمی نقشی کلیدی در ساختار و گرمایش جریان‌های برافزایشی داغ بازی می‌کند. در این کار، به بررسی دینامیک جریان‌های برافزایشی داغ مقاومی در حضور برون‌ریزی می‌پردازیم. با مقایسه با کارهای پیشین می‌توان انتظار داشت که فرض یک میدان مغناطیسی متقارن می‌تواند منجر به خواص کاملاً متفاوتی برای قرص شود. با ارائه حل‌های خودمشابهی، دریافتیم که سرعت شعاعی و دمای قرص در حضور اثر اتلاف اهمی افزایش خواهند یافت. در حضور میدان‌های مغناطیسی قوی‌تر، این افزایش چشمگیرتر خواهد شد. افزایش در دمای قرص می‌تواند منجر به گرمایش و شتاب گرفتن الکترون‌ها در این نوع از جریان‌های برافزایشی شده و بتواند در توضیح پدیده‌های رصدی همچون شراره‌های رصد شده در $Sgr A^*$ کمک کند.

Self-Similar Solutions of Hot Accretion Flows with Outflows and Resistivity

M. Ghoreyshi¹, S. Peyvandi-Nia¹, A. Khesali¹

¹ Department of Physics, Faculty of Sciences, University of Mazandaran, Babolsar

Abstract

In hot accretion flows, such as the accretion flow in our Galactic center ($Sgr A^*$) and $M87$, the collisional mean free path of charged particles is significantly larger than the typical length-scale of the accretion flows. Under these conditions, the resistivity plays a key role in the structure and the heating of hot accretion flows. In the present work, we study the dynamics of resistive hot accretion flows with outflows. Comparison our equations with previous work indicates that the results might entirely differ from previous those when the magnetic fields have even z -symmetry. By presenting a set of self-similar solutions, we find that the radial velocity and the disk temperature increase considerably in the presence of resistivity. The increase in infall velocity and in temperature are more significant if the magnetic fields become stronger. The increase in disk temperature can lead to heating and acceleration of the electrons in such flows. It helps us to explain the origin of phenomena such as the flares in $Sgr A^*$.

مقدمه

جریان‌های برافزایشی داغ، مدلی مناسب برای توصیف سیستم‌هایی همچون $Sgr A^*$ می‌باشند. حضور بادهای چنین سیستم‌هایی که توسط رصدها و شبیه‌سازی‌های عددی نیز تأیید شده است، می‌تواند ناشی از میدان‌های مغناطیسی بزرگ مقیاس باشد [1]. میدان‌های مغناطیسی نیز با انتقال تکانه زاویه‌ای توسط ترمز مغناطیسی و یا ناپایداری چرخشی-مغناطیسی (MRI) سبب تغییر ساختار قرص می‌شوند. تلاش‌های بسیاری در زمینه بررسی اثرات ناشی از بادهای و میدان‌های مغناطیسی روی چنین جریان‌های انجام شده است. بعنوان مثال، زمانی که میدان مغناطیسی فقط دارای مؤلفه سمتی باشد، دمای قرص افزایش می‌یابد [2]، اما برون‌ریزی‌ها می‌توانند با خروج انرژی از قرص، دمای آن را کاهش دهند [3].

بیشتر مطالعات انجام شده روی جریان‌های برافزایشی داغ در تقریب MHD ایده‌آل هستند. از آنجایی که جفت‌شدگی بین الکترون‌ها و یون‌ها در این نوع از قرص‌ها به اندازه کافی قوی نیست، این تقریب در این نوع از قرص‌ها نمی‌تواند برقرار باشد و پخش اهمی مکانیسم پخشی مؤثر خواهد بود. بررسی‌های اخیر نشان داده‌اند که پخش اهمی در جریان‌های برافزایشی داغ می‌تواند روی مقدار انتقال تکانه زاویه‌ای [4] و حتی روی شدت بادهای موجود در این قرص‌ها اثر بگذارد [5]. از این رو انتظار می‌رود که ساختار قرص در حضور پخش اهمی

اصلاح گردد. در این کار قصد داریم تا ساختار جریان‌ات برافزایشی داغ را در حضور میدان‌های مغناطیسی بزرگ مقیاس و برون‌ریزی‌ها با در نظر گرفتن تقریب MHD غیر ایده‌آل مورد بررسی قرار دهیم.

معادلات اساسی و حل خودمشابهی

برای بررسی ساختار قرص، از دستگاه مختصات استوانه‌ای استفاده کرده و یک قرص تقارن محور و پایا در نظر می‌گیریم. فرض می‌کنیم که میدان مغناطیسی دارای تقارن زوج بوده که مؤلفه چنبره‌ای آن، بصورت تابع فردی از z بیان می‌شود. مؤلفه چنبره‌ای برای یک چنیم میدانی با رابطه $B_\phi = B_0 z / H$ بیان می‌شود که B_0 مقدار میدان مغناطیسی در صفحه میانی قرص است. همچنین فرض کردیم که باد می‌تواند سبب خروج جرم، تکانه زاویه‌ای و انرژی از قرص شود. با انتگرال‌گیری در راستای z از معادلات اساسی سیستم در حضور برون‌ریزی‌ها خواهیم داشت:

$$v_r \frac{dv_r}{dr} + \frac{1}{2\pi r \Sigma} \frac{d\dot{M}}{dr} (v_{rw} - v_r) = \frac{v_\phi^2}{r} - \frac{GM_*}{r^2} - \frac{1}{\Sigma} \frac{d}{dr} (\Sigma c_s^2) - \frac{1}{6\pi \Sigma} \left[\frac{B_0^2 H}{r} + \frac{d}{dr} \left(\frac{B_0^2 H}{2} \right) \right], \quad (1)$$

$$\frac{\Sigma v_r}{r} \frac{d}{dr} (r v_\phi) + \frac{1}{2\pi r \Sigma} \frac{d\dot{M}}{dr} (v_{\phi w} - v_\phi) = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^3 v \Sigma \frac{d\Omega}{dr} \right), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{v_r}{\gamma - 1} \frac{dc_s^2}{dr} - \frac{v_r c_s^2}{\rho} \frac{d\rho}{dr} + \frac{1}{2\pi r \Sigma} \frac{d\dot{M}}{dr} (e_w - e) = f \left\{ r^2 v \left(\frac{d\Omega}{dr} \right)^2 \right. \\ \left. + \frac{\eta_0}{2\pi \Sigma} \left[c_s B_0^2 \left(1 + \frac{H^2}{3r^2} \right) + \frac{c_s H}{3r} \frac{d}{dr} (B_0^2 H) + \frac{c_s H^4}{3} \left(\frac{d}{dr} \left(\frac{B_0}{H} \right) \right)^2 \right] \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{H^2}{r^2} = \frac{c_s^2}{v_K^2} (1 + \beta_\phi), \quad (4)$$

که در این معادلات، کمیت‌های v_{rw} و $v_{\phi w}$ مؤلفه‌های r و ϕ سرعت برون‌ریزی و e_w انرژی درونی ویژه برون‌ریزی است. به تبعیت از بو و همکارانش [3]، فرض می‌کنیم که این کمیات از روابط $v_{\phi w} = \zeta_2 v_\phi$ و $v_{rw} = \zeta_1 v_r$ پیروی می‌کنند. سرعت صوت نیز با رابطه $c_s = \sqrt{P/\rho}$ بیان می‌شود و پارامتر $\beta_\phi = B_0^2 / 8\pi \rho c_s^2$ بیانگر نسبت فشار مغناطیسی در صفحه میانی قرص به فشار گاز می‌باشد. پارامتر پهن‌رفت در معادله انرژی به صورت $f = 1 - (q_{rad} / (q_{vis} + q_B))$ تعریف می‌شود که در آن q_{vis} ، q_{rad} و $q_B = \eta |\nabla \times \mathbf{B}|^2 / 4\pi$ به ترتیب سرمایش ناشی از تابش، گرمایش ناشی از وشکسانی و گرمایش مقاومتی است. توجه داشته باشید که مقدار پارامتر پهن‌رفت برای جریان‌ات برافزایشی داغ برابر با مقدار واحد خواهد بود. پخش مغناطیسی η را بصورت $\eta = H \mathcal{E}_s$ در نظر گرفتیم که در آن پارامتر پخش مغناطیسی $\mathcal{E}_s$ یک ثابت محسوب شده و مقدار آن کمتر از یک می‌باشد [6]. مقایسه با کارهای پیشین نشان می‌دهد که روابط مربوط به نیروی لورنتس و گرمایش مقاومتی در حضور میدان‌های مغناطیسی متقارن به شدت متفاوت خواهد بود [7] که منجر به ساختار متفاوتی برای قرص می‌شود. سایر کمیت‌های موجود در معادلات بالا، همان معنای متعارف خود را در قرص‌های برافزایشی دارا هستند.

برای حل این معادلات، از روش حل خودمشابهی استفاده می‌کنیم. برای این کار، از حل‌های خودمشابهی ارائه شده توسط نارایان و یی (1994) بهره گرفته [8] و حل‌های زیر را برای معادلات اساسی بیان شده در نظر خواهیم گرفت

$$v_r(r) = -C_1 \alpha v_K, \quad v_\phi(r) = C_2 v_K, \quad c_s^2(r) = C_3 v_K^2.$$

از سوی دیگر، با استفاده از رابطه $\Sigma = \Sigma_0 r^s$ برای چگالی سطحی و تعریف آهنگ برافزایش $(\dot{M} = -2\pi r \Sigma v_r)$ ، آهنگ برافزایش را می‌توان با رابطه زیر بیان کرد:

$$\dot{M} = 2\pi \alpha C_1 \Sigma_0 \sqrt{GM_*} r^{s+\frac{1}{2}}. \quad (5)$$

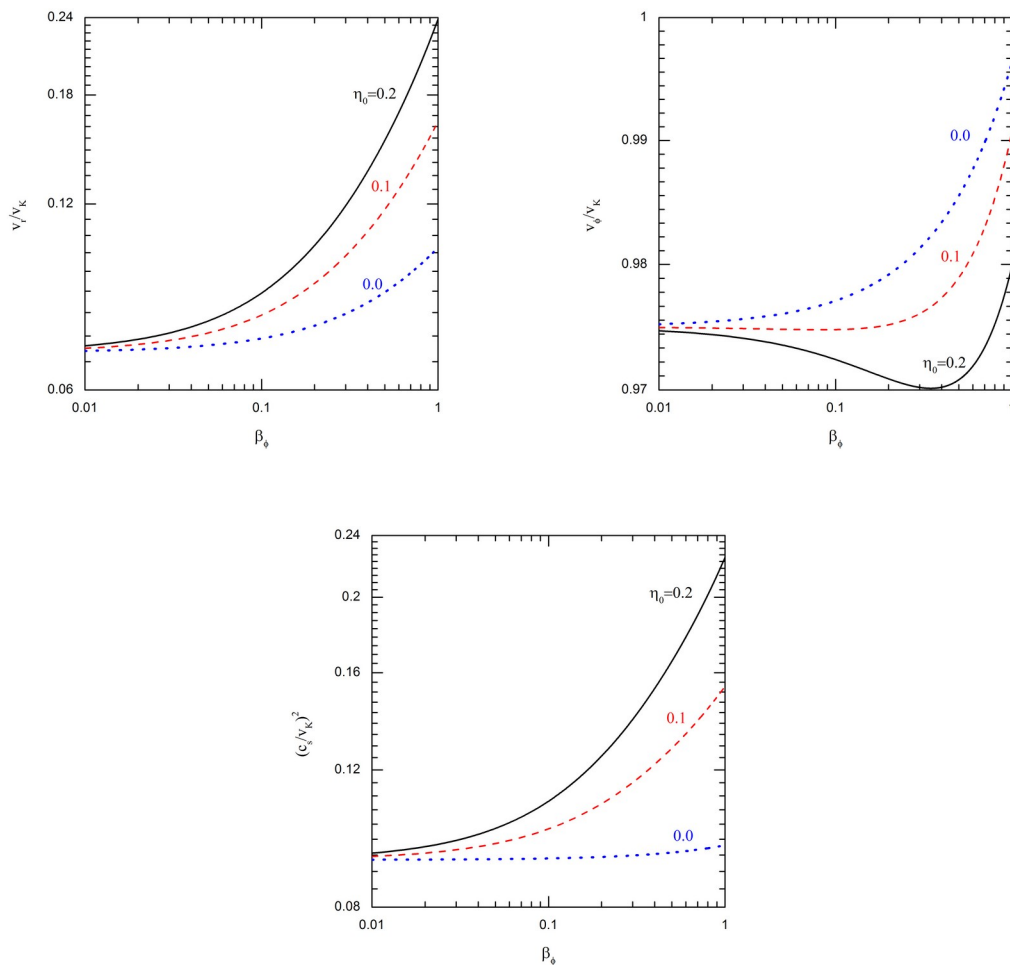
توجه داشته باشید که در اینجا s می تواند در بازه $-0.5 \leq s \leq 0.5$ قرار گیرد. با جایگزینی حلهای خودمشابهی و معادله (5) در معادلات (4)-(1)، و با اندکی محاسبات خواهیم داشت

$$- \left\{ \frac{9[1+(2s+1)(\varepsilon_1-1)]\alpha^2}{8} \right\} C_1^2 + \left\{ -\frac{1}{f\sqrt{1+\beta_\phi}} \left[s-1 + \frac{(2s+1)(\varepsilon_3-1)}{2(\gamma-1)} + \frac{1}{\gamma-1} \right] \right. \\ \left. + \frac{1+(2s+1)(1-\varepsilon_2)}{4\sqrt{1+\beta_\phi}} \left[\beta_\phi + \frac{3(s-1)}{s+1} + \frac{8\beta_\phi\eta_0}{9\alpha(s+1)} \left(\frac{(s-4)^2}{4} + s \right) \right] \right\} C_1 + \left[\frac{9}{4} + \frac{2\beta_\phi\eta_0}{\alpha(1+\beta_\phi)} \right] = 0. \quad (6)$$

که این معادله در غیاب پخش مغناطیسی می تواند به نتایج پیشین منجر شود [3].
با حل عددی معادله (6)، می توان کمیت های قرص را محاسبه نمود. در این کار می خواهیم کمیت های قرص را به ازای مقادیر متفاوت پارامتر پخش مغناطیسی β_ϕ بصورت تابعی از β_ϕ بدست آوریم. بدین منظور، فرض می کنیم که پارامترهای ورودی ما بصورت $\gamma=4/3$ ، $f=1.0$ ، $\alpha=0.1$ و $\varepsilon_1=\varepsilon_2=\varepsilon_3=1.2$ باشند. در شکل (1)، منحنی های خط پُر، خط چین و نقطه چین بترتیب برای پارامترهای پخش مغناطیسی 0.0، 0.1 و 0.2 می باشد. می توان دید که با افزایش پارامتر پخش مغناطیسی، سرعت صوت و در نهایت دمای قرص افزایش می یابد. این نتیجه را می توان اینگونه توضیح داد که با افزایش پارامتر پخش مغناطیسی، گرمایش مقاومتی افزایش یافته و از این رو، دمای قرص افزایش می یابد. ما دریافتیم که ضریب C_1 بطور مستقیم به ضریب C_3 وابسته است. بنابراین، افزایش دما با پارامتر پخش مغناطیسی منجر به افزایش سرعت فروریزش مواد خواهد شد. با توجه به حلهای خودمشابهی و افزایش سرعت فروریزش و سرعت صوت با پارامتر پخش مغناطیسی، توازن بین طرفین معادله انرژی سبب می شود که ضریب C_2 (متناظر با سرعت دورانی) کاهش یابد. نتایج ما نشان می دهد که وابستگی پخش مغناطیسی به نیم ضخامت H که خود وابسته به β_ϕ است، سبب می شود که میدان های مغناطیسی قوی تر بتوانند نقش پارامتر پخش مغناطیسی را بهبود بخشند و منجر به دماهای بالاتر برای قرص شوند. این در حالی است که نتایج پیشین نشان داده بود که چه در حضور پخش مغناطیسی [9] و چه در غیاب آن [3]، میدان چنبره ای قوی تر برای بازه فرض شده برای β_ϕ در این کار، منجر به کاهش دمای قرص خواهد شد. یک چنین تفاوتی می تواند ناشی از حضور مؤلفه z میدان مغناطیسی در قرص برافزایشی باشد [7].

نتیجه گیری

مطالعات پیشین نشان داده اند که اثر اتلاف اهمی می تواند نقش بسزایی در ساختار قرص های برافزایشی بازی کند. از این رو، در این کار به مطالعه اثر اتلاف اهمی روی ساختار قرص های برافزایشی داغ در حضور میدان مغناطیسی متقارن و برون ریزی ها پرداختیم. با توجه به حضور بادهای در این نوع از قرص های برافزایشی، فرض کردیم که باد می تواند سبب خروج جرم، تکانه زاویه ای و انرژی از قرص شود. حلهای خودمشابهی ما نشان داده اند که پخش مغناطیسی سبب افزایش دما و سرعت شعاعی قرص می شود، ولی سرعت دوران آن را کاهش می دهد. افزایش دمای قرص می تواند سبب افزایش دمای الکترون ها و شتاب گرفتن آن ها شده و بتواند وجود شراره های رصد شده در Sgr A* را توجیه نماید.



شکل 1: متغیرهای قرص بر حسب پارامتر β_ϕ به ازای مقادیر متفاوت پارامتر پخش مغناطیسی η_0 .

مرجع‌ها

- [1] I. V. Igumenshchev, R. Narayan, and M. A. Abramowicz; “Three-dimensional Magnetohydrodynamic Simulations of Radiatively Inefficient Accretion Flows” *ApJ* **592**, (2003) 1042-1059.
- [2] D. F. Bu, P. Y. Xu and B. C. Zhu; “Self-Similar Solution of Hot Accretion Flow with Anisotropic Pressure”, *Universe* **5**, (2019) 89.
- [3] D. F. Bu, F. Yuan, and F. G. Xie; “Self-similar solution of hot accretion flows with ordered magnetic field and outflow”, *MNRAS* **392**, (2009) 325-331.
- [4] F. Zahra Zeraatgari, et al.; “The Effects of Toroidal Magnetic Field on the Vertical Structure of Hot Accretion Flows”, *ApJ* **852**, (2018) 124.
- [5] C. Vourellis, et al.; “GR-MHD Disk Winds and Jets from Black Holes and Resistive Accretion Disks”, *ApJ* **882**, (2019) 2.
- [6] Bisnovatyi-Kogan, G.S., and Ruzmaikin, A.A., “The Accretion of Matter by a Collapsing Star in the Presence of a Magnetic Field. II: Self-consistent Stationary Picture”, *Ap&SS* **42**, (1976) 401.
- [7] Ghoreyshi, S. M., “Self-similar structure of resistive ADAFs with outflow and large-scale magnetic field”, *PASA*, **37**, (2020) e023.
- [8] Narayan, R., and Yi, I., “Advection-dominated Accretion: A Self-similar Solution”, *ApJ*, **428**, (1994) 13.
- [9] Abbassi, S., and Mosallanezhad, A., “Viscous-Resistive ADAF with a general Large-Scale Magnetic Field”, *Ap&SS*, **341**, (2012) 375.