حل‌های خودمشابهی برای قرص‌های برافزایشی با پهن‌رفت غالب با اتلاف وشکسانی– مقاومت

ویژه در حضور میدان دوقطبی ستاره مرکزی

جمشید قنبری[۱]، فاطمه صالحی[۲]، شهرام عباسی[۳]

[۱]گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی مشهد

[۲]گروه فیزیک، موسسه آموزش عالی خیام مشهد

[۳]دانشکده فیزیک، دانشگاه علوم پایه دامغان

چکیده

سعی کرده ایم حلهای خودمشابهی برای قرص با پهن رفت غالب همراه با اتلاف ناشی از وشکسانی–مقاومتی در اطراف ستاره ای فشرده با میدان مغناطیسی دوقطبی بیابیم. ما سیالی برافزایشی با تقارن محوری، ایستاو همدما که شامل میدان مغناطیسی دو قطبی ستاره مرکزی است، در نظر گرفته ایم. سازوکار غالب در اتلاف انرژی، وشکسانی و مقاومت مغناطیسی ناشی از میدان مغناطیسی می باشند. ما بدنبال بررسی اثر وشکسانی در ساختار دینامیکی قرص چرخان در حضور مقاومت ویژه ثابت ناشی از میدان هستیم. نشان خواهیم داد که کمیتهای دینامیکی سیستم نسبت به پارامتر وشکسانی و پارامتر پهن رفت بسیار حساس می باشد. افزایش پارامتر α وشکسانی منجر به کاهش سرعت شارش شعاعی و افزایش چگالی سطحی می شود. همچنین اثرات قابل مشاهده ای ناشی از میدان مغناطیسی خواهیم داشت.

۱– مقدمه

برافزایش به سیاهچاله ها در طی سی سال گذشته مبحث بسیار پرتوجهی بوده است و مدلهای بسیاری برای آن ارایه شده است (Kato, Fukue & Mineshige 1998). مدل استاندارد برافزایش شاکورا و سانیف، که بر اساس فرضیات بسیار ساده اینا نهاده شده، مدل بسیار توانایی برای توصیف بسیاری از سیستمهای برافزایشی مختلف می باشد. این فرضیات در حد برافزایش کم معقول بنظرمی رسد، اما در دهه اخیر مشخص شده است که پهن رفت در حد برافزایش بزرگ نقش عمده ای در دینامیک شاره دارد و این باعث تغییر در مدل استاندارد و ارایه مدل ADAFبرای شاره های با برافزایش بزرگ شده است. قرص ADAF در دو حد برافزایش کم و زیاد رخ می دهد. وقتی آهنگ برافزایش کوچک باشد، قرص از نظر اپتیکی نازک است و به همین دلیل قرص فرصت کافی برای تابش انرژی آزاد شده از برافزایش نداشته و مقداری از این انرژی به همراه سیال پهن رفت می کند(Narayan & Yi 1994). اگرآهنگ برافزایش بزرگ باشد، قرص از نظر اپتیکی صخیم خواهد بود و بدلیل گیرافتادن فوتونها در قرص، میزانی از انرژی آزاد شده در قرص گیرمی افتد و در نتیجه قرص در حد پهن رفت غالب قرار می گیرد.

مشاهدات از هسته های فعال کهکشانی تاییدی از وجود قرص برافزایشی با آهنگ برافزایش کم در اختیار اخترفیزیکدانها قرار داده است، به همین دلیل ساختن مدل نظری در توصیف این اجرام دارای اهمیت زیادی است. مطالعه قرصهای ADAF با مطالعه خودمشابهی (Narayan & Yi 1994) آغاز شد. اما وقتی به مطالعه این قرصها در اطراف ستاره های نوترونی یا سیاهچاله ها شکل می گیرند، معقول بنظرمی رسد که آثار میدان مغناطیسی را بردینامیک قرص در نظربگیریم. حضور میدان

باعث ایجاد پیچیدگیهایی می شود که مطالعه تحلیلی را با مشکل روبرو می سازد. Kaburaki 2000 جزو اولین کسانی بود که حلی تحلیلی برای قرص ADAF در حضور میدان عمومی دوقطبی ارائه کرد. در این تحقیق نقش عمده مقاومت مغناطیسی در شارش سیال برافزایشی مشخص شد، علاوه براین مشخص شد که میدان در ایجاد شارخروجی outflow هم سهیم است. در این تحقیق بر آنیم تا نقش مقاومت مغناطیسی را در حضور گرمایش ناشی از وشکسانی در قرص برافزایشی اطراف یک سیاهچاله با میدان دوقطبی مطالعه کنیم. این تحقیق این امکان را به ما می دهد تا نقش گرمایش مقاومت ویژه را با اثر گرمایش ناشی از وشکسانی مقایسه نماییم.

۲– فرمولبندی سیستم

همانطوری که در مقدمه مطرح شد، بر آنیم تا سیال برافزایشی وشکسان را در اطراف ستاره مرکزی فشرده با میدان مغناطیسی همراه با مقاومت مغناطیسی مطالعه نماییم. رفتار میکروسکوپیک این سیستم بخوبی توسط معادلات MHD قابل توصیف است. برای ساده سازی از اثرات ناشی از خودگرانش سیال و آثار نسبیتی صرفنظرمی کنیم. معادلات حاکم بر سیستم عبارت است از:

$$\frac{D\rho}{Dt}+\rho\nabla\bullet u=0$$

$$\rho\frac{Du}{Dt}=-\nabla P-\rho\nabla\phi+\mu\nabla^2 u+(\mu_b+\frac{\mu}{3})\nabla(\nabla\bullet u)+\frac{1}{4\pi}J\times B$$

$$\rho\left[\frac{D\varepsilon}{Dt}+p\frac{D}{Dt}(\frac{1}{\rho})\right]=Q^+-Q^-=Q^{adv}$$

$$\nabla\bullet B=0$$

$$\frac{DB}{Dt}=\nabla\times(u\times B)+\eta\nabla^2 B$$

که در معادلات بالا ρ چگالی، p چگالی گاز، εانرژی داخلی، uسرعت سیال، Bمیدان مغناطیسی، $J=\nabla\times B$ چگالی جریان، η مقاومت مغناطیسی، μ,μ_b وشکسانی توده ای و لایه ای، Q^{adv} انرژی منتقل شده توسط پهن رفت، Q^+ گرمایش ناشی از وشکسانی و Q^- سرمایش ناشی از تابش در سیال برافزایش کننده هستند. ما از پارامتر $f=\frac{Q^{adv}}{Q^+}$ که میزان پهن رفت را مشخص می کند، استفاده خواهیم کرد. این معادلات باید در دستگاه مختصات کروی بسط داده شوند. برای ساده سازی قرص را با تقارن محوری می گیریم، $\frac{\partial}{\partial\varphi}=0$، بنابراین مساله به دو بعد تقلیل می یابد.

۳– اصول عمومی حاکم بر مساله

دراین مساله ما ۸ معادله دیفرانسیل جزی داریم که توسط ۱۵ ثابت فیزیکی با یکدیگر مرتبط اند، این قرص برافزایشی را توصیف می کنند. برای اینکه توصیف دقیقی از سیستم داشته باشیم باید این ثوابت را با دستورالعمل های استاندارد، مشخص نماییم.

ضریب وشکسانی جنبشی، $\nu=\frac{\mu}{\rho}$، عموما مدل α شاکورا و سانیف ۱۹۷۳ بصورت زیر فرمولبندی می شود:

$$\nu=\alpha C_s H$$

که در آن $C_s=\sqrt{\frac{p}{\rho}}$، $H=\frac{C_s}{\Omega_k}$ و α ثابتی است حدود ۰٫۱ که همه اثرات فیزیکی غیرمشخص را شامل می شود. به همین طریق برای مقاومت ویژه مغناطیسی نیز از رابطه زیر استفاده می کنیم(Bisnovatyi-Kogan& Ruzmikin 1976) :

$$\eta = \eta_0 C_s H$$

همچنین عدد مغناطیسی Prandtl را هم بصورت زیر تعریف می کنیم:

$$P_m = \frac{\nu}{\eta}$$

در یک پلاسما کاملا یونیده، این عدد خیلی بزرگتر از یک است. ما در اینجا حالت $P_m \leq 1$ را در نظر می گیریم. وقتی این عدد نزدیک ۱ است، وشکسانی و مقاومت مغناطیسی سهم یکسانی در آزادسازی انرژی دارا هستند و وقتی کوچکتر از ۱ است سهم وشکسانی بیشتر است.

در توصیف ترمودینامیک سیال ما عبارت انرژی داخلی سیستم را بصورت زیر تعریف می کنیم:

$$\varepsilon = \frac{p}{\rho(\Gamma - 1)}$$

همچنین هندسه مناسبی برای میدان مغناطیسی ستاره مرکزی مورد نیاز است که باید در شرط $\nabla \bullet B = 0$ صدق کند. می توانیم از فرم کلی با تقارن محوری زیر برای میدان استفاده کنیم:

$$B = B_p(r,\theta) + B_\varphi(r,\theta)\hat{e}_\varphi$$

براساس کار Kaburaki 2000 سهم جمله چنبره ای در ایجاد گرمایش مغناطیسی ناچیز است به همین دلیل ما نیزفقط به جمله دو قطبی بسنده می کنیم. می توانیم دوقطبی را بر حسب شار مغناطیسی بصورت زیر بنویسیم:

$$B = B_p(r,\theta) = \frac{1}{2\pi} \nabla \times \left(\frac{\Psi}{r\sin\theta} e_\varphi \right)$$

اکنون واضح است که معادلات حاکم بر سیستم غیرخطی هستند و نمی توان آن را بسادگی از طریق تحلیلی حل نمود. برای حل این معادلات تقریب خودمشابهی مناسب بنظر می رسد چراکه رفتار دینامیکی سیستم با زمان ثابت بماند.

۳- حلهای خودمشابهی

برای فهم بهتر مساله ما از تکنیک خودمشابهی در حدس اولیه برای جوابهای کمیتهای دینامیکی استفاده می کنیم. تکنیک خود مشابهی توانایی های بسیاری در توصیف تحول دینامیکی سیالهای نجومی در مقیاسهای طولانی داشته است. نشان داده ایم که بعد ار بدون بعدسازی جوابهای زیر در معادلات MHD سیستم صدق حواهد کرد:

$$\rho(r,\theta) = \rho_0 \rho(\theta) \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-3/2}$$

$$p(r,\theta) = p_0 p(\theta) \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-5/2}$$

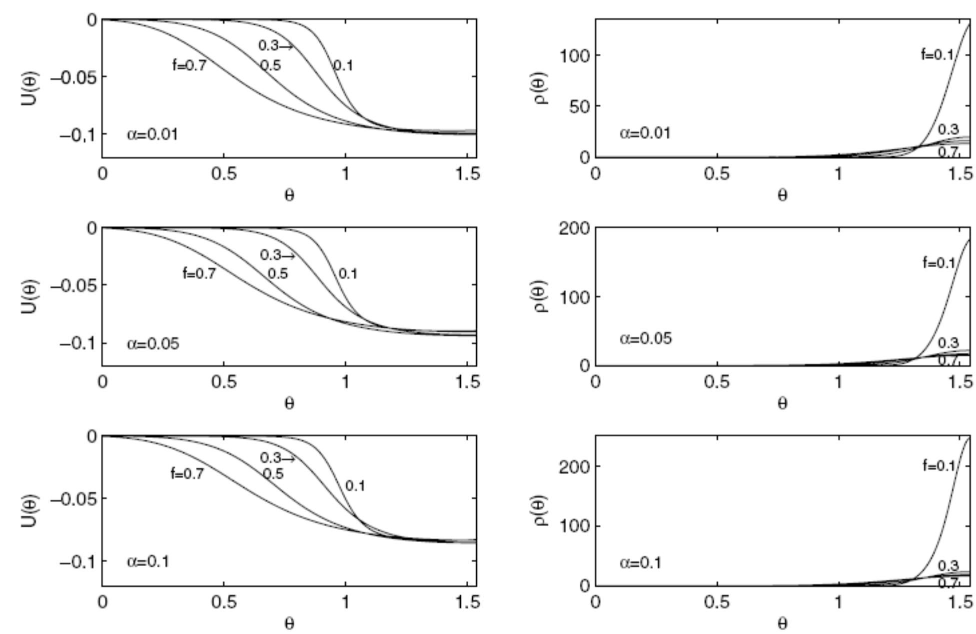
$$u_r(r,\theta) = r\Omega_k(r) U(\theta)$$

$$u_\varphi(r,\theta) = r\sin\theta \Omega_k(r) \Omega(\theta)$$

$$B_r(r,\theta) = \frac{B_0}{2\pi\sin\theta} \frac{d\Psi(\theta)}{d\theta} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-5/4}$$

$$B_\theta(r,\theta) = \frac{-3B_0 \Psi(\theta)}{8\pi\sin\theta} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-5/4}$$

که در اینجا ρ_0, p_0, B_0, r_0 برای بدونبعدسازی معادلات وارد شده اند. همچنین ما از $u_\theta = 0$ استفاده نموده ایم. اگر این جوابها را در معادلات دیفرانسیل بالا قرار دهیم، به یکدسته معادلات دیفرانسیل درجه دوم و غیر خطی بر حسب $U(\theta), \rho(\theta), P(\theta), \Omega(\theta), \Psi(\theta)$ می رسیم. ما این معادلات را پس از خطی سازی و ایجاد شرایط مرزی مناسب، بصورت دو مرزی با استفاده از تکنیک Relaxeation انتگرالگیری نمودیم. بدین صورت با دانستن رفتار شعاعی کمیتهای فیزیکی از حلهای خودمشابهی و رفتار زاویه ای از حل عددی، ساختار دینامیکی قرص بخوبی مشخص می گردد. ما جوابهایی برای محدوده ای از متغییرهای فیزیکی رسم نموده ایم که حاوی نتایج ارزشمندی از اثرات کمیات مختلف درگیر مساله در شاختار دینامیکی شاره است.



مراجع

[1]Bisnovatyi-Kogan & Ruzmikin 1976, Ap&SS, 42,401
[2] Kato, Fukue, Mineshige, 1998, Black hole Accretion disks, Tokyo University Press
[3] Ghanbari J., Salehi F., Abbassi S., MNRAS, 2007, 381, 159
[4]Narayan R., Yi I., 1994, APJ, 428, L13
[5] Kaburaki, 2000, APJ, 531, 210
[6] Shakura N., Sunyev R., 1973, A&A, 24, 337