

## اثر باد چرخشی در قرص‌های برافزایشی فوق بحرانی با اعمال فشار تابشی

فاطمه زهرا زراعتگری<sup>۱</sup>، الهه دلخانی<sup>۱</sup> و شهرام عباسی<sup>۱،۲</sup>

۱. گروه فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد

۲. پژوهشکده نجوم، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی تهران، تهران

پست الکترونیکی: abbassi@ipm.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۵/۰۱/۲۷؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۶/۰۳/۲۱)

### چکیده

با استفاده از حل خود مشابه معادلات هیدرودینامیک یک بعدی را برای مورد قرص‌های باریک در حضور باد و همچنین در دستگاه مختصات استوانه‌ای حل کردیم. آهنگ اتلاف جرم توسط باد را به صورت تابع توانی  $\dot{M} \propto r^{s+1}$  در نظر گرفتیم. اتلاف جرم، تکانه زاویه‌ای، و انرژی را در معادلات وارد کردیم. در نتیجه اثر باد را بر دینامیک سیستم بررسی کردیم. به عنوان تأییدی بر کار دیگران مشاهده کردیم که پروفایل دمای مؤثر قرص‌های باریک نسبت به قرص‌های نازک استاندارد دارای شیب کمتری می‌باشند. همچنین اتلاف جرم و تکانه زاویه‌ای توسط باد، دمای مؤثر قرص را افزایش می‌دهند. محاسبات ما نشان داد که حضور باد علاوه بر دمای مؤثر قرص می‌تواند در طیف مشاهده شده قرص نیز تأثیرگذار باشد.

واژه‌های کلیدی: برافزایش، قرص‌های برافزایشی، فیزیک سیاه‌چاله، باد، برون ریزش

### ۱. مقدمه

یکی از فرایندهای اساسی در جهان برافزایش جرم بر روی سیاه‌چاله است که برای بررسی هسته‌های کهکشانی فعال (AGN)، دوتایی‌های پرتو ایکس (XRBS)، انفجارات تابش گاما (GRBs) و بسیاری فرایندهای دیگر از این دست مورد مطالعه قرار می‌گیرند. قرص‌های برافزایشی پرتو ایکس با توجه به دمایشان به دو دسته کلی سرد و داغ تقسیم می‌شوند. قرص‌های نازک استاندارد [۱] که از نظر هندسی نازک و از نظر نوری غلیظ می‌باشند جزو دسته قرص‌های سرد هستند. اتفاقی

که در این قرص‌ها می‌افتد این است که گرمای تولید شده در اثر شکسانی می‌تواند تابش شود و بنابراین از این طریق قرص سرد می‌شود (دمای قرص خیلی کمتر از دمای ویریال می‌باشد). همچنین لازم به ذکر است که قرص‌های نازک دارای تابش جسم سیاهی چند دمایی هستند. به علاوه، آهنگ برافزایش جرم قرص استاندارد پایین‌تر از حد بحرانی است، یعنی،  $\dot{M} \leq \dot{M}_{crit}$ ،  $(\dot{M}_{crit} \equiv \eta \dot{M}_{Edd})$  که مقدار بحرانی آهنگ برافزایش جرم  $\dot{M}_{Edd}$  آهنگ برافزایش جرم ادینگتون می‌باشند.  $\eta$  بازده تابشی است که تقریباً برابر ۰/۸ است.

فوق‌العاده بالا (ULX)، میکروکوازارها، کوازارهای تابان با تابندگی بیشتر از حد ادینگتون، و کهکشان‌های سیفرت با خطوط نشری باریک از این دسته قرص‌های برافزایشی هستند [۴ و ۱۷]. کارهای نظری بسیاری روی قرص‌های باریک در یک بعد و دو بعد انجام شده است [۱۳، ۱۷-۲۳].

شواهد رصدی‌ای وجود دارد که نشان می‌دهند در سیستم‌های برافزایشی برون ریزش مواد وجود دارد [۲۴-۲۶]. نویسندگان بسیاری تأثیر برون ریزش را روی سیستم‌های برافزایشی به صورت شبیه‌سازی [۱۵، ۲۷-۳۰] و نظری [۱۷، ۱۸، ۲۰، ۳۱-۳۹] مورد مطالعه قرار داده‌اند. این مطالعات نشان می‌دهند که برون ریزش در این سیستم‌ها می‌تواند علاوه بر جرم چاهکی برای خروج تکانه زاویه‌ای و انرژی باشد که قادر به تغییر دینامیک سیستم می‌باشد. بنابراین با خروج جرم از سیستم، آهنگ برافزایش جرم،  $\dot{M}$ ، دیگر ثابت نیست و با شعاع تغییر می‌کند و معمولاً به این صورت بیان می‌شود،  $\dot{M} \propto r^3$  که  $S$  پارامتر ثابت می‌باشد [۴۰].

سه فرایند در سیستم‌های برافزایشی معرفی شده‌اند که منشأ برون ریزش می‌باشند.

۱) برون ریزش حاصل از میدان مغناطیسی (magneto-centrifugal outflow) که در حقیقت میدان مغناطیسی ذرات گاز را شتاب می‌دهد [۴۱-۴۳].

۲) برون ریزش حاصل از تابش که روی الکترون‌ها اثر می‌کند [۴۴-۴۶]، و برون ریزش گرمایی هنگامی که سرعت گرمایی گاز بیشتر از سرعت فرار می‌شود [۴۷-۵۰].

در مرجع [۱۷] قرص‌های برافزایشی فوق بحرانی، با در نظر گرفتن اتلاف جرم توسط باد، مورد مطالعه قرار گرفته اما از اتلاف تکانه زاویه‌ای و انرژی صرف شده است. ما در این کار با استفاده از رهیافت [۵۱] و در نظر گرفتن خروج تکانه زاویه‌ای و انرژی توسط باد کار [۱۷] را توسعه می‌دهیم.

بدین ترتیب در بخش بعد معادلات پایه را معرفی می‌کنیم. حل‌های خود مشابه در بخش ۳ آورده خواهند شد. در بخش ۴ نمودارها و نتایج کار نشان داده می‌شوند. در پایان هم خلاصه این تحقیق به همراه نتیجه‌گیری ارائه خواهند شد.

هسته‌های کهکشانی فعال که تابان و در حالت طیفی بالا/نرم می‌باشند جزو این دسته به شمار می‌روند [۲-۷].

مدل قرص استاندارد برای توجیه تابندگی‌های پایین و تابندگی‌های بالا با شکست مواجه می‌شود. در مواردی که آهنگ برافزایش جرم خیلی پایین است ( $\dot{M} < (0.1-0.3)\alpha^2 \dot{M}_{Edd}$ )، که  $\alpha$  پارامتر وشکسانی است، تنها کسر کوچکی از انرژی حاصل از وشکسانی تابش می‌شود. بنابراین، به دلیل سرمایش ناکارآمد، بیشتر گرمای تولید شده در گاز در حال برافزایش ذخیره شده و به سمت سیاه‌چاله مرکزی پهن رفت می‌کند. در این صورت دمای سیال خیلی بالا می‌رود. این دسته جدید، قرص‌های برافزایشی پهن رفت غالب (ADAFs) نامیده می‌شوند که از نظر نوری رقیق هستند. هسته‌های فعال کهکشانی با تابندگی پایین و دوتایی‌های پرتو ایکس در حالت سخت (hard state) جزو این دسته به شمار می‌روند [۸، ۱۱].

در مقابل، وقتی آهنگ برافزایش جرم خیلی بالاست و به حد آهنگ برافزایش جرم بحرانی می‌رسد و یا از آن عبور می‌کند،  $\dot{M} \geq \dot{M}_{crit}$ ، سیال در حال برافزایش از نظر نوری خیلی غلیظ می‌شود و انرژی آزاد شده را نمی‌تواند تابش کند. در این صورت تابش گیر می‌افتد و به همراه گاز در حال برافزایش به سمت سیاه‌چاله پهن رفت می‌کند. چنین سیالی با چنین آهنگ برافزایش بالایی سیال برافزایشی فوق بحرانی و یا مدل قرص باریک نامیده می‌شود [۱۲]. قرص‌های باریک متعلق به دسته قرص‌های سرد هستند و همانند قرص‌های استاندارد دارای تابش جسم سیاهی می‌باشند. اما آنها به دلیل وقوع پدیده گیراندازی فوتون، که بازده تابشی را در آنها کاهش می‌دهد، از دسته قرص‌های استاندارد متمایز می‌شوند. در حقیقت گیراندازی فوتون هنگامی اتفاق می‌افتد که زمان پخش فوتون در جهت عمودی (بازه زمانی که فوتون از صفحه استوا تا سطح قرص می‌رود) از زمان برافزایش ماده در جهت شعاعی بیشتر شود. بنابراین فوتون‌ها نمی‌توانند از سطح قرص به بیرون فرار کنند ناچار با ماده در حال برافزایش به سمت سیاه‌چاله پهن رفت می‌کنند [۴، ۱۳-۱۶]. منابع پرتو ایکس با تابندگی

می‌باشد، به این صورت نوشته می‌شود:

$$\frac{\Sigma v_r}{\gamma - 1} \frac{dc_s^\gamma}{dr} - \frac{1}{2} H v_r c_s^\gamma \frac{d\rho}{dr} = \frac{f \alpha \Sigma c_s^\gamma}{\Omega_k} r^\gamma \left( \frac{d\Omega}{dr} \right)^\gamma - \frac{1}{\gamma} \eta \dot{m}_w(r) v_k^\gamma(r) \quad (6)$$

که جمله دوم در سمت راست انرژی حمل شده توسط باد است [۵۱]. با توجه به ساز و کار اتلاف انرژی، پارامتر  $\eta$  می‌تواند تغییر کند. هر چه مقدار  $\eta$  بزرگ‌تر باشد یعنی انرژی بیشتری توسط باد تلف شده است.

### ۳. حل خود مشابه

فرض می‌کنیم کمیت‌های فیزیکی در راستای شعاعی خود مشابه باشند. در حل خود مشابه سرعت‌ها به این صورت بیان می‌شوند:

$$v_r = -\alpha c_1 v_k(r), \quad (7)$$

$$v_\phi = c_2 v_k(r), \quad (8)$$

$$c_s^\gamma(r) = c_3 v_k^\gamma(r), \quad (9)$$

$$v_k(r) = \sqrt{\left( \frac{GM}{r} \right)} \quad (10)$$

که  $v_k(r)$  سرعت کپلری است و ثوابت  $c_1$  و  $c_2$  باید تعیین شوند. از معادله هیدروستاتیک می‌توانیم به دست آوریم:

$$H = \sqrt{c_3} r, \quad (11)$$

همچنین فرض می‌کنیم چگالی در راستای عمود انتگرال گیری شده به این شکل باشد:

$$\Sigma = \Sigma_0 r^s, \quad (12)$$

که  $s$  پارامتر باد است. با استفاده از رابطه پیوستگی می‌توان اتلاف جرم توسط باد را به این صورت نوشت:

$$\dot{M}_w(r) = \dot{M}_0 r^{s+\frac{1}{2}}. \quad (13)$$

اگر هیچ گونه اتلاف جرم وجود نداشته باشد  $s = -\frac{1}{2}$  است. همچنین خواهیم داشت:

$$\dot{m}_w(r) = \dot{m}_0 r^{s-\frac{3}{2}}. \quad (14)$$

با جایگذاری حل‌های خود مشابه بالا در معادلات

### ۲. معادلات پایه

ما قصد داریم ساختار و دینامیک قرص‌های باریک را که باد در آنها می‌تواند نقش مهمی در خروج جرم، تکانه زاویه‌ای، و انرژی ایفا کند بررسی کنیم. معادلات انتگرال گیری شده در راستای عمود، پایستگی جرم، تکانه، و انرژی را در مختصات استوانه‌ای به دست می‌آوریم. سیال تقارن محور ( $\frac{\partial}{\partial \phi} = 0$ ) و ایستا ( $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ ) در نظر گرفته می‌شود. برای سادگی از پتانسیل نیوتونی،  $\psi(r) = -(GM)/r$ ، استفاده می‌کنیم که برای رهیافت خود مشابهی مناسب‌تر است. علاوه بر این از اثرات نسبیته و همچنین خود گرانش گاز اطراف سیاه‌چاله صرف نظر می‌کنیم. بنابراین، معادلات پیوستگی، تکانه شعاعی و تکانه زاویه‌ای را به صورت زیر می‌توان نوشت:

$$\frac{\partial}{\partial r}(r \Sigma v_r) + \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \dot{M}_w}{\partial r} = 0, \quad (1)$$

$$v_r \frac{dv_r}{dr} = \frac{v_\phi^2}{r} - \frac{GM}{r^2} - \frac{1}{\Sigma} \frac{d}{dr}(\Pi), \quad (2)$$

$$r \Sigma v_r \frac{d}{dr}(r v_\phi) = \frac{d}{dr} \left( \frac{\alpha c_s^\gamma \Sigma r^\gamma}{\Omega_k} \frac{d\Omega}{dr} \right) - \frac{\Omega(lr)^\gamma}{2\pi} \frac{d\dot{M}_w}{dr}, \quad (3)$$

که  $v_r$  و  $v_\phi$  به ترتیب سرعت‌های شعاعی و زاویه‌ای هستند،  $\Sigma$  ( $\equiv \int \rho dz$ ) و  $\Pi$  ( $\equiv \int p dz$ ) چگالی و فشار انتگرال گیری شده در راستای عمود هستند. همچنین  $c_s$  سرعت صوت می‌باشد.  $\dot{M}_w$  آهنگ اتلاف جرم توسط برون ریزش یا باد است که می‌تواند به صورت زیر بیان شود:

$$\dot{M}_w(r) = \int 4\pi r' \dot{m}_w(r') dr', \quad (4)$$

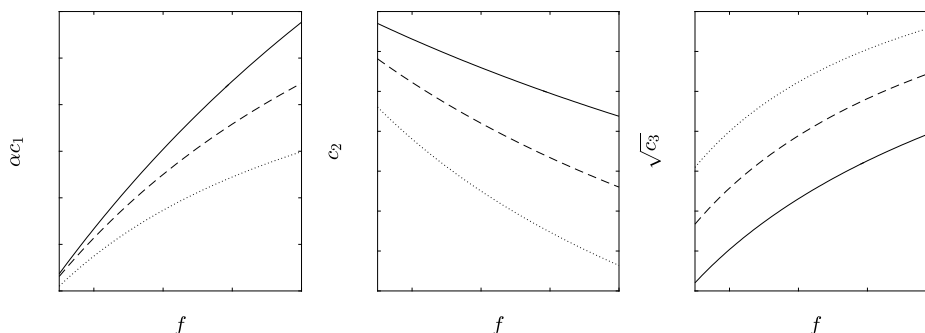
جمله دوم در سمت راست معادله (۳) مقدار تکانه خارج شده توسط باد را نشان می‌دهد [۵۱].

معادله تعادل هیدروستاتیک در راستای عمود نیز می‌تواند به صورت زیر بیان شود:

$$\frac{GM}{r^3} H^\gamma = \frac{\Pi}{\Sigma} = c_s^\gamma \quad (5)$$

که  $H$  نیم ضخامت قرص می‌باشد.

معادله انرژی با فرض اینکه انرژی حاصل از پهن رفت انرژی حاصل از وشکسانی و انرژی اتلافی توسط باد در تعادل



شکل ۱. تأثیر اتلاف جرم توسط باد بر دینامیک قرص‌های باریک.  $s = -0.5$  (نقطه چین)،  $s = -0.4$  (خط چین)، و  $s = -0.3$  (خط پررنگ) برای  $\alpha = 0.1$ ،  $l = 1$ ،  $\eta = 0.1$ .

گونه‌ای است که افزایش آن سرعت‌های شعاعی و زاویه‌ای را افزایش می‌دهد و باعث کاهش نیم ضخامت قرص می‌شود.

#### طیف تابشی

فرض می‌کنیم که قرص تابش جسم سیاه داشته باشد:

$$B_\nu(r) = \frac{2h}{c} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/k_B T_{\text{eff}}(r)} - 1}, \quad (18)$$

همان طور که در بخش قبل هم گفتیم فشار غالب فشار تابشی است، بنابراین فشار انتگرال گیری شده در راستای عمود برابر است با:

$$\Pi = \Pi_{\text{rad}} = \frac{1}{3} a T_c^* \nu H = \frac{\lambda H}{3c} \sigma T_c^*, \quad (19)$$

که  $\sigma$  ثابت استفان-بولتزمن است. در این صورت شار خروجی از سطح قرص برابر می‌شود با:

$$F = \sigma T_c^* = \frac{3c}{\lambda H} \Pi = \frac{3}{\lambda} c \Sigma_* \sqrt{c_p GM} r^{s-2}. \quad (20)$$

و بنابراین دمای مؤثر سطح قرص را می‌توان به صورت زیر به دست آورد:

$$\sigma T_{\text{eff}}^* = \frac{\sigma T_c^*}{\tau} = \frac{3c}{4k} \sqrt{c_p} \frac{GM}{r^2}, \quad (21)$$

آشکارا پیداست که دمای قرص متناسب با  $(\propto r^{-1/2})$  است که در مقایسه با قرص نازک  $(\propto r^{-3/4})$  دارای شیب کمتری می‌باشد.

در شکل ۲ پروفایل دما برای حالت بدون در نظر گرفتن باد،  $s = -0.5$  (نقطه چین)، و همچنین با در نظر گرفتن باد،

هیدرو دینامیک به معادلات بدون بعد زیر خواهیم رسید که با حل آنها می‌توان ثابت  $c_1$ ،  $c_2$  و  $c_3$  را به دست آورد،

$$-\frac{1}{\alpha} \alpha^2 c_1^2 - (1-s)c_3 - c_1^2 + 1 = 0, \quad (15)$$

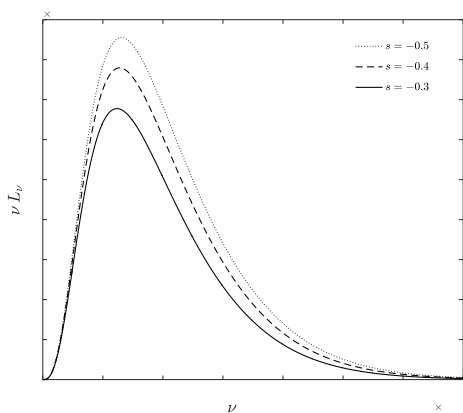
$$[l^2(1+2s)-1]c_1 + 3c_3(1+s) = 0, \quad (16)$$

$$\frac{[\gamma(s-1)-s+2]}{(\gamma-1)} c_1 c_3 - \frac{9}{4} f c_1^2 c_3 + \frac{1}{\lambda} \eta (2s+1) c_1 = 0. \quad (17)$$

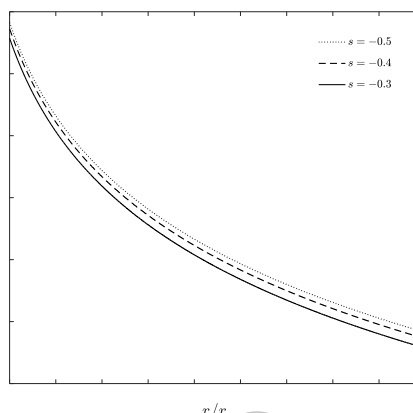
با مقادیر معلوم  $\alpha$ ،  $l$ ،  $f$ ، و  $\eta$  سه معادله (۱۵) تا (۱۷) به صورت عددی حل می‌شوند و بنابراین می‌توان دینامیک سیستم را مورد بررسی قرار داد. نتایج در بخش بعد آورده شده‌اند.

#### ۴. نتایج

ما محاسبات را برای  $M = 10 M_\odot$ ،  $\alpha = 0.1$  و پارامترهای آزاد  $s$ ،  $l$ ،  $\eta$ ، و  $f$  انجام دادیم. کمیت‌های فیزیکی به دست آمده در شکل ۱ آورده شده است. شکل ۱ تغییرات سرعت شعاعی ( $c_1$ )، سرعت زاویه‌ای ( $c_2$ )، و نیم ضخامت قرص ( $c_3$ ) را نسبت به پارامتر  $f$  نشان می‌دهد که  $l = 1$  و  $\eta = 0.1$  در نظر گرفته شده است. همان طور که می‌بینید سرعت شعاعی و نیم ضخامت قرص با افزایش مقدار پهن رفت افزایش می‌یابند در حالی که سرعت زاویه‌ای رفتاری عکس دارد. در این شکل می‌توان تغییرات کمیت‌های فیزیکی را برای حالت بدون در نظر گرفتن باد  $s = -0.5$  (نقطه چین)، و همچنین با در نظر گرفتن باد  $s = -0.4$  (خط چین)، و  $s = -0.3$  (خط پررنگ) با هم مقایسه کرد. تأثیر اتلاف جرم بر روی این سه کمیت به



شکل ۳. تأثیر باد بر طیف مشاهده شده قرص.



شکل ۴. تأثیر باد بر دمای قرص  $\eta = 0.1$ ،  $l = 1$  و  $f = 1$ .

برافزایشی باریک تحت مطالعه قرار دادیم. معادلات هیدرودینامیک (HD) یک بعدی درون ریزش-برون ریزش در سیستم مختصات استوانه‌ای با در نظر گرفتن گرانش نیوتونی برای سیاه‌چاله مرکزی حل شدند. چگالی را به صورت تابع توانی  $\Sigma \propto r^s$  در نظر گرفتیم که معادل با آهنگ اتلاف جرم به صورت  $\dot{M} \propto r^{s+1/2}$  است. برای حل معادلات هیدرودینامیک از رهیافت خود مشابهی استفاده کردیم. همچنین فرض کردیم مقداری از جرم، تکانه زاویه‌ای، و انرژی توسط باد از سیستم خارج می‌شود.

طبق فرضیات انجام شده دریافتیم اگر مقدار جرم خارج شده توسط باد افزایش یابد سرعت‌های شعاعی و زاویه‌ای افزایش می‌یابند در حالی که نیم ضخامت قرص کاهش می‌یابد. نکته قابل ذکر دیگر اینکه، دمای مؤثر با داشتن روندی کاهشی از نواحی داخل به خارج قرص دارای شیب ملایم‌تری نسبت به قرص نازک می‌باشد. همچنین حل ما نشان داد که افزایش مقدار جرم خارج شده توسط باد باعث کاهش دمای قرص خواهد شد. طیف تابشی محاسبه شده قرص نشان داد که حضور باد و خروج جرم توسط آن باعث نرم‌تر شدن طیف و در نتیجه اهمیت بیشتر آن می‌شود.

$s = -0.4$  (خط چین)، و  $s = -0.3$  (خط پررنگ)، از شعاع داخلی،  $r_{in} = 100 r_s$ ، تا شعاع خارجی،  $r_{out} = 1000 r_s$ ، رسم شده است. در شکل مشاهده می‌شود که افزایش پارامتر باد باعث کاهش دمای قرص می‌شود.

همچنین طیف تابش شده از سطح قرص با انتگرال گیری از تابش جسم سیاه روی سطح قرص در بازه  $r_{in} \leq r \leq r_{out}$  می‌تواند محاسبه شود. بنابراین خواهیم داشت:

$$L_V = 2 \int_{r_{in}}^{r_{out}} \pi B_V(r) 2\pi r dr \quad (22)$$

که ضریب ۲ به این دلیل است که هر دو سطح قرص در نظر گرفته شده است. طیف محاسبه شده برای قرص باریک برای حالت بدون در نظر گرفتن باد،  $s = -0.5$  (نقطه چین)، و همچنین با در نظر گرفتن باد،  $s = -0.4$  (خط چین)، و  $s = -0.3$  (خط پررنگ)، در شکل ۳ آورده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود افزایش پارامتر باد باعث کاهش تابندگی قرص می‌شود. بیشترین مقدار طیف تابش شده از سیستم تقریباً برابر تابندگی ادینگتون سیاه‌چاله مرکزی می‌باشد.

## ۵. خلاصه و نتیجه گیری

ما در این مقاله اثر باد بر روی دینامیک و ساختار قرص‌های

## مراجع

- (2014) 79.
31. A Mosallanezhad, M Khajavi, and S Abbassi, *RA&A*, **13** (2013) 87.
  32. A Mosallanezhad, S Abbassi, and N Beiranvand, *MNRAS*, **437** (2014) 3112.
  33. A Mosallanezhad, D F Bu, and F Yuan, *MNRAS*, **456**, (2016) 2877.
  34. M Samadi, S Abbassi, and M Khajavi, *MNRAS*, **437** (2014) 3124.
  35. M Samadi and S Abbassi, *MNRAS*, **455** (2016) 3381.
  ۳۶. ج قنبری، ش عباسی، ن جامی الاحمدی، مجله پژوهش فیزیک ایران، **۱۱**، **۱** (۱۳۸۸) ۱.
  36. J Ghanbari, SH Abbassi and N Jami al ahmadi, *Iranian Journal of Physics Research*, **11**, 1 (2011) 1.
  ۳۷. ج قنبری، ش عباسی، آ تاج محمدی، مجله پژوهش فیزیک ایران، **۹**، **۳** (۱۳۸۸) ۲۴۹.
  37. J Ghanbari, S Abbasi and A Tajmohammadi, *Iranian Journal of Physics Research*, **9**, 3 (2009) 294.
  38. F Z Zeraatgari, S Addassi, and A Mosallanezhad, *ApJ*, accepted: arXiv:160400373 (2016)
  39. F Z Zeraatgari and S Addassi, *ApJ*, **809** (2015) 54.
  40. R D Blandford and M C Begelman, *MNRAS*, **303** (1999) L1.
  41. R D Blandford and D G Payne, *MNRAS*, **199** (1982) 883.
  42. R T Emmering, R D Blandford, and I Shlosman, *ApJ*, **385** (1992) 460.
  43. J M Miller, et al., *Nature*, **441** (2006a) 953.
  44. V Icke, *ApJ*, **85** (1980) 329.
  45. I Shlosman and P Vitello, *ApJ*, **409** (1993) 372S.
  46. D Proga and A R Kallman, *ApJ*, **565** (2002) 455.
  47. M C Begelman, C F McKee, and G A Shields, *ApJ*, **271** (1983) 70.
  48. D T Woods, R I Klein, J I Castor, C F McKee, and J B Bell, *ApJ*, **461** (1996) 767.
  49. S A Sim, D Proga, L Miller, K S Long, and T J Turner, *MNRAS*, **408** (2010) 1396.
  50. N Higginbottom and D Proga, *ApJ*, **807** (2015) 107.
  51. C Knigge, *MNRAS*, **309** (1999) 409.
  1. N I Shakura and R A Sunyaev, *A&A*, **24** (1973) 337.
  2. J E Pringle, *ARA&A*, **19** (1981) 137.
  3. J Frank, A King, and D Raine, "Accretion Power in Astrophysics", 3rd ed., Cambridge University Press, Cambridge (2002).
  4. S Kato, J Fukue, and S Mineshige, *Black-Hole Accretion Disks: "Towards a New Paradigm"*, Kyoto, Kyoto Univ. Press (2008).
  5. M A Abramowicz and P C Fragile, *Living Rev. Relativ.*, **16** (2013) 1.
  6. Blaes, *Space Science Rev.*, **183** (2014) 21.
  7. J P Lasota, *Ap&SSL*, Inpress. arXiv:1505.02172 (2015).
  8. R Narayan and I Yi, *ApJ*, **428** (1994) L13.
  9. R Narayan and I Yi, *ApJ*, **444** (1995a) 238.
  10. R Narayan and I Yi, *ApJ*, **452** (1995b) 710.
  11. F Yuan and R Narayan, *RRA&A*, **52** (2014) 529.
  12. M A Abramowicz B Czerny, J P Lasota, and E Szuszkiewicz, *ApJ*, **332** (1988) 646.
  13. K Watarai and J Fukue, *PASJ*, **51** (1999) 725.
  14. K Ohsuga, S Mineshige, M Mori, and M Vmemura, *ApJ*, **574** (2002) 315.
  15. K Ohsuga, M Mori, T Nakamoto, and S Mineshige, *ApJ*, **628** (2005) 368.
  16. K Watarai, *ApJ*, **648** (2006) 523.
  17. J Fukue, *PASJ*, **56** (2004) 569.
  18. M C Begelman and D L Meier, *ApJ*, **253** (1982) 873.
  19. J M Wang and Y Y Zhou, *ApJ*, **516** (1999) 420.
  20. K Watarai, J Fukue, M Takeuchi, and S Mineshige, *PASJ*, **52** (2000) 133.
  21. S Mineshige, T Kawaguchi, M Takeuchi, and K Hayashida, *PASJ*, **52** (2000) 499.
  22. W M Gu and J F Lu, *ApJ*, **660** (2007) 541.
  23. W M Gu, *ApJ*, **753** (2012) 118.
  24. E Quataert and A Gruzinov, *ApJ*, **545** (2000) 842.
  25. G C Bower, M C Wright, H Falcke, and D C Backer, *ApJ*, **588** (2003) 331.
  26. D P Marrone, J M Moran, J H Zhao, and R Rao, *ApJ*, **654** (2007) L57.
  27. J M Stone, J E Pringle, and M C Begelman, *MNRAS*, **310** (1999) 1002.
  28. F Yuan, M Wu, and D Bu, *ApJ*, **761** (2012a) 129.
  29. F Yuan, D F Bu, and M Wu, *ApJ*, **761** (2012b) 130.
  30. X H Yang, F Yuan, K Ohsuga, and D F Bu, *ApJ*, **780**