Вісник Астрономічної школи / Astronomical School's Report

ISSN 1607–2855

Том 2 • № 1 • 2001 С. 5 – 9

УДК 523.11

Сферически симметричная аккреция бесстолкновительного газа на супермассивный объект без горизонта событий

Е.Ю. Банникова

Харьковский национальный университет

Исследуется влияние супермассивного объекта без горизонта событий на распределение звёзд в его окрестности. Рассмотрены особенности бесстолкновительной сферически симметричной аккреции на такой объект.

СФЕРИЧНО СИМЕТРИЧНА АКРЕЦІЯ ГАЗА НА СУПЕРМАСИВНИЙ ОБ'ЄКТ БЕЗ ОБРІЮ ПОДІЙ ЗА ВІДСУТНОСТІ ЗІТКНЕНЬ МІЖ ЧАСТИНКАМИ, Баннікова О.Ю. – Досліджується вплив супермасивного об'єкту без обрію подій на розподіл густини зірок навколо нього. Розглянуто особливості сферично симетричної акреції на такий об'єкт у відсутності зіткнень між частинками.

SPHERICALLY SYMMETRIC ACCRETION OF COLLISIONLESS GAS ON SUPERMASSIVE OBJECT WITHOUT EVENTS HORIZON, by Bannikova E.Yu. – An effect of a supermassive object without events horizon on the distribution of stars in vicinity of the object and peculiarities of the collisionless spherically symmetric accretion are considered.

1. ВВЕДЕНИЕ

Из анализа наблюдательных данных следует, что в центре Галактики находится компактный супермассивный объект, который отождествляется с нетепловым радиоисточником $SgrA^*$ [3, 4, 6]. Масса центрального объекта равна $(2.6 \pm 0.2) \times 10^6 M_S$, где M_S – масса Солнца. Особенностью $SgrA^*$ является низкая болометрическая светимость (меньше $5 \cdot 10^{37}$ эрг/с). Предполагается, что подобные сверхмассивные компактные объекты существуют также в ядрах других галактик [5, 8, 9]. Обычно эти объекты отождествляются со сверхмассивными чёрными дырами, но существуют и попытки других объяснений наблюдательных данных [10]. В работах [13, 14] также была предложена иная возможность. Она основана на уравнениях тяготения [11], сферически симметричные решения которых не имеют физической сингулярности в плоском пространстве-времени.

Физические следствия из уравнений совпадают со следствиями из уравнений Эйнштейна на расстояниях, много больших радиуса Шварцшильда $r_g = 2GM/c^2$, однако принципиально отличаются от них при $r \le r_g$. Горизонт событий в сферически симметричном решении этих уравнений отсутствует. Радиальная компонента силы тяготения *F*, действующая на пробную частицу массой *m*, в сферических координатах имеет вид

$$F = -m\left[c^2 B^1_{00} + \left(2B^0_{01} - B^1_{11}\right)v^2\right], \qquad (1)$$

где B^1_{00}, B^0_{01} и B^1_{11} – ненулевые компоненты тензора напряжённости поля тяготения $B^\alpha_{\beta\gamma}$, в плоском пространстве-времени [11]:

$$B^1_{00} = \frac{df}{dr}\cdot\frac{f^2\left(1 - r_g/f\right)}{2r^4}, \quad B^0_{01} = \frac{df}{dr}\frac{r_g}{2f^2\left(1 - r_g/f\right)}, \quad B^1_{11} = \frac{2}{r} - \frac{df}{dr}\cdot\frac{\left(4 - 3r_g/f\right)\cdot\left(1 - r_g/f\right)}{2f},$$

где v – скорость частицы, $f=\left(r_g^3+r^3\right)^{1/3}$. На рис.1 показан график силы F как функция расстояния от центра. Из уравнений следует возможность существования супермассивных устойчивых конфигураций вырожденного ферми-газа с радиусами, меньшими r_g [9]. Поэтому возникает вопрос: не противоречит ли наблюдаемым данным предположение, что в центре Галактики находится объект без горизонта событий? Цель данной работы состоит в том, чтобы: 1) исследовать влияние гравитационного поля такого объекта на распределение плотности окружающих звёзд; 2) найти в рамках теории сферически симметричной аккреции бесстолкновительного газа темп аккреции и оценить величину светимости, возникающую за счёт удара, а также сравнить полученные результаты с наблюдательными данными.

2. УТЯЖЕЛЁННЫЕ ПОЛИТРОПЫ

Рассмотрим объект без горизонта событий с массой M_0 в центре сферически симметричной среды. Центральный объект влияет на распределение окружающих его звёзд. Такую систему можно описать моделью утяжелённой политропы [2, 7]. Уравнение гидростатического равновесия с учётом гравитационной силы (1) при $v=0$ имеет вид:

$$\frac{1}{\rho}\frac{dP}{dr}=-\frac{G}{r^2}\left(M_0+M_{st}(r)\right)\cdot\left[1-\frac{r_g}{\left(r_g^3+r^3\right)^{1/3}}\right], \quad (2)$$

где M_0 – масса центрального объекта, P – изотропное давление, которое определяется политропным уравнением состояния:

$$P=K\rho^{1+1/n}, \quad (3)$$

K и n – постоянные. Масса звёзд, находящихся внутри сферы, радиуса r имеет вид:

$$M_{st}(r)=\int_{r_{min}}^{r}4\pi r^2\rho(r)dr, \quad (4)$$

r_{min} – внутренний радиус области изотропного распределения звёзд, который по порядку величины равен радиусу гравитационного захвата:

$$r_{min}\approx\frac{2GM_0}{\left\langle u^2\right\rangle}, \quad (5)$$

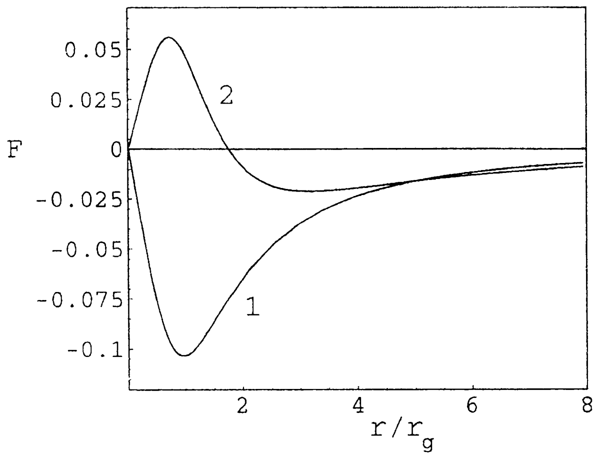

Рис.1. Зависимость F в условных единицах от безразмерного расстояния r/r_g: для покоящейся частицы – кривая 1 и для свободно падающей – кривая 2.

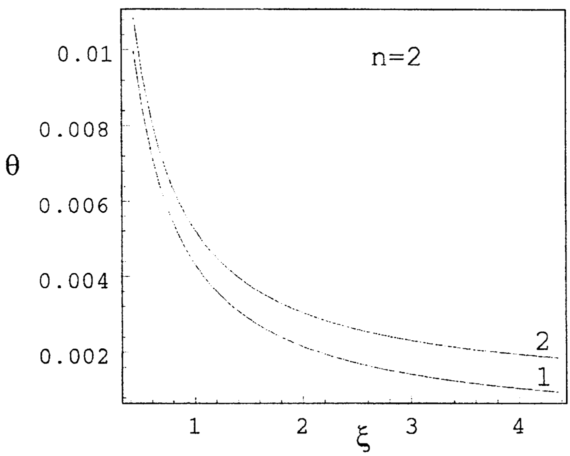

Рис.2 Зависимость нормированной плотности θ от нормированного расстояния ξ для $n=2$ для двух случаев: ньютоновская сила – кривая 1, гравитационная сила (1) – кривая 2.

где $\left\langle u^2 \right\rangle$ – квадрат дисперсии скоростей. Подставляя уравнения (3) и (4) в уравнение (2) и введя безразмерные переменные: $\rho \equiv \lambda\theta^n$, $r \equiv \chi\xi$, где $\chi = \left[(n+1)K\lambda^{1/n-1}/(2\pi G)\right]^{1/2}$, получим:

$$\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} = -\left(\beta + \int\limits_{\xi_0}^{\xi} \theta^n \xi^2 d\xi\right) \times \left(1 - \frac{1}{\left(1+(\eta\xi)^3\right)^{1/3}}\right), \tag{6}$$

где $\beta \equiv M_0/(4\pi\lambda\chi^3)$, $\xi_0 \equiv r_{\min}/\chi$, $\eta = \chi/r_g$. Это уравнение отличается от аналогичного уравнения в [7] наличием второго множителя в правой части. Граничные условия в точке ξ_0 определяются так, чтобы $\rho(\xi_0) = \lambda$ (λ – плотность на $r_{\min}$). Это означает, что

$$\theta(\xi_0) = 1, \quad \left.\frac{d\theta}{d\xi}\right|_{\xi_0} = -\frac{\beta}{\xi_0^2}. \tag{7}$$

На $r_{\min}$ давление можно выразить через дисперсию скоростей:

$$P_c = \frac{1}{3} \cdot \lambda \left\langle u^2 \right\rangle. \tag{8}$$

Таким образом, K определяется как:

$$K = \frac{\left\langle u^2 \right\rangle}{3\lambda^{1/n}}. \tag{9}$$

Численно решаем уравнение (6), учитывая соотношение $\beta/\xi_0 = 3/(n+1)$. Параметрами являются следующие величины: M_0, $\left\langle u^2 \right\rangle$, n и λ. На рис.1 показана зависимость нормированной плотности θ от нормированного расстояния ξ.

Для следующих значений, удовлетворяющих наблюдательным данным центра Галактики: $M_0 = 2.6 \cdot 10^6 M_S$, $\lambda = 10^{-22}\,г/см^3$, $\left.\left\langle u^2 \right\rangle\right|_{r_{\min}} = 10^{14}\ см^2/с^2$, которым соответствует радиус захвата или $r_{\min} \approx 1$ пс для $n = 2$, на $r = 10$ пс плотность имеет следующие значение $\rho = 10^{-24}$ г/см^3 ($\theta = 0.1$). Решение мало чувствительно к λ. Таким образом, найдена связь между «центральной» плотностью λ на $r_{\min}$ и плотностью на бесконечности. Показано, что наличие в центре системы объекта без горизонта событий приводит к тому, что распределение плотности окружающих звёзд имеет пик на $r_{\min}$ и при $r \to \infty$ плотность убывает и стремится к постоянному значению при больших r. Для больших $n > 2$ плотность убывает медленнее и кривые для этих двух случаев практически совпадают.

3. СФЕРИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНАЯ АККРЕЦИЯ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ СРЕДЫ

Рассмотрим сферически симметричную аккрецию бесстолкновительного газа частиц с массой m на центральный объект с массой M_0 и радиусом R и найдём темп аккреции газа и светимость, возникающую вследствие удара аккрецирующего газа о "поверхность" объекта.

Темп аккреции $\dot{M} \equiv dM/dt$ может быть представлен как [1]:

$$\dot{M} = \sigma_{capt}\, \rho_\infty v_\infty, \tag{10}$$

где σ_{capt} – сечение захвата частиц, падающих на объект из бесконечности, которое можно выразить через максимальный прицельный параметр захватываемой частицы: $\sigma_{capt} = \pi b_{\max}^2$. Согласно [12] уравнения движения пробной частицы в сферически симметричном поле имеют вид:

уравнения движения пробной частицы в сферически симметричном поле имеют вид:

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2=\left(\frac{c^2C}{A}\right)\cdot\left[1-\frac{C}{\bar{E}^2}\cdot\left(1+\frac{r_g^2\bar{J}^2}{B}\right)\right], \tag{11}$$

$$\frac{d\varphi}{dt}=\frac{cC\bar{J}r_g}{B\bar{E}}, \tag{12}$$

где (r, φ, θ) – сферические координаты, $A=(df/dr)^2\cdot(1-r_g/f)^{-1}$, $B=f^2$, $C=1-r_g/f$, $\bar{E}=E/mc^2$, $\bar{J}=J/(r_g mc)$, E – энергия частицы, J – угловой момент. Из уравнений (11) и (12), учитывая определение прицельного параметра, получаем следующее соотношение:

$$b_{\max}=\frac{\bar{J}_{\max}}{\sqrt{\bar{E}^2-1}}\cdot r_g, \tag{13}$$

$\bar{J}_{\max}$ – момент, при котором частица упадёт на поверхность объекта. Он находится из условия

$$\bar{E}^2=N(\bar{r}), \tag{14}$$

при $r=R$, где $N(\bar{r})$ – эффективный потенциал, который равен [12]:

$$N(\bar{r})=\left(1-\frac{1}{\bar{f}}\right)\cdot\left(1+\frac{\bar{J}^2}{\bar{f}^2}\right), \tag{15}$$

$\bar{f}=(1+\bar{r}^3)^{1/3}$, $\bar{r}=r/r_g$. Таким образом, из (14) и (15) получаем:

$$\bar{J}^2_{\max}=\frac{\bar{f}(R)^2}{\bar{f}(R)-1}\cdot\left[\bar{E}^2\bar{f}(R)-\bar{f}(R)+1\right]. \tag{16}$$

Тогда темп аккреции:

$$\dot{M}=\pi\rho_\infty v_\infty r_g^2\frac{\bar{f}(R)^2}{\bar{E}^2-1}\cdot\left[\bar{E}^2\bar{f}(R)-\bar{f}(R)+1\right] \tag{17}$$

Из (17) видно, что как $\bar{J}$, так, следовательно, и $\dot{M}$ зависят не только от M_0, но и от радиуса объекта R. Учитывая, что $\bar{E}=\left[1-(v_\infty/c)^2\right]^{-1/2}$ и для $R\ll 1$ и $v_\infty \ll c$,

$$\dot{M}\approx 3\pi\rho_\infty c r_g\left(\frac{c}{v_\infty}\right)\bar{R}^{-3}, \tag{18}$$

$\bar{R}\equiv R/r_g$. Для рассматриваемого случая из решения уравнения гидростатического равновесия следует, что данному значению массы центрального объекта соответствует радиус $R=0.04\cdot r_g$ [15]. Тогда из (18) видно, что значение темпа аккреции больше, чем для чёрной дыры, где $\dot{M}=4\pi\rho_\infty c r_g^2(c/v_\infty)$. Светимость за счёт удара о поверхность:

$$L_{sh}=v(R)^2\dot{M}, \tag{19}$$

где $v(R)$ – значение скорости свободного падения частицы на поверхности объекта. Основной вклад в энерговыделение на поверхности вносит тангенциальная составляющая скорости $R^2v_\phi^2$, где v_ϕ определяется уравнением движения (12). Ударная светимость оказывается равной:

$$L_{sh}=\bar{R}^2\frac{\bar{f}(R)-1}{\bar{f}(R)^4}c^2\dot{M}. \tag{20}$$

Для рассматриваемого случая $R\ll r_g$ и $v_\infty\ll c$, получим:

Для $v_\infty = 10^8$ см/с, $\rho_\infty = 10^{-22}$ г/см^3, которые соответствуют наблюдательным данным центра Галактики, получаем $L_{sh} = 2 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Полученное значение L_{sh} не противоречит наблюдениям.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Конечно, полученных результатов недостаточно для обоснования существования объекта без горизонта событий в центре Галактики. Необходимо также рассмотреть гидродинамическую аккрецию и рассчитать светимость аккрецирующего газа.

1. *Зельдович Я.Б., Новиков И.Д.* Теория тяготения и эволюция звёзд. – М.: Наука, 1971. – 484 с.
2. *Саслау У.* Гравитационная физика звёздных и галактических систем. – М.: Мир, 1989. – 544 с.
3. *Eskart A., Genzel R.*, Nature. – 1996. – **383**. – P.415–427.
4. *Eskart A., Genzel R.*, MNRAS. – 1997. – **284**. – P.576–598.
5. *Ferrarese F., Ford H.C.* and *Jaffe W.*, Astrophys. J. – 1996. – **470**. – P.678–690.
6. *Ghez A.M., Klein B.L., Morris M., et al.*, Astrophys. J. – 1998. – **509**. – P.678–684.
7. *Huntley J.M., Saslaw W.C.*, 1975. – **199**. – P.328–335.
8. *Iyomoto N., Makishima K.*, MNRAS. – 2001. – **321**. – P.767–779.
9. *Miyoshi M., Moran J., Herrnstein J., et al.*, Nature. – 1995. – **373**. – P.127–141.
10. *Tsiklauri D., Violler R.D.,* Astrophys. J. – 1998. – **500**. – P.591–607.
11. *Verozub L.V.*, Phys. Lett. A. – 1991. – **156**. – P.404–406.
12. *Verozub L.V.*, Astron. Nachr. – 1996. – **317**. – P.107–116.
13. *Verozub L.V.*, In: "Galactic center" (Editor G. Gredel), ASP Conference Serie 102. – 1996. – P.357–365.
14. *Verozub L.V., Bannikova E.Yu.*, 1999, preprint astro-ph/9805299
15. *Verozub L.V., Kochetov A.Y.*, Astron. Nachr. – 2001. – **322**, 3. – P.1–10.

Поступила в редакцию 15.08.2001