



ISSN 1607–2855

Том 2 • № 2 • 2001 С. 109 – 112

УДК 523.11

Тормозное излучение из окрестности объекта без горизонта событий

Банникова Е.Ю.

Научно-исследовательский институт астрономии Харьковского национального университета им. В.Н.Каразина

Из наблюдательных данных следует, что нетепловой радиоисточник Sgr A центра Галактики отождествляется с супермассивным компактным объектом, масса которого составляет $2.6 \cdot 10^6 M_{Sun}$. В работе (Verozub L.V., Kochetov A.Y., 2001) обосновано существование устойчивых конфигураций вырожденного ферми-газа без горизонта событий с массами $10^6 M_{Sun} \div 10^9 M_{Sun}$. В данной работе рассматривается сферически симметричная гидродинамическая аккреция при наличии магнитного поля, замороженным в плазму на объект без горизонта событий для наблюдаемых особенностей центра Галактики. Найдены профили скорости, температуры и концентрации аккрецирующей плазмы с учётом двухпоточкового режима, диссипативных процессов, давления излучения и релятивистских эффектов для массы центрального объекта, соответствующей массе центрального источника Галактики. Получен спектр тормозного излучения. Показано, что полученные результаты не противоречат наблюдательным данным.*

ГАЛЬМІВНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ З ПЕРИФЕРІЇ ОБ'ЄКТУ БЕЗ ОБРІЮ ПОДІЙ, Баннікова О.Ю. – З даних спостережень випливає, що нетеплове радіоджерело Sgr A у центрі нашої Галактики слід ототожнювати з супермассивним компактним об'єктом, маса якого складає $2.6 \cdot 10^6 M_{Sun}$. У роботі (Verozub L.V., Kochetov A.Y., 2001) обґрунтовано існування стійких конфігурацій виродженого фермі-газу без обрію подій з масами $10^6 M_{Sun} \div 10^9 M_{Sun}$. У даній роботі розглядається сферично симетрична гідродинамічна аккреція на такий об'єкт, розташований у центрі Галактики. Знайдені профілі швидкості, температури і концентрації аккреціуючої плазми з врахуванням двохпоточкового режиму, дисипативних процесів, тиску випромінювання та ефектів сильного гравітаційного поля. Отримано спектр гальмівного випромінювання. Показано, що отримані результати не суперечать спостережливим даним.*

BREMSSTRAHLUNG RADIATION FROM VICINITY OF AN OBJECT WITHOUT EVENTS HORIZON, by Bannikova E.Yu. – It follows from the observation data that the nonthermal radio source Sgr A at the Galactic Center must be identified with a supermassive compact object with mass $2.6 \cdot 10^6 M_{Sun}$. In paper (Verozub L.V., Kochetov A.Y., 2001) the existence of stable configurations of degenerated Fermi-gas without events horizon with masses $10^6 M_{Sun} \div 10^9 M_{Sun}$ was argued. A spherically symmetric hydrodynamical accretion onto the object in the Galactic Center is considered in this paper. The profiles of the velocity, temperature and density in the falling gas have found taking into account of two-flow regime, dissipation processes, pressure of radiation and strong gravitation effects. The spectrum of the bremsstrahlung radiation is calculated. It is shown that the our results do not contradict the observation data.*

1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения центра Галактики указывают на то, что там находится супермассивный компактный объект, который отождествляется с нетепловым радио источником Sgr A* [6, 7, 9]. Масса этого объекта равна $(2.6 \pm 0.2) \times 10^6 M_{Sun}$, где M_{Sun} – масса Солнца. Предполагается, что подобные объекты существуют в ядрах других галактик [8, 12, 13]. Эти объекты обычно отождествляются с супермассивными

чёрными дырами, но предлагаются также и другие возможности объяснения наблюдательных данных [16, 17]. В данной работе также исследуется иная возможность объяснения наблюдений, которая основана на биметрических уравнений гравитации, предложенных в статье [18]. Из этих уравнений следует возможность существования супермассивных устойчивых конфигураций вырожденного ферми-газа с радиусами, меньшими r_g [20]. Ранее была рассмотрена гидродинамическая аккреция на такой объект без учёта магнитного поля [1]. В данной работе проводится анализ аккреции газа на объект без горизонта событий с учётом магнитного поля и диссипативных процессов в плазме для нахождения спектра тормозного излучения.

2. ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНАЯ АККРЕЦИЯ НА ОБЪЕКТ БЕЗ ГОРИЗОНТА СОБЫТИЙ С УЧЁТОМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассмотрим объект без горизонта событий с массой, равной массе $Sgr A^*$, на который происходит аккреция окружающего газа. Предполагается, что угловой момент на радиусе захвата достаточно мал, так что можно рассматривать аккрецию как сферически симметричную [5].

Основными уравнениями, которые описывают аккрецию, являются уравнение сохранения барионов

$$\frac{n'}{n} = -\left(\frac{u'}{u} + \frac{2}{r}\right), \quad (2)$$

где n – концентрация частиц, u – радиальная компонента 4-скорости и r – расстояние до объекта, штрих обозначает производную d/dr . Вторым уравнением является релятивистское обобщение уравнения Эйлера в плоском пространстве-времени:

$$\frac{u'}{u} = -\left(\frac{1+u^2/c^2}{P+\varepsilon_p+\varepsilon}\right) \cdot P'_{th} - \frac{g}{u}, \quad (3)$$

где M – масса центрального объекта, полное давление $P = B^2/8\pi + 2nkT + P_{rad}$, $\varepsilon_p = m_p c^2 n$ и плотность энергии газа $\varepsilon = \alpha nkT + 3P_{rad} + B^2/8\pi$, B – напряжённость магнитного поля. Во втором слагаемом правой части уравнения (3) входит ускорение свободного падения для гравитационной силы, которая является следствием уравнений тяготения в плоском пространстве-времени [2]. Рассматривается двухпоточковый режим аккреции, т.е. в нерелятивистском пределе ($T < 6 \cdot 10^9 K$) $\alpha = 3$ и для релятивистских электронов ($T > 6 \cdot 10^9 K$) $\alpha = 9/2$ [15]. Предполагается, что газ представляет собой полностью ионизованный водород, а силовые линии магнитного поля, замороженного в плазму, направлены радиально. Магнитное поле находим исходя из предположения о равномерном распределении [11]

$$\frac{B^2}{8\pi \cdot n} \approx \frac{m_p u^2}{2}. \quad (4)$$

Давление излучения определяется в приближении Релея-Джинса как

$$P_{rad} \approx \frac{8\pi}{9} kT \left(\frac{v_m}{c}\right)^3, \quad (5)$$

где v_m – частота, ниже которой излучение сильно поглощается. Здесь предполагается, что v_m приблизительно равна плазменной частоте $v_p = e\sqrt{n/(\pi \cdot m_e)}$. Для нахождения температуры аккрецирующего газа применяем первый закон термодинамики:

$$\frac{d}{d\tau} \left(\frac{\varepsilon_p + \varepsilon}{n} \right) = -P_{th} \cdot \frac{d}{d\tau} \left(\frac{1}{n} \right) + \frac{\Gamma - \Lambda}{n}, \quad (6)$$

где τ – собственное время в системе отсчёта газа. Темп нагревания Γ находится из условия равномерного

деления магнитной и кинетической энергии и имеет вид [5]

$$\Gamma = u \cdot \frac{B^2}{8\pi} \left[\frac{4}{r} + \frac{n'}{n} + \frac{2u'}{u} \right]. \quad (7)$$

Основным механизмом охлаждения в аккрецирующей плазме является синхротронное излучение тепловых электронов и темп охлаждения [11]

$$\Lambda = \Lambda_0 \cdot f_S, \quad (8)$$

где

$$\Lambda_0 = 2\pi \int_{-1}^{+1} d \cos \theta \int_0^\infty j_S dv, \\ f_S \equiv \left[\int_{v_m}^\infty v \cdot I(v/v_c) dv \right] / \left[\int_0^\infty v \cdot I(v/v_c) dv \right] = 2.58 \times 10^{-2} \int_{x_m}^\infty x \cdot I(x), \quad v_c = \frac{3eB(kT)^2}{4\pi m_e^3 c^5},$$

j_S – коэффициент синхротронного излучения, $I(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(z) dz$, $K_{5/3}(x)$ – функция Бесселя, θ – угол

между направлением фотона и полем B , $x_m \equiv v_m / v_c$.

Граничные условия определяются исходя из наблюдательных данных на расстоянии, соответствующем радиусу захвата $R_A \equiv 2GM/V_w$, где V_w – скорость звёздного ветра. Для центра Галактики $R_A \approx 5 \cdot 10^{16}$ см, $u(R_A) \approx 10^8$ см/с, $T(R_A) \approx 5 \cdot 10^6$ К и $n(R_A) \approx 5 \cdot 10^3$ см $^{-3}$ [5]. Решая систему уравнений (2), (3) и (6), учитывая граничные условия, находим зависимости $v(r)$, $T(r)$ и $n(r)$.

3. СПЕКТР ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Частотная зависимость светимости в системе отсчёта удалённого наблюдателя в общем случае имеет вид [15]

$$L_{v_0} = 8\pi^2 \int_{r_g}^a r^2 dr \int_{-1}^{\cos \theta^*} j_{br} \frac{(1 - V^2/c^2)}{(1 - (V/c) \cos \theta')^2} d(\cos \theta'), \quad (9)$$

j_{br} – коэффициент тормозного излучения при электрон-протонном рассеянии; частота в системе удалённого наблюдателя

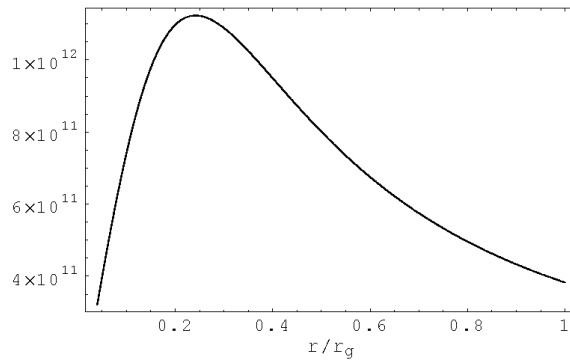


Рис.1. Зависимость температуры газа от безразмерного расстояния r/r_g

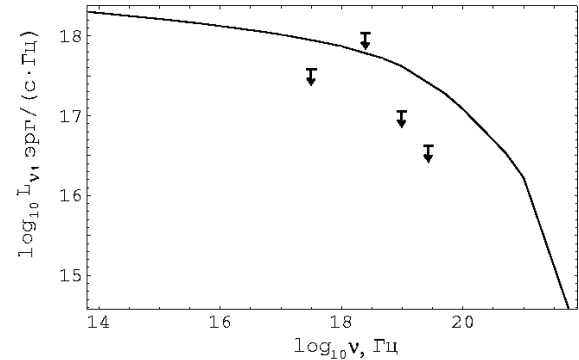


Рис.2. Спектр тормозного излучения при электрон-протонном рассеянии и наблюдательные данные

$$v_0 = \frac{v \left[(1 - V^2/c^2)(1 - r_g/f) \right]^{1/2}}{[1 - (V/c) \cos \theta']}. \quad (9)$$

В вышеуказанном выражении V – собственная скорость газа, измеренная стационарным наблюдателем, θ^* – максимальное значение угла θ , которое определяется следующим выражением [3]

$$\operatorname{tg} \theta^* = \frac{b_{\max} \cdot r^2}{f^3} \cdot \left(1 - \frac{C \cdot b_{\max}^2}{f^2} \right), \quad (10)$$

где $b_{\max} = 3\sqrt{3} \cdot r_g / 2$.

Преобладающим источником непрозрачности в газе для рентгеновских и γ – фотонов является томпсоновское рассеяние. Оптическая толщина в этом случае

$$\tau_T \approx \int_{r_g}^a \sigma_T \cdot n(r) dr. \quad (11)$$

Среда становится оптически толстой для данных граничных условий в системе, описывающей аккрецию газа, на расстояниях меньше $0.16 r_g$, т.к. концентрация электронов вблизи поверхности объекта без горизонта событий достигает 10^{14} см^{-3} и в этой области излучение чернотельное. Спектр тормозного излучения при аккреции газа на объект без горизонта событий, а также наблюдательные данные [14] показаны на рис.2.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученный спектр не противоречит наблюдениям, хотя следует заметить, что наблюдательных данных ещё недостаточно для того, чтобы сделать более определённый вывод.

1. Банникова Е.Ю., Верозуб Л.В., Радиофизика и радиоастрономия. – 2001. – **6**, №2. – С.89–92.
2. Банникова Е.Ю., Вісник Астрономічної школи. – 2001. – **2**, №1. – С.5–9.
3. Банникова Е.Ю., Odessa Astronomical Publications. – 2001. – **14**. – С.202–204.
4. Шварцман В.Ф., Астрон.Ж. – 1971. – **71**. – С.479–488.
5. Coker R.F., Melia F., preprint astro-ph/9909411. – 1999. – P.1–33.
6. Eskart A., Genzel R., Nature. – 1996. – **383**. – P.415–427.
7. Eskart A., Genzel R., MNRAS. – 1997. – **284**. – P.576–598.
8. Ferrarese F., Ford H.C., Jaffe W., Astrophys.J. – 1996. – **470**. – P.678–690.
9. Ghez A.M., Klein B.L., Morris M., et al., Astrophys.J. – 1998. – **509**. – P.678–684.
10. Tsiklauri D., Violler R.D., Astrophys.J. – 1998. – **500**. – P.591–607.
11. Ipser J.R., Price R.H., Astrophys.J. – 1982. – **255**. – P.654–673.
12. Iyomoto N., Makishima K., MNRAS. – 2001. – **321**. – P.767–779.
13. Miyoshi M., Moran J., Herrnstein J. et al., Nature. – 1995. – **373**. – P.127–141.
14. Narayan R., Mahadevan R., Grindlay J.E. et al., Astrophys.J. – 1998. – **492**. – P.554–568.
15. Shapiro S.L., Astrophys.J. – 1973. – **180**. – P.531–546.
16. Torres D.F., Capozziello S., Lambiase G., preprint astro-ph/0004064. – 2000. – P.1–31.
17. Tsiklauri D., Violler R.D., Astrophys.J. – 1998. – **500**. – P.591–607.
18. Verozub L.V., Phys.Lett. A. – 1991. – **156**. – P.404–406.
19. Verozub L.V., Astron. Nachr. – 1996. – **317**. – P.107–116.
20. Verozub L.V., Kochetov A.Y., Astron. Nachr. – 2001. – **322**, 3. – P.143–152.

Поступила в редакцию 1.10.2001