



О критериях реализации магнитосферной аккреции в рентгеновских двойных системах

Н.Р. Ихсанов^{1,2}, Н.Г. Бескровная^{1*}

¹ГАО РАН, ²ИПА РАН

Аннотация

Рассматривается процесс аккреции в рентгеновских двойных системах, релятивистским компонентом которых выступает нейтронная звезда. В фокус исследования вынесен вопрос образования магнитосферы при аккреции вещества на нейтронные звезды, входящие в эти системы. Мы отмечаем, что ответ на этот вопрос зависит, в частности, от геометрии и физических параметров аккреционного потока. Мы показываем, что формирование магнитосферы с наибольшей вероятностью ожидается в системах со сферической (квази-сферической) аккрецией. С меньшей вероятностью формирование магнитосферы ожидается в случае аккреции из кеплеровского диска и в случае сценария MAD-аккреции. Это обстоятельство следует учитывать при оценке ожидаемого числа аккреционных рентгеновских пульсаров в маломассивных рентгеновских двойных системах.

Введение

Рентгеновские источники, ассоциированные с тесными двойными системами, в которых компаньоном нормальной звезды (находящейся на или близко к Главной последовательности) выступает релятивистский звездный объект (нейтронная звезда или черная дыра), принято именовать рентгеновскими двойными системами. В зависимости от массы нормальной звезды они подразделяются на подклассы массивных и маломассивных рентгеновских двойных. Рентгеновское излучение систем обоих подклассов образуется в результате аккреции газа на релятивистскую звезду. Донором аккреционного потока выступает нормальная звезда. В массивных системах обмен массой между ее компонентами происходит обычно в форме звездного ветра, следствием чего является квази-сферическая или дисковая аккреция. В маломассивных системах обмен массой происходит вследствие заполнения нормальной звездой своей полости Роша, следствием чего является дисковая аккреция на релятивистский компонент (см., например, [Черепашук, 2013](#), и приведенную там литературу).

Одной из ключевых задач исследования рентгеновских двойных систем является определение природы релятивистского компонента. Решение этой задачи существенно упрощается, если в рентгеновском излучении системы наблюдаются регулярные пульсации с периодом, характерным для периода вращения нейтронных звезд. Релятивистский компонент в этом случае можно идентифицировать с нейтронной звездой в состоянии магнитосферной аккреции. Эффект аккреционного рентгеновского пульсара в такой системе возникает при условии, что магнитная ось нейтронной звезды наклонена к ее оси вращения, и вещество, проникающее в ее магнитное поле на границе магнитосферы, достигает поверхности звезды, двигаясь вдоль силовых линий магнитного поля в области магнитных полюсов.

Идентифицировать релятивистский компонент с нейтронной звездой при отсутствии пульсаций в рентгеновском излучении системы сложнее. В некоторых случаях на помощь приходят анализ характеристик рентгеновского источника, оценка массы релятивистского компонента

*e-mail:beskrovnaya@yahoo.com

(особенно в случае затменных систем) и другие косвенные характеристики. Вместе с тем, следует отметить, что дискуссия о возможности отличить проявления аккреции на черную дыру и нейтронную звезду, обладающую относительно слабым магнитным полем, до сих пор остается открытой. В этой связи особую важность приобретает вопрос о критериях реализации в системе магнитосферной аккреции или, другими словами, о нижнем пределе величины магнитного поля нейтронной звезды, взаимодействие аккреционного потока с которым может привести к формированию магнитосферы. Обсуждая возможные ответы на этот вопрос в следующем параграфе, мы исходим из ранее полученных нами результатов относительно величины радиуса остановки аккреционного диска магнитным полем звезды-аккретора (Ихсанов и Бескровная, 2023а) и минимально возможной величины радиуса ее магнитосферы (Ихсанов и Бескровная, 2023б). Минимальные значения магнитного поля нейтронных звезд, при которых реализуется магнитосферная аккреция, в этом случае оказываются существенно больше величин, полученных ранее другими авторами.

1 Ограничение на дипольный магнитный момент

Необходимым условием формирования магнитосферы у аккрецирующей нейтронной звезды (и, соответственно, реализации сценария магнитосферной аккреции) является выполнение неравенства

$$r_{\text{st}} \geq R_{\text{ns}}, \quad (1)$$

где r_{st} – радиус остановки аккреционного потока магнитным полем нейтронной звезды, а R_{ns} – ее собственный радиус. Радиус остановки отсчитывается от центра нейтронной звезды, и его величина определяется уравнением баланса между давлением магнитного поля нейтронной звезды, p_m , и давлением аккреционного потока, p_f .

В случае сферической геометрии аккреционного потока давление дипольного магнитного поля нейтронной звезды, $p_m(r) = \mu^2/2\pi r^6$, достигает величины динамического давления газа, $p_{\text{ram}} = \rho_{(\text{sp})} v_{\text{ff}}^2$, на Альвеновском радиусе,

$$r_A = \left(\frac{\mu^2}{\dot{M}(2GM_{\text{ns}})^{1/2}} \right)^{2/7}. \quad (2)$$

Здесь $\mu = (1/2)B_{\text{ns}}R_{\text{ns}}^3$ – дипольный магнитный момент нейтронной звезды, напряженность магнитного поля на поверхности которой B_{ns} , M_{ns} – ее масса, $\rho_{(\text{sp})}(r) = \dot{M}/4\pi r^2 v_{\text{ff}}$ – радиальное распределение плотности газа в сферическом аккреционном потоке, двигающемся в направлении звезды со скоростью свободного падения $v_{\text{ff}}(r) = (2GM_{\text{ns}}/r)^{1/2}$, и \dot{M} – темп аккреции (т.е. количество массы, двигающейся к звезде в радиальном направлении в единицу времени). Полагая в выражении (1) $r_{\text{st}} = r_A$ и решая полученное неравенство относительно μ , находим $\mu \geq \mu_0$, где

$$\mu_0 \simeq 4 \times 10^{24} \text{ Гс см}^3 \times \dot{M}_{15}^{1/2} m^{1/4} R_6^{7/4}. \quad (3)$$

Здесь $\dot{M}_{15} = \dot{M}/10^{15} \text{ г с}^{-1}$, $m = M_{\text{ns}}/1.4M_{\odot}$ и $r_6 = R_{\text{ns}}/10^6 \text{ см}$. Полученное значение дипольного магнитного момента соответствует напряженности магнитного поля на поверхности нейтронной звезды $B_0 = 2\mu_0/R_{\text{ns}}^3 \simeq 8 \times 10^6 \text{ Гс}$.

В случае реализации в системе дисковой аккреции величину радиуса остановки можно определить путем решения уравнения баланса давлений, в котором давлению дипольного магнитного поля звезды, p_m , противостоит тепловое давление газа в диске, $p_g(r) = \rho_d(r)c_s^2(r)$, где $\rho_d(r)$ и $c_s(r)$ – плотность газа и скорость звука в диске на радиусе r . В рамках классической модели α -диска (Шакура, 1972) величина радиуса остановки оценивается неравенством $r_{\text{st}} \leq r_{\text{st}}^{(\text{d})}$, где (Ихсанов и Бескровная, 2023а)

$$r_{\text{st}}^{(\text{d})} \simeq 34 \alpha^{8/27} \times \frac{\mu^{16/27}}{\dot{M}^{7/27} (GM_{\text{ns}})^{7/27}}. \quad (4)$$

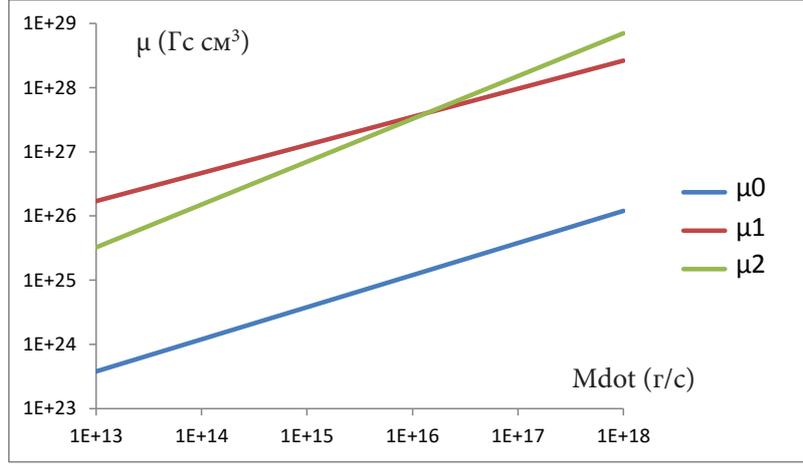


Рис. 1: Зависимость минимальной величины дипольного магнитного момента нейтронной звезды, при котором сценарий магнитосферной аккреции оказывается возможным, от темпа аккреции для трех рассмотренных случаев

Следует особо отметить, что величина радиуса останковки в этом случае оценивается с точностью до величины α -параметра,

$$\alpha = \frac{v_t \ell_t}{c_s z_0}, \quad (5)$$

используемого в стандартной модели диска для нормирования скорости, v_t , и масштаба, ℓ_t , турбулентных движений в диске на скорость звука и полутолщину диска, определяемую выражением

$$z_0(r) = r \frac{c_s(r)}{v_k(r)}, \quad (6)$$

где $v_k(r) = \sqrt{GM_*/r}$ – кеплеровская скорость.

Полагая в выражении (1) $r_{st} = r_{st}^{(d)}$ и решая полученное неравенство относительно μ , находим $\mu \geq \mu_1$, где

$$\mu_1 \simeq 10^{26} \text{ Гс см}^3 \times \alpha_{0.1}^{-1/2} \dot{M}_{15}^{7/16} m^{7/16} R_6^{27/16} \quad (7)$$

и $\alpha_{0.1} = \alpha/0.1$.

Величина критического значения напряженности магнитного поля на поверхности нейтронной звезды, при которой в системе возможна реализация сценария магнитосферной аккреции в этом случае $B_1 = 2\mu_1/R_{ns}^3 \simeq 2 \times 10^8 \alpha_{0.1}^{-1/2} \text{ Гс}$.

Наконец, используя в выражении (1) значение минимально возможного радиуса магнитосферы (Ихсанов и Бескровная, 2023б),

$$r_N \simeq 0.16 \chi_0 \frac{\mu^{6/11}}{M^{4/11} (GM_{ns})^{1/11}}, \quad (8)$$

при котором темп аномальной (Бомовской) диффузии плазмы из диска в магнитное поле нейтронной звезды достигает темпа аккреции вещества в самом диске¹ и решая неравенство $r_N \geq R_{ns}$ относительно μ , находим $\mu \geq \mu_2$, где

$$\mu_2 \simeq 7 \times 10^{26} \text{ Гс см}^3 \times \chi_0^{-11/6} \dot{M}_{15}^{2/3} m^{1/6} R_6^{11/6}. \quad (9)$$

Здесь χ_0 – безразмерный параметр эффективности порядка единицы, учитывающий возможные отклонения рассматриваемой картины аккреции от сценария α -диска (см. Ихсанов и Бескровная, 2023а).

¹Заметим, что при этом условии скорость диффузии плазмы поперек силовых линий магнитного поля звезды также сравнивается со скоростью радиального движения газа на внутреннем радиусе диска

2 Заключение

Зависимость минимальной величины дипольного магнитного момента нейтронной звезды, при котором сценарий магнитосферной аккреции оказывается возможным, от темпа аккреции, реализуемого в системе, приведена на Рисунке. Основной вывод, который можно сделать из графика, представленного на этом рисунке, заключается в том, что возможность реализации магнитосферной аккреции существенно зависит от геометрии и параметров аккреционного потока. При прочих равных условиях вероятность образования магнитосферы выше в случае аккреции из квази-сферического потока или из диска, величина параметра вязкости в котором порядка единицы. В случае аккреции из диска малой вязкости или магнитного диска, возникающего в рамках сценария так называемой MAD-аккреции ([Bisnovaty-Kogan, 2019](#)), образование магнитосферы может происходить лишь у звезд с относительно сильным магнитным полем. В частности, полученная нами оценка величины μ_2 в системах с интенсивным обменом массой между компонентами ($\dot{M} > 10^{15} \text{ г с}^{-1}$) превосходит среднее значение дипольного магнитного момента старых нейтронных звезд, входящих в состав маломассивных двойных систем (см, например, [Konar and Bhattacharya, 1999](#)). Вероятность реализации магнитосферной аккреции в этих системах, таким образом, оказывается ниже, чем в более молодых массивных рентгеновских двойных. Это обстоятельство следует учитывать в обсуждении вопроса о природе релятивистского компонента маломассивных рентгеновских двойных систем.

Список литературы

- Ихсанов, Н.Р. и Бескровная, Н.Г. (2023а). Торможение аккреционного диска магнитным полем аккретора в приближении коротации. *Известия Главной Астрономической Обсерватории в Пулковке* 228, с. 115—117.
- Ихсанов, Н.Р. и Бескровная, Н.Г. (2023б). Радиус магнитосферы звезды, аккрецирующей из диска в приближении коротации. *Известия Главной Астрономической Обсерватории в Пулковке* 229, с. 19—23.
- Черепашук, А.М. (2013) *Тесные двойные звезды*. М.: Физматлит, 2013. – 572 с.
- Шакура, Н.И. (1972), Дискковая модель аккреции газа релятивистской звездой в двойной системе. *Астрон. журн.* 49, с. 921-929.
- Bisnovatyi-Kogan, G.S. (2019), Accretion into Black Hole, and Formation of Magnetically Arrested Accretion Disks. *Universe* 5, p. 146
- Konar, S. and Bhattacharya, D. (1999), Magnetic field evolution of accreting neutron stars - II. *MNRAS* 303, p. 588-594.

On criteria for the magnetospheric accretion in X-ray binary systems

N.R. Ikhsanov^{1,2}, N.G. Beskrovnaya¹

¹ The Central Astronomical Observatory of the RAS at Pulkovo, ² The Institute of Applied Astronomy of the RAS

Abstract

We consider the accretion process in the X-ray binary systems with neutron stars as relativistic components. We focus our investigation at the question of magnetospheres formation in the process of mass accretion onto the neutron stars in these systems. We note that the answer to this question depends, in particular, on the geometry and physical parameters of the accretion flow. We show that magnetospheres are the most likely to form in the systems with spherical (quasi-spherical) accretion. Formation of a magnetosphere is less likely in the case of accretion through the Keplerian disk or in the MAD-accretion scenario. This findings should be taken into account in the estimation of expected number of accreting X-ray pulsars in the low-mass X-ray binaries.