

УДК 524.35

СООТНОШЕНИЕ СВЕТИМОСТИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ И ДИСКА ПРИ ДИСКОВОЙ АККРЕЦИИ НА НЕЙТРОННУЮ ЗВЕЗДУ СО СЛАБЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Р. А. СЮНЯЕВ и Н. И. ШАБУРА

Показано, что рентгеновская светимость пограничного слоя при дисковой аккреции на нейтронную звезду со слабым магнитным полем заметно превышает светимость протяженного аккреционного диска. При экстремально быстром вращении звезды это отношение падает.

THE RATIO OF THE LUMINOSITIES OF THE BOUNDARY LAYER AND THE DISK IN THE CASE OF DISK ACCRETION ONTO A NEUTRON STAR WITH WEAK MAGNETIC FIELD, by R. A. S y u n y a e v and N. I. S h a k u r a. It is shown that for disk accretion onto a neutron star with weak magnetic field the luminosity of the boundary layer exceeds remarkably the luminosity of the extended accretion disk. In the extreme case of fast rotating star this ratio decreases.

В источниках рентгеновских всплесков — барстерах — согласно общепринятой точке зрения идет дисковая аккреция на нейтронную звезду со слабым магнитным полем. При достаточно слабом поле диск простирается до поверхности нейтронной звезды, вблизи поверхности формируется геометрически узкий пограничный слой, опоясывающий звезду.

В ньютоновской задаче половина энергии, излучаемой при аккреции, выделяется в протяженном диске. Другая половина ($\frac{1}{2} \dot{M} \frac{GM}{R}$) выделяется в узком пограничном слое, в пределах которого скорость аккрецирующего вещества падает от кеплеровской $v_\varphi = \sqrt{GM/R_*}$ для круговой орбиты с радиусом, равным радиусу нейтронной звезды R_* , до скорости вращения поверхности звезды $\Omega_* R_*$, которую мы ниже для простоты будем считать достаточно малой (хотя бы в несколько раз меньше v_φ). Здесь и ниже \dot{M} — темп аккреции.

Существующие модели нейтронных звезд (см., например, обзоры Арнетта и Бауэrsa (1977) и Бэйма и Петика (1979)) допускают существование компактных нейтронных звезд с радиусами R_* вплоть до $1,4 R_g$, где $R_g = 2GM/c^2$ — гравитационный радиус. На рис. 1 представлены характерные для моделей с различными уравнениями состояния зависимости R_*/R_g от массы звезды. Из приведенных на рисунке данных видно, что многие статические модели предсказывают $R_* < 3R_g$.

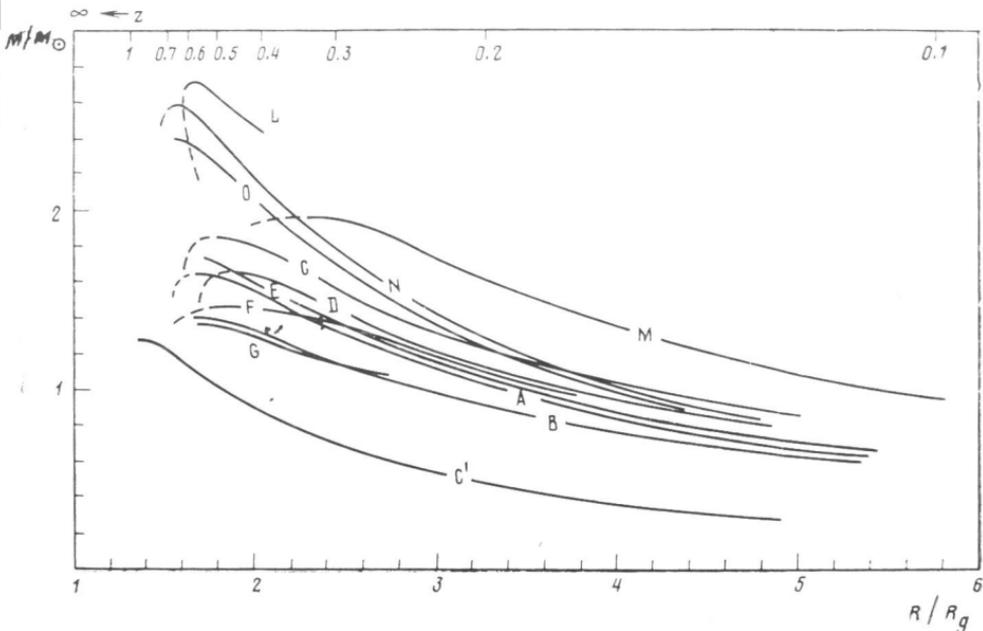


Рис. 1. Соотношение между массами нейтронных звезд и их радиусами, измеренными в единицах гравитационного радиуса, для ряда уравнений состояния. Нумерация кривых латинскими буквами соответствует обозначениям Арнетта и Бауэrsa (1977). Модель C' , учитывающая образование пионного конденсата и имеющая максимальное красное смещение $z_S = 0.89$, взята из работы Хартля и др., (1975). На верхней оси приведены значения красных смещений. Область с неустойчивыми круговыми орбитами появляется при $R < 3R_g$

При дисковой аккреции на медленно вращающуюся нейтронную звезду (шварцшильдовская метрика) стандартный аккреционный диск со светимостью, существенно меньшей эддингтоновской, может существовать лишь при $R > 3R_g$, где возможны устойчивые круговые орбиты. Очевидно, что при $R < 3R_g$ аккрецирующее вещество должно падать к нейтронной звезде по траекториям свободных частиц с удельным моментом $a_i = \sqrt{3}R_g c$ и энергией $E_i = \sqrt{\frac{8}{9}} m_0 c^2$, которые эти частицы имели на последней устойчивой круговой орбите $R = 3R_g$. Интересно, что в зоне с $R_* < R < 3R_g$ практически не будет происходить выделения гравитационной энергии. Частицы будут падать на нейтронную звезду, имея заметную нормальную компоненту скорости. Этим задача радикально отличается от ньютоновской, где в пограничный слой входят частицы, имеющие лишь тангенциальную компоненту скорости. Нормальная компонента скорости быстро гасится вследствие торможения при кулоновских столкновениях. Следовательно, часть энергии, выделяемая при аккреции в оптически тонкой зоне, должна приводить к появлению жестких хвостов в наблюдаемых спектрах стационарного излучения барстеров. Энерговыделение в оптически толстом пограничном слое, где диссипи-

R/R_g	z_S	E_D/m_0c^2	E_S/m_0c^2
1.5	0.732	0.0572	0.365
1.6	0.633	0.0572	0.330
1.7	0.558	0.0572	0.301
1.8	0.500	0.0572	0.276
1.9	0.453	0.0572	0.255
2.0	0.414	0.0572	0.236
2.1	0.382	0.0572	0.219
2.2	0.354	0.0572	0.204
2.3	0.330	0.0572	0.190
2.4	0.309	0.0572	0.179
2.5	0.291	0.0572	0.161
2.6	0.275	0.0572	0.158
2.7	0.260	0.0572	0.149
2.8	0.247	0.0572	0.141
2.9	0.235	0.0572	0.133
3.0	0.225	0.0572	0.126
3.1	0.215	0.0570	0.120
3.2	0.206	0.0568	0.114
3.3	0.198	0.0563	0.109
3.4	0.190	0.0557	0.104
3.5	0.183	0.0551	0.0998
3.6	0.177	0.0544	0.0958
3.7	0.171	0.0537	0.0921
3.8	0.165	0.0529	0.0887
3.9	0.160	0.0521	0.0856
4.0	0.155	0.0513	0.0827
4.2	0.146	0.0497	0.0774
4.5	0.134	0.0474	0.0623
5.0	0.118	0.0438	0.0618
7.0	0.0801	0.0330	0.0412
10.0	0.0541	0.0238	0.0275

рует тангенциальная компонента скорости, должно приводить к более мягкому спектру излучения. Третью составляющую в спектре излучения должен давать протяженный аккреционный диск.

С уменьшением отношения $R_*/3R_g$ нарастает вклад приповерхностной зоны в светимость и уменьшается вклад протяженного диска. Отношение светимости диска L_D к светимости приповерхностной зоны L_S приведено в таблице.

Интересным результатом является тот факт, что даже для нейтронных звезд с $R_* > 3R_g$ вклад пограничного слоя в светимость существенно превышает вклад диска: в 6.4 раза при $R_g = 1.5R_g$, в 2.2 раза при $R = 3R_g$ и в $1 + 3R_g/2R_*$ раз при $R_* \gg 3R_g$.

1. Энерговыделение при аккреции на медленно вращающуюся звезду. Светимость при свободном сферически-симметричном падении на нейтронную звезду составляет

$$L_{NS} = \dot{M}c^2 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{R_g}{R_*}} \right). \quad (1)$$

Прежде чем перейти к рассмотрению дисковой аккреции, выпишем уравнения движения (Зельдович и Новиков, 1973; Мизнер и др., 1977) свободной частицы массы m_0 с заданным удельным моментом

a в единицах $R_g c$ и энергией E , измеренной в единицах $m_0 c^2$ (ниже везде r — шварцшильдовская радиальная координата, измеренная в R_g):

$$\left(\frac{v_r}{c}\right)^2 = \frac{E^2 - 1 + \frac{1}{r} - \frac{a^2}{r^2} + \frac{a^2}{r^3}}{E^2}, \quad (2a)$$

$$\left(\frac{v_\varphi}{c}\right)^2 = \frac{a^2}{E^2 r^2} \left(1 - \frac{1}{r}\right). \quad (2б)$$

а. С л у ч а й $R_* > 3R_g$. В случае дисковой аккреции на медленно вращающуюся нейтронную звезду без магнитного поля с $R_* > 3R_g$ продвижение частицы массы m_0 с бесконечности до внутренней границы диска приводит к энерговыделению

$$\Delta E_D = 1 - E_k(R_*), \quad (3a)$$

где $E_k(R_*)$ — энергия частицы на круговой орбите с $R = R_*$ относительно бесконечно удаленного наблюдателя. В пограничном слое выделяется энергия

$$\Delta E_S = E_k(R_*) - \sqrt{1 - \frac{R_g}{R_*}}, \quad (3б)$$

где $\sqrt{1 - R_g/R_*}$ — энергия частицы, покоящейся на поверхности звезды.

Пусть $v_\varphi(R_i)$ — тангенциальная составляющая скорости на внутренней границе диска. Всюду в диске $v_r \ll v_\varphi$, ниже примем, что $v_r(R_i) = 0$. Тогда уравнение (2а) позволяет найти энергию частицы на кеплеровской орбите:

$$E^2 = 1 - \frac{1}{r} + \frac{a^2}{r^2} - \frac{a^2}{r^3}.$$

Как известно, энергия частицы максимальна для устойчивых орбит. Из условия $dE/dr = 0$ находим стандартным образом (Хаджихара, 1931; Каплан, 1949) момент и энергию частицы, а используя (2б) и ее скорость на устойчивой круговой орбите, имеем

$$a^2 = \frac{r^2}{2r-3}; \quad E^2 = \frac{2(r-1)^2}{r(2r-3)}; \quad \left(\frac{v_\varphi}{c}\right)^2 = \frac{1}{2(r-1)}. \quad (4)$$

Из (4) находим светимость протяженного диска

$$L_D = \dot{M} c^2 \left[1 - \left(1 - \frac{1}{r_*}\right) \sqrt{\frac{2r_*}{2r_* - 3}} \right]. \quad (5)$$

Величина L_D приведена для бесконечно удаленного наблюдателя. Очевидно, светимость пропорциональна темпу аккреции, измеряемому бесконечно удаленным наблюдателем. Если на каждый падающий нуклон в диске излучается фиксированное количество фотонов n , то количество излучаемых в единицу времени фотонов для бесконечно удаленного наблюдателя должно быть в n раз больше числа падающих за то же время нуклонов. Светимость не должна зависеть от способа переработки энергии в излучение, т. е. от n .

Светимость пограничного слоя для бесконечно удаленного наблюдателя в соответствии с (3б) равна

$$L_S = \dot{M}c^2 \left[\left(1 - \frac{1}{r_*}\right) \sqrt{\frac{2r_*}{2r_* - 3}} - \sqrt{1 - \frac{R_g}{r_*}} \right]. \quad (6)$$

Разлагая выражения для L_D и L_S в ряд по степеням $1/r$, легко найти первую поправку к привычным ньютоновским формулам

$$L_D \approx \dot{M} \frac{GM}{2R} \left(1 - \frac{R_g}{2R}\right);$$

$$L_S \approx \dot{M} \frac{GM}{2R} \left(1 + \frac{R_g}{R}\right);$$

$$L_S/L_D \approx 1 + \frac{3}{2} \frac{R_g}{R};$$

$$L = L_D + L_S \approx \dot{M} \frac{GM}{R} \left(1 + \frac{1}{4} \frac{R_g}{R}\right).$$

б. С л у ч а й $R_* < 3R_g$. В этом случае диск простирается до $R_i = 3R_g$, где $v_\varphi = c/2$ и $E_D(3R_g) = \sqrt{8/9}$ согласно (4), т. е., как хорошо известно, имеем

$$L_D = \dot{M}c^2 (1 - \sqrt{8/9}) = 0.0572\dot{M}c^2 \quad (7)$$

По формулам (2а) и (2б), подставляя в них начальные параметры $a = \sqrt{3}$ и $E = \sqrt{8/9}$ для круговой орбиты с $R = 3R_g$, находим компоненты скорости, с которыми частицы входят в атмосферу нейтронной звезды (рис. 2):

$$\beta_r^2 = \left(\frac{v_r}{c}\right)^2 = \frac{9}{8} \left[-\frac{1}{9} + \frac{1}{r_*} - \frac{3}{r_*^2} + \frac{3}{r_*^3} \right], \quad (8)$$

$$\beta_\varphi^2 = \left(\frac{v_\varphi}{c}\right)^2 = \frac{27}{8r_*^2} \left(1 - \frac{1}{r_*}\right).$$

Светимость поверхности в соответствии с (3б) равна:

$$L_S = \dot{M}c^2 \left(\sqrt{8/9} - \sqrt{1 - \frac{1}{r_*}} \right). \quad (9)$$

Кинетическая энергия частиц, входящих в атмосферу нейтронной звезды, и излучаемая ее поверхностью энергия (рис. 3), согласно (8), равны

$$\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 = \left(\sqrt{8/9} - \sqrt{1 - \frac{1}{r_*}} \right) \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{r_*}}} = \frac{E}{\sqrt{1 - \frac{1}{r_*}}} \quad (10)$$

и, как известно, в $\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{r_*}}} = 1 + z_S$ раз превышает энерговыделение

в системе бесконечно удаленного наблюдателя. Здесь z_S — красное смещение на поверхности нейтронной звезды.

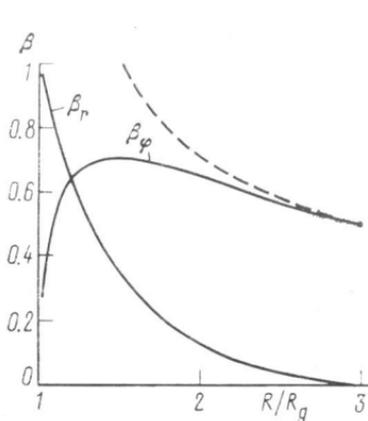


Рис. 2

Рис. 2. Зависимости тангенциальной β_φ и радиальной β_r компонент скорости частиц, свободно падающих с радиуса $R = 3R_g$ с сохранением углового момента и с начальными $a = \sqrt{3}$ и $E = \sqrt{8/9}$. Штриховой линией обозначена тангенциальная скорость частиц на неустойчивых круговых орбитах. Эта скорость превышает верхний предел скорости частицы на поверхности быстро вращающейся нейтронной звезды (Фридман и др., 1984)

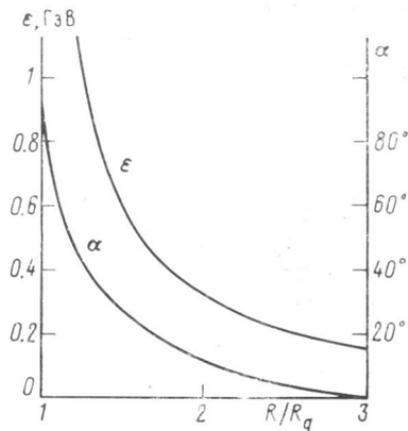


Рис. 3

Рис. 3. Максимальная кинетическая энергия ϵ частиц, свободно падающих на нейтронную звезду с $R = 3R_g$, и угол α их входа в атмосферу

Ядерное энерговыделение $\epsilon_n \sim 1$ Мэв/нуклон при термоядерном горении гелия, очевидно, следует также разделить на $(1 + z_S)$ при сравнении светимостей барстера вследствие ядерного энерговыделения и гравитационного, равного $m_0 c^2 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{R_g}{R}}\right)$.

2. *Случай быстрого вращения нейтронной звезды.* Дискковая аккреция на нейтронную звезду со слабым магнитным полем в принципе может ускорять ее до периодов порядка микросекунд и долей миллисекунды (Прингл и Рис, 1972; Бисноватый-Коган и Комберг, 1974; Папалоизу и Прингл, 1978; Гош и др., 1979, Вагонер, 1984; Липунов и Постнов, 1984; Фридман и др., 1984, 1985). Характерное время ускорения, за которое на нейтронную звезду должны перетечь десятки доли массы соседней компоненты, составляет сотни миллионов лет. С другой стороны, нейтронные звезды могут рождаться с очень короткими периодами вращения и при слабом магнитном поле практически не тормозиться. При рассмотрении дискковой аккреции на быстро вращающуюся нейтронную звезду в любом из этих двух случаев необходимо учесть влияние вращения звезды на метрику. Качественно внешняя метрика вращающейся нейтронной звезды близка к метрике Керра, хотя количественно значения метрических коэффициентов несколько отличаются (Фридман и др., 1985).

Вращение звезды естественно ведет к перераспределению вкладов диска и поверхности звезды в общую светимость вследствие аккреции.

Быстрое вращение звезды уменьшает радиус последней устойчивой круговой орбиты R_{ms} и увеличивает экваториальный радиус нейтронной звезды, что приводит к уменьшению зазора между поверхностью и внутренней границей диска. Здесь предполагается, что диск и звезда вращаются соосно в одну и ту же сторону. Скорость вращения звезды ограничена сверху кеплеровским значением угловой скорости частиц на экваторе. В этом случае, если диск стыкуется с поверхностью звезды, энерговыделение в пограничном слое равно нулю. Фридман и др. (1984, 1985) отмечают наличие минимально возможного периода вращения нейтронных звезд, связанного с потерей устойчивости относительно мод возмущений вида $e^{im\phi}$ с $m = 3$ и 4 и быстрым отводом углового момента гравитационным излучением. Эта неустойчивость возникает при угловой скорости вращения, меньшей, чем кеплеровская, вблизи поверхности. При минимальном периоде вращения, вблизи которого должны были бы в принципе концентрироваться периоды нейтронных звезд со слабым магнитным полем, ускоренных вследствие аккреции, экваториальный радиус звезды заметно возрастает по сравнению со статическим случаем, а параметр Керра $a^* = cJ/GM^2$ может в зависимости от уравнения состояния достигать 0.47—0.68. При этом радиус последней устойчивой кеплеровской орбиты простирается соответственно до 2.2—1.75 R_g , увеличивается светимость и доля энерговыделения в диске. Доля же пограничного слоя в светимости существенно уменьшается.

Авторы благодарны Ю. Э. Любарскому за полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

- Arnett W. D., Bowers R. L.). *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1977, v. 33, p. 415.
- Baum и Pethick (Baum G., Pethick C.). *Annual Rev. Astron. and Astrophys.*, 1979, v. 17, p. 415.
- Бисноватый-Коган Г. С. и Комберг Б. В. *Астрон. журн.*, 1974, т. 51, с. 373.
- Вагонер (Wagoner R. V.). *Astrophys. J.*, 1984, v. 278, p. 345.
- Гош и др. (Ghosh P., Lamb F. K., Pethick C. J.). *Astrophys. J.*, 1979, v. 217, p. 578.
- Зельдович Я. Б. и Новиков И. Д. *Теория тяготения и эволюция звезд*. М.: Наука, 1973.
- Каплан С. А. *Журн. эксперим. и теорет. физики*, 1949, т. 19, с. 951.
- Липунов В. М. и Постнов К. А. *Astrophys. and Space Sc.*, 1984, v. 106, p. 103.
- Мизнер Ч., Торн К. и Уиллер Дж. *Гравитация*. М., Мир: 1977, т. 2.
- Папалоузу и Прингл (Papaloizou J., Pringle J. E.). *MNRAS*, 1978, v. 184, p. 501.
- Прингл и Рис (Pringle J. E., Rees M. J.) *Astron. and Astrophys.*, 1972, v. 21, p. 1.
- Фридман и др. (Friedman J. L., Ipser J. R., Parker L.). *Nature*, 1984, v. 312, p. 255.
- Фридман и др. (Friedman J. L., Ipser J. R., Parker L.). Preprint, 1985. University of Wisconsin, Milwaukee and University of Florida, Gainesville.
- Хаджихара (Hagihara Y.). *Japan J. Astron. and Geophys.*, 1931, v. 86, p. 67.
- Хартль и др. (Hartle J. B., Sawyer R. H., Scalapino D. J.). *Astrophys. J. (Letters)*, 1975, v. 199, p. 471.