



# Может ли нейтронная звезда перейти из состояния эжектора в состояние аккретора, минуя состояние пропеллера? I. Приближение немагнитного аккреционного потока

Н.Р. Ихсанов<sup>1,2</sup>, Н.Г. Бескровная<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>ГАО РАН, <sup>2</sup>ИПА РАН

## Аннотация

Эволюция нейтронной звезды в массивной двойной системе обсуждается в терминах цепочки ее состояний: эжектор, пропеллер и аккретор. Показано, что прямой переход между состояниями эжектора и аккретора, минуя состояние пропеллера, может происходить лишь в системах с относительно малой величиной скорости звездного ветра массивного компонента при условии образования кеплеровского аккреционного диска низкой вязкости.

## Введение

Проявления нейтронных звезд, входящих в состав массивных двойных систем, отличаются большим разнообразием. Среди них встречаются как источники мощного нетеплового излучения, вращающиеся с периодами, составляющими доли секунды, так и тепловые аккреционные пульсары, периоды которых рассредоточены в широком диапазоне от значений порядка секунды и вплоть до периодов, составляющих несколько часов. Наблюдаемое разнообразие проявлений этих объектов находит свое объяснение в теории магнито-ротационной эволюции нейтронных звезд в двойных системах, основы которой были заложены еще на заре становления теории аккреции. Одним из основных инструментов этой теории является “номенклатура” состояний нейтронных звезд, устанавливающая связь между проявлениями этих объектов с доминирующим механизмом их взаимодействия с окружающим веществом на разных этапах эволюции. Молодая нейтронная звезда в соответствии с этой номенклатурой эволюционирует по мере уменьшения ее вращательной и магнитной энергии, последовательно проходя состояния эжектора, пропеллера и аккретора. Состояния эжектора и аккретора надежно отождествлены с наблюдаемыми ротационными (spin-powered) и аккреционными (accretion-powered) пульсарами. Возможность реализации состояния пропеллера исходно была установлена теоретически в рамках сценария перехода нейтронной звезды из состояния эжектора в состояние пропеллера с образованием квази-сферического аккреционного потока (см., Шварцман, 1970; Illarionov and Sunyaev, 1975; Липунов, 1987, и приведенную там литературу). Оценки, которые мы приводим в нашей статье, полностью подтверждают обоснованность введения в рассмотрение этого состояния в системах с квази-сферической аккрецией. Менее определенной оказывается, однако, ситуация, в которой нейтронная звезда в процессе своего перехода из состояния эжектора оказывается окруженной аккреционным диском. Ее дальнейшая эволюция в этом случае зависит от физических условий в диске и может происходить как через состояние пропеллера, так и минуя его. Реализация прямого перехода нейтронной звезды из состояния эжектора в состояние аккретора может произойти при условии относительно низкой степени вязкости аккреционного диска. В этой статье мы указываем на принципиальную

\*e-mail:beskrovnaya@yahoo.com

возможность такого канала эволюции, а детали его реализации обсудим в одной из последующих статей.

## 1 Состояние эжектора

В соответствии с “номенклатурой” магнито-ротационных состояний компактных звезд (см., например, [Лицунов \(1987\)](#) и приведенную там литературу), к подклассу эжекторов принадлежат нейтронные звезды, для которых выполнено следующее условие

$$p_w(r_G) > p_\infty, \quad (1)$$

где

$$p_w(r) = \frac{L_{rw}}{4\pi r^2 v_{rel}} \quad (2)$$

представляет собой оценку давления релятивистского ветра, эжектируемого из магнитосферы звезды с темпом

$$L_{rw} = \frac{\mu^2 f \omega_s^4}{c^3}, \quad (3)$$

и

$$p_\infty = \rho_\infty v_{rel}^2 \quad (4)$$

соответствует динамическому давлению фонового вещества, сквозь которое звезда совершает движение с относительной скоростью  $v_{rel}$ . Здесь

$$r_G = \frac{2GM_{ns}}{v_{rel}^2} \quad (5)$$

определяет радиус гравитационного захвата нейтронной звезды массы  $M_{ns}$  и радиуса  $R_{ns}$ ,  $\mu = (1/2)B_{ns}R_{ns}^3$  – ее дипольный магнитный момент, и  $B_{ns}$  – напряженность магнитного поля на ее поверхности.  $\omega_s = 2\pi/P_s$  – угловая скорость звезды, вращающейся с периодом  $P_s$ , и  $f$  – безразмерный параметр, величина которого в зависимости от выбранной модели магнитосферы лежит в интервале 2/3–2 (см., например, [Бескин и др., 2013](#), и приведенную там литературу). Наконец, параметр

$$\rho_\infty = \frac{\dot{\mathfrak{M}}}{\pi r_G^2 v_{rel}}, \quad (6)$$

входящий в правую часть выражения (4), представляет собой оценку средней плотности фонового газа, окружающего нейтронную звезду на расстоянии  $r \geq r_G$ .

Параметр  $\dot{\mathfrak{M}} = \pi r_G^2 v_{rel} \rho_\infty$  в работе Дэвиса и Прингла ([Davies and Pringle, 1981](#)) было предложено именовать “силой ветра” (wind power). По своему физическому смыслу он соответствует максимально возможному темпу, с которым нейтронная звезда, двигаясь по орбите вокруг своего массивного компаньона, способна захватывать вещество из его звездного ветра. Он также определяет максимально возможный темп обмена массой между компонентами массивной рентгеновской двойной системы с ветровой аккрецией и, соответственно, верхний предел темпа аккреции вещества на поверхность нейтронной звезды в этой системе. Для нейтронных звезд, находящихся на заключительной стадии состояния эжектора и рассматриваемого в следующем параграфе состояния пропеллера, этот параметр определяет массу звездного ветра, обтекающего сферу радиуса  $r_G$  в единицу времени, по мере того как нейтронная звезда движется по орбите сквозь звездный ветер своего массивного компаньона (см., [Ихсанов, 2005](#), и приведенную там литературу).

Состояние эжектора, согласно современным представлениям, является первым звеном в цепочке эволюции нейтронной звезды в массивной двойной системе. Будучи сформированной вследствие коллапса ядра более массивного компонента системы, молодая нейтронная звезда обладает

сильным магнитным полем и период ее вращения составляет доли секунды. При этих условиях она, в соответствии с формулой для магнито-дипольных потерь (3), оказывается мощным источником релятивистского ветра, давление которого на радиусе гравитационного захвата,  $r_G$ , существенно превосходит динамическое давление, которое способен оказать звездный ветер ее массивного компаньона. Вследствие этого фоновый газ оказывается не в состоянии приблизиться к нейтронной звезде на расстояние, на котором он может быть захвачен ее гравитационным полем, и, соответственно, не вступает в прямое взаимодействие с ее магнитным полем. По этой причине звезда в состоянии эжектора эволюционирует подобно одиночному ротационному пульсару (spin-powered pulsar), основным источником энергии излучения которого является вращательная энергия.

Одним из примеров такого рода объектов является радиопульсар PSR B 1259-63, обращающийся с периодом порядка 3.4 лет вокруг своего массивного компаньона (Ве звезды) по эксцентричной орбите. Текущий период пульсара,  $\sim 47$  мс, увеличивается с характерным временем  $\sim P_s/2\dot{P}_s \simeq 5 \times 10^5$  лет, что соответствует напряженности магнитного поля на его поверхности порядка  $5 \times 10^{11}$  Гс (см. Tavani and Arons, 1997, и приведенную там литературу).

Комбинируя выражения (1) – (6) и решая полученную систему относительно  $P_s$ , находим, что неравенство (1) остается верным до тех пор, пока период вращения звезды удовлетворяет условию  $P_s < P_{ej}$ , где

$$P_{ej} = \frac{4\pi f^{1/4} \mu^{1/2}}{\sqrt{2} c \dot{\mathfrak{M}}^{1/4} v_{rel}^{1/4}} \quad (7)$$

определяет критический период, при котором релятивистский ветер звезды теряет способность балансировать динамическое давление звездного ветра массивного компаньона на радиусе гравитационного захвата. Величина этого периода для типичных параметров массивных двойных систем составляет

$$P_{ej} \simeq 0.7 c \times f^{1/4} \mu_{30}^{1/2} \dot{\mathfrak{M}}_{15}^{-1/4} v_8^{-1/4}, \quad (8)$$

где  $\mu_{30} = \mu/10^{30}$  Гс см<sup>3</sup>,  $\dot{\mathfrak{M}}_{15} = \dot{\mathfrak{M}}/10^{15}$  г/с и скорость  $v_8 = v_{rel}/10^8$  см/с нормирована на величину, близкую к терминальной скорости звездного ветра у звезд ранних спектральных классов.

Принято считать, что звезда выходит из состояния эжектора в тот момент, когда период ее осевого вращения достигает значения  $P_{ej}$ . При этом условия звездный ветер массивного компонента проникает под радиус гравитационного захвата звезды и переходит в режим свободного падения, следуя баллистической траектории под действием ее гравитационного поля. Исходно газ, захваченный нейтронной звездой, формирует квази-сферический поток, давление которого,

$$p_a(r) = \rho_{sp} v_{ff}^2 = \frac{\dot{\mathfrak{M}} v_{ff}}{4\pi r^2} \propto r^{-5/2}, \quad (9)$$

по мере его приближения к нейтронной звезде нарастает быстрее давления релятивистского ветра  $p_{rw} \propto r^{-2}$ , где  $v_{ff}(r) = (2GM_{ns}/r)^{1/2}$  – скорость свободного падения. Релятивистский ветер вследствие этого оказывается более не в состоянии противостоять формированию аккреционного потока, который, приближаясь к звезде, вступает в прямое взаимодействие с ее магнитным полем и, таким образом, начинает оказывать существенное влияние на ее дальнейшую эволюцию.

Время эволюции нейтронной звезды в состоянии эжектора можно оценить, используя соотношение  $\tau \simeq P_s/2\dot{P}$ , которое в случае  $P_s = P_{ej}$  принимает следующее значение

$$\tau_{ej} \simeq 10^6 \text{ лет} \times \mu_{30}^{-1} \dot{\mathfrak{M}}_{15}^{-1/2} m^{-1/2}, \quad (10)$$

где  $m$  – масса нейтронной звезды в единицах  $1.4 M_\odot$ . Для интересующих нас значений параметров это время не превосходит характерного времени эволюции массивной звезды на главной последовательности (Bhattacharya and van den Heuvel, 1991),

$$\tau_{ms} \simeq 10^7 \text{ лет} \left( \frac{M_*}{15 M_\odot} \right)^{-2.5}, \quad (11)$$

где  $M_*$  – масса массивного компаньона нейтронной звезды. Таким образом, в большинстве случаев молодая нейтронная звезда, образовавшаяся в массивной двойной системе, успевает за время эволюции своего массивного компаньона пройти стадию эжектора и перейти в новое состояние, в котором ее эволюция в значительной степени определяется параметрами двойной системы и, в частности, параметрами звездного ветра ее массивного компаньона.

## 2 Состояния пропеллера и аккретора

Состояние пропеллера было исходно предложено в качестве промежуточного состояния в цепочке эволюции нейтронной звезды при ее переходе из состояния эжектора в состояние аккретора. Идея о возможности реализации такого состояния, впервые высказанная Шварцманом (Шварцман, 1970), была развита в работе Илларионова и Сюняева (Illarionov and Sunyaev, 1975), которые и предложили именовать его состоянием пропеллера.

Состояние нейтронной звезды можно классифицировать как пропеллер, если выполнены следующие два условия: (i) период вращения звезды удовлетворяет неравенству  $P_s \geq P_{ej}$  и (ii) радиус остановки аккреционного потока магнитным полем звезды,  $r_{st}$ , превосходит радиус коротации

$$r_{cor} = \left( \frac{GM_{ns}}{\omega_s^2} \right)^{1/3}. \quad (12)$$

Выполнение первого условия указывает на существование аккреционного потока, который, двигаясь в направлении нейтронной звезды, взаимодействует с ее магнитным полем. Выполнение второго условия указывает на существование центробежного барьера на границе взаимодействия аккреционного потока с магнитным полем звезды, который препятствует аккреционному потоку достичь ее поверхности. Появление центробежного барьера обусловлено тем, что условия  $r_{st} > r_{cor}$  линейная скорость магнитного поля, останавливающего радиальное движение аккреционного потока, превосходит кеплеровскую скорость. Вследствие этого центробежная сила, приложенная к частицам, в замороженном в магнитное поле звезды на радиусе  $r_{st}$  превосходит силу гравитационного притяжения к нейтронной звезде и, таким образом, препятствует течению вещества вдоль силовых линий магнитосферы в направлении поверхности нейтронной звезды.

Если второе условие не выполнено, то центробежный барьер на радиусе остановки аккреционного потока магнитным полем нейтронной звезды не возникает и, соответственно, аккреционный поток, проникший в магнитное поле звезды, двигается вдоль его силовых линий и достигает поверхности звезды в области магнитных полюсов. В этом случае, т.е. при условии  $r_{st} \leq r_{cor}$ , состояние нейтронной звезды классифицируется как аккретор. Темп аккреции вещества на поверхность нейтронной звезды в этом состоянии,  $\dot{M}_a \leq \dot{M}$ , т.е. не превосходит максимально возможного темпа захвата массы нейтронной звездой из ветра ее массивного компаньона на радиусе гравитационного захвата. Равенство достигается в случае стационарной картины аккреции.

Эволюционный путь нейтронной звезды, таким образом, существенно зависит от величины радиуса, на котором ее магнитное поле оказывается в состоянии остановить радиальное движение аккреционного потока. Величина этого радиуса зависит от геометрии аккреционного потока и физических условий в области его взаимодействия с магнитным полем звезды. В следующем параграфе мы показываем, что состояние пропеллера является неминуемым в эволюционной цепочке звезды лишь в случае реализации квази-сферической геометрии аккреционного потока. В случае образования в системе аккреционного диска нейтронная звезда может перейти из состояния эжектора напрямую в состояние аккретора, минуя состояние пропеллера. Условия для реализации такого сценария мы рассматриваем в следующем параграфе в приближении слабо замагниченного аккреционного потока, который в процессе аккреции трансформируется из квази-сферического потока в кеплеровский аккреционный диск. Исследование эволюционной цепочки нейтронной звезды в случае аккреционного потока с сильным магнитным полем (сценарий так называемой MAD-аккреции, Bisnovatyi-Kogan, 2019) будет представлено в следующей статье.

### 3 Переходы между состояниями

Первый этап эволюции молодой нейтронной звезды в состоянии эжектора заканчивается, когда период ее осевого вращения достигает критического значения  $P_{ej}$ . С этого момента звездный ветер массивного компаньона нейтронной звезды начинает проникать под радиус ее гравитационного захвата и преобразуется в аккреционный поток, вступающий в непосредственное взаимодействие с магнитным полем нейтронной звезды. В результате этого взаимодействия происходит формирование магнитосферы, которая препятствует аккреционному потоку достичь поверхности звезды. Размер магнитосферы зависит от параметров звезды, темпа аккреции и геометрии аккреционного потока, реализуемой в двойной системе.

#### 3.1 Геометрия аккреционного потока

Газ, захваченный нейтронной звездой, исходно двигается, следуя баллистической траектории в гравитационном поле нейтронной звезды, в форме квази-сферического потока. Отличие потока от сферически симметричного обусловлено орбитальным вращением двойной системы, вследствие чего угловой момент газа, захватываемого нейтронной звездой, оказывается отличным от нуля. В силу сохранения углового момента в потоке, тангенциальный компонент его скорости увеличивается по мере того, как он приближается к нейтронной звезде в режиме свободного падения. Раскрутка потока приводит к изменению его геометрии. В предельном случае, при выполнении ряда условий, исходно квази-сферический поток по мере приближения к нейтронной звезде трансформируется в кеплеровский диск.

Условие образования диска в массивной двойной системе с ветровой аккрецией записывается в виде (см., например, [Ikhsanov, 2007](#), и приведенную там литературу)

$$r_{st} \leq r_{circ}, \quad (13)$$

где

$$r_{circ} = \frac{j^2}{\mathfrak{M}^2 GM_{ns}} \quad (14)$$

представляет собой так называемый радиус циркуляризации, величина которого зависит от темпа переноса углового момента квази-сферическим аккреционным потоком<sup>1</sup>,

$$j = \frac{1}{2} \xi \Omega_{orb} r_G^2 \mathfrak{M}. \quad (15)$$

Здесь  $\Omega_{orb} = 2\pi/P_{orb}$  – орбитальная угловая скорость нейтронной звезды, обращающейся вокруг своего массивного компонента с периодом  $P_{orb}$ , а  $\xi$  – безразмерный параметр, учитывающий диссипацию углового момента вследствие градиентов скорости и плотности в квази-сферическом аккреционном потоке.

Величина радиуса, на котором давление магнитного поля нейтронной звезды оказывается в состоянии сбалансировать давление аккреционного потока, зависит от геометрии и физических характеристик последнего. В частности, радиус остановки в случае квази-сферического потока с хорошей точностью можно аппроксимировать выражением  $r_{st}^{(sp)} \simeq r_A$ , где

$$r_A = \left( \frac{\mu^2}{\mathfrak{M} (2GM_{ns})^{1/2}} \right)^{2/7} \quad (16)$$

так называемый Альвеновский радиус, определяемый балансом между давлением дипольного магнитного поля нейтронной звезды и динамическим давлением сферического аккреционного потока.

<sup>1</sup>Приведенная оценка допустима в ситуации, когда масса нейтронной звезды оказывается существенно меньше массы ее компаньона, что реализуется в массивных рентгеновских двойных системах

Подставляя выражения (5) и (14) – (16) в неравенство (13) и решая его относительно  $v_{\text{rel}}$ , мы приходим к условию, при котором в массивной рентгеновской двойной системе можно ожидать образования кеплеровского аккреционного диска, в виде  $v_{\text{rel}} \leq v_0$ , где

$$v_0 \simeq 1.4 \pi^{1/4} \xi^{1/4} \frac{1}{P_{\text{orb}}^{1/4}} (GM)^{11/28} \mu^{-1/14} \dot{\mathfrak{M}}^{1/28}, \quad (17)$$

для типичных значений параметров в массивных рентгеновских двойных системах имеет величину

$$v_0 \simeq 4 \times 10^7 \text{ см с}^{-1} \times \xi_{0.2}^{1/4} m^{11/28} \mu_{30}^{-1/14} \dot{\mathfrak{M}}_{15}^{1/28} \left( \frac{P_{\text{orb}}}{10 \text{ сут}} \right)^{-1/4}. \quad (18)$$

Здесь параметр  $\xi_{0.2} = \xi/0.2$  нормирован в соответствии с результатами численного моделирования квази-сферической аккреции (Ruffert, 1999). Полученная нами оценка параметра  $v_0$  превосходит типичное значение линейной скорости нейтронной звезды, двигающейся по орбите вокруг своего массивного компонента. Это указывает на принципиальную возможность образования кеплеровского аккреционного диска в системах с относительно невысокой скоростью звездного ветра и делает анализ эволюции нейтронной звезды в системах, отвечающих этому условию, весьма актуальным.

### 3.2 Эволюция нейтронной звезды в системе с квази-сферической геометрией аккреционного потока

Условие прямого перехода нейтронной звезды между состояниями эжектора и аккретора в случае квази-сферической геометрии аккреционного потока выражается неравенством  $r_A \leq r_{\text{cor}}(P_{\text{ej}})$ . Решая его с учетом выражений (12) и (16), находим  $\dot{\mathfrak{M}} \geq \dot{\mathfrak{M}}_0$ , где

$$\dot{\mathfrak{M}}_0 \simeq 10^{-2} M_{\odot} \text{ год}^{-1} \times \mu_{30}^2 m^{-4} v_8^{7/5}. \quad (19)$$

Полученная нами оценка  $\dot{\mathfrak{M}}_0$  существенно превосходит не только типичное значение темпа обмена массой между компонентами двойных систем, но также и типичное значение темпа потери массы звездами в форме звездного ветра. Это указывает на то, что прямой переход нейтронной звезды между состояниями эжектора и аккретора в случае квази-сферической геометрии аккреционного потока маловероятен. Цепочка эволюции нейтронной звезды должна в этом случае включать в себя дополнительное звено, которым является состояние пропеллера.

Магнитосфера звезды, формирующаяся в результате взаимодействия между квази-сферическим потоком и магнитным полем звезды в состоянии пропеллера, оказывается окруженной горячей турбулентной оболочкой, простирающейся от ее внутреннего радиуса, соответствующего радиусу магнитосферы, до внешней границы, расположенной на расстоянии радиуса гравитационного захвата (см., например, Рис. 1 в статье Ихсанов (2005) и приведенную там литературу). В этом состоянии нейтронная звезда продолжает свою эволюцию, теряя вращательную энергию вследствие взаимодействия между своей магнитосферой и окружающей ее оболочкой, и переходит в состояние аккретора, когда период ее вращения достигает величины

$$P_{\text{pr}}^{(\text{sp})} \simeq 3 \text{ с} \times \mu_{30}^{6/7} m^{-5/7} \dot{\mathfrak{M}}_{15}^{-3/7}, \quad (20)$$

определяемой уравнением  $r_{\text{cor}}(P_{\text{pr}}^{(\text{sp})}) = r_A$ .

### 3.3 Эволюция нейтронной звезды в системе с кеплеровским аккреционным диском

Формирование кеплеровского аккреционного диска в массивной двойной системе в момент выхода нейтронной звезды из состояния эжектора (т.е. в тот момент, когда период вращения нейтронной звезды достигает величины  $P_{\text{ej}}$ ) возможно лишь в случае, если скорость движения нейтронной звезды относительно звездного ветра ее массивного компаньона удовлетворяет условию  $v_{\text{rel}} \leq v_0$ .

Прямой переход нейтронной звезды в состояние аккректора в этом случае оказывается возможным при условии  $r_{\text{st}}^{(d)} \leq r_{\text{cor}}(P_{\text{ej}})$ , где

$$r_{\text{st}}^{(d)} \simeq 34 \alpha^{8/27} \times \frac{\mu^{16/27}}{\mathfrak{M}^{7/27} (GM_{\text{ns}})^{7/27}} \quad (21)$$

определяет максимально возможный радиус остановки аккреционного диска дипольным магнитным полем звезды, вычисленный в предположении, что давление, оказываемое диском на магнитное поле звезды, определяется давлением газа на его внутреннем радиусе (Ихсанов и Бескровная, 2023). Здесь

$$\alpha = \frac{v_t \ell_t}{c_s z_0}, \quad (22)$$

является безразмерным параметром, который позволяет нормировать скорость,  $v_t$ , и масштаб,  $\ell_t$ , турбулентных движений в диске на скорость звука,  $c_s$ , и полутолщину диска  $z_0$ .

Неравенство  $r_{\text{st}}^{(d)} \leq r_{\text{cor}}(P_{\text{ej}})$  в этом случае оказывается выполненным при условии  $\alpha \leq \alpha_0$ , где

$$\alpha_0 \simeq 0.02 m^2 \mu_{30}^{-7/8} \mathfrak{M}_{15}^{5/16} v_{7.5}^{-9/16}. \quad (23)$$

Здесь  $v_{7.5} = v_{\text{rel}}/10^{7.5} \text{ см с}^{-1}$ . Если указанное условие выполнено, нейтронная звезда по окончании фазы эжектора переходит в состояние аккректора, минуя состояние пропеллера. Свою эволюцию в состоянии аккректора нейтронная звезда в этом случае начинает, вращаясь с периодом  $P_{\text{ej}}$ , величина которого для принятых нами нормировок параметров оказывается порядка одной секунды.

## 4 Заключение

Проведенный нами анализ магнито-ротационной эволюции нейтронной звезды в массивной двойной системе с ветровой аккрецией указывает, что реализация канонического сценария, включающего три основных состояния, эжектор, пропеллер и аккректор, является весьма вероятной. Этот сценарий с необходимостью реализуется в системах, в которых скорость движения нейтронной звезды относительно звездного ветра ее массивного компаньона превосходит величину  $v_0$ , определенную выражением (18). Сценарий, предполагающий прямой переход нейтронной звезды из состояния эжектора в состояние аккректора, минуя состояние пропеллера, возможен лишь в системах с относительно небольшой скоростью движения нейтронной звезды относительно звездного ветра ее массивного компаньона,  $v_{\text{rel}} \leq v_0$ , при выполнении дополнительного условия  $\alpha \leq \alpha_0$ , которое, в соответствии с выражением (23), означает относительно низкую вязкость в кеплеровском аккреционном диске. Возможность реализации такого сценария в отношении известных на сегодня аккреционных пульсаров в массивных рентгеновских двойных системах мы обсудим в одной из последующих статей.

## Благодарности

Авторы благодарны анонимному рецензенту за внимательное прочтение рукописи и полезные замечания.

## Список литературы

- Бескин, В.С., Истомина, Я.Н. и Филиппов, А.А. (2013), Радиопульсары – поиски истины. УФН 183, с. 179-194.
- Ихсанов, Н.Р. (2005), Критерии идентификации дозвуковых пропеллеров. Письма в астроном. журн. 31, с. 656-660.
- 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.
- Липунов, В.М. (1987) Астрофизика нейтронных звезд. М.: Наука, 1987. – 296 с.
- Шварцман, В.Ф. (1970), Два поколения радиопульсаров. Радиофизика 13, с. 1852-1867.
- Bhattacharya, D. and van den Heuvel, E.P.J. (1991), Formation and evolution of binary and millisecond radio pulsars. Phys. Rep. 203, p. 1-124.
- Bisnovatyi-Kogan, G.S. (2019), Accretion into Black Hole, and Formation of Magnetically Arrested Accretion Disks. Universe 5, p. 146-172
- Davies, R.E. and Pringle, J.E. (1981), Spin-down of neutron stars in close binary systems. MNRAS 196, p. 209-224.
- Ikhsanov, N.R. (2007), The origin of long-period X-ray pulsars. MNRAS 375, p. 698-704.
- Illarionov, A.F. and Sunyaev, R.A. (1975), Why the Number of Galactic X-ray Stars Is so Small? A&A 39, p. 185-195.
- Ruffert, M. (1999), Non-axisymmetric wind-accretion simulations. II. Density gradients. A&A 346, p. 861-877.
- Tavani, M. and Arons, J. (1997), Theory of High-Energy Emission from the Pulsar/Be Star System PSR 1259-63. I. Radiation Mechanisms and Interaction Geometry. ApJ 477, p. 439-464.

### Can a neutron star undergo a direct transition between the states of ejector and accretor skipping the state of propeller? I. Approximation of non-magnetized accretion flow

N.R. Ikhsanov<sup>1,2</sup>, N.G. Beskrovnaya<sup>1</sup>

<sup>1</sup> The Central Astronomical Observatory of the RAS at Pulkovo, <sup>2</sup> The Institute of Applied Astronomy of the RAS

#### Abstract

We discuss evolution of a neutron star in the massive binary system in terms of evolutionary chain of its states: ejector, propeller and accretor. We show that a direct transition between the states of ejector and accretor (without the propeller state) can take place only in the systems with relatively low-velocity stellar wind of the massive component in case of formation of the Keplerian accretion disk of low viscosity.