

УДК: 524.354.6

Обзоры

НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ НА СТАДИИ  
ДОЗВУКОВОГО ПРОПЕЛЛЕРАН.Р.ИХСАНОВ<sup>1,2</sup>

Поступила 13 марта 2005

Принята к печати 12 апреля 2005

Состояние дозвукового пропеллера в эволюционных треках замагниченных компактных звезд является промежуточным между состояниями сверхзвукового пропеллера и аккретора. Темп вращения звезды на этой стадии уменьшается вследствие взаимодействия ее магнитосферы с окружающей горячей квазистатической оболочкой. Радиус магнитосферы меньше радиуса коротации, и граница магнитосферы устойчива по отношению к неустойчивостям перестановочного типа. Темп потока массы с внутреннего радиуса оболочки на поверхность компактного объекта ограничен скоростью диффузии плазмы в магнитное поле звезды. Вследствие этого дозвуковой пропеллер будет проявлять себя как аккреционный пульсар низкой (или умеренной) светимости с мягким рентгеновским спектром.

1. *Введение.* В соответствии с классификацией, предложенной Дэвисом и др. [1], эволюционные треки нейтронных звезд, входящих в состав массивных тесных двойных систем, могут быть представлены в виде цепочки из четырех фундаментальных состояний: *эжектор, сверхзвуковой пропеллер, дозвуковой пропеллер и аккретор* [2]. Эта классификация отражает разные стадии эволюции нейтронных звезд в соответствии с доминирующим механизмом энерговыделения, ответственным за их излучение. Эжекторы и аккреторы отождествлены с радио- (эжекционными) и аккреционными пульсарами, соответственно. Анализ спектров рентгеновского излучения ряда Ве/рентгеновских транзиентов позволяет отождествить состояние нейтронной звезды в течение спокойной фазы источника с состоянием сверхзвукового пропеллера [3,4]. Вопрос о возможности наблюдательного отождествления дозвуковых пропеллеров до настоящего времени остается открытым.

Количественные оценки, показывающие необходимость существования фазы дозвукового пропеллера в эволюционных треках нейтронных звезд, были впервые выполнены Дэвисом и Принглом [5] в рамках решения проблемы существования долгопериодических ( $P_p \geq 100$  с) рентгеновских пульсаров в массивных двойных системах, нормальные компоненты которых находятся на Главной последовательности. Предметом исследований являлись

условия, при которых нейтронные звезды способны замедлить свое вращение от периодов в несколько миллисекунд до сотен секунд с темпом

$$\dot{P} \geq \dot{P}_0 \approx 2 \cdot 10^{-13} \left[ \frac{P_s}{100 \text{ с}} \right] \left[ \frac{t_{ms}}{10^7 \text{ лет}} \right]^{-1} \text{ с/с}, \quad (1)$$

где  $t_{ms}$  - время жизни массивной звезды на Главной последовательности. Было показано, что таковыми условиями являются: а) сильное магнитное поле:  $B(R_{ns}) \geq 10^{12}$  Гс, и б) высокий темп взаимодействия между нейтронной звездой и плазмой ветра ее компаньона:

$$\dot{M}_c = \pi R_\alpha^2 \rho_\infty V_{rel} \geq 10^{15} \text{ г/с}. \quad (2)$$

Здесь  $R_\alpha = 2GM_{ns}/V_{rel}^2$  - радиус гравитационного захвата нейтронной звезды с массой  $M_{ns}$ , скорость движения которой относительно окружающей материи  $V_{rel}$ . В общем случае эта скорость является суперпозицией трех основных слагаемых: скорости орбитального движения нейтронной звезды, пространственной скорости окружающей материи и скорости звука в ней.  $\rho_\infty$  - средняя плотность материи, окружающей нейтронную звезду на расстоянии  $R \geq R_\alpha$ .

Если оба из вышеперечисленных пунктов выполнены, то генерация релятивистского ветра нейтронной звездой на стадии эжектора [6] и взаимодействие магнитного поля звезды с окружающей материей на стадии сверхзвукового пропеллера [7] способны увеличить период вращения звезды на масштабе времени  $t < t_{ms}$  вплоть до величины

$$P_{cd} = 23 \mu_{30}^{6/7} m^{-5/7} \left[ \frac{\dot{M}_c}{10^{15} \text{ г/с}} \right]^{-3/7} \text{ с}. \quad (3)$$

Здесь  $\mu_{30}$  и  $m$  означают магнитный момент и массу нейтронной звезды, выраженные в единицах  $10^{30}$  Гс см<sup>3</sup> и  $M_\odot$ , соответственно.

При условии  $P_s < P_{cd}$  центробежная сила на границе магнитосферы препятствует аккреции окружающей плазмы на поверхность звезды. В случае обратного неравенства этот барьер перестает быть эффективным, и плазма, проникающая в магнитосферу, способна достичь поверхности звезды, двигаясь вдоль силовых линий поля в направлении магнитных полюсов. Вследствие этого можно было бы ожидать, что условие  $P_s = P_{cd}$  символизирует смену состояния нейтронной звезды из сверхзвукового пропеллера в аккректор. Однако темп замедления вращения нейтронных звезд на стадии аккректора существенно ниже величины  $\dot{P}_0$  [1,8], а значит, характерное время замедления нейтронных звезд на этой стадии должно существенно превосходить  $t_{ms}$ . В результате мы приходим к выводу, что либо долгопериодические рентгеновские пульсары являются сильно-замагнитченными звездами ( $\mu \geq 10^{31}$  Гс см<sup>3</sup>) и их взаимодействие с ветром компаньона происходит при таких условиях, что  $\dot{M}_c$  не сильно превосходит  $\sim 10^{15}$  г/с, либо существует дополнительная фаза эволюции, разделяющая

состояния сверхзвукового пропеллера и аккретора, на которой темп замедления вращения нейтронных звезд  $\dot{P} \geq \dot{P}_0$ .

Первое предположение находится в противоречии с результатами наблюдений долгопериодических пульсаров, демонстрирующих феномен рентгеновских транзиентов [9]. Рентгеновская светимость транзиентных источников во вспышке достигает  $L_x \sim 10^{36} - 10^{38}$  эрг/с, что позволяет нам указать следующий нижний предел:

$$\dot{M}_c \geq \dot{M}_a = \frac{L_x R_{ns}}{GM_{ns}} \sim 10^{16} - 10^{18} \text{ г/с}, \quad (4)$$

где  $\dot{M}_a$  - темп аккреции плазмы на поверхность нейтронной звезды радиуса  $R_{ns}$ . Более того, далеко не у всех нейтронных звезд, входящих в эту группу источников, величина дипольного магнитного момента превышает  $10^{31}$  Гс см<sup>3</sup> [10,11]. Таким образом, существование дополнительной фазы эволюции, получившей название "дозвуковой пропеллер", оказывается необходимым условием для успешного построения картины формирования долгопериодических рентгеновских пульсаров. Общая схема этого процесса и анализ некоторых особенностей дозвуковых пропеллеров являются предметом данной статьи.

2. *Сверхзвуковой пропеллер.* Условие перехода замедляющейся нейтронной звезды из состояния эжектора в состояние сверхзвукового пропеллера может быть выражено следующим образом:

$$p_{wd}(R_\alpha) = p_{pl}(R_\alpha).$$

Здесь  $p_{wd}(R_\alpha)$  и  $p_{pl}(R_\alpha)$  - давление релятивистского ветра, эжектируемого звездой, и давление плазмы, окружающей звезду, соответственно, вычисленные на радиусе  $R_\alpha$ .

При условии  $p_{wd}(R_\alpha) < p_{pl}(R_\alpha)$  плазма, окружающая нейтронную звезду, проникает под радиус гравитационного захвата и движется по баллистическим траекториям в гравитационном поле звезды. Падение вещества в направлении нейтронной звезды происходит до тех пор, пока плотность энергии дипольного магнитного поля звезды меньше плотности кинетической энергии падающей материи. На расстоянии

$$R_m = \left( \frac{\mu^2}{M_c \sqrt{2GM_{ns}}} \right)^{2/7} \quad (5)$$

от нейтронной звезды эти энергии сравниваются, и скорость радиального движения материи быстро падает до нуля, что сопровождается образованием ударной волны и переходом кинетической энергии потока в его тепловую энергию. Взаимодействие между магнитным полем и набегающим на него потоком приводит к формированию магнитосферы нейтронной звезды, экваториальный радиус которой в первом

приближении оценивается выражением (5). Если темп падения плазмы на магнитосферу удовлетворяет условию [12]

$$\dot{M}_c < \dot{M}_{cs} = 0.75 \mu_{30}^2 V_8^{7/5} m^4 M_\odot / \text{год} \quad (6)$$

(которое с запасом в несколько порядков выполняется во всех ныне известных массивных тесных двойных системах), величина  $R_m$  существенно превосходит радиус коротации нейтронной звезды:

$$R_{cor} = \left( \frac{GM_{ns}}{\omega^2} \right)^{1/3} \quad (7)$$

Здесь  $V_1$  означает скорость нейтронной звезды относительно окружающей материи, выраженную в единицах  $10^8$  см/с, а  $\omega = 2\pi/P_s$  - угловая скорость вращения звезды. Таким образом, линейная скорость частиц, заполняющих магнитосферу и твердотельно вращающихся с нейтронной звездой [13], на радиусе  $R_m$  достигает величины  $\omega R_m$ , что превосходит скорость звука в газе, окружающем границу магнитосферы (температура которого  $T \leq T_f(R_m) = GM_{ns} m_p / k R_m$ , где  $m_p$  и  $k$  - масса протона и постоянная Больцмана, соответственно). В области магнитопаузы, находящейся за пределами коротационного цилиндра, выполняется условие:  $(\omega R_m)^2 / R_m > GM_{ns} / R_m^2$  и, следовательно, результирующая сила, действующая на частицы в этой области, направлена от нейтронной звезды. Перечисленные свойства находят свое отражение в названии соответствующего состояния - "сверхзвуковой пропеллер".

Следует отметить, что образование аккреционного диска в течение перехода нейтронной звезды из состояния эжектора в состояние сверхзвукового пропеллера маловероятно. Действительно, условием образования диска в двойной системе с орбитальным периодом  $P_{orb} = 10 P_{10}$  дней, в которой аккреционный процесс обусловлен захватом вещества нейтронной звездой из ветра ее компаньона, является (см. [14] и цитированную там литературу)

$$V_{rel} \leq V_\sigma \approx 10^7 \xi_{0.2}^{1/4} m^{11/28} \mu_{30}^{-1/14} \dot{M}_{15}^{1/28} P_{10}^{-1/4} \text{ см/с}, \quad (8)$$

где  $\dot{M}_{15} = \dot{M}_c / 10^{15}$  г/с, а  $\xi_{0.2}$  - параметр, учитывающий диссипацию углового момента аккреционного потока вследствие его неустойчивостей, нормированный в соответствии с Матсуда и др. [15].

Вместе с тем, характерная скорость ветра массивных звезд ранних спектральных классов существенно превосходит величину  $V_\sigma$ . Более того, взаимодействие между релятивистским ветром и материей, окружающей нейтронную звезду в состоянии эжектора, приводит к образованию горячей каверны [5,2], скорость звука в которой также превосходит предел, указанный в выражении (8). Вследствие этого, сферическая аппроксимация геометрии аккреционного потока в течение перехода

звезды из стадии эжектора на стадию сверхзвукового пропеллера имеет под собой достаточные основания.

Как было показано Дэвисом и Принглом [5], переход нейтронной звезды в состояние сверхзвукового пропеллера сопровождается формированием горячей квазистатической оболочки, окружающей ее магнитосферу. Причина ее формирования состоит в том, что поток энергии, выделяемой на границе магнитосферы вследствие взаимодействия между быстровращающимся магнитным полем и окружающим веществом, существенно превосходит максимально возможные радиационные потери плазмой оболочки. В результате процесс нагрева оболочки оказывается эффективнее процесса ее охлаждения, и поэтому температура вещества, образующего оболочку, поддерживается на уровне ее максимально возможной температуры,  $T_g$ . При этих условиях высота однородной атмосферы в оболочке оказывается порядка радиуса, и оболочка простирается от границы магнитосферы нейтронной звезды (где тепловое давление плазмы по абсолютной величине равно и противоположно по направлению давлению дипольного магнитного поля: нижняя граница) до радиуса гравитационного захвата нейтронной звезды (где величина давления плазмы оболочки сравнивается с величиной противодействия плазмы ветра нормального компаньона: внешняя граница). Отвод углового момента, теряемого нейтронной звездой вследствие ее взаимодействия с окружающей материей, осуществляется турбулентными движениями в оболочке, скорость которых порядка скорости звука [5].

Формирование оболочки с указанными выше параметрами препятствует проникновению звездного ветра под радиус гравитационного захвата. В процессе движения звезды совместно с окружающей ее магнитосферой оболочкой звездный ветер нормального компонента обтекает внешнюю

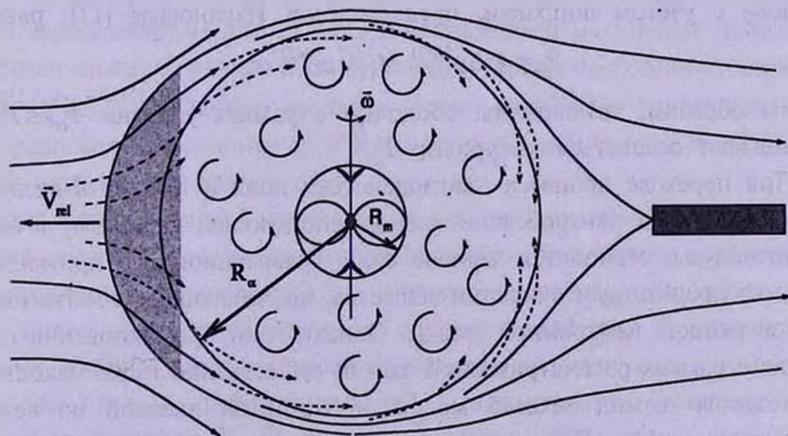


Рис.1. Нейтронная звезда в состоянии пропеллера. Магнитосфера звезды окружена горячей квазистатической оболочкой. При движении звезды окружающая материя обтекает внешнюю границу оболочки с темпом  $M_c$  (см. текст).

границу оболочки. Масса газа, обтекающего оболочку в единицу времени (темп обтекания), равна  $\dot{M}_c$ . Взаимодействие между оболочкой и обтекающим ее веществом обеспечивает отвод избыточного углового момента, переданного нейтронной звездой окружающей плазме на границе ее магнитосферы и перенесенного турбулентными движениями на внешнюю границу оболочки (см. рис.1). Указанная картина является устойчивой при условии, что темп обтекания оболочки звездным ветром удовлетворяет соотношению [16]

$$\dot{M}_c \leq \dot{M}_{max} = 2.2 \cdot 10^{18} m V_8 \text{ г/с.} \quad (9)$$

Вследствие отсутствия стационарного движения вещества через оболочку в радиальном направлении образование аккреционного диска на стадии сверхзвукового пропеллера невозможно.

3. *Дозвуковой пропеллер.* По мере замедления вращения нейтронной звезды на стадии сверхзвукового пропеллера ее радиус коротации увеличивается, и при  $P_c \geq P_{cd}$  его величина превосходит  $R_m$ . Линейная скорость движения силовых линий поля на границе магнитосферы в этом случае оказывается меньше скорости звука в плазме оболочки с температурой  $T_f$ . Таким образом, процесс взаимодействия поля и плазмы на границе магнитосферы переходит в дозвуковой режим. В соответствии с результатами анализа, представленными Дэвисом и Принглом [5], в ходе этого перехода меняются радиальные распределения плотности, давления и скорости турбулентных движений в оболочке. Однако темп энерговыделения на границе магнитосферы вследствие потерь вращательной энергии звездой превосходит темп охлаждения оболочки, обусловленный турбулентцией и тормозным излучением, вплоть до момента, когда период вращения звезды достигнет критической величины,  $P_{br}$ . Величина этого периода с учетом поправки, предложенной Ихсановым [17], равна

$$P_{br} = 450 \mu_{30}^{16/21} M_{15}^{-5/7} m^{-4/21} \text{ с.} \quad (10)$$

Таким образом, температура оболочки в рамках условия  $P_{cd} \leq P_s < P_{br}$  продолжает оставаться на уровне  $T_f$ .

При переходе процесса взаимодействия поля и плазмы в дозвуковой режим величина центробежной силы, действующей на плазму в области магнитопаузы, становится меньше силы гравитационного притяжения и более не препятствует аккреции вещества, проникающего в магнитосферу, на поверхность нейтронной звезды. Однако темп проникновения плазмы в поле в рамках рассматриваемой задачи существенно ниже максимально возможного темпа захвата массы нейтронной звездой из ветра ее компаньона,  $\dot{M}_c$ . Действительно, форма поверхности магнитосферы, окруженной горячей сферической оболочкой и вращающейся с периодом  $P_s > P_{cd}$  соответствует решению, полученному Аронсом и Ли [18]. Граница

такой магнитосферы устойчива по отношению к неустойчивостям перестановочного типа, если температура окружающей ее материи превосходит  $T_{\sigma} \sim 0.3 T_{ff}$ . Следовательно, перестановочные неустойчивости границы магнитосферы дозвукового пропеллера будут подавлены, пока процесс нагрева оболочки доминирует над процессом ее охлаждения, т.е. пока период вращения звезды удовлетворяет неравенству  $P_s < P_{\nu}$ .

Общая картина взаимодействия нейтронной звезды с ветром ее компаньона в данном случае подобна представленной на рис.1. Однако, как будет показано в следующем разделе, такой источник имеет ряд существенных отличий от сверхзвукового пропеллера.

4. *Аккреция на дозвуковой пропеллер.* Перестановочные неустойчивости границы магнитосферы не являются единственным механизмом проникновения плазмы в магнитное поле нейтронных звезд. Альтернативным механизмом является диффузия. Вследствие того, что проводимость плазмы оболочки не бесконечна, на границе магнитосферы образуется диффузионный слой взаимного проникновения плазмы и магнитного поля (магнитопауза). Толщина этого слоя может быть оценена с помощью выражения  $\delta_m = \sqrt{D_{\sigma} t_{diff}}$ , где  $D_{\sigma}$  и  $t_{diff}$  означают эффективный коэффициент и время диффузии, соответственно. Нижней границей  $D_{\sigma}$  является коэффициент бомовской диффузии  $D_B \approx \zeta V_{T(i)} r_h(t)$ , где  $V_{T(i)}$  и  $r_h(t)$  - тепловая скорость ион и их ларморовский радиус, соответственно, а величина безразмерного параметра  $\zeta$  лежит в пределах 0.1 - 0.25 (см. Гослинг и др. [19]). Верхняя граница этого параметра зависит от спектра турбулентных движений на границе магнитосферы, и при определенных условиях она может существенно превосходить  $D_B$  [20].

Характерное время диффузии определяется временем, за которое плазма, диффундирующая в магнитопаузу, способна покинуть ее, двигаясь вдоль силовых линий поля в направлении магнитных полюсов. Абсолютная нижняя граница этой величины - время свободного падения,  $t_{ff} = R_m^{3/2} / (GM_{ns})^{1/2}$ . Однако реальное время диффузии может существенно превосходить величину  $t_{ff}$ . В частности, такая ситуация реализуется в случае дозвукового пропеллера.

Плазма, проникающая в магнитное поле звезды, изолирована от области основного энерговыделения, происходящего вследствие работы пропеллера, и ее движение внутри магнитосферы полностью контролируется магнитным полем. Однако движение плазмы вдоль силовых линий поля в направлении магнитных полюсов звезды становится возможным лишь после того, как температура плазмы, диффундирующей в магнитопаузу, понизится до критического значения  $T_{\sigma}$ . В противном случае эффективное ускорение частицы, находящейся в области магнитопаузы [18]

$$g_{\text{эф}} = \frac{GM_{\text{нз}}}{R_m^2(\psi)} \cos\psi - \frac{V_{T_i}^2(R_m)}{R_{\text{curv}}(\psi)}, \quad (11)$$

отрицательно (центробежное ускорение, обусловленное кривизной силовых линий поля и описываемое вторым членом правой части уравнения, доминирует над ускорением, обусловленным гравитационным потенциалом нейтронной звезды - первый член правой части уравнения) и, следовательно, результирующая сила, приложенная к этой частице, оказывается направленной от нейтронной звезды. Здесь  $\psi$  обозначает угол между радиус-вектором и нормалью к силовой линии поля,  $V_{T_i}$  - тепловая скорость ионов и  $R_{\text{curv}}(\psi)$  - кривизна силовых линий поля на границе магнитосферы соответствующая решению, полученному в работе Аронса и Ли [18].

Основным механизмом охлаждения плазмы в интересующих нас условиях является тормозное излучение (охлаждение, связанное с циклотронным излучением и комптоновским рассеянием неэффективно вследствие относительно небольшой величины напряженности магнитного поля в магнитопаузе и относительно низкой светимости звезды в рентгеновском диапазоне, соответственно). Характерное время охлаждения может быть выражено как (следует заметить, что время выравнивания температур электронного и ионного компонентов в рассматриваемых условиях существенно меньше времени охлаждения тормозным излучением)

$$t_{br} \approx 5.4 \cdot 10^4 \mu_{30}^{4/7} m^{6/7} M_{15}^{-9/7} \text{ с.} \quad (12)$$

Сравнивая это время с временем свободного падения в области магнитопаузы, находим

$$\theta = \frac{t_{ff}}{t_{br}} \approx 5 \cdot 10^{-5} \mu_{30}^{2/7} m^{-1/7} M_{15}^{6/7}. \quad (13)$$

Таким образом, характерное время оттока плазмы из магнитопаузы вдоль силовых линий поля в направлении звезды существенно превосходит время свободного падения. Следовательно, процесс аккреции на поверхность звезды в состоянии дозвукового пропеллера будет происходить с характерным временем  $t_a \approx t_{br} \gg t_{ff}$ , и, соответственно, максимальный темп аккреции на поверхность такого объекта оказывается ограничен следующим образом:

$$\dot{M}_a \leq \dot{M}_a^{\text{max}} \approx \theta \dot{M}_c \approx 5 \cdot 10^{10} \mu_{30}^{2/7} m^{-1/7} M_{15}^{13/7} \text{ г/с.} \quad (14)$$

Из этого выражения следует, что аккреционная светимость дозвуковых пропеллеров может быть оценена как

$$L_x^{\text{эф}} \leq L_a^{\text{эф}} \approx 7 \cdot 10^{30} \mu_{30}^{2/7} m^{-4/7} M_{15}^{13/7} R_6^{-1} \text{ эрг/с,} \quad (15)$$

где  $R_6$  - радиус нейтронной звезды, выраженный в единицах  $10^6$  см.

Аккрецируемая плазма достигает поверхности нейтронной звезды в области магнитных полюсов. Вследствие этого на поверхности звезды образуется два горячих пятна, излучение которых сосредоточено в рентгеновском диапазоне спектра. Принимая, что магнитная ось звезды и ее ось вращения не параллельны, мы приходим к классической картине аккреционного рентгеновского пульсара. Таким образом, можно ожидать, что нейтронные звезды на стадии дозвукового пропеллера будут проявлять себя подобно аккрецирующим пульсарам низкой (или умеренной) светимости. Вместе с тем существует ряд отличий в проявлении дозвуковых пропеллеров и нейтронных звезд низкой светимости, находящихся на стадии аккретора, которые мы обсудим в следующем разделе.

5. Особенности в проявлении дозвуковых пропеллеров. Одним из критериев идентификации дозвуковых пропеллеров является ограничение на область допустимых значений периодов их вращения:  $P_{ad} < P_s < P_{br}$ . Границы этой области зависят от двух основных параметров:  $\mu$  и  $\dot{M}_c$ . Полагая, что темп аккреции на поверхность звезды в состоянии дозвукового пропеллера близок к максимально возможному (см. выражение (14)), можно определить допустимую область возможных периодов вращения как функцию светимости дозвукового пропеллера ( $L_x = \dot{M}_a GM_{ns}/R_{ns}$ ). Соответствующие зависимости приведены на рис.2 и 3. Как видно из этих рисунков, область допустимых значений периодов вращения существенно сужается с увеличением рентгеновской светимости источника.

Следующим важным критерием, позволяющим выделить дозвуковые пропеллеры среди аккреторов низкой (и умеренной) светимости, является относительно мягкий спектр их рентгеновского излучения.

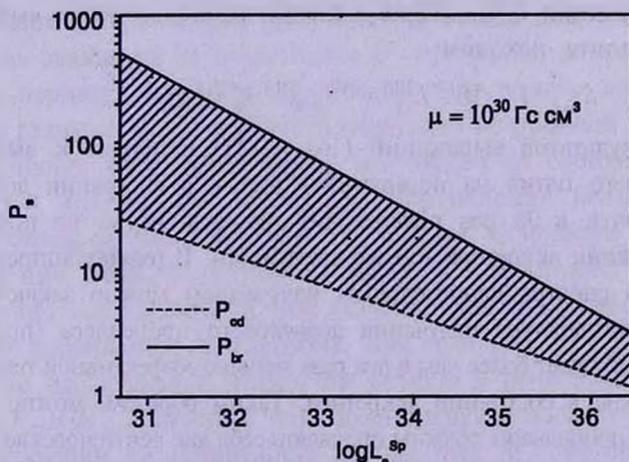


Рис.2. Область допустимых величин периодов дозвуковых пропеллеров в зависимости от их аккреционной светимости. Эта область (отмеченная штриховкой) ограничена снизу величиной периода  $P_{ad}$  и сверху - величиной периода  $P_{br}$ . Представленная зависимость справедлива для звезд с магнитным дипольным моментом  $\mu = 10^{30}$  Гс см<sup>3</sup>.

Причина такого отличия состоит в следующем. Площадь горячих пятен в области магнитных полюсов нейтронной звезды, находящейся в режиме

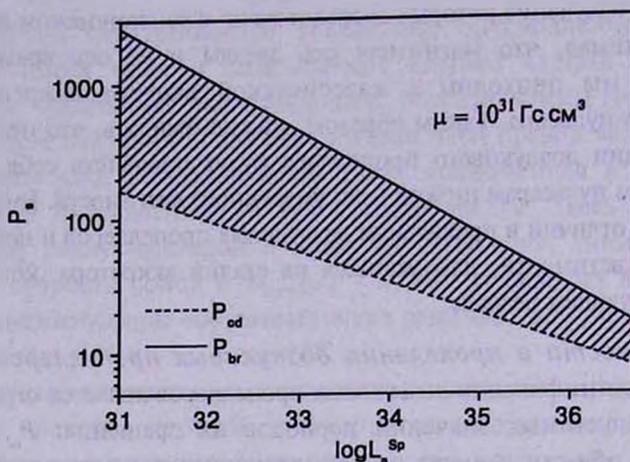


Рис.3. То же, что и рис.2, но величина магнитного дипольного момента звезды  $\mu=10^{31}$  Гс

сферической аккреции, может быть в первом приближении оценена как  $S_{pol} \approx \pi R_{ns}^3 R_m^{-1}$  (Липунов, [2]). Если звезда находится в состоянии аккректора, т.е.  $\dot{M}_c = \dot{M}_a$ , площадь горячего пятна может быть выражена через ее рентгеновскую светимость как

$$S_{pol}^{acc} \approx 6.4 \cdot 10^8 L_{33}^{2/7} m^{4/7} \mu_{30}^{-4/7} R_6^{23/7} \text{ см}^2, \quad (16)$$

где  $L_{33}$  означает рентгеновскую светимость источника, выраженную в единицах  $10^{33}$  эрг/с.

Однако в случае дозвукового пропеллера  $\dot{M}_c \neq \dot{M}_a$ , и поэтому для вычисления функции  $S_{pol}^{sp} = S_{pol}^{sp}(L_x)$  следует воспользоваться выражением (14). В результате находим:

$$S_{pol}^{sp} \approx 1.7 \cdot 10^{10} L_{33}^{2/13} m^{3/13} \mu_{30}^{-8/13} R_6^{42/13} \text{ см}^2. \quad (17)$$

Сравнение результатов выражений (16) и (17) приводит к выводу, что площадь горячего пятна на поверхности звезды в состоянии дозвукового пропеллера почти в 30 раз превосходит площадь пятна на поверхности звезды в состоянии аккректора той же светимости. В рамках аппроксимации рентгеновского спектра чернотельным излучением можно заключить, что эффективная температура излучения дозвукового пропеллера (при прочих равных условиях) будет более чем в два раза меньше эффективной температуры излучения звезды в состоянии аккректора. Таким образом, можно ожидать, что дозвуковые пропеллеры должны проявлять себя как рентгеновские пульсары низкой (или умеренной) светимости с аномально мягким спектром.

Указанное отличие дозвуковых пропеллеров от аккректоров становится еще более существенным, если аккреция материи на пульсар происходит

в режиме аккреционного диска. В этом случае аккреционная колонка представляет собой полый цилиндр (см. Баско и Сюняев [21]), и, соответственно, площадь излучающей области в зоне магнитных полюсов оказывается меньше величины, приведенной в выражении (16). При этом различие между параметрами излучения звезд в состоянии дозвукового пропеллера и аккретора становится еще более существенным. Более детальный анализ этих отличий выходит за рамки этой статьи и будет представлен в одной из последующих работ, посвященных модели звезд в состоянии пропеллера.

Одним из важных критериев наблюдательного отождествления дозвуковых пропеллеров является относительно высокий темп и регулярность в увеличении периодов их вращения. Действительно, следуя результатам Дэвиса и Прингла [5], темп потери вращательной энергии нейтронной звездой в состоянии дозвукового пропеллера:

$$L_{\text{зсп}} = 8 \cdot 10^{33} \mu_{30}^2 m^{-1} \left( \frac{P_s}{5c} \right)^{-3} \text{ эрг/с.} \quad (18)$$

Это означает, что период дозвуковых пропеллеров в среднем увеличивается с темпом

$$\dot{P} = \frac{P_s^3 L_{\text{зсп}}}{4\pi^2 I} \sim 2.5 \cdot 10^{-11} \mu_{30}^2 m^{-1} I_{45}^{-1} \text{ с/с,} \quad (19)$$

где  $I_{45}$  - момент инерции нейтронной звезды, выраженный в единицах  $10^{45} \text{ г см}^2$ .

Наконец, учет того обстоятельства, что в режиме дозвукового пропеллера максимально возможный темп захвата массы нейтронной звездой из ветра ее компаньона существенно превосходит темп аккреции вещества на ее поверхность, позволяет внести коррективку в метод идентификации состояния звезды по ее рентгеновской светимости, величине магнитного поля и периоду вращения. В основе этого метода лежит сравнение величин радиусов магнитосферы и коротации нейтронной звезды. Однако, если величина радиуса коротации не зависит от состояния, в котором находится компактная звезда, то определение величины радиуса магнитосферы является модельно зависимым. Основным параметром для вычисления этой величины у звезд с независимо определенной напряженностью магнитного поля является темп захвата массы из звездного ветра ее нормального компаньона. Как правило, этот параметр вычисляется по наблюдаемой светимости объекта в рентгеновском диапазоне:  $\dot{M} = L_x R_{\text{н}} / GM_{\text{н}}$ . Вместе с тем, такая оценка позволяет найти величину темпа аккреции на поверхность звезды, т.е.  $\dot{M}_a$ , которая может быть приравнена к темпу захвата массы,  $\dot{M}_c$ , лишь в случае, если звезда находится в состоянии аккретора. В случае дозвукового пропеллера вычисление темпа захвата массы по рентгеновской светимости объекта

требует принятия во внимание выражения (14). При этом величина  $\dot{M}_c$  оказывается в  $\theta^{-1}$  раз больше темпа аккреции на поверхность нейтронной звезды, вычисляемой по ее аккреционной светимости. Таким образом, радиус магнитосферы дозвукового пропеллера, вычисленный по наблюдаемой рентгеновской светимости, оказывается в  $\theta^{-2/7}$  раз меньше радиуса магнитосферы звезды, имеющей ту же величину светимости и ту же величину магнитного поля, но находящейся в состоянии аккретора. Для интересующих нас величин параметров поправка составляет

$$\theta^{-2/7} \approx 17 \mu_{30}^{-4/49} m^{22/49} \dot{M}_{15}^{-12/49}, \quad (20)$$

в случае сферически-симметричной геометрии аккреционного потока и примерно в два раза меньше указанной величины в случае дисковой аккреции.

Таким образом, мы приходим к еще одному из возможных критериев идентификации звезд в состоянии дозвукового пропеллера. А именно, потенциальными кандидатами в объекты этого класса являются пульсары, у которых радиус магнитосферы, вычисленный исходя из равенства  $\dot{M}_a = \dot{M}_c$ , превосходит величину их радиуса коротации. Применение этого критерия к эпизоду аномально низкой светимости в рентгеновском транзiente A0535+26 ранее обсуждалось в работе Ихсанова [14].

**6. Заключение.** Включение состояния дозвукового пропеллера в эволюционные треки нейтронных звезд необходимо в рамках решения задачи о происхождении долгопериодических рентгеновских пульсаров. Эта фаза является промежуточной между стадиями сверхзвукового пропеллера и аккретора. Нейтронная звезда переходит в стадию дозвукового пропеллера, когда ее период достигает величины  $P_{sd}$  (см. выражение (3)), и покидает эту фазу, переходя в стадию аккретора, когда ее период увеличивается до  $P_{br}$  (см. выражение (10)). При этих условиях центробежная сила, действующая на плазму, расположенную в области магнитопаузы, и обусловленная вращением звезды, меньше силы гравитационного притяжения и не препятствует аккреции плазмы, проникающей в магнитное поле звезды, на ее поверхность.

На стадии дозвукового пропеллера вращательная энергия звезды уменьшается вследствие взаимодействия между ее магнитным полем и плазменной оболочкой, окружающей магнитосферу, переходя во внутреннюю энергию плазмы оболочки и турбулентные движения в ней. Темп передачи энергии от звезды к оболочке превосходит радиационные потери последней, так что процесс ее нагрева доминирует над процессом охлаждения. Вследствие этого температура оболочки сохраняется на максимально возможном уровне ( $T_p$ ), и оболочка находится в квазистационарном режиме, занимая пространство от границы магнитосферы

нейтронной звезды,  $R_*$  (см. выражение (5)) до радиуса гравитационного захвата,  $R_g$ . При этих условиях граница магнитосферы нейтронной звезды устойчива по отношению к неустойчивостям перестановочного типа. Вместе с тем, проникновение плазмы в магнитосферу звезды происходит вследствие процесса диффузии.

Тепловая энергия плазмы, диффундирующей в магнитосферу, уменьшается вследствие тормозного излучения на масштабе времени  $t_d$  (см. выражение (12)), которое определяет минимально возможное характерное время аккреционного процесса на поверхность звезды. Темп аккреции при этих условиях ограничен величиной  $\dot{M}_a$  (см. выражение (14)). Этот верхний предел не зависит от механизма проникновения плазмы в поле.

Движение остывшей плазмы от границы магнитосферы в направлении нейтронной звезды полностью контролируется магнитным полем и происходит вдоль направления силовых линий. Плазма достигает поверхности звезды в области ее магнитных полюсов, где кинетическая энергия потока переходит в его тепловую энергию. Вследствие этого, наблюдательные проявления дозвуковых пропеллеров подобны проявлениям звезд, находящихся в состоянии аккретора и имеющих низкую (или умеренную) рентгеновскую светимость.

Критериями, позволяющими отличить дозвуковые пропеллеры от аккреторов, являются:

1. Ограниченная область допустимых величин периодов дозвуковых пропеллеров, которая является функцией их светимости (см. рис.2 и 3).
2. Относительно мягкий рентгеновский спектр дозвуковых пропеллеров.
3. Быстрое замедление звезд, проявляющих себя как аккреционные рентгеновские пульсары.

Перечисленные критерии могут быть использованы при селекции кандидатов в дозвуковые пропеллеры из числа рентгеновских пульсаров низкой (или умеренной) светимости.

Автор выражает благодарность Л.А.Пустильнику и Н.Г.Бескровной за полезную дискуссию и помощь в оформлении статьи. Настоящая работа выполнена при поддержке Коре́йского Научно-инженерного фонда (Korea Science and Engineering Foundation: проект KOSEF R01-2004-000-1005-0), Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ, проект 03-02-17223а), а также программы "Астрономия".

<sup>1</sup> Главная астрономическая обсерватория РАН,  
Россия, e-mail: ikhsanov@kao.re.kr

<sup>2</sup> Национальная астрономическая обсерватория Кореи,  
Тэджон, Южная Корея

# NEUTRON STARS IN THE STATE OF SUBSONIC PROPELLER

N.R.IKHSANOV<sup>1,2</sup>

The state of subsonic propeller is intermediate between the states of supersonic propeller and accretor in the evolutionary tracks of magnetized compact stars. The rotational rate of a star on this stage decelerates due to the interaction between its magnetosphere and the surrounding hot quasi-static plasma envelope. The magnetospheric radius is smaller than the corotation radius and the boundary of the magnetosphere is stable with respect to interchange instabilities. The rate of the mass flux from the inner radius of the envelope to the stellar surface is limited to the rate of plasma diffusion into the magnetic field of the star. As a result, the subsonic propeller would appear as a low luminous accretion-powered pulsar with soft X-ray spectrum.

Key words: *stars: neutron*

## ЛИТЕРАТУРА

1. R.E.Davies, A.C.Fabian, J.E.Pringle, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 186, 779, 1979.
2. В.М.Лупунов, Астрофизика нейтронных звезд, Наука, М., 1987.
3. S.Campana, L.Stella, G.L.Israel et. al., Astrophys. J., 580, 387, 2002.
4. K.Menou, J.E.McClintock, Astrophys. J., 557, 304, 2001.
5. R.E.Davies, J.E.Pringle, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 196, 209, 1981.
6. V.S.Beskin, A.F.Gurevich, Ya.N.Istomin, Phys. Pulsar Magnetosphere, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1993.
7. A.F.Illarionov, R.A.Sunyaev, Astron. Astrophys., 39, 185, 1975.
8. G.S.Bisnovatyi-Kogan, Astron. Astrophys., 245, 528, 1991.
9. Q.Z.Liu, J. van Paradijs, E.P.J. van den Heuvel, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 147, 25, 2000.
10. K.Makishima, T.Mihara, F.Nagase, Y.Tanaka, Astrophys. J., 525, 978, 1999.
11. W.Coburn, W.A.Heindl, R.E.Rothschild et. al., Astrophys. J., 580, 394, 2002.
12. N.R.Ikhsanov, Astron. Astrophys., 375, 944, 2001.
13. С.Б.Пукельнер, Основы космической электродинамики, Наука, М., 1966.
14. N.R.Ikhsanov, Astron. Astrophys., 367, 549, 2001.
15. T.Matsuda, N.Sekino, K.Sawada et. al., Astron. Astrophys., 248, 301, 1991.
16. N.R.Ikhsanov, Astron. Astrophys., 381, L61, 2002.
17. N.R.Ikhsanov, Astron. Astrophys., 368, L5, 2001.
18. J.Arons, S.M.Lea, Astrophys. J., 207, 914, 1976.
19. J.T.Gosling, M.F.Thomsen, S.J.Bame et. al., J. Geophys. Res., 96, 14097, 1991.
20. U.Anzer, G.Börner, Astron. Astrophys., 122, 73, 1983.
21. M.M.Basko, R.A.Sunyaev, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 175, 379, 1976.