

## ЭВОЛЮЦИОННЫЙ СТАТУС ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ РАДИОПУЛЬСАРОВ

© 2023 г. М. Д. Афолина<sup>1,2\*</sup>, А. В. Бирюков<sup>2,3,4</sup>, С. Б. Попов<sup>2,5\*\*</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия

<sup>2</sup>Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга  
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>3</sup>Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики",  
факультет физики, Москва, Россия

<sup>4</sup>Институт физики, Казанский (Приволжский) Федеральный Университет, Казань, Россия

<sup>5</sup>ICTP — Международный центр теоретической физики, Триест, Италия

Поступила в редакцию 15.08.2023 г.

После доработки 10.09.2023 г.; принята к публикации 14.09.2023 г.

Рассматривается эволюционный статус недавно обнаруженных долгопериодических радиоисточников PSR J0901-4046, GLEAM-X J1627-52, GPM J1839-10. Существует предположение, что все три являются радиопульсарами. В рамках стандартных сценариев считается, что для работы пульсарного механизма необходимо исключить проникновение внешнего вещества под световой цилиндр, что соответствует стадии Эжектора. Показано, что при реалистичных свойствах межзвездной среды 76-секундный пульсар PSR J0901-4046 должен находиться на этой стадии, в то время как источники GLEAM-X J1627-52 и GPM J1839-10 с периодами  $\gtrsim 1000$  с могут находиться на этой стадии только при нереалистично высоких дипольных полях  $\gtrsim 10^{16}$  Гс. Также мы показываем, что источники с периодами  $\sim 100$  с и полями  $\lesssim 10^{13}$  Гс не могут быть Эжекторами в реалистичной межзвездной среде. Таким образом, предсказывается, что долгопериодические радиопульсары со стандартными магнитными полями не будут обнаружены.

*Ключевые слова:* нейтронные звезды, радиопульсары.

DOI: 10.31857/S0320010823090012, EDN: PTUSVH

### ВВЕДЕНИЕ

Эволюционный статус и наблюдательные проявления одиночных нейтронных звезд зависят не только от собственных параметров компактного объекта (период вращения, магнитное поле, температура и т.д.), но и от того, как происходит взаимодействие с внешней средой. Это определяется двумя основными параметрами: плотностью среды и скоростью нейтронной звезды относительно внешней среды. Выделяют четыре основные эволюционные стадии нейтронной звезды (см., например, Липунов, 1987): Эжектор, Пропеллер, Аккректор и Георотатор. В данной работе, посвященной долгопериодическим радиопульсарам, нас будут интересовать первые две стадии. На стадии Эжектора

поток релятивистских частиц от нейтронной звезды является достаточно сильным, чтобы внешняя среда не попадала внутрь так называемого светового цилиндра. Радиус светового цилиндра соответствует максимальному расстоянию, на котором возможно твердотельное вращение магнитных силовых линий:

$$R_l = c/\omega. \quad (1)$$

Здесь  $c$  — скорость света,  $\omega = 2\pi/P$  — частота вращения,  $P$  — период вращения нейтронной звезды. Именно на этой стадии нейтронная звезда может проявлять себя как радиопульсар. Для этого необходимо, чтобы в магнитосфере работал каскад рождения электрон-позитронных пар. Часто условия существования каскада определяют через так называемую линию смерти (см., например, Бескин, 1999). Нас, однако, в дальнейшем не будет интересовать выполнение этого условия, поскольку мы рассматриваем принципиальное ограничение

\* Электронный адрес: [afonina.md19@physics.msu.ru](mailto:afonina.md19@physics.msu.ru)

\*\* Электронный адрес: [sergepolar@gmail.com](mailto:sergepolar@gmail.com)

(необходимое условие), связанное с нахождением нейтронной звезды на стадии эжекции.

На стадии Пропеллера вещество может начать проникать под световой цилиндр, препятствуя распространению потока релятивистского ветра, в конечном счете “выключая” механизм его генерации. В наиболее часто встречающихся случаях условие перехода со стадии Эжектора на стадию Пропеллера можно записать через равенство двух критических радиусов. Одним из них является радиус гравитационного захвата:

$$R_G = \frac{2GM}{v^2}. \quad (2)$$

Здесь  $M$  — масса нейтронной звезды, а  $v$  — ее скорость относительно межзвездной среды. При этом здесь и далее мы считаем, что  $v$  всегда больше скорости звука в теплой межзвездной среде:  $c_s \sim \sqrt{kT/m_p} \sim 10$  км/с для  $T \sim 10^4$  К (Клессен, Гловер, 2016).

Вторым критическим радиусом является так называемый радиус Шварцмана. Его можно выразить через равенство давления релятивистского (пульсарного) ветра и давления во внешней среде:

$$R_{Sh} = \left( \frac{\xi \mu^2 (GM)^2 \omega^4}{\dot{M} v^5 c^4} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь  $\mu = BR^3$  — магнитный момент, который можно определить через поле на экваторе  $B$  и радиус нейтронной звезды  $R$ . Параметр  $\dot{M}$  определяет свойства внешней среды и равен темпу аккреции, если таковая возможна. Мы оцениваем его как  $\dot{M} = \pi R_G^2 \rho v$ , где  $\rho$  — плотность межзвездной среды. Иногда ее удобно выразить через концентрацию  $n = \rho/m_p$ , где  $m_p$  — масса протона. Давление внешней среды, соответственно, равно  $\rho v^2$ .

Выражение (3) основывается на том, что мощность пульсарного ветра равна  $L_w = \xi \mu^2 \omega^4 / c^4$ , где фактор  $\xi \approx 1 + 1.4 \sin^2 \alpha$  зависит от угла  $\alpha$  между осью вращения и магнитной осью нейтронной звезды (Филиппов и др., 2014). В предположении изотропного распределения магнитных углов пульсаров  $\xi \approx 1.93$ . Далее в расчетах мы принимаем  $\xi = 2$ .

Условие существования Эжектора в том случае, когда  $R_G > R_l$ , формулируется как  $R_{Sh} = R_G$ . Однако для больших периодов вращения может сложиться ситуация, когда  $R_l > R_G$ . В таком случае критическим условием будет равенство  $R_{Sh} = R_l$ .

Задав период вращения нейтронной звезды, ее магнитное поле, плотность внешней среды и скорость относительно нее, мы можем легко рассчитать, находится ли звезда на стадии Эжектора или Пропеллера. В первом случае возможно

существование радиопульсара. Во втором — нет. В следующем разделе мы описываем параметры долгопериодических пульсаров и родственных им источников, а затем прилагаем эти простые соображения к недавно открытым долгопериодическим пульсарам.

## ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПУЛЬСАРЫ

В течение долгого времени максимальные периоды известных радиопульсаров составляли  $\sim 10$  с. Однако за последние два года было представлено три источника с существенно более длинными периодами. Кроме того, существуют еще два интересных объекта, возможно родственных долгопериодическим пульсарам. В этом разделе мы кратко перечислим основные наблюдательные свойства этих источников.

PSR J0901-4046 был открыт в 2020 г. на радиотелескопе MeerKAT в Южной Африке на частоте 1.3 ГГц (Калейб и др., 2022). Он имеет период 75.88 с и  $\dot{P} = 2.25 \times 10^{-13}$  с/с. По стандартной формуле для энергопотерь пульсаров это соответствует магнитному полю  $1.3 \times 10^{14}$  Гс. Форма его отдельных импульсов различна в гораздо большей степени, чем это обычно наблюдается у радиопульсаров. Вследствие малой меры дисперсии этого источника  $52 \pm 1$  пк/см<sup>3</sup>, расстояние до него оценивается в 330–470 пк в зависимости от модели плотности свободных электронов в Галактике.

Источник GLEAM-X J1627-52 был открыт с помощью наблюдений на радиотелескопе Murchison Widefield Array (MWA) в 2018 г. на частотах 72–231 МГц (Харлей-Уокер и др., 2022). Активная фаза длилась около трех месяцев. За это время был зарегистрирован 71 импульс, что позволило определить период 1091 с. Для производной периода был получен предел  $\dot{P} < (1-4) \times 10^{-9}$  с/с. Излучение обладает сильной линейной поляризацией ( $\sim 88\%$ ). Яркостная температура оценивается в  $10^{16}$  К. Радиосветимость примерно на три порядка превосходит потери вращательной энергии.

GPM J1839-10 также был впервые зарегистрирован на MWA (Харлей-Уокер и др., 2023). Затем источник наблюдался на Australia Telescope Compact Array (ATCA), радиотелескопе Parkes/Murrumbidgee, на Australian Square Kilometre Array Pathfinder (ASKAP) и на MeerKAT. Период пульсаций равен 1318.2 с. Предел на производную периода составляет  $\dot{P} < 3 \times 10^{-9}$  с/с. Интересно, что источник удалось идентифицировать в архивных радиоданных, охватывающих более тридцати лет! Исходя из значения меры дисперсии  $273.5 \pm \pm 2.5$  пк/см<sup>3</sup>, расстояние до GPM J1839-10 удастся, по сути, лишь ограничить снизу как  $d \gtrsim \gtrsim 2.8$  кпк.

Вероятно, есть источник, во многом напоминающий по своим свойствам пульсары GLEAM-X J1627-52 и GPM J1839-10. Это так называемый радиотранзиент в области центра Галактики (Galactic center radio transient — GCRT) GCRT J1745-3009. Источник впервые был зарегистрирован в радиодиапазоне на VLA на частоте 0.33 ГГц в 2002 г., а затем наблюдался еще несколько раз (Хайман и др., 2005). Во время первой регистрации источник продемонстрировал пять мощных (порядка 1 Ян) всплесков длительностью около 10 мин. Интервал между всплесками составлял примерно 77 мин, что можно интерпретировать как вероятный период вращения. Во время последующих эпизодов активности было зарегистрировано лишь по одному всплеску, которые были слабее первых. Объект не удалось отождествить в других диапазонах спектра. Источник имел большую яркостную температуру, что указывает на когерентный механизм излучения. Природа источника остается неизвестной (некоторые экзотические сценарии с нейтронными звездами обсуждались, например, в препринте Попов, 2008).

Наконец, упомянем источник 1E161348-5055 в остатке сверхновой RCW 103. Он был обнаружен обсерваторией Эйнштейн в рентгеновском диапазоне (Туохи, Гармире, 1980). Важным результатом стало обнаружение периодических пульсаций излучения, связанных с вращением нейтронной звезды (Де Лука и др., 2008). Период вращения равен 6.67 ч, а производная периода имеет верхний предел  $\dot{P} < 7 \times 10^{-10}$  с/с. Затем была обнаружена магнитарная активность этого объекта (Реа и др., 2016; Д’Аи и др., 2016). Нам этот источник интересен в первую очередь своим длинным периодом. Это делает его потенциальным “родственником” пульсаров GLEAM-X J1627-52 и GPM J1839-10, т.е. у них может быть общий механизм быстрого замедления (см. ниже раздел “Обсуждение”), хотя современные наблюдательные проявления у них существенным образом различаются.

С точки зрения физики радиопульсаров объекты с большими периодами вызывают вопросы, связанные с механизмом генерации радиоизлучения. Во-первых, все они лежат за линией смерти. Во-вторых, у некоторых из них даже радиосветимость превосходит потери вращательной энергии. Однако в следующем разделе данной заметки мы рассмотрим совсем другую проблему, связанную с эволюционным статусом этих источников. Как мы увидим, для некоторых из них необходимо достаточно экстремальное сочетание величины магнитного поля и пространственной скорости для того, чтобы объекты находились на стадии эжекции.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Из условия равенства  $R_{Sh} = R_G$  при  $R_G > R_l$  мы можем получить уравнение для критической скорости:

$$v_{p1} = \left( \frac{8\pi c^4 (GM)^2 \rho}{\mu^2 \omega^4} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Это уравнение можно переписать как  $v_{p1} = 27.4 P_2^2 n^{1/2} B_{14}^{-1}$  км/с, если параметры звезды нормированы на типичные (для нашей задачи) значения: период  $P_2 = P/(100 \text{ с})$ , поле на экваторе  $B_{14} = B/(10^{14} \text{ Гс})$ , а концентрация  $n$  берется в единицах  $\text{см}^{-3}$ . Масса звезды принята равной  $1.4 M_\odot$ , радиус 10 км. Если скорость объекта  $v < v_{p1}$ , то он оказывается на стадии Пропеллера.

В случае же  $R_G < R_l$  необходимо использовать условие  $R_{Sh} = R_l$ , и тогда для критической скорости получаем:

$$v_{p2} = \left( \frac{\mu^2 \omega^6}{4\pi \rho c^6} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

После аналогичных нормировок формула запишется как  $v_{p2} = 2840 P_2^{-3} B_{14} n^{-1/2}$  км/с. Стадия Пропеллера в этом случае соответствует скорости выше критической:  $v > v_{p2}$ .

Рассмотрим, используя уравнения (4) и (5), при каких параметрах источники PSR J0901-4046, GLEAM-X J1627-52, GPM J1839-10 могут находиться на стадии эжекции. На рис. 1 изображено графическое представление уравнений для разных значений магнитных полей и двух периодов: 76 с (черными прерывистыми линиями) и 1318 с (оранжевыми непрерывными линиями).

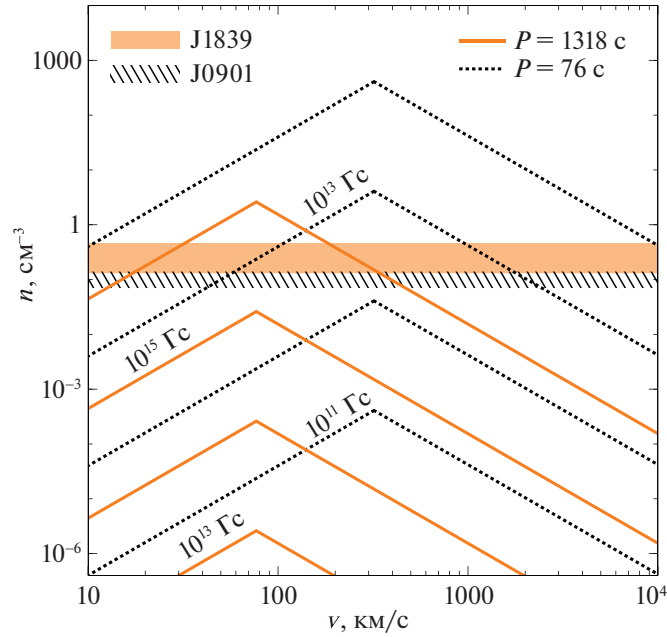
Графики имеют излом на скорости  $v_{br}$ , определяемой из условия  $R_G = R_l$ :

$$v_{br} = \left( \frac{2GM\omega}{c} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

или  $v_{br} = 279 P_2^{-1/2}$  км/с после нормировки. Область под каждой ломаной линией соответствует Эжекторам для данных значений магнитного поля и концентрации окружающей среды. Над линией находятся объекты на стадии Пропеллера. Так, например, для  $P = 1318$  с и полей  $10^{14}$  Гс и ниже Эжекторов нет при концентрации среды  $\gtrsim 10^{-3.5} \text{ см}^{-3}$ .

Стоит, однако, отметить, что величины полей  $B$ , указанные рядом с соответствующими линиями на рис. 1, до некоторой степени условны. В общем случае они могут быть связаны с реальным  $B_0$  на поверхности звезды соотношением вида

$$\frac{B}{B_0} = R_{10}^{-3} \sin \alpha, \quad (7)$$



**Рис. 1.** Соотношение между критической скоростью и концентрацией внешней среды для двух объектов PSR J0901-4046 ( $P = 76$  с) и GPM J1839-10 ( $P = 1318$  с). Области под каждой из линий соответствуют стадии Эжектора, над — Пропеллера. Непрерывные линии соответствуют GPM J1839-10. Пунктирные — PSR J0901-4046. Для каждого значения периода линии нарисованы для нескольких значений напряженности магнитного поля. Излом в линиях соответствует скорости  $v_{br}$ . Слева от излома линия описывается уравнением (4), справа — уравнением (5). Полупрозрачная и штрихованная полосы показывают оценки локальной плотности для GPM J1839-10 и PSR J0901-4046 соответственно.

где  $R_{10} = R/(10 \text{ км})$  — радиус нейтронной звезды. Первый множитель в правой части (7) отражает то, что радиусы реальных нейтронных звезд немного больше “стандартных” в 10 км и примерно равны 11.5–12 км (Рааймакерс и др., 2021). Второй же множитель связан с тем, что потери вращательной энергии долгопериодических пульсаров могут оказаться скорее близкими к магнитодипольным ( $\xi = \sin^2 \alpha$ ), нежели к классическим пульсарным ( $\xi \approx 1 + 1.4 \sin^2 \alpha$ ). Так как каскадное рождение электрон-позитронных пар в приполярной области НЗ прекращается уже при периодах  $P_d \approx \approx 16B_{14}^{8/15} \cos^{7/15} \alpha$  с (Новосёлов и др., 2020), что меньше, чем период любого из обсуждаемых объектов, то каждый из них может формально находиться за своей линией смерти, замедляясь по магнитодипольному закону. Соответственно и условие их перехода с Эжектора на Пропеллер может быть более мягким (Бескин, Елисеева, 2005).

В конечном итоге каждый из множителей в (7) приводит к увеличению (в несколько раз) значения критического магнитного поля, при котором пульсар уже не может при данной скорости и плотности среды быть Эжектором.

Кроме того, на графике горизонтальными полосами (полупрозрачной и штрихованной) отмечены оценки для локальной плотности межзвездной среды в тех местах Галактики, где находится каждый

из пульсаров. Эти оценки были получены на основе трехмерной карты распределения пыли в Галактике по объединенным данным 3-го раннего релиза Gaia (Gaia EDR3) и каталога 2MASS (Вергели и др., 2022). Эта карта позволяет оценить дифференциальное поглощение в оптическом диапазоне  $a_V$  (в зв. величинах на парсек) в объеме  $10 \times 10 \times 0.8$  кпк с центром в Солнце и разрешением до 10 пк. При этом полное поглощение (в звездных величинах) в направлении на заданный источник определяется как интеграл по лучу зрения  $A_V = \int a_V dl$  от наблюдателя до источника.

В направлении на PSR J0901-4046 и интервале расстояний 330–470 пк от Солнца  $a_V \sim \sim 100\text{--}220 \mu\text{mag/пк}$ . Из наблюдений рентгеновских источников следует пропорциональность плотности атомов на луче зрения и полного поглощения в оптическом диапазоне  $N_H = qA_V$ , где  $q \approx 2 \times 10^{21} \text{ см}^{-2} \text{ mag}^{-1}$  (Гувер, Озел, 2009). Поэтому для данного пульсара локальная плотность среды  $n = qa_V / (3.08 \times 10^{18} \text{ см}^3/\text{пк}) \approx \approx 0.07\text{--}0.14 \text{ см}^{-3}$ .

Для GPM J1839-10 карта Вергели и др. (2022) позволяет сделать подобную оценку только в интервале расстояний 2.8–5 кпк, которая оказывается равной  $n \approx 0.13\text{--}0.45 \text{ см}^{-3}$ .

Основные выводы, которые можно сделать из анализа рис. 1, таковы. Во-первых, пульсар PSR

J0901-4046 при магнитном поле  $\sim(1-2) \times 10^{14}$  Гс практически при любых реалистичных значениях плотности среды и скорости находится на стадии Эжектора. Во-вторых, источники GLEAM-X J1627-52 и GPM J1839-10 могут находиться на стадии эжектора в типичной межзвездной среде ( $n \sim 0.1-1 \text{ см}^{-3}$ ) только при нереалистично больших магнитных полях  $\gtrsim 10^{16}$  Гс или даже выше, если учесть поправки (7). Наконец, в-третьих, мы можем предсказать, что практически невозможно существование пульсаров с периодами  $\sim 100$  с и полями  $\lesssim 10^{13}$  Гс, так как это потребовало бы очень низкой плотности окружающей их среды.

### ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящий момент нет ясности с происхождением длинных периодов наблюдаемых объектов. Наиболее вероятным представляется то, что очень длинные периоды, такие как у GLEAM-X J1627-52 и GPM J1839-10, а также у источника в остатке сверхновой RCW 103, связаны со стадией возвратной аккреции (fallback) после взрыва сверхновой. Данный сценарий подробно рассмотрен в работе Рончи и др. (2022). Популяционные аспекты этого сценария моделируются в статье Реа и др. (2023). Авторы показывают, что в рамках сделанных ими предположений трудно объяснить происхождение большой популяции долгопериодических радиопульсаров.

Другим возможным вариантом, по крайней мере, для 76-секундного пульсара, представляется эволюция в массивной тесной двойной системе, где нейтронная звезда успевает достигнуть стадии Пропеллера или Аккретора до второй вспышки сверхновой, разрушающей двойную систему. После распада двойной более старый компактный объект “второй раз рождается” уже с большим периодом вращения. Этот вариант эволюции будет детально рассмотрен в статье Куранов, Попов (в работе).

Если долгопериодические пульсары испытали сильное торможение на стадии возвратной аккреции, то это означает, что они могли выходить на стадию Эжектора со стадии Пропеллера. В таком случае критическим условием уже не будет равенство  $R_{Sh} = R_G$  или  $R_{Sh} = R_l$ . Это связано с так называемым эффектом гистерезиса (см. Шварцман, 1970; Липунов, 1987): переход со стадии Пропеллера на Эжектор происходит при более коротком периоде (при прочих равных параметрах), чем переход с Эжектора на Пропеллер. Условием перехода теперь будет равенство радиуса магнитосферы  $R_m$  и радиуса светового цилиндра  $R_l$ .

Простейшей оценкой для радиуса магнитосферы может быть альфвеновский радиус:

$$R_A = \left( \frac{\mu^2}{8M\sqrt{2GM}} \right)^{2/7}. \quad (8)$$

Однако на стадии Пропеллера, а тем более при условии  $R_m \approx R_l$ , радиус магнитосферы может быть значительно больше (см., например, Дэвис, Прингл, 1981; Липунов, 1987). На стадии Пропеллера (при  $R_m < R_G$ ) хорошей оценкой является:

$$R_m = R_A \left( \frac{R_G}{R_A} \right)^{2/9}. \quad (9)$$

А при  $R_m \approx R_l$ , согласно Дэвису и Принглу (1981), можно записать

$$R_m = \left( \frac{\mu^2(GM)^2}{2Mv^5} \right)^{1/6}. \quad (10)$$

Данная формула получена из равенства магнитного давления  $\mu^2/(8\pi R_m^6)$  и внешнего давления  $\rho v^2$ .

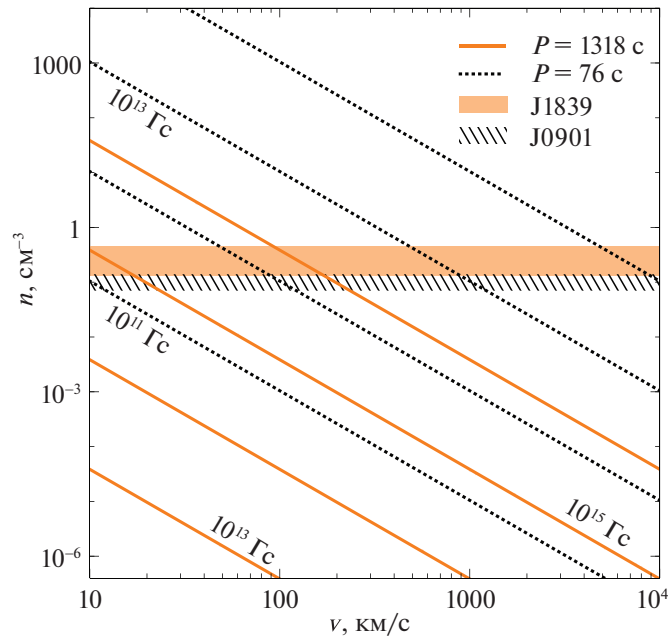
Однако нужно иметь в виду, что на момент перехода наблюдаемого объекта со стадии Пропеллера на Эжектор его период должен быть несколько меньше современного, магнитное поле могло быть несколько выше (так как затем оно затухало), а параметры внешней среды могут не соответствовать положению пульсара в настоящий момент. Тем не менее в иллюстративных целях построим график, аналогичный рис. 1, используя равенство  $R_m = R_l$ , где радиус магнитосферы рассчитан по формуле (10). В данном случае условия не зависят от соотношения между  $R_G$  и  $R_l$ . Для критической скорости имеем

$$v_{p3} = \left( \frac{\mu^2 \omega^6}{8\pi c^6 \rho} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

В нормированном виде ее величина запишется как:  $v_{p3} = 1420 P_2^{-3} B_{14} n^{-1/2}$  км/с. Если скорость объекта превосходит  $v_{p3}$ , то он находится на стадии Пропеллера. Отметим, что в соответствии с “эффектом гистерезиса” это более жесткое ограничение на попадание на стадию Эжектора, чем задаваемое уравнением (5).

Уравнение (11) представлено на рис. 2 в графической форме, аналогично графикам на рис. 1. Поскольку теперь на вид зависимости не влияет соотношение между  $R_G$  и  $R_l$ , мы имеем просто набор прямых линий. Область Эжекторов для заданного поля находится ниже каждой соответствующей линии.

Снова мы видим, что пульсар PSR J0901-4046 находится в области Эжекторов. А вот более долгопериодические источники (к числу которых, по



**Рис. 2.** Соотношение между критической скоростью  $v_{p3}$  и концентрацией внешней среды для двух объектов PSR J0901-4046 ( $P = 76$  с) и GPM J1839-10 ( $P = 1318$  с) и четырех значений напряженности магнитного поля. Обозначения такие же, как на рис. 1.

всей видимости, можно отнести и GCRT J1745-3009) при реалистичных магнитных полях  $\lesssim 10^{15}$  Гс попадают в область Пропеллеров при типичных плотностях межзвездной среды.

Напомним, что механизм генерации радиоизлучения в источниках GLEAM-X J1627-52 и GPM J1839-10 остается пока неизвестным. Не исключено, что этот процесс родственен не классическому пульсарному механизму, а магнитарному. На это, в частности, косвенно указывает то, что радиосветимости GLEAM-X J1627-52 и GPM J1839-10 превосходят темп потерь вращательной энергии. Таким образом, необходим другой энергетический резервуар, который логично связать с сильным магнитным полем. В этом случае активность нейтронной звезды может локально изменить параметры внешней среды. Такой сценарий необходимо рассматривать отдельно, но это выходит за рамки исследования, представленного в данной статье.

Интересный вопрос связан с дальнейшей судьбой долгопериодических пульсаров и родственных им объектов. Под последними мы подразумеваем нейтронные звезды с примерно такими же параметрами, но разными величинами пространственной скорости. Если уже в начальный период своей жизни нейтронная звезда обладает большим периодом вращения (и, возможно, сильным магнитным полем), то это приводит к ее быстрому выходу на стадию аккреции из межзвездной среды (при высокой скорости и с большим магнитным полем

объект выйдет на так называемую стадию Георотатора, когда размер магнитосферы превосходит радиус гравитационного захвата).<sup>1</sup> Соответственно, существование довольно большой популяции одиночных нейтронных звезд, способных начать аккрецировать за время много меньше возраста Галактики, должно существенно повысить оценки частоты встречаемости таких источников. В проведенных к настоящему времени популяционных расчетах свойств одиночных аккрецирующих нейтронных звезд (см., например, Болдин, Попов, 2010, и ссылки в этой работе) такая популяция, естественно, не была включена.

Отдельно отметим, что если распределения по скоростям и по магнитным полям в популяции долгопериодических объектов аналогичны таковым для обычных нейтронных звезд, то подавляющее большинство долгопериодических объектов не может быть обнаружено в качестве нормальных радиопулсаров. Таким образом, оценки числа и темпа рождения объектов, сделанные только на основе радионаблюдений, могут быть существенно заниженными, так как многие долгопериодические молодые нейтронные звезды могут находиться на стадии Пропеллера.

<sup>1</sup> Детальное моделирование эволюции одиночных нейтронных звезд с большими начальными периодами и их свойства на стадии аккреции будут представлены нами в отдельной публикации.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Открытие долгопериодических радиопульсаров стало неожиданным результатом. На сегодняшний день нет ясного представления ни о природе некоторых объектов, ни о механизме излучения, ни об эволюционном пути этих источников (см., например, Реа и др., 2023).

В рамках пульсарной модели, где для генерации радиоизлучения необходимо исключить проникновение внешней среды под световой цилиндр, мы рассмотрели ограничения на параметры источников, при которых они находятся на стадии эжекции.

Нами показано, что 76-секундный пульсар полностью соответствует требованиям нахождения на стадии Эжектора. С другой стороны, источники GLEAM-X J1627-52 и GPM J1839-10 с периодами  $\sim 10^3$  с не могут находиться на стадии Эжектора в стандартной межзвездной среде, если только их поля не превосходят примерно  $10^{16}$  Гс или они не проявляют дополнительной активности (например, магнитарной), приводящей к существенному уменьшению плотности вещества вокруг них. Кроме того, если быстрое замедление этих источников предполагает их попадание на стадию Пропеллера, то последующий переход на Эжектор может оказаться невозможным при реалистичных значениях магнитных полей. Из этого можно заключить, что такие долгопериодические радиоисточники не могут являться обычными радиопульсарами.

Кроме того, мы показываем, что долгопериодические пульсары с периодами  $\sim 10^2$  с и полями  $\lesssim 10^{13}$  Гс не могут находиться на стадии Эжектора в стандартной межзвездной среде. Следовательно, аналоги PSR J0901-4046 с темпом замедления  $\dot{P} \lesssim 10^{-15}$  с/с обнаружены не будут.

А.В. Бирюков благодарит Д.З. Вибе за консультации по распределению межзвездной среды в Галактике. Работа была поддержана грантом РФФ 21-12-00141.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бескин В.С., УФН **169**, 1169 (1999).
2. Бескин В.С., Елисеева С.А., Письма в Астрон. журн. **31**, 290 (2005) [V.S. Beskin, S.A. Eliseeva, Astron. Lett. **31**, 263 (2005)].
3. Болдин, Попов (P.A. Boldin and S.B. Popov), MNRAS **407**, 1090 (2010).
4. Вергели и др. (J.L. Vergely, R. Lallement, and N.L.J. Cox), Astron. Astrophys. **664**, id.A174 (2022).
5. Гувер, Озел (T. Güver and F. Özel), MNRAS **400**, 2050 (2009).
6. Д'Аи и др. (A. D'Ai, P.A. Evans, D.N. Burrows, N.P.M. Kuin, D.A. Kann, S. Campana, A. Maselli, P. Romano, et al.), MNRAS **463**, 2394 (2016).
7. Де Лука и др. (A. De Luca, R. P. Mignani, S. Zaggia, G. Beccari, S. Mereghetti, P.A. Caraveo, and G.F. Bignami), Astrophys. J. **682**, 1185 (2008).
8. Дэвис, Прингл (R.E. Davies and J.E. Pringle), MNRAS **196**, 209 (1981).
9. Калев и др. (M. Caleb, I. Heywood, K. Rajwade, M. Malenta, B.W. Stappers, E. Barr, W. Chen, V. Morello, et al.), Nature Astron. **6**, 828 (2022).
10. Клессен, Гловер (R.S. Klessen and S.C.O. Glover), Star Formation in Galaxy Evolution: Connecting Numerical Models to Reality, Saas-Fee Advanced Course **43**, 85 (Springer-Verlag Berlin Heidelberg: 2016).
11. Липунов В.М., *Астрофизика нейтронных звезд* (М.: Наука, 1987).
12. Новосёлов и др. (E. Novoselov, V. Beskin, A. Galishnikova, M.N. Rashkovetskiy, and A.V. Biryukov), MNRAS **494**, 3899 (2020).
13. Попов (S.B. Popov), arXiv: **0812.4587** (2008).
14. Реа и др. (N. Rea, A. Borghese, P. Esposito, F. Coti Zelati, M. Bachetti, G.L. Israel, and A. De Luca), Astrophys. J. **828**, L13 (2016).
15. Реа и др. (N. Rea, N. Hurley-Walker, C. Pardo-Araujo, M. Ronchi, V. Graber, F. Coti Zelati, D. De Martino, A. Bahramian, et al.), arxiv: **2307.10351** (2023).
16. Рааймакерс и др. (G. Raaijmakers, S. Greif, K. Hebel, T. Hinderer, S. Nissanke, A. Schwenk, T.E. Riley, A.L. Watts, J.M. Lattimer, and W.C.G. Ho), Astrophys. J. **918**, id.L29 (2021).
17. Рончи и др. (M. Ronchi, N. Rea, V. Graber, and N. Hurley-Walker), Astrophys. J. **934**, 184 (2022).
18. Туохи, Гармире (L. Tuohy and G. Garmire), Astrophys. J. **239**, 107 (1980).
19. Филиппов и др. (A. Philippov, A. Tchekhovskoy, and J.G. Li), MNRAS **441**, 1879 (2014).
20. Хайман и др. (S.D. Hyman, T.J.W. Lazio, N.E. Kassim, P.S. Ray, C.B. Markwardt, and F. Yusef-Zadeh), Nature **434**, 50 (2005).
21. Харлей-Уокер и др. (N. Hurley-Walker, X. Zhang, A. Bahramian, S.J. McSweeney, T.N. O'Doherty, P.J. Hancock, J.S. Morgan, G.E. Anderson, G.H. Heald, and T.J. Galvin), Nature **601**, 526 (2022).
22. Харлей-Уокер и др. (N. Hurley-Walker, N. Rea, S.J. McSweeney, B.W. Meyers, E. Lenc, I. Heywood, S.D. Hyman, Y.P. Men, et al.), Nature **619**, 487 (2023).
23. Шварцман В.Ф., Астрон. журн. **47**, 660 (1970).