

О МЕХАНИЗМАХ ТОРМОЖЕНИЯ РАДИОПУЛЬСАРОВ

© 2022 г. И. Ф. Малов^{1, *}, А. П. Морозова²

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

² Пушчинский государственный естественно-научный институт, Пушчино, Россия

*E-mail: malov41@mail.ru

Поступила в редакцию 16.06.2021 г.

После доработки 30.08.2021 г.

Принята к публикации 01.11.2021 г.

Проведен анализ зависимости $dP/dt(P)$ для трех групп пульсаров с различными значениями периода: $P > 2$ с, 0.1 с $< P < 2$ с и $P < 0.1$ с. В рамках предположения о слабом затухании магнитного поля нейтронной звезды в течение эволюции пульсара, а также о медленном изменении со временем угла между ее магнитным моментом и осью вращения сравнивались полученные зависимости $dP/dt(P)$ и предсказания различных моделей замедления вращения пульсара. Показано, что долгопериодические пульсары тормозятся уносом углового момента ускоренными частицами — пульсарным ветром. Оценена средняя мощность ветра $L_p = 2.3 \cdot 10^{30}$ эрг/с, необходимая для объяснения наблюдаемой статистической зависимости. Для пульсаров с промежуточными значениями периода необходимо учитывать совместное действие магнитодипольного излучения и пульсарного ветра. Пульсары с $P < 0.1$ с делятся на три неперекрывающиеся группы: $P < 10$ мс, $P = 16$ мс — 100 мс при $dP/dt < 10^{-16}$ и $P = 16$ мс — 100 мс при $dP/dt > 10^{-16}$. В первой из них работают вместе магнитодипольное торможение и пульсарный ветер при преобладании первого механизма. Замедление вращения во второй группе вызвано пульсарным ветром, в третьей — магнитодипольным излучением.

Ключевые слова: нейтронные звезды, радиопульсары, механизмы торможения

DOI: 10.31857/S0004629922020074

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из инструментов, используемых для анализа путей эволюции радиопульсаров, остается исследование положения этих объектов на диаграмме $dP/dt(P)$, которая описывает зависимость производной периода между последовательными импульсами от самого периода. Это связано с тем обстоятельством, что указанные величины измеряются непосредственно в процессе достаточно длительных наблюдений и не связаны с различными предположениями о природе пульсаров и их моделях. Следует отметить, что на значения dP/dt и P влияет движение пульсаров относительно наблюдателя. Для источников, входящих в двойные системы, эффект Доплера вызывает модуляцию периода. Если пульсар обладает заметной пространственной скоростью, то может быть необходимым введение поправки Шкловского [1], когда из-за изменения расстояния между барицентром солнечной системы и пульсаром со временем растет величина задержки импульса, влияющая на наблюдаемые значения периода и его производной. Чаще всего заметное влияние этого эффекта проявляется в шаровых скоплениях, где велики ускорения пульсаров во

внешнем гравитационном поле. Поэтому при дальнейшем анализе мы исключаем из рассмотрения пульсары в двойных системах и шаровых скоплениях и используем параметры, приведенные в каталоге [2] для остальных объектов.

За время пульсарных исследований предпринималось много попыток объяснить расположение пульсаров на диаграмме $dP/dt(P)$ (см., например, работу [3] и ссылки в ней). Все они, к сожалению, содержат результаты, сильно зависящие от выбранных моделей. Так, в [4] предполагалось экспоненциальное уменьшение магнитного поля и угла β между магнитным моментом и осью вращения. Однако магнитогидродинамические расчеты [5] показали, что β уменьшается по степенному закону (обратно пропорционально корню из возраста). Существование значительного числа пульсаров с каталожными возрастными до миллиардов лет свидетельствует о достаточно медленном затухании поля, по крайней мере, у заметной части пульсаров. Кроме того, существуют механизмы дополнительной генерации поля в процессе эволюции пульсара [6, 7]. В работе [8] при анализе диаграммы $dP/dt(P)$ затухание магнитного поля считалось несущественным, тормо-

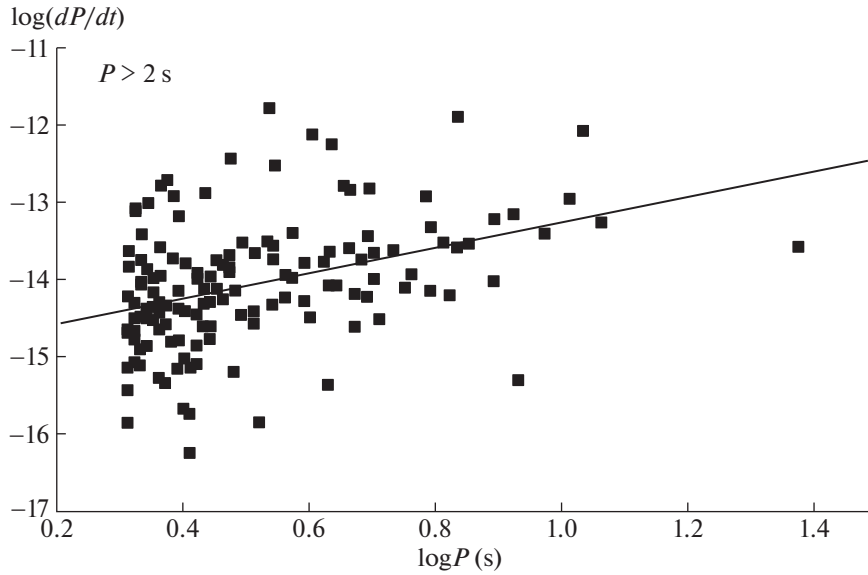


Рис. 1. Зависимость производной периода от периода для 150 радиопульсаров с $P > 2$ с (рисунок из работы [10]).

жение вращения всех нейтронных звезд приписывалось магнитодипольному излучению, а реальный возраст пульсаров приравнивался к их характеристическому возрасту. Последние два момента предполагают, что вся эволюция пульсара связана с дипольным излучением намагниченной нейтронной звезды, т.е. скорость потери энергии вращения приравнивается к мощности магнитодипольного излучения:

$$-I\Omega \frac{d\Omega}{dt} = \frac{B_s^2 R_*^6 \Omega^4 \sin^2 \beta}{6c^3}, \quad (1)$$

где $\Omega = 2\pi/P$ – угловая скорость вращения нейтронной звезды с радиусом R_* , I – ее момент инерции, B_s – индукция магнитного поля на магнитных полюсах, c – скорость света. Характеристический возраст

$$\tau = \frac{P}{2dP/dt} \quad (2)$$

вычисляется в рамках этой же модели в предположении о том, что период пульсара при его рождении (в момент $t = 0$) значительно меньше его современного значения. В настоящее время существуют сомнения в справедливости этого предположения.

Изменения параметров пульсаров с их возрастом приводят к искривлению их эволюционных треков на диаграмме $dP/dt(P)$, но как начальные распределения параметров, так и их эволюция до сих пор остаются предметом многочисленных исследований и дискуссий.

Мы предлагаем здесь рассмотреть наблюдаемые зависимости $dP/dt(P)$, разделив упомянутую

диаграмму на полосы по величине периодов пульсаров. Такой подход обусловлен тем, что интервал между импульсами почти во всех моделях отождествляется с периодом вращения нейтронной звезды и его эволюция во времени связана с замедлением такого вращения. Анализ наблюдаемой эволюции позволит сделать выводы о механизмах торможения.

2. ЗАВИСИМОСТЬ $dP/dt(P)$ ДЛЯ РАЗНЫХ ИНТЕРВАЛОВ ПЕРИОДОВ

На рис. 1–3 представлены диаграммы $dP/dt(P)$ для трех интервалов периодов: $P > 2$ с, $0.1 < P < 2$ с и $P < 0.1$ с. Такой выбор обусловлен следующими соображениями. Аномальные рентгеновские пульсары (AXP) и источники с мягким повторяющимся гамма-излучением (SGR) характеризуются периодами $P > 2$ с [9]. Однако среди вошедших в каталоги “нормальных” радиопульсаров с такими периодами достаточно много объектов, не проявляющих “магнетарной” активности. Зависимость $dP/dt(P)$ для них может быть описана уравнением [10]:

$$\lg dP/dt = (1.67 \pm 0.32) \lg P - 14.92 \pm 0.17. \quad (3)$$

Вопрос о причинах различного поведения долгопериодических ($P > 2$ с) пульсаров (в AXP/SGR и не принадлежащих к этой популяции) остается открытым. Мы предполагаем, что возможным определяющим фактором такого отличия является угол наклона магнитного момента к оси вращения. Эта проблема нами поставлена и находится в стадии отдельного исследования.

С другой стороны, нами было показано, что пульсары с $P < 0.1$ с отличаются от объектов с бо-

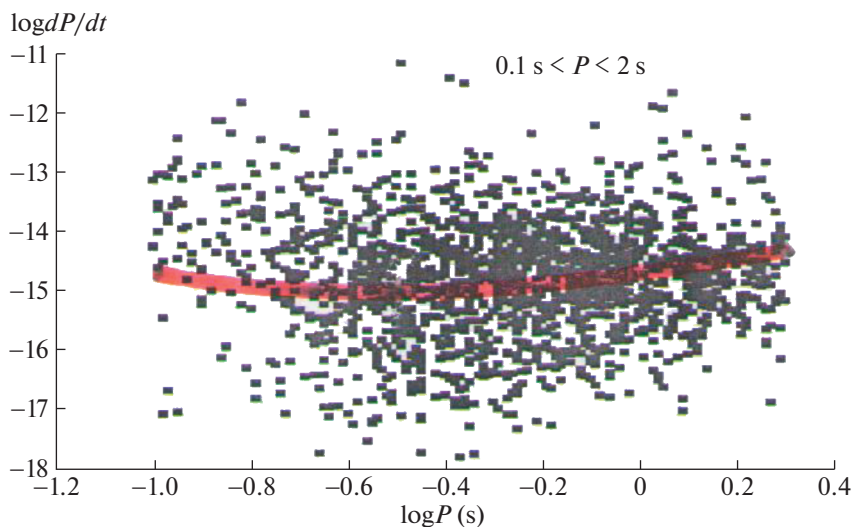


Рис. 2. Диаграмма $dP/dt(P)$ для радиопульсаров с периодами от 0.1 до 2 с.

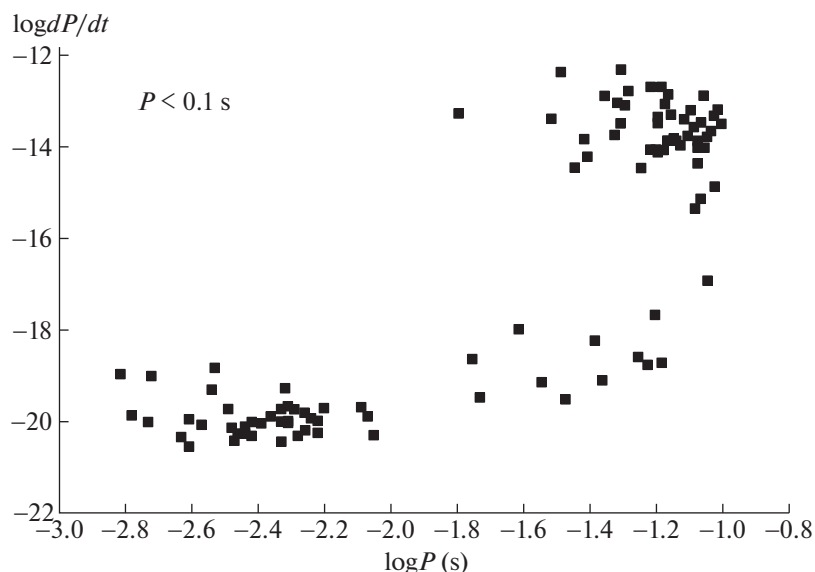


Рис. 3. Зависимость $dP/dt(P)$ в пульсарах с $P < 100$ мс.

лее длинными периодами целым рядом особенностей [11, 12]. Они характеризуются различием в целом ряде наблюдаемых параметров.

Эти различия имеют физическое объяснение, связанное с малым размером магнитосфер у пульсаров с $P < 0.1$ с и отличной от пульсаров с длинными периодами локализацией областей генерации излучения [11]. Поэтому необходимо отдельно проанализировать, каковы зависимости $dP/dt(P)$ в короткопериодических пульсарах.

Объекты с $0.1 < P < 2$ с составляют основную массу всех радиопульсаров, и для нее связь между периодом и его производной до сих пор детально не изучена.

Для различных механизмов замедления вращения зависимость $dP/dt(P)$ существенно отличается. Возможные механизмы торможения обсуждаются в [13]. В большей части работ по пульсарам магнитодипольное торможение рассматривается как основной механизм замедления вращения нейтронной звезды. При этом, полагая в уравнении (1) $B_s \sin \beta = \text{const}$, приходят к зависимости

$$dP/dt \propto 1/P. \quad (4)$$

Полученное нами уравнение (3) не согласуется с такой моделью. Это рассогласование может быть связано с изменением магнитного поля и/или угла между магнитным моментом и осью вращения с возрастом пульсара. При этом индивидуальное

торможение магнитодипольным механизмом для отдельного пульсара приводит к статистической зависимости, не описываемой уравнением (4). Вторая возможность объяснения наблюдаемого расхождения зависимостей (3) и (4) связана с тем, что замедление вращения рассмотренных пульсаров обусловлено другими механизмами. Приведенные во введении аргументы свидетельствуют о медленном эволюционном изменении B_s и β , поэтому посмотрим, можно ли объяснить полученную зависимость в рамках других механизмов торможения.

Наряду с электромагнитным излучением в различных диапазонах во время активной стадии из пульсара выбрасывается в окружающее пространство поток частиц, т.е. угловой момент может уноситься пульсарным ветром. В работе [14] получено уравнение для потери энергии вращения в этом случае:

$$I\Omega \frac{d\Omega}{dt} = -\frac{L_p^{1/2} B R_*^3 \Omega^2}{(6c^3)^{1/2}}, \quad (5)$$

где L_p – мощность пульсарного ветра. В периоды, когда параметры нейтронной звезды (I и R_*) остаются неизменными, этот механизм предсказывает зависимость

$$dP/dt = AP. \quad (6)$$

Здесь

$$A = \frac{L_p^{1/2} B R_*^3}{I(6c^3)^{1/2}}. \quad (7)$$

В пределах 2σ полученное нами уравнение (3) качественно согласуется с зависимостью (6). Оценим, какова должна быть мощность пульсарного ветра для количественного соответствия. Для этого должно выполняться равенство:

$$\lg A = -14.92. \quad (8)$$

В работе [10] представлено распределение магнитных полей на поверхности пульсаров с $P > 2$ с. Приведенные в каталоге ATNF поля вычислялись в рамках магнитодипольной модели. Однако, как показали спектральные исследования пульсара B0531+21 [15], наличие гиролинии при энергии 77 кэВ соответствует полю 6.6×10^{12} Гс, что с точностью до коэффициента порядка единицы близко к полю на магнитном полюсе 7.6×10^{12} Гс из каталога ATNF. Это дает основание использовать среднее для анализируемой выборки значение $\sim 10^{13}$ Гс, чтобы оценить необходимую мощность пульсарного ветра L_p .

Полагая $I = 10^{45}$ г см² и $R_* = 10^6$ см, получаем для согласования (3) и (6) значение $L_p = 2.3 \times 10^{30}$ эрг/с. Сравнение этой величины с распре-

делением каталожных значений скорости потери энергии вращения

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4\pi^2 I dP/dt}{P^3} \quad (9)$$

для исследуемых пульсаров показывает, что для подавляющего большинства этих объектов $dE/dt > L_p$ [10], т.е. энергии вращения хватает, чтобы обеспечить наблюдаемую мощность пульсарного ветра.

Для пульсаров с $0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$ (рис. 2) зависимость dP/dt от P не видна. Разбиение этого широкого интервала на более узкие показало, что для любых интервалов в рассматриваемых пределах указанной зависимости нет. Интересно, что в таком широком диапазоне значений периода распределение его производной оказывается очень узким (рис. 4). Около 60% всех значений заключено в пределах одного порядка. Это распределение может быть достаточно точно описано гауссианой

$$N = 362 \exp \left\{ -\left(\frac{\lg dP/dt + 14.46}{1.82} \right)^2 \right\}. \quad (10)$$

Среди механизмов, приводящих к замедлению вращения пульсара, есть такой, у которого зависимость между dP/dt и P отсутствует. В работе [16] авторы сделали попытку объяснить ряд особенностей в замедлении вращения с помощью дисковой модели. Они предположили, что окружающий нейтронную звезду реликтовый диск вызывает изменение структуры магнитосферы и торможение пульсара. В этом случае скорость замедления вращения описывается уравнением

$$I\Omega \frac{d\Omega}{dt} = -\frac{\pi B^2 R_*^6 \Omega^3}{3GM}, \quad (11)$$

из которого следует, что

$$\frac{dP}{dt} = \frac{2\pi^2 B^2 R_*^6}{3IGM} \quad (12)$$

не зависит от периода. Однако вряд ли можно ожидать наличие дисков вокруг основной массы пульсаров, поскольку реликтовое вещество со временем рассеивается, и действительно, наблюдения не обнаруживают присутствия таких дисков у подавляющего большинства пульсаров. Поэтому для объяснения полученной диаграммы необходимо искать другие причины. Мы предполагаем, что у основной массы пульсаров работают одновременно два механизма торможения – магнитодипольное излучение и пульсарный ветер. Объединяя уравнения (1) и (5)

$$-I\Omega \frac{d\Omega}{dt} = \frac{B_s^2 R_*^6 \Omega^4 \sin^2 \beta}{6c^3} + \frac{L_p^{1/2} B R_*^3 \Omega^2}{(6c^3)^{1/2}}, \quad (13)$$

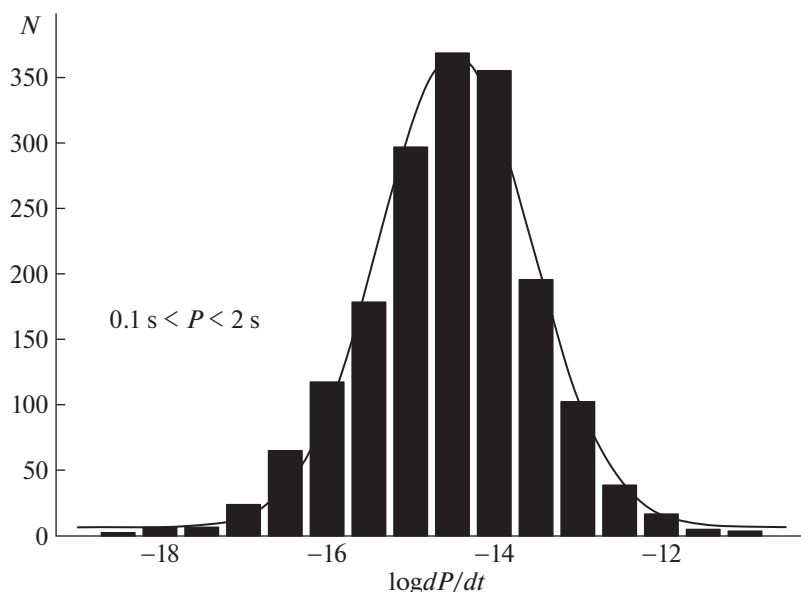


Рис. 4. Распределение производной периода для пульсаров с $0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$ [10].

мы можем при определенных значениях параметров получить как эволюционные треки для отдельных пульсаров в этом интервале периодов, так и статистическую диаграмму, представленную на рис. 2. Предполагая, что потеря энергии вращения поровну обеспечивается этими двумя механизмами и, пренебрегая потерями на радиоизлучение, можем положить для этих пульсаров $L_p = 0.5 dE/dt = 10^{33}$ эрг/с, поскольку для них среднее значение $dE/dt \approx 2 \times 10^{33}$ эрг/с [10]. Принимая для момента инерции и радиуса нейтронной звезды стандартные величины 10^{45} г см² и 10 км, а для магнитного поля среднее для рассматриваемой группы значение 10^{12} Гс, приходим к уравнению, определяющему зависимость $dP/dt(P)$:

$$\frac{dP}{dt} = 10^{-16} \left(\frac{1.2}{P} + 25P \right). \quad (14)$$

Эта зависимость показана в логарифмическом масштабе жирной линией на рис. 2. Как мы видим, она хорошо вписывается в наблюдаемый массив точек, и, кроме того, средняя величина $\lg dP/dt = -14.60$ почти точно совпадает с максимумом гистограммы на рис. 4. Полученные результаты свидетельствуют, что предложенная схема может достаточно хорошо объяснить наблюдаемую диаграмму $dP/dt(P)$ для пульсаров с периодами $0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$.

Что касается коротких периодов (рис. 3), то для них намечается существование трех изолированных групп: 1) с периодами меньше 10 мс, 2) с

$P = 16\text{--}100$ мс и $dP/dt < 10^{-16}$ и 3) с $P = 16\text{--}100$ мс и $dP/dt > 10^{-16}$. Оказалось, что зависимости $dP/dt(P)$ для них различаются (рис. 5–7)¹.

Первая группа состоит из нейтронных звезд, раскрученных во время пребывания в двойных системах, а затем продолживших эволюцию как одиночные изолированные источники. К этой группе возможно принадлежат и изначально одиночные нейтронные звезды, образовавшиеся с очень короткими периодами. В них, по-видимому, еще велика эжекция частиц, уносящих значительную часть углового момента, но преобладает магнитодипольное торможение, приводящее к уменьшению производной периода при его увеличении (рис. 5).

Прямая на рис. 5 может быть описана уравнением

$$\lg dP/dt = (-0.43 \pm 0.34) \lg P(\text{с}) - 20.97 \pm 0.81 \quad (15)$$

¹ Следует подчеркнуть, что малое число пульсаров с $P < 0.1$ сек заставляет считать этот вывод предварительным и требующим своего подтверждения. Однако в современной выборке отчетливо видны два зазора. В первом нет пульсаров с периодами от 9 до 20 мс. Мы считаем, что он отделяет раскрученные в двойных системах объекты от изначально одиночных нейтронных звезд. Второй зазор занимает два порядка по производной периода от 10^{-17} до 10^{-15} . Он, по-видимому, отражает бимодальность в значениях dP/dt в момент рождения нейтронной звезды. Его существование еще требует своего подтверждения и объяснения.

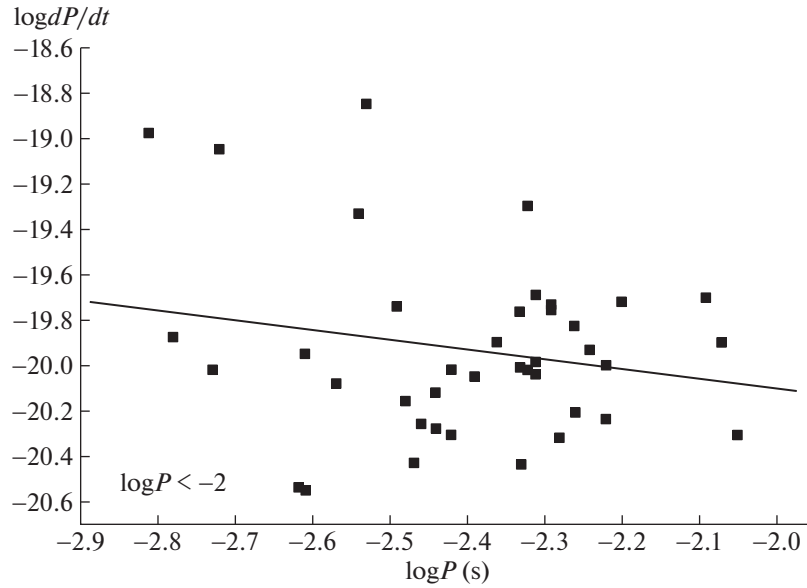


Рис. 5. Зависимость $dP/dt(P)$ для пульсаров с $P < 10$ мс.

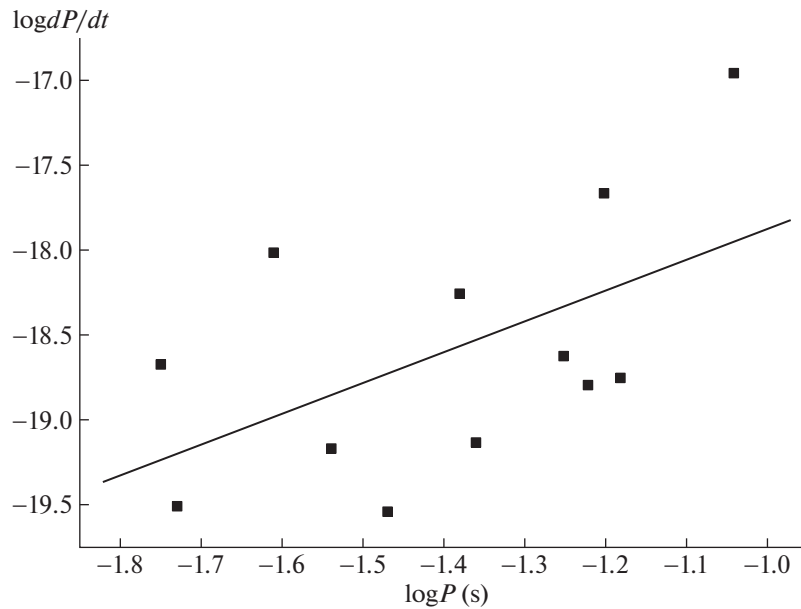


Рис. 6. Зависимость $dP/dt(P)$ для пульсаров с $P = 16-100$ мс и $dP/dt < 10^{-16}$.

при вероятности случайного распределения $p = 0.2$. Во второй группе (рис. 6) преобладает торможение пульсарным ветром:

$$\lg dP/dt = (1.89 \pm 0.89) \lg P(\text{с}) - 16.08 \pm 1.25, \quad (16)$$

$p = 6.9\%$.

Наконец, в третьей группе с более сильными магнитными полями вновь начинает играть роль магнитодипольное торможение (рис. 7):

$$\lg dP/dt = (-1.02 \pm 0.59) \lg P(\text{с}) - 14.84 \pm 0.70, \quad (17)$$

$p = 8.8\%$.

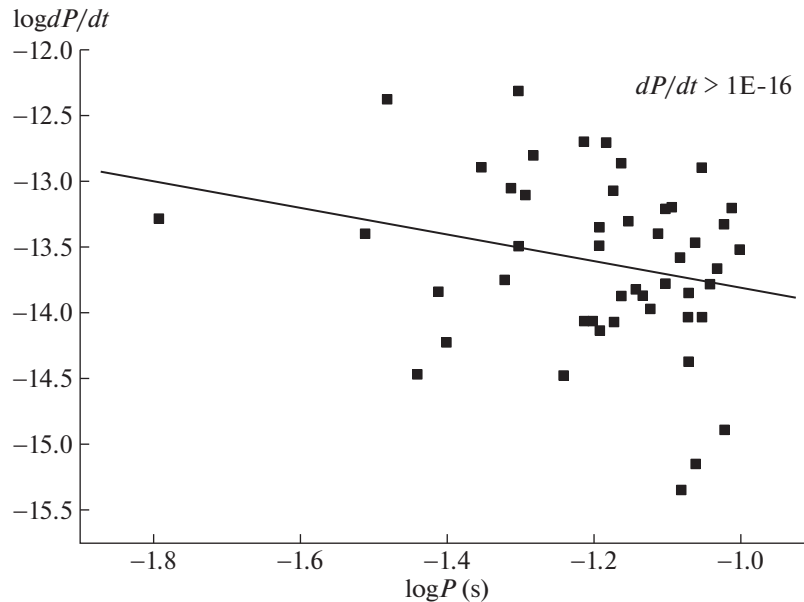


Рис. 7. Диаграмма $dP/dt(P)$ для радиопульсаров с $P = 16\text{--}100$ мс и $dP/dt > 10^{-16}$.

О значимости полученных зависимостей (15–17) можно судить по вероятностям случайного распределения точек на рис. 5–7.

Более детальный анализ популяции короткопериодических пульсаров ($P < 0.1$ с) можно будет провести только после значительного увеличения их числа, поскольку в настоящее время она включает в себя всего 102 объекта.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ диаграммы $dP/dt(P)$ показал, что наблюдаемые зависимости производной периода от самого периода могут быть описаны в рамках двух механизмов замедления вращения пульсара — уноса углового момента релятивистскими частицами, ускоренными в электрическом поле нейтронной звезды (“пульсарным ветром”) и магнитодипольного излучения. Роль этих двух механизмов различна в пульсарах с отличающимися периодами.

Долгопериодические пульсары ($P > 2$ с) замедляются пульсарным ветром. Они, по-видимому, характеризуются малыми значениями угла β между магнитным моментом и осью вращения, что приводит к уменьшению мощности магнитодипольного излучения, но значительно меньше влияет на интенсивность пульсарного ветра. Необходимая для согласования с наблюдениями мощность ветра $L_p = 2.3 \times 10^{30}$ эрг/с полностью обеспечивается скоростью потери энергии вращения в этой группе пульсаров.

В пульсарах с периодами $0.1 \text{ с} < P < 2$ с, которые могут быть отнесены к объектам умеренного

возраста, а потому и обладающим значительно большими значениями угла β , вклад магнитодипольного излучения становится более заметным. При разумных значениях параметров уравнение, описывающее равный вклад такого излучения и пульсарного ветра в торможение нейтронной звезды, хорошо представляет распределение точек на диаграмме $dP/dt(P)$.

Наиболее интересным и неожиданным оказалось распределение точек на исследуемой диаграмме для пульсаров с короткими периодами ($P < 0.1$ с). Здесь проявились три различные группы. Одна из них с периодами меньше 10 мс принадлежит к нейтронным звездам, раскрученным во время их эволюции в составе двойных систем с заметным магнитодипольным торможением и одновременным влиянием выбрасываемых релятивистских частиц. Пульсары с периодами от 16 до 100 мс делятся на две группы, отличающиеся скоростями изменения периода (dP/dt меньше и больше 10^{-16}). В одной из них преобладает пульсарный ветер, в другой — магнитодипольное излучение.

Для подтверждения полученных в работе результатов, важных для понимания процессов в магнитосферах пульсаров и их эволюции, необходимо существенное увеличение популяции с периодами $P < 0.1$ с, а также оценки углов β для рассмотренных групп. Первая задача связана с дальнейшими программами поиска пульсаров с более высокой чувствительностью. Второй автор намерен заняться в ближайшем будущем. Кроме того, было бы крайне желательно проследить треки индивидуальной эволюции для мощ-

ных, хорошо исследованных пульсаров, поскольку выводы настоящей работы основаны на статистических зависимостях и требуют своего подтверждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *И. С. Шкловский*, Астрон. журн. **46**, 715 (1969).
2. *R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs*, Astron. J. **129**, 1993 (2005).
3. *S. Johnston and A. Karastergiou*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **467**, 3493 (2017).
4. *T. M. Tauris and S. Konar*, Astron. and Astrophys. **376**, 543 (2001).
5. *A. Philippov, A. Tchekhovskoy, and J. G. Li*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **441**, 1879 (2014).
6. *R. D. Blandford, J. H. Applegate, and L. Hernquist*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **204**, 1025 (1983).
7. *Д. М. Седракян, А. Г. Мовсисян*, Астрофизика **24**, 279 (1986).
8. *C.-A. Faucher-Giguere and V. M. Kaspi*, Astrophys. J. **643**, 332 (2006).
9. McGill Online Magnetar Catalog (<http://www.physics.mcgill.ca/pulsar/magnetar>).
10. *И. Ф. Малов, А. П. Морозова*, Астрон. журн. **97**, 714 (2020).
11. *И. Ф. Малов Радиопульсары* (М.: Наука, 2004).
12. *А. А. Логинов, И. Ф. Малов*, Астрон. журн. **91**, 833 (2014).
13. *I. F. Malov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **468**, 2713 (2017).
14. *A. K. Harding, L. Contopoulos, and D. Kazanas*, Astrophys. J. Lett. **525**, L125 (1999).
15. *M. S. Strickman, J. D. Kurfess, and M. M. Johnson*, Astrophys. J. **253**, 123 (1982).
16. *F. C. Michel and A. J. Dessler*, Astrophys. J. **251**, 654 (1981).