

УДК 524.354.4

СРАВНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕКОТОРЫХ ТИПОВ ПУЛЬСАРОВ

© 2020 г. И. Ф. Малов^{1, *}, А. П. Морозова²

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

Пушчинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Пушчино, Россия

² Пушчинский государственный естественно-научный институт, Пушчино, Россия

*E-mail: malov@prao.ru

Поступила в редакцию 22.11.2019 г.

После доработки 30.03.2020 г.

Принята к публикации 30.03.2020 г.

Проведен сравнительный анализ параметров двух выборок радиопульсаров. Одна из них характеризуется периодами $P > 2$ с, вторая – магнитными полями на поверхности $B_s > 4.4 \times 10^{13}$ Гс. Выбор этих значений связан с намерением понять причины отличия нормальных пульсаров от аномальных рентгеновских пульсаров (АХР) и гамма-репитеров (SGR) с аналогичными значениями периодов и магнитных полей. Показано, что зависимость производной периода от его значения P в долгопериодических пульсарах не согласуется с моделью магнитодипольного торможения и требует привлечения других механизмов или поиска специфических распределений их параметров. В пульсарах с большими магнитными полями и в АХР/SGR эта зависимость не противоречит магнитодипольной модели. Для пульсаров с $P > 2$ с эффективность трансформации энергии вращения в наблюдаемое излучение оказывается в несколько раз выше, чем у объектов с более короткими периодами. Пульсары с большими периодами имеют, в среднем, возраст на два порядка выше, чем источники с $B_s > 4.4 \times 10^{13}$ Гс и АХР/SGR, и находятся, в среднем, более высоко над плоскостью Галактики. Показано, что основные физические параметры пульсаров с большими магнитными полями на поверхности и их пространственное распределение близки к параметрам и распределению АХР/SGR. Проведенные сравнения свидетельствуют о том, что определяющим для пекулярности АХР/SGR является сильное магнитное поле на поверхности, а не период вращения.

DOI: 10.31857/S0004629920090029

1. ВВЕДЕНИЕ

В течение последних двух десятков лет проводятся интенсивные исследования аномальных рентгеновских пульсаров (АХР) и источников с мягким повторяющимся гамма-излучением (SGR). Природа этих объектов до сих пор остается до конца невыясненной. Наиболее распространенной считается модель магнитара – нейтронной звезды с магнитным полем на поверхности порядка $10^{14} - 10^{15}$ Гс, выдвинутая еще в 1992 г. [1]. Однако она не отвечает на целый ряд вопросов, связанных с объяснением их наблюдаемых особенностей (см., напр., [2, 3]). В качестве альтернативных предлагались модели белого карлика с большим магнитным полем [4, 5], аккреции из окружающего звездного диска [6, 7], дрейфовая модель, в которой предполагается существование на периферии магнитосферы нейтронной звезды дрейфовых волн, вызывающих периодическую модуляцию принимаемого излучения [2, 8]. Существует целый ряд работ, в которых рассматриваются процессы на поверхности кварковой

(“странной”) звезды [9–12]. И, наконец, предлагается все виды аномальных пульсаров, в том числе АХР/SGR, представить как эволюционную последовательность состояний вырожденного кеплеровского диска, образованного в результате взрыва кварк-новой звезды [13–15]. Все предложенные модели не лишены трудностей, и вопрос об адекватном теоретическом описании наблюдательных данных остается открытым.

Характерными для АХР и SGR признаками следует считать длинные периоды, т.е. P – интервалы между последовательными импульсами, и сильные магнитные поля, если их вычислять по формуле:

$$B_p = 6.4 \times 10^{19} (PdP/dt)^{1/2}, \quad (1)$$

полученной в предположении о магнитодипольном торможении нейтронной звезды:

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

где I – момент инерции нейтронной звезды, $\Omega = 2\pi/P$ – угловая скорость ее вращения, B_p – индукция магнитного поля на магнитных полюсах, R_* – радиус нейтронной звезды, β – угол между магнитным моментом звезды и осью ее вращения, c – скорость света. Здесь и далее магнитная индукция дана в Гауссах, а период в секундах. При оценках поля по формуле (1) в каталоге ATNF [16] предполагалось, что для всех радиопульсаров $\sin \beta = 1$. Поправки, связанные с реальными значениями β для конкретных объектов, рассмотрены в работе [17].

Как следует из пополняемого каталога AXP/SGR [18], для этих объектов $P > 2$ с, а $B_p \geq B_{sh} = 4.4 \times 10^{13}$ Гс. Здесь B_{sh} – швингеровское поле. В работе [19] было проведено сравнение распределений ряда параметров AXP/SGR с соответствующими распределениями для основной массы пульсаров из каталога ATNF. Мы здесь предлагаем проанализировать различие распределений параметров AXP/SGR и двух выделенных групп “нормальных” радиопульсаров, имеющих периоды $P > 2$ с и магнитные поля на полюсе $B_p > 4.4 \times 10^{13}$ Гс, чтобы понять, чем отличаются спокойные нейтронные звезды с этими параметрами от звезд с “магнитарной” активностью. Следует сделать два замечания.

1. Включенный в каталог [18] объект PSR J1846–0258 с $P = 0.33$ с лишь однажды проявил некоторую вспышечную активность и пока должен рассматриваться как неподтвержденный кандидат в AXP, поэтому мы его исключили из дальнейшего анализа.

2. В каталоге [16] приведены значения индукции магнитного поля на магнитном экваторе нейтронной звезды, которые в 2 раза меньше, чем на полюсах. В то же время во всех известных моделях основополагающие процессы в магнитосфере пульсара связываются именно с магнитными полюсами и выходящими из них открытыми силовыми линиями. В связи с этим мы рассматриваем дальше пульсары с каталожными полями $B > 2.2 \times 10^{13}$ Гс. Для этих объектов полярное поле должно быть выше швингеровского $B_{sh} = 4.4 \times 10^{13}$ Гс.

2. ОСОБЕННОСТИ СПОКОЙНЫХ ПУЛЬСАРОВ С ДЛИННЫМИ ПЕРИОДАМИ

Прежде всего проанализируем, чем отличаются “нормальные” радиопульсары с периодами $P > 2$ с и $P < 2$ с. В соответствии с предсказаниями Стэррока [20] у долгопериодических пульсаров ($P > 1$ с) должно быть подавлено каскадное рождение электрон-позитронной вторичной плазмы, и, как следствие, их характеристики

должны отличаться от параметров пульсаров с более короткими периодами. В этом разделе мы сравниваем характеристики двух выборок радиопульсаров, для первой из них $0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$, для второй $P > 2 \text{ с}$. В первую выборку не включены объекты с самыми короткими периодами ($P < 0.1 \text{ с}$), которые отличаются по целому ряду параметров и к которым принадлежат все миллисекундные (“раскрученные”) пульсары (см. [21, 22]). Кроме того, исключены из рассмотрения пульсары, входящие в двойные системы и в шаровые скопления, поскольку их особенности могут быть связаны с влиянием компаньонов и окружающих звезд.

Рассмотрим распределение производных периода в указанных выборках.

На рис. 1 представлены гистограммы $N(dP/dt)$ вместе с вписанными в них гауссианами, параметры которых могут быть описаны выражениями:

$$N = 352 \exp \left[- \left(\frac{-\lg(dP/dt) - 14.94}{1.81} \right)^2 \right], \quad (3)$$

$0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с},$

$$N = 41 \exp \left[- \left(\frac{-\lg(dP/dt) - 14.38}{1.33} \right)^2 \right], \quad P > 2 \text{ с.} \quad (4)$$

Как следует из этого рисунка, пульсары с длинными периодами замедляются, в среднем, в несколько раз быстрее (медианные значения $\lg(dP/dt)$ равны соответственно -14.0 и -14.9). Различие двух приведенных гистограмм по критерию Колмогорова–Смирнова достоверно с точностью выше 0.1%. Еще одной особенностью долгопериодических пульсаров следует считать их зависимость dP/dt от P (рис. 2), которая свидетельствует о неприменимости к этой популяции модели магнитодипольного торможения. Действительно, прямая, проведенная по методу наименьших квадратов, может быть описана уравнением

$$\lg(dP/dt) = (1.67 \pm 0.32) \lg P - 14.92 \pm 0.17 \quad (5)$$

при коэффициенте корреляции $K = 0.40$ и вероятности случайности распределения $p < 10^{-4}$.

Такая зависимость кардинально отличается от предсказываемой соотношением (1) при постоянном магнитном поле ($dP/dt \propto P^{-1}$). Следует заметить, что зависимость (5) является статистической, однако трудно представить, как она может быть получена в результате сложения индивидуальных путей магнитодипольного торможения для отдельных объектов. Для этого необходимы специфические распределения параметров пульсаров, существование которых еще предстоит обосновать.

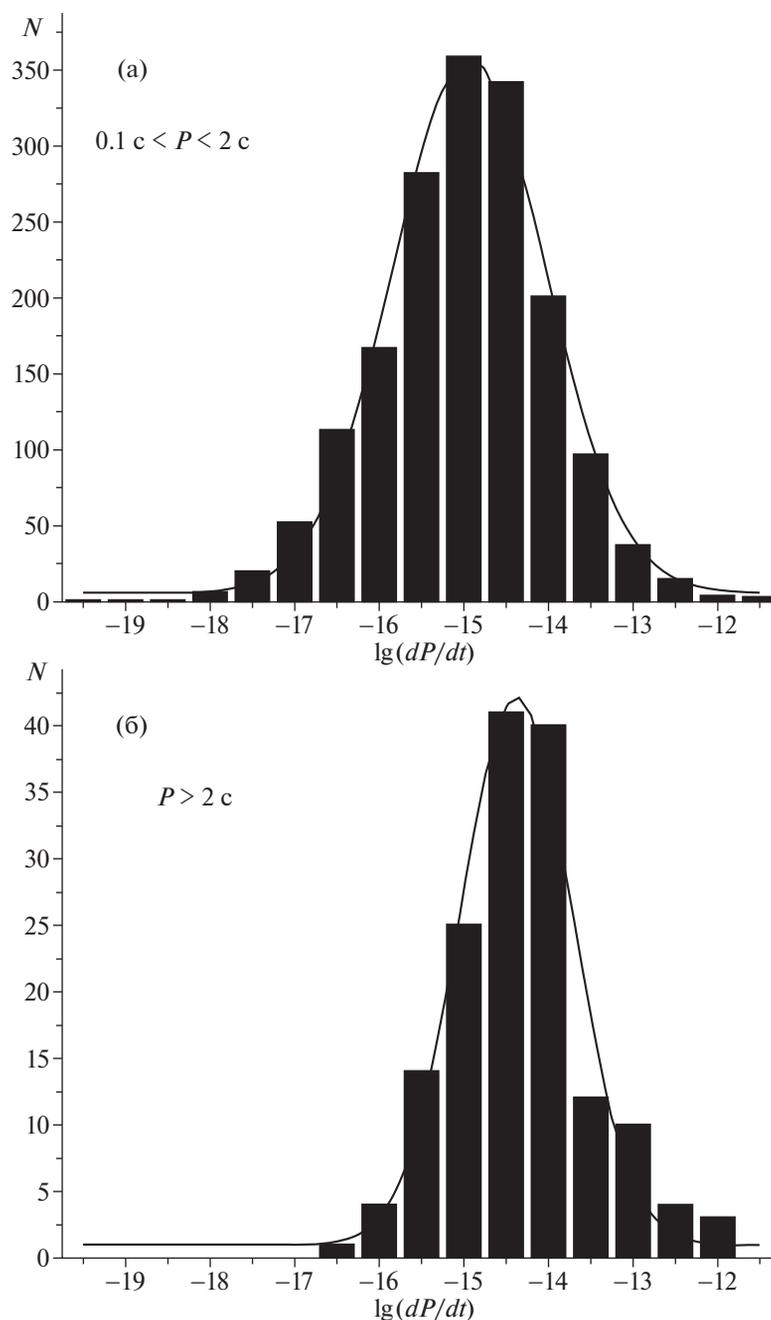


Рис. 1. Распределение производных периода для двух рассматриваемых выборок пульсаров.

Что касается пульсаров с короткими периодами, то для них нет ярко выраженной зависимости dP/dt от P (рис. 3). Тем не менее и здесь трудно найти свидетельство справедливости магнитодипольной модели. Можно сделать вывод, что эта модель как основная к рассматриваемым выборкам неприменима, и необходимо учитывать другие механизмы торможения. Возможные альтернативные процессы, приводящие к торможению пульсара, рассмотрены, например, в [23]. Из ска-

занного следует, что приведенные в каталоге [16] значения индукций магнитных полей нуждаются в коррекции. Однако в настоящий момент более точных массовых оценок таких значений не существует.

Мы будем в дальнейшем оперировать каталожными величинами полей, предполагая, что искажение их значений происходит подобным образом для различных пульсаров и, если абсолютные значения неточны, то их относительные

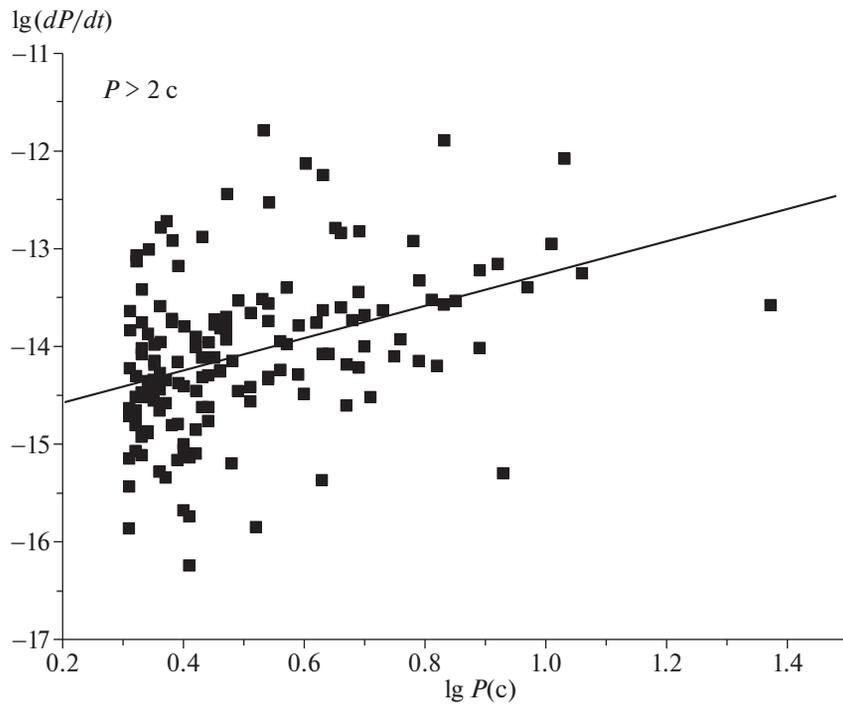


Рис. 2. Зависимость производной периода от периода для 150 радиопульсаров с $P > 2 c$.

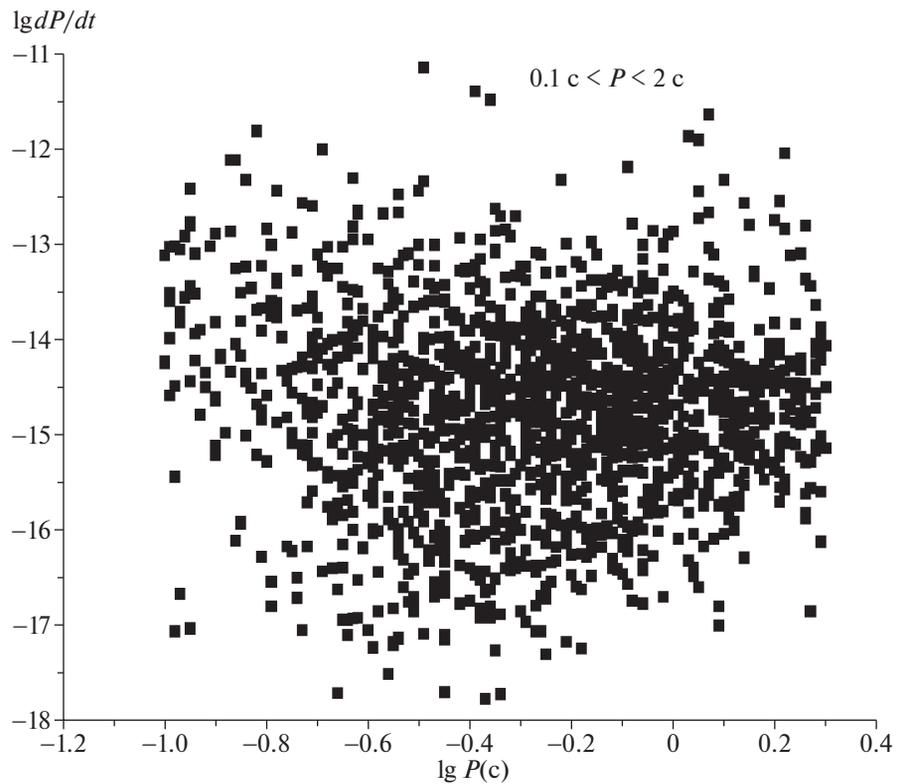


Рис. 3. Диаграмма dP/dt от P для радиопульсаров с периодами от 0.1 до 2 с.

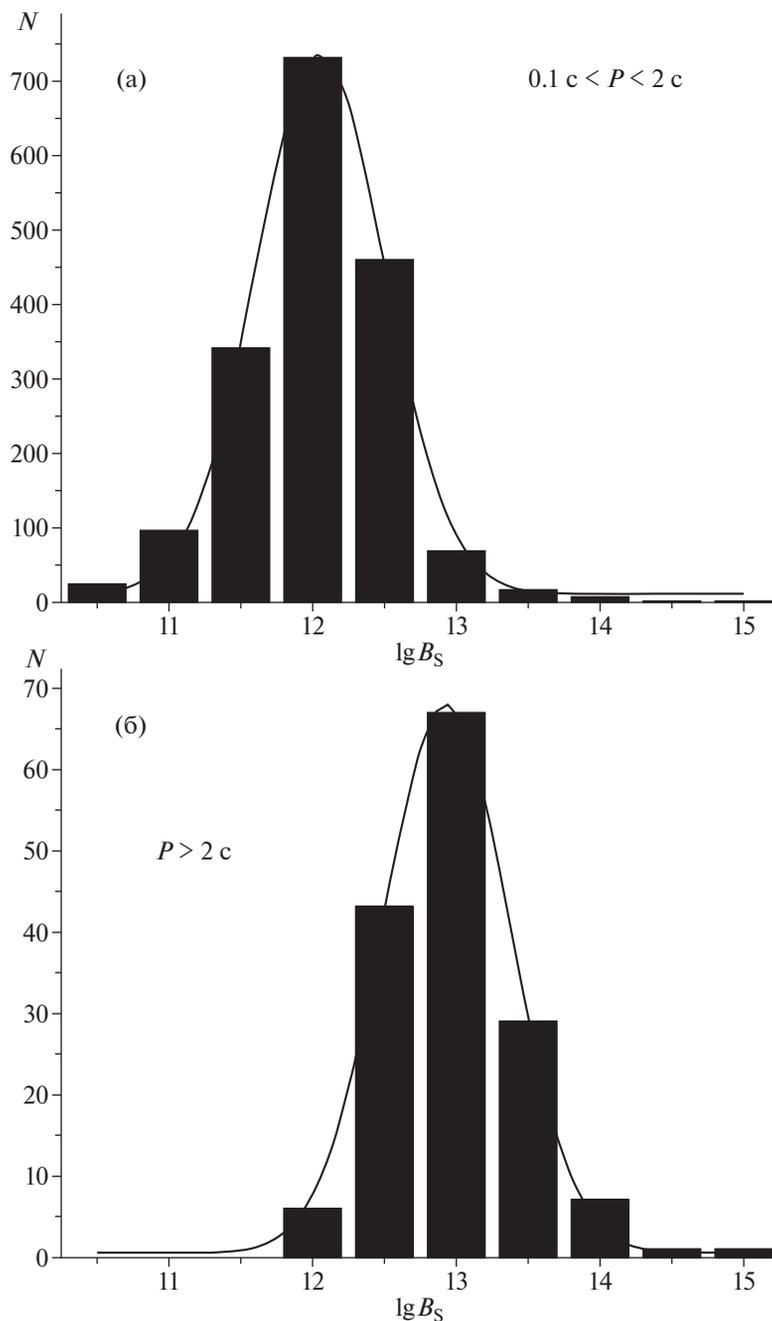


Рис. 4. Распределение магнитных полей на поверхности пульсаров с периодами $0.1 \text{ c} < P < 2 \text{ c}$ (а) и $P > 2 \text{ c}$ (б).

величины могут быть использованы для сравнения рассматриваемых выборок. Магнитные поля из каталога ATNF [16] используются для анализа во всех известных нам работах, и необходимые коррекции полученных результатов могут быть осуществлены только после вычисления более точных значений их величин. На рис. 4 представлены распределения магнитных полей на поверхности пульсаров, отличающихся по измеряе-

мым периодам, вместе с вписанными в них гауссианами:

$$N = 724 \exp \left[- \left(\frac{\lg B_s - 12.05}{0.90} \right)^2 \right], \quad (6)$$

$$0.1 \text{ c} < P < 2 \text{ c},$$

$$N = 67 \exp \left[- \left(\frac{\lg B_s - 12.93}{0.88} \right)^2 \right], \quad P > 2 \text{ c}. \quad (7)$$

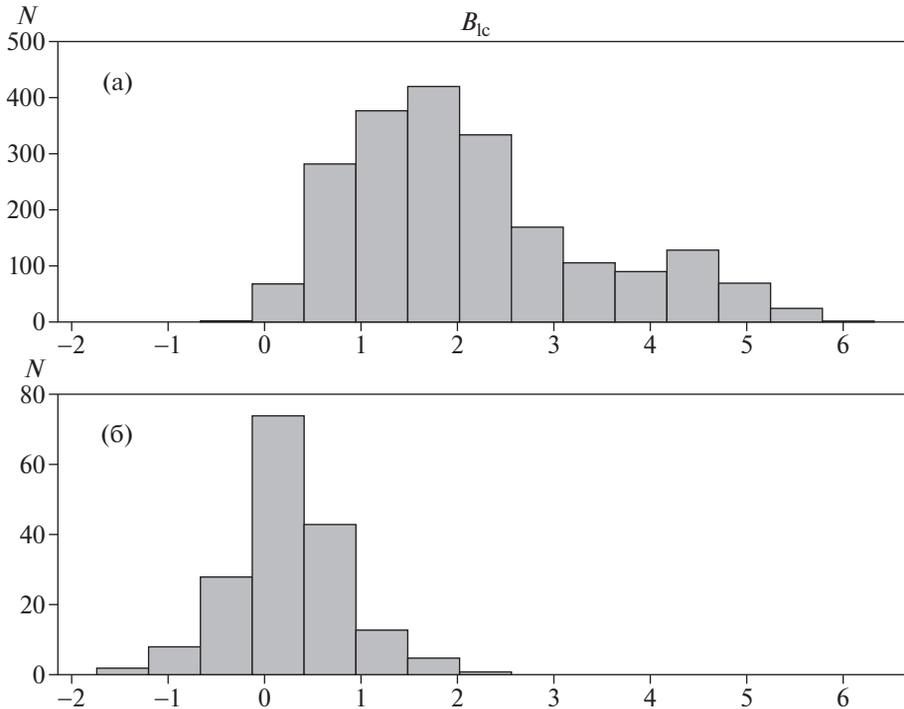


Рис. 5. Распределение магнитных полей на световом цилиндре в пульсарах с $P < 2$ с (а) и $P > 2$ с (б).

Как следует из этих распределений, B_s у пульсаров с более длинными периодами примерно на порядок выше (медианные значения их логарифмов равны соответственно 12.76 и 11.95). По критерию Колмогорова–Смирнова отличие значимо с вероятностью выше 0.999. Этот результат следовало ожидать, поскольку для больших значений P и dP/dt из выражения (1) должна быть выше и величина B . То же можно сказать и о распределениях $N(B_{lc})$, $N(dE/dt)$ и $N(W_{10})$ (см. рис. 5–7), поскольку для дипольной структуры поле на световом цилиндре равно

$$B_{lc} = B_s \frac{R_*^3}{R_{lc}^3} = \frac{8\pi^3 R_*^3}{c^3 P^3}, \quad (8)$$

где

$$R_{lc} = \frac{c}{\Omega}, \quad (9)$$

R_{lc} – радиус светового цилиндра. Скорость потерь энергии вращения определяется выражением:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4\pi^2 I dP}{P^3 dt}. \quad (10)$$

Квантили по критерию Колмогорова–Смирнова для распределений на рис. 5–7 превышают 3 и, следовательно, совпадение этих распределений имеет вероятность меньше 10^{-4} .

Для “нормальных” пульсаров, в которых импульс формируется на умеренных, значительно меньших, чем радиус светового цилиндра, расстояниях от поверхности, ширину импульса на уровне 10% можно представить следующим выражением (см., напр., [24]):

$$W_{10} = \frac{P}{\pi} \left(\frac{r}{r_c} \right)^{1/2} = \left(\frac{2Pr}{\pi c} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Таким образом, и ширина импульса (во временной мере) должна увеличиваться с увеличением периода. Данные каталога ATNF действительно вполне согласуются с этой зависимостью (см. рис. 8),

$$\lg W_{10} = (0.61 \pm 0.21) \lg P + 1.68 \pm 0.10, \quad (12)$$

при коэффициенте корреляции $K = 0.33$ и вероятности случайного распределения $p = 0.004$.

В градусной мере будет наблюдаться антикорреляция между P и W_{10} , поскольку $W_{10}^\circ = 360^\circ W$ (мс)/ P (мс) $\propto P^{-1/2}$.

Более интересным представляется оценка коэффициента переработки энергии вращения в наблюдаемую светимость. С этой целью из каталога ATNF взяты значения R_{lum} , которые вычислялись умножением плотности потока на частоте 400 МГц на квадрат расстояния и приведены в ка-

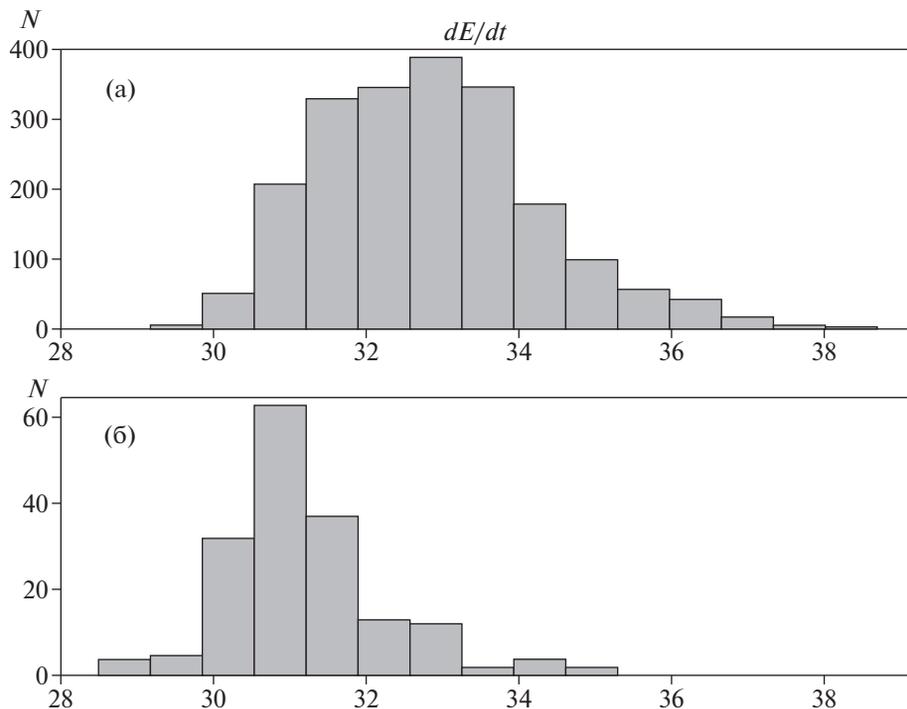


Рис. 6. Распределение скорости потери энергии вращения для пульсаров с $P < 2$ с (а) и с $P > 2$ с (б).

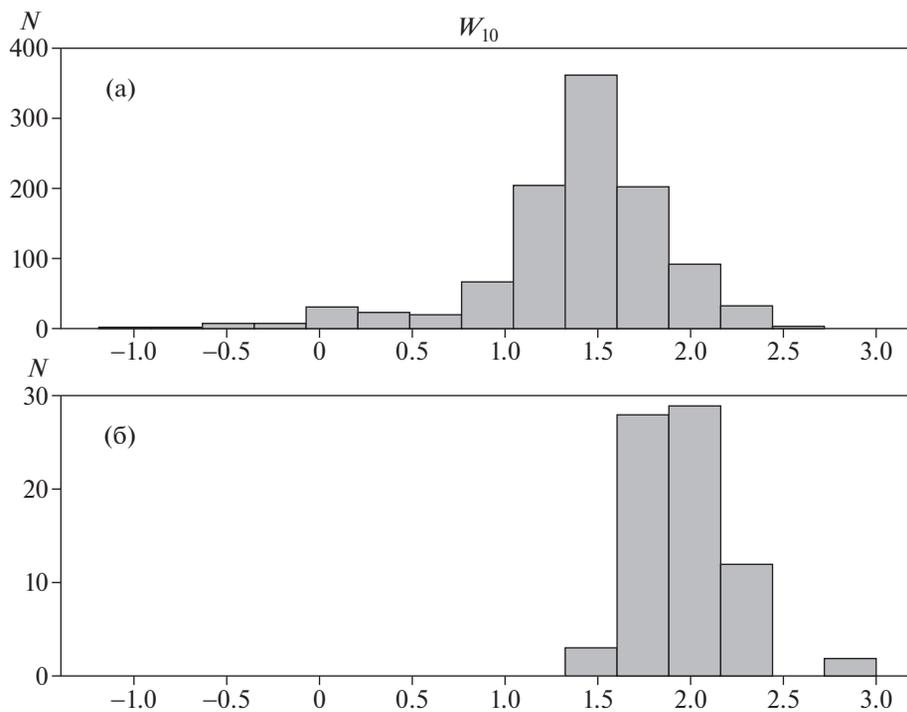


Рис. 7. Распределение ширины импульса в миллисекундах (в логарифмической шкале) для пульсаров с $P < 2$ с (а) и $P > 2$ с (б).

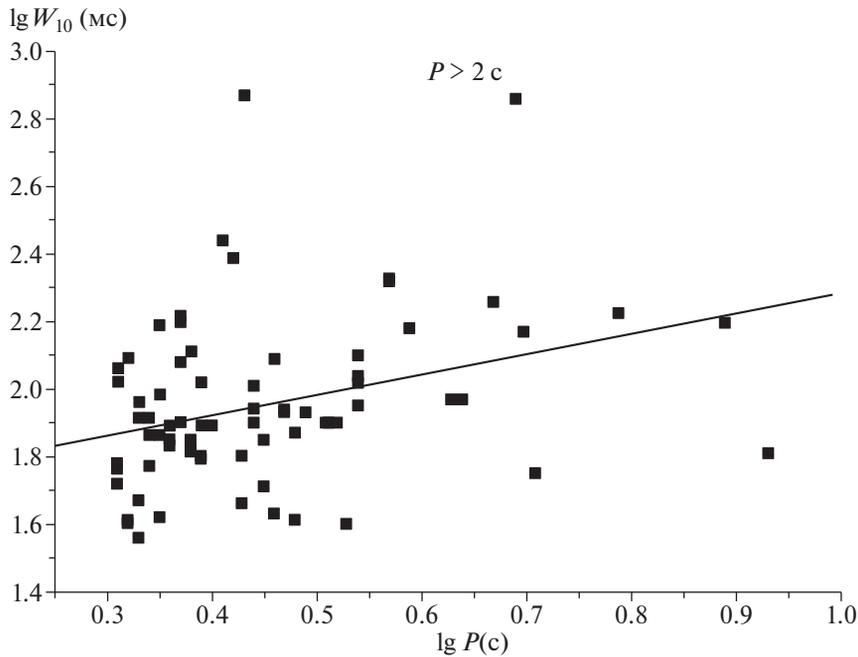


Рис. 8. Зависимость ширины импульса от периода.

талог в единицах мЯн · кпк². В работе [25] получено уравнение для пересчета этой условной светимости в интегральную по спектру радиосветимость (в эрг/с):

$$\lg L = (1.03 \pm 0.03) \lg R_{lum} + (26.46 \pm 0.07). \quad (13)$$

Распределения вычисленных таким способом светимостей показаны на рис. 9. Среднее значение $\langle \lg L \rangle = 28.42$ для пульсаров с $0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$ оказывается в несколько раз выше, чем в пульсарах с более длинными периодами ($\langle \lg L \rangle = 27.66$). Вписанные в эти распределения гауссианы могут быть описаны следующими уравнениями:

$$N = 128 \exp \left[- \left(\frac{\lg L - 28.55}{1.73} \right)^2 \right], \quad (14)$$

$0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с},$

$$N = 10 \exp \left[- \left(\frac{\lg L - 28.16}{1.32} \right)^2 \right], \quad P > 2 \text{ с}. \quad (15)$$

Однако по критерию Колмогорова–Смирнова эти распределения близки с вероятностью более 0.9.

На рис. 10 приведены распределения коэффициента трансформации η (к.п.д.),

$$\eta = \frac{L}{dE/dt}, \quad (16)$$

для двух исследуемых выборок. В пульсарах с более длинными периодами трансформация энергии вращения в радиоизлучение оказывается более эффективной: средние значения $\lg \eta = -4.0$ и -3.2 соответственно.

Таким образом, сравнение параметров двух рассматриваемых популяций приводит к выводу (1) о более быстром торможении пульсаров с $P > 2 \text{ с}$ по сравнению с объектами с меньшими периодами, (2) о малой роли магнитодипольного торможения в долгопериодических пульсарах, у них, по-видимому, более низкие радиосветимости и более эффективная перекачка энергии вращения в наблюдаемое радиоизлучение.

3. ОСОБЕННОСТИ ПУЛЬСАРОВ С КАТАЛОЖНЫМИ МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ БОЛЬШЕ $2.2 \times 10^{13} \text{ Гс}$

Проанализируем теперь отличие пульсаров с большими значениями дипольных магнитных полей на поверхности ($B_s > 2.2 \times 10^{13} \text{ Гс}$) от остальной популяции радиопульсаров. Исключаем из анализа, как и прежде, пульсары в шаровых скоплениях и в двойных системах.

Полученная выборка более чем наполовину (на 60%) перекрывается с популяцией, рассмотренной в разделе 2 (с $P > 2 \text{ с}$). Однако параметры для этой группы отличаются от параметров, обсуждавшихся в предыдущем разделе. На рис. 11 приведено распределение периодов пульсаров с

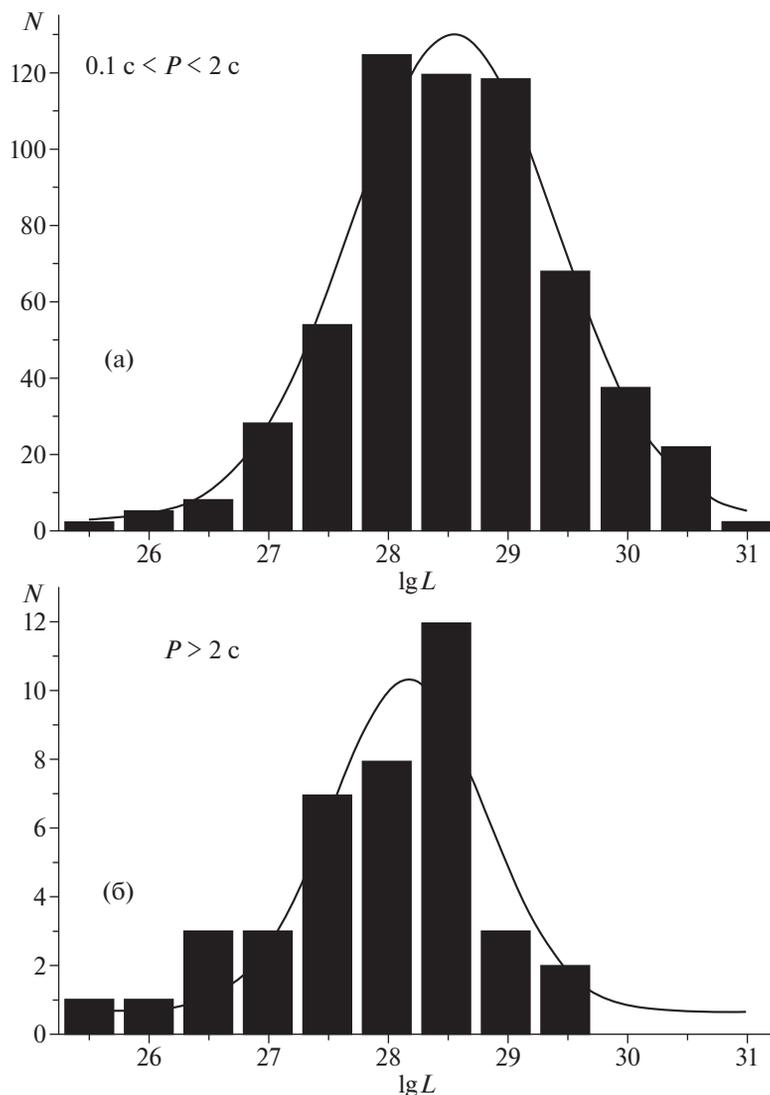


Рис. 9. Распределение светимостей для двух групп пульсаров.

магнитными полями выше 2.2×10^{13} Гс. Среднее значение периода для этой группы $\langle P \rangle = 2.90$ с, что в несколько раз выше значения в максимуме распределения периодов для общей популяции нормальных пульсаров (~ 0.6 с) [22].

Рис. 12 показывает распределение производных периода для этой же выборки. Среднее значение ($\langle \lg dP/dt \rangle = -12.29$) примерно на два-три порядка выше, чем у основной массы пульсаров, для которых (без учета миллисекундных пульсаров) характерное значение $\sim 10^{-15}$. Но самой интересной оказывается зависимость dP/dt от P (см. рис. 13). В отличие от соответствующей зависимости предыдущего раздела (уравнение (5)) здесь

наклон вписанной прямой вполне согласуется с предположением о магнитодипольном торможении ($dP/dt \propto P^{-1}$),

$$\lg(dP/dt) = (-1.13 \pm 0.14) \lg P - 11.82 \pm 0.09, \quad (17)$$

при очень высоком значении коэффициента корреляции $K = -0.87$ и вероятности случайного распределения менее 10^{-4} . Для этих объектов оправдано получение оценок магнитной индукции с использованием выражения (1).

Сравнение магнитных полей на световом цилиндре (см. рис. 14) показывает, что, несмотря на большие поля на поверхности нейтронной звезды, распределение $N(B_c)$ у этих объектов с веро-

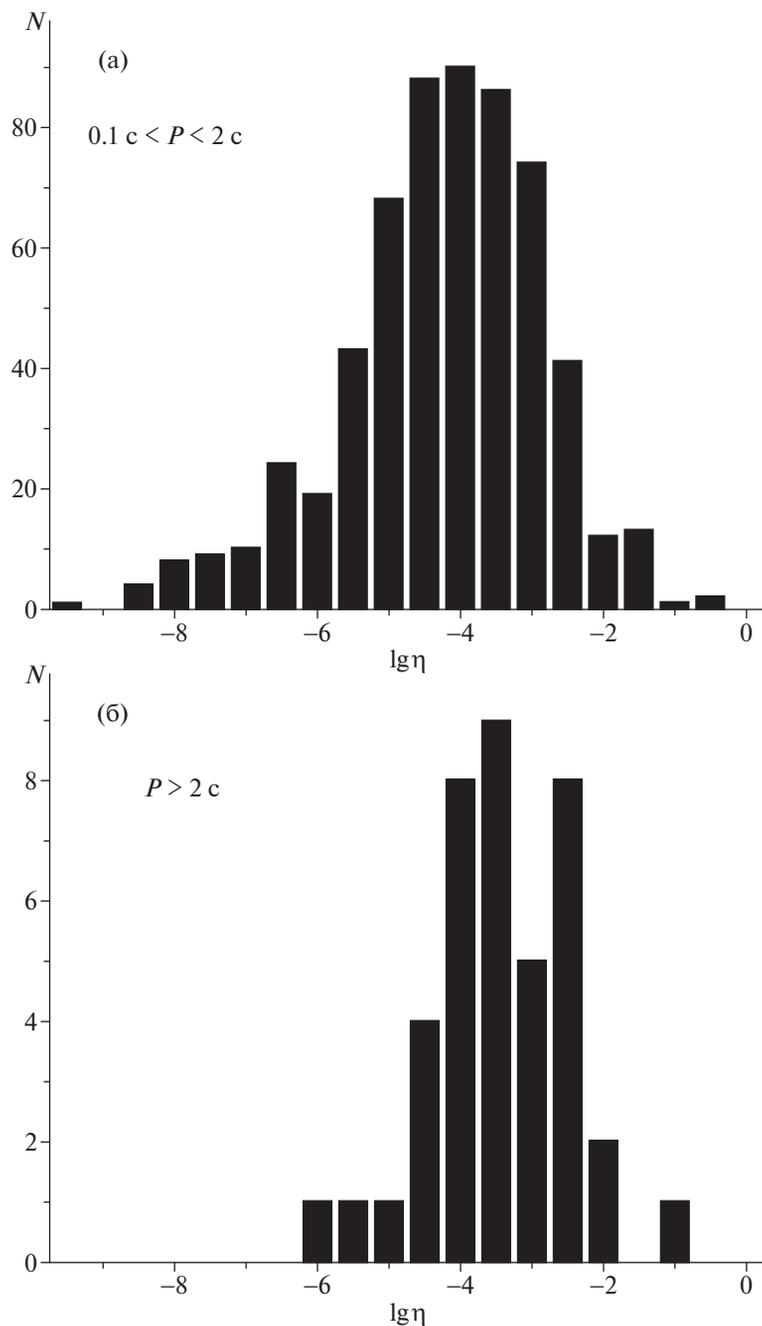


Рис. 10. Распределение коэффициента трансформации энергии вращения пульсара в его радиоизлучение.

ятностью 80% совпадает с распределением для основной популяции. В распределениях скорости потери энергии вращения (рис. 15) также нет заметного отличия.

Таким образом, для пульсаров с высокими значениями магнитных полей на поверхности характерно более быстрое торможение нейтронной звезды, причем это торможение может быть вызвано, в основном, потерей углового момента

вследствие магнитодипольного излучения. Кроме того, отметим малое значение магнитных полей на световом цилиндре, как и у выборки пульсаров с $P > 2 \text{ c}$.

Дополнительным и несколько неожиданным оказывается отличие пульсаров с большими магнитными полями от пульсаров с $P > 2 \text{ c}$ при сравнении их возрастов (рис. 16) и распределений по Z -координате (т.е. по высоте над плоскостью Га-

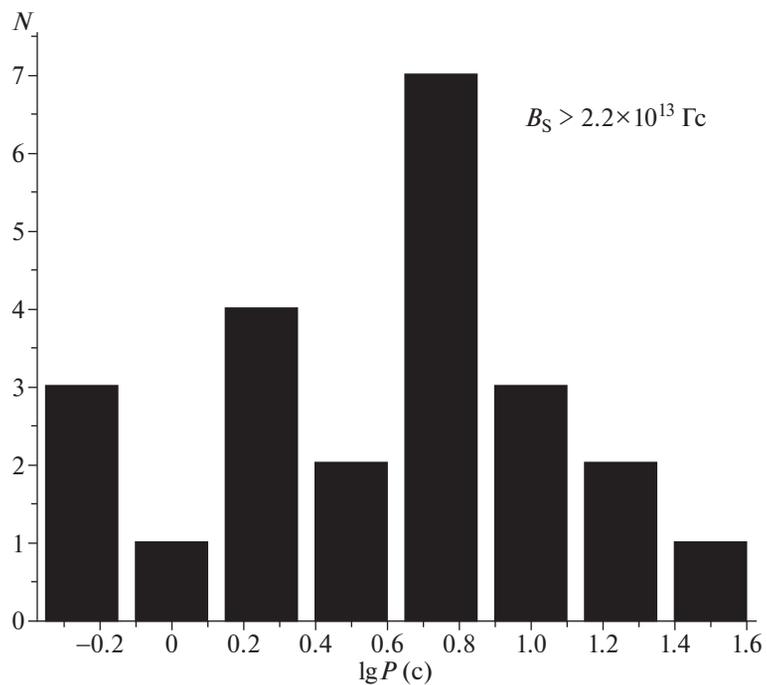


Рис. 11. Распределение периодов 23 пульсаров с большими магнитными полями на поверхности.

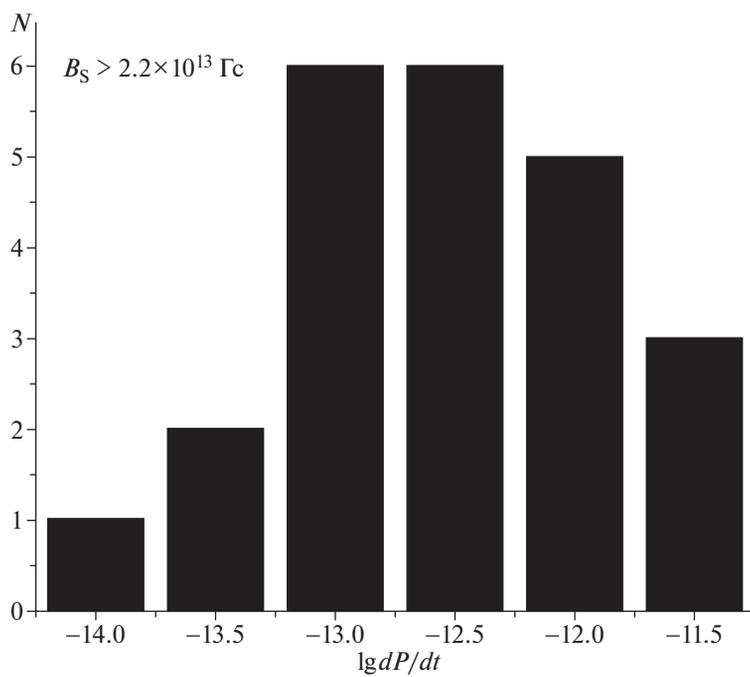


Рис. 12. Распределение производных периода 23 пульсаров с большими магнитными полями.

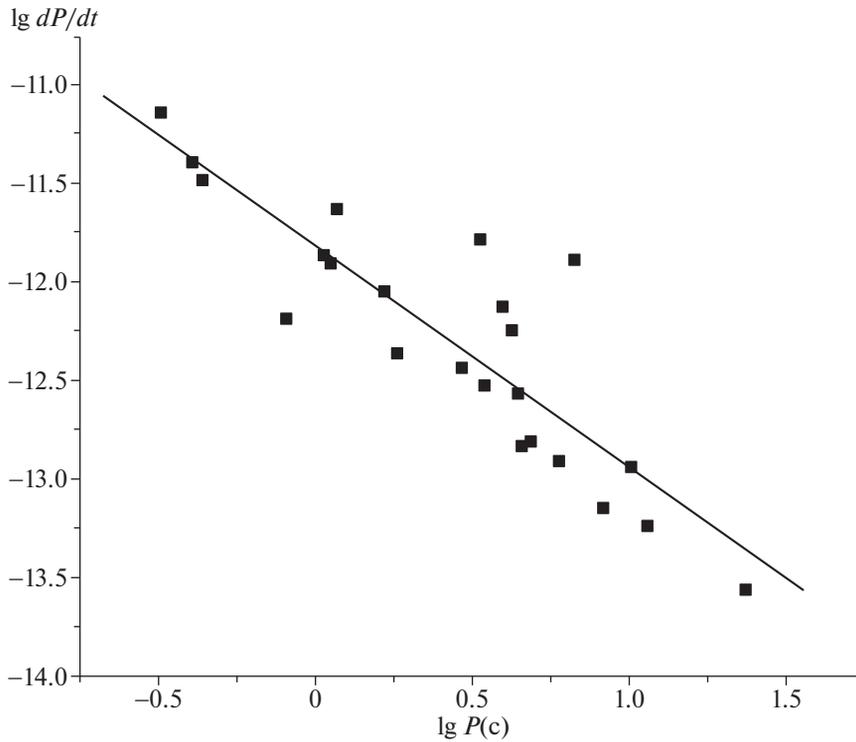


Рис. 13. Зависимость производной периода от периода для пульсаров с $B_s > 2.2 \times 10^{13}$ Гс.

лактики). Средний возраст пульсаров, имеющих период длиннее 2 с, почти на два порядка больше, чем возраст пульсаров с большими магнитными полями. Для 155 пульсаров с $P > 2$ с $\langle \lg \tau \rangle = 6.80$, а для 23 пульсаров с $B_s > 2.2 \times 10^{13}$ Гс $\langle \lg \tau \rangle = 4.97$. Уравнение гауссианы для пульсаров с $P > 2$ с может быть представлено в виде:

$$N = 47 \exp \left[- \left(\frac{\lg \tau - 7.10}{1.13} \right)^2 \right]. \quad (18)$$

Свидетельством малого возраста объектов второй популяции служит также их положение в диске Галактики. За исключением одного источника с $Z = 0.23$ кпк все остальные находятся не выше 100 пк (16 из 23 пульсаров вообще удалены не больше, чем на 20 пк). Другая картина наблюдается при анализе долгопериодических пульсаров (рис. 17). Средняя удаленность от плоскости Галактики пульсаров с $P > 2$ с составляет 440 пк. При этом при построении рис. 17 и вычислении среднего были исключены пульсары с очень большими Z : J0011+08 ($Z = -4.34$), J0928+06 ($Z = 15.25$), J1846-7403 ($Z = -10.82$), J2105+07

($Z = -10.59$) и J2228-65 ($Z = -17.92$). С учетом этих пульсаров $\langle Z \rangle = 0.74$ кпк. Экспонента на рис. 17 описывается выражением

$$N = 252 \exp[-Z/0.27]. \quad (19)$$

4. СРАВНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАССМОТРЕННЫХ ПУЛЬСАРОВ С ПАРАМЕТРАМИ АХР/SGR

Сравним теперь особенности пульсаров, обсуждавшихся в двух предыдущих разделах, с характеристиками нейтронных звезд, проявляющих вспыхивающую активность в рентгеновском и гамма-диапазонах, а именно, аномальными рентгеновскими пульсарами (АХР) и гамма-репитерами (SGR).

Прежде всего отметим, что для этих объектов характерны большие периоды (среднее значение P по данным каталога [18] равно 6.73 с) (рис. 18) и высокие значения производных периода ($\langle \lg dP/dt \rangle = -11.23$) (рис. 19). При этом средняя величина скорости потери энергии вращения $dE/dt = 10^{33}$ эрг/с (рис. 20) не отличается от средних значений dE/dt для двух предыдущих выборок. Магнитные поля на световом цилиндре так-

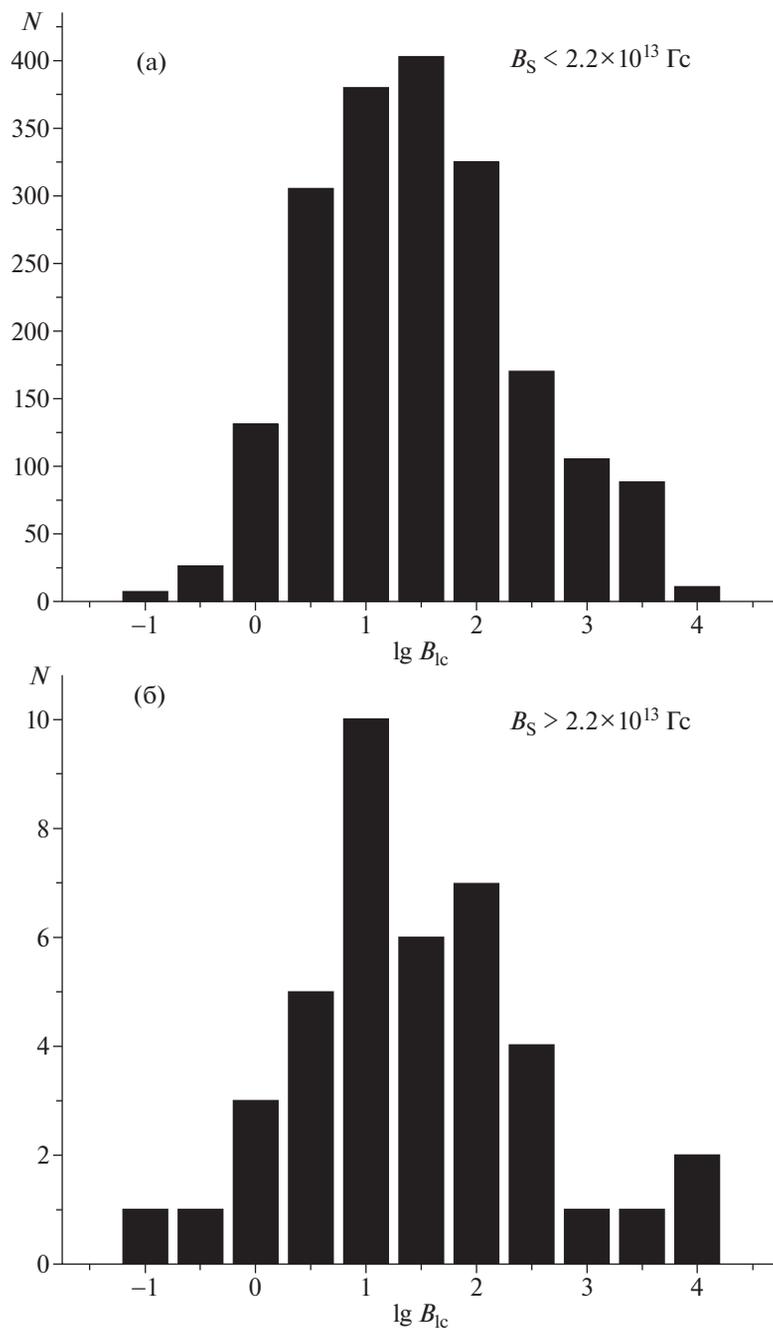


Рис. 14. Магнитные поля на световом цилиндре для пульсаров с нормальными (а) и большими (б) магнитными полями.

же оказываются, в среднем, того же порядка, что и для основной массы пульсаров (рис. 21).

Важно подчеркнуть, что зависимость dP/dt от P (рис. 22) согласуется с аналогичной зависимостью для пульсаров с большими значениями магнитного поля и противоположна зависимости для пульсаров с $P > 2$ с:

$$\lg(dP/dt) = (-1.77 \pm 1.10) \lg P - 9.85 \pm 0.89. \quad (20)$$

В пределах ошибок это уравнение согласуется с предсказаниями магнитодипольной модели ($dP/dt \propto P^{-1}$), но менее значимо, чем для нормальных пульсаров с $B_S > 2.2 \times 10^{13}$ Гс. Вероятность случайного распределения равна 12%.

Близость AXP/SGR по свойствам к нормальным пульсарам с большими магнитными полями также наблюдается и в их расположении в диске

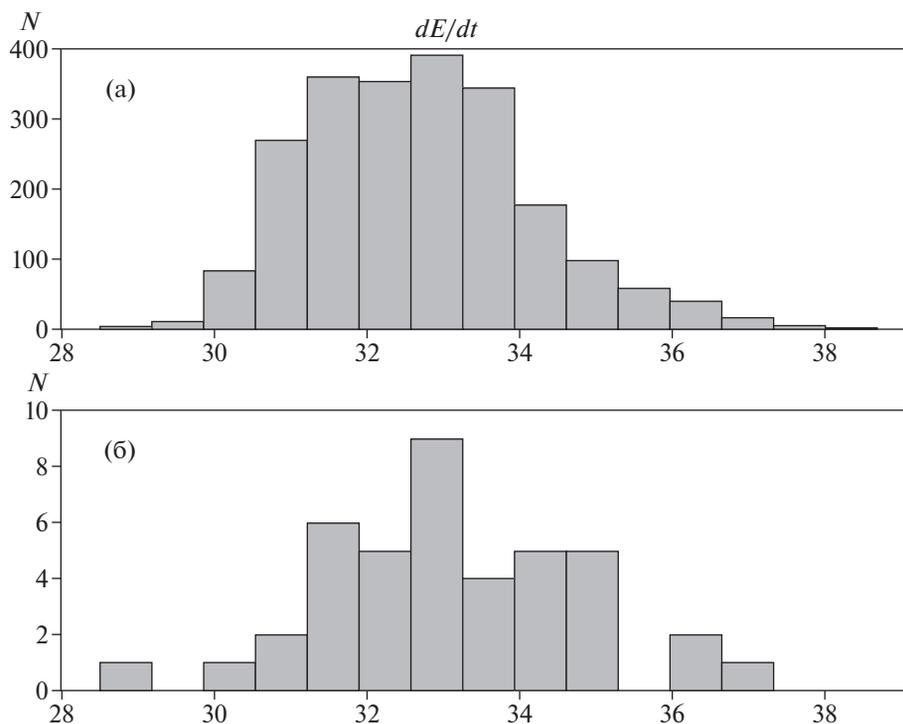


Рис. 15. Скорости потери энергии вращения для основной популяции (а) и пульсаров с большими магнитными полями на поверхности (б).

Галактики. Наиболее удален от плоскости (всего на 180 пк) SGR 0418+5729 [18]. Эти популяции также близки и по возрастам.

Как свидетельствует нахождение некоторых AXP/SGR в остатках сверхновых, для которых существуют оценки их возрастов, эти источники не старше десятков тысяч лет. Самый большой возраст (~ 100 тысяч лет) указан в каталоге [18] для источника Swift J1834.9–0846, который возможно связан с SNR W41.

Таким образом, среди нормальных пульсаров близки к AXP/SGR по своим характеристикам и зависимостям между ними пульсары с $B_s > 2.2 \times 10^{13}$ Гс.

5. ДИСКУССИЯ. ВЫВОДЫ

В работе проведен сравнительный анализ параметров радиопульсаров с большими магнитными полями на поверхности нейтронной звезды ($B_s > 2.2 \times 10^{13}$ Гс) и с длинными периодами ($P > 2$ с). У этих двух популяций наблюдается принципиальное отличие в зависимости производной периода от самого периода, которое свидетельствует о том, что, если у пульсаров с большими магнитными полями может работать механизм магнитодипольного торможения, то в

долгопериодических пульсарах он неприменим, и необходимо привлечение других механизмов торможения или поиск специфических распределений параметров этих объектов и путей их эволюции. За время пульсарных исследований предпринималось много попыток объяснить расположение пульсаров на диаграмме dP/dt от P (см., напр. [26] и ссылки в ней). Все они, к сожалению, содержат результаты, сильно зависящие от выбранных моделей. Так, в [27] предполагались экспоненциальные уменьшения магнитного поля и угла между магнитным моментом и осью вращения. В [28], наоборот, затухание магнитного поля считалось несущественным, торможение вращения всех нейтронных звезд приписывалось магнитодипольному излучению, а реальный возраст пульсаров приравнивался их характеристическому возрасту.

Изменения параметров пульсаров со временем приводят, конечно, к искривлению их эволюционных треков на диаграмме dP/dt от P , но как начальные распределения параметров, так и их эволюция до сих пор остаются перспективой более тщательных исследований.

В наши задачи не входил анализ работ, касающихся положения пульсаров на диаграмме $dP/dt(P)$ и их эволюционных треков. Мы ограни-

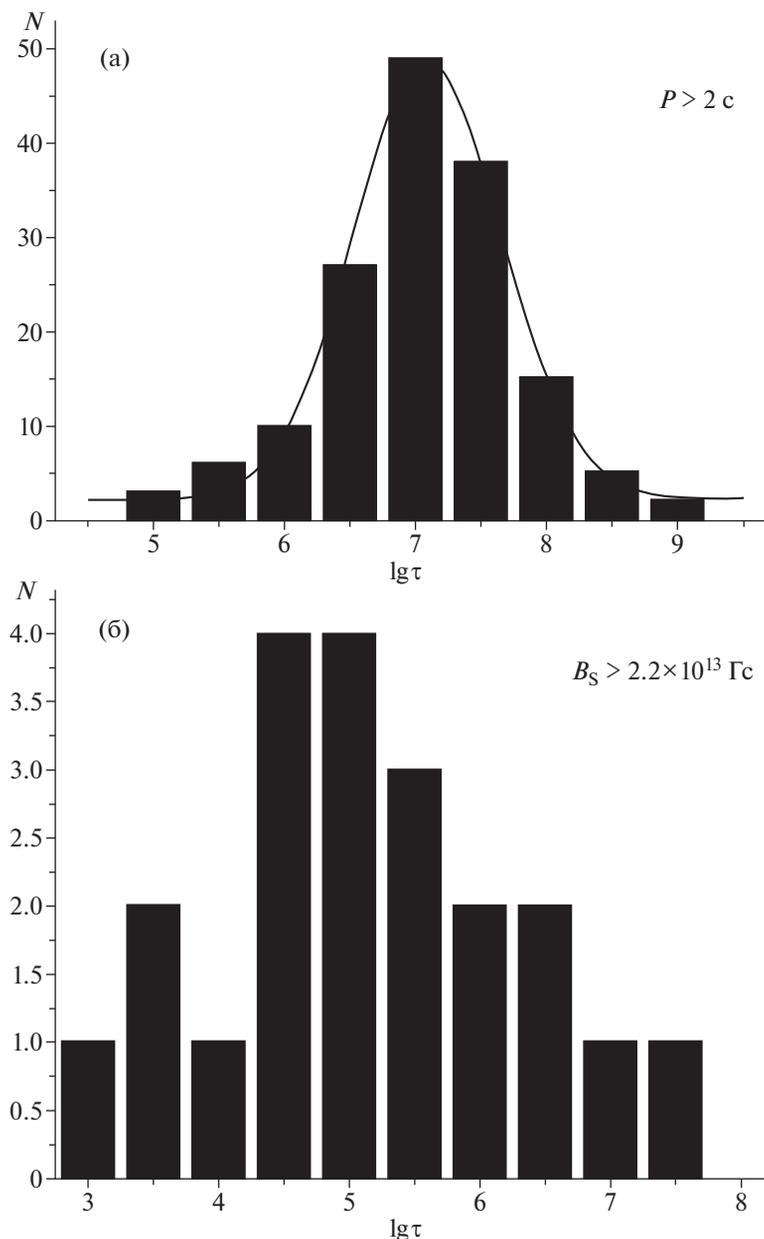


Рис. 16. Распределение характеристического возраста пульсаров с длинными периодами (а) и большими магнитными полями (б).

чились сравнением параметров только трех выбранных групп, которые расположены на этой диаграмме в верхнем правом углу, и для которых не было до сих пор проведено аналогичных исследований.

Одним из основных результатов нашей работы мы считаем отличие возрастов и пространственных распределений долгопериодических пульсаров и пульсаров с сильными магнитными полями на поверхности, включая AXP и SGR.

Пульсары с $P > 2$ с оказываются, в среднем, приблизительно на два порядка старше и находятся на большей высоте над плоскостью Галактики. Полученные для этих объектов результаты свидетельствуют о справедливости основных представлений об эволюции радиопульсаров. Они рождаются в основном в диске Галактики, но, имея высокие скорости, со временем уходят из него. При этом их периоды увеличиваются вследствие потери энергии вращения, и на больших удалениях от диска должны накапли-

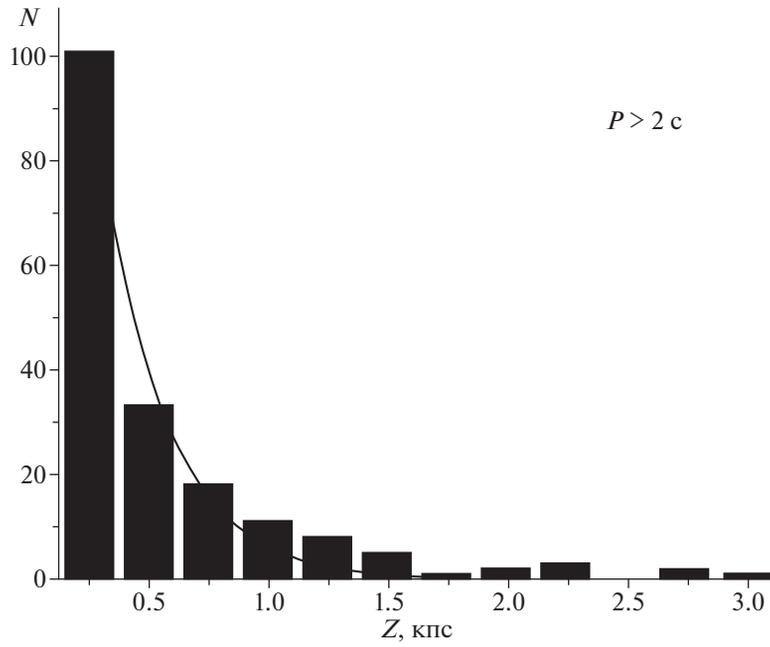


Рис. 17. Распределение долгопериодических пульсаров по высоте над плоскостью Галактики.

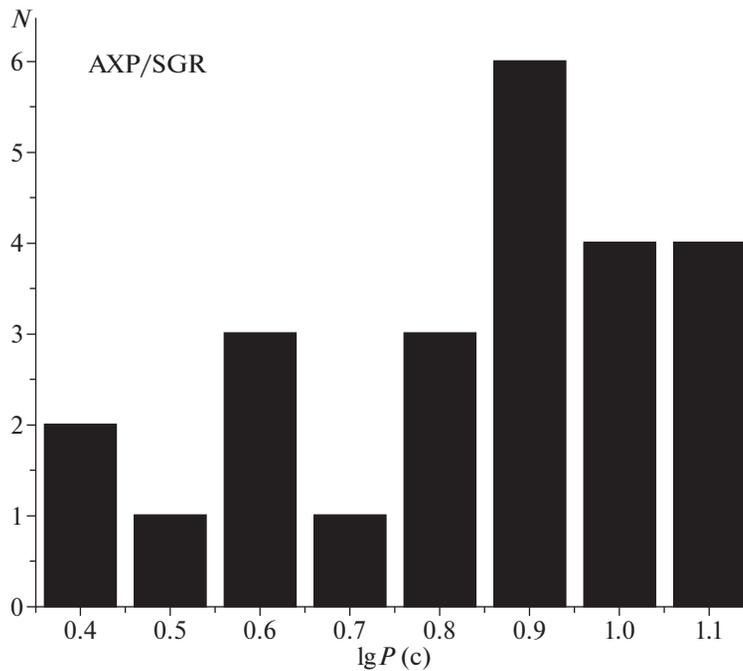


Рис. 18. Распределение периодов AXP/SGR.

ваться долгопериодические объекты. У долгопериодических пульсаров также меньше магнитные поля, что свидетельствует о затухании этих

полей. Характерные параметры AXP/SGR близки к параметрам пульсаров с $B_s > 2.2 \times 10^{13}$ Гс. Это означает, что определяющим для их пеку-

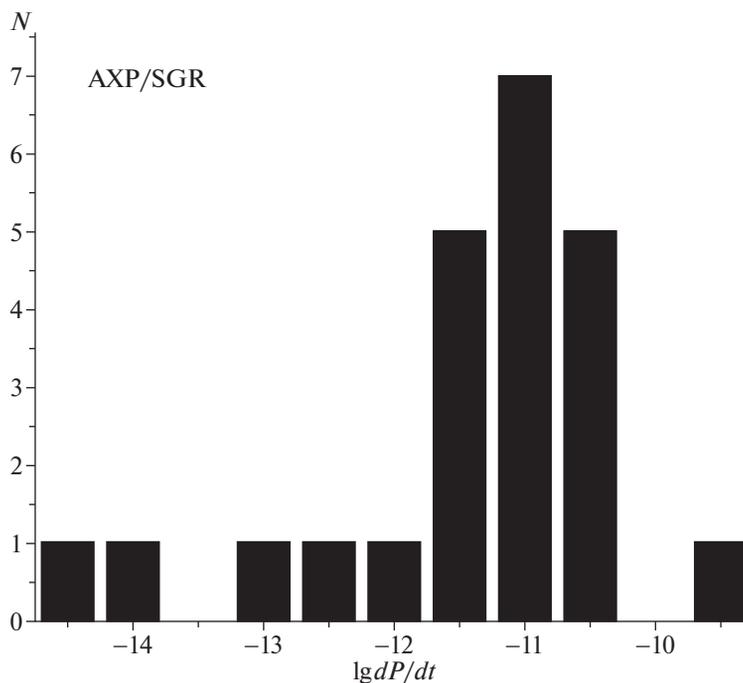


Рис. 19. Распределение производных периода, построенные по 23 объектам AXP/SGR.

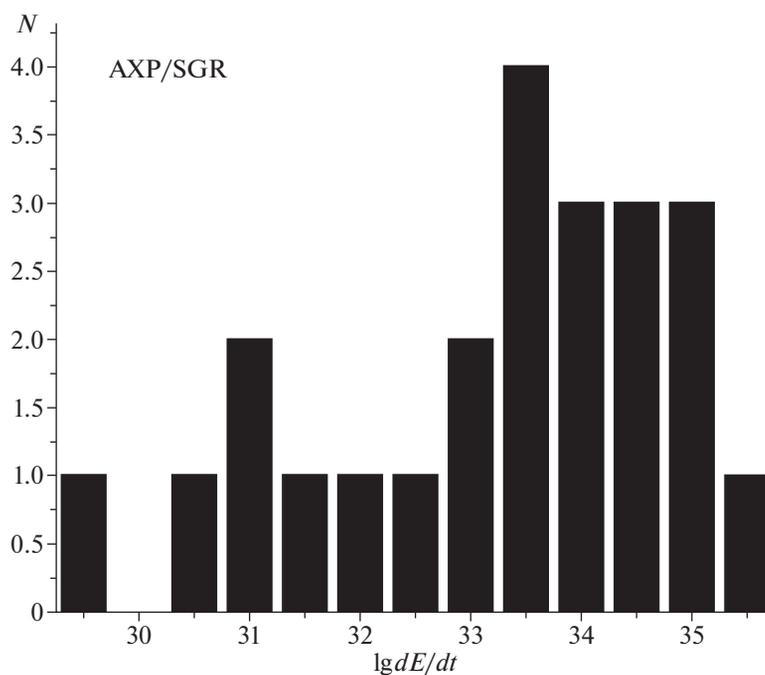


Рис. 20. Распределение скоростей потери энергии вращения для объектов AXP/SGR.

лярности является сильное магнитное поле на поверхности, а не период вращения. Детальный анализ возможных причин их отличий в наблю-

даемых проявлениях вспышечной активности мы планируем провести в следующей отдельной работе.

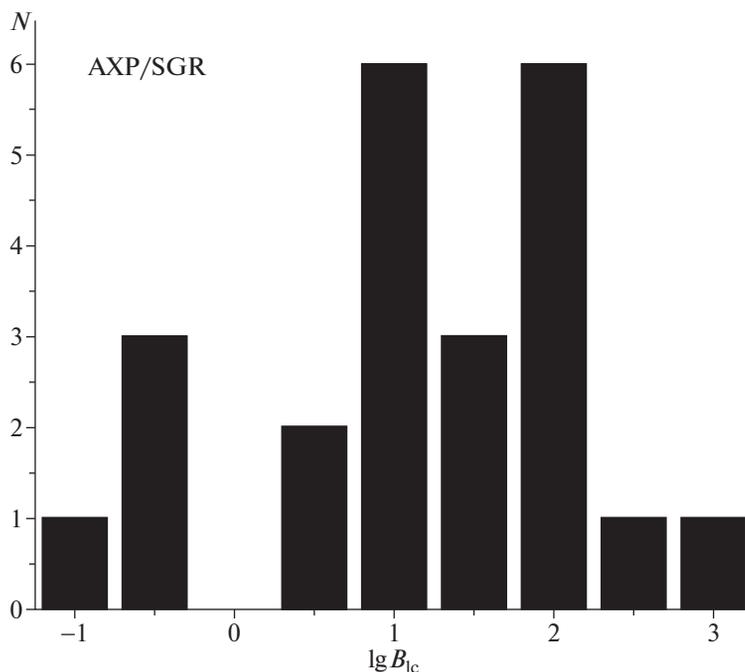


Рис. 21. Распределение магнитных полей на световом цилиндре AXP/SGR.

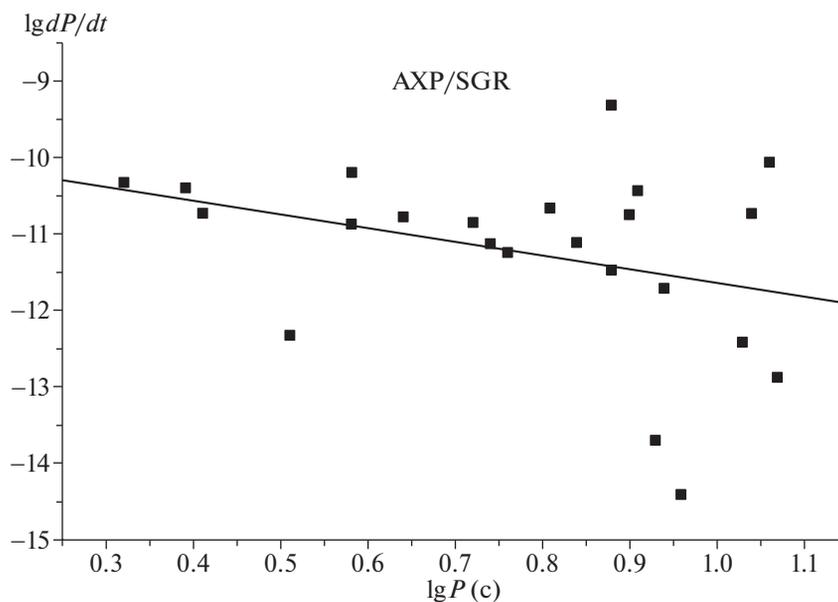


Рис. 22. Зависимость производной периода от периода для AXP/SGR.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

| | |
|--|---|
| <p>1. R. C. Duncan and C. Thompson, <i>Astrophys. J.</i> 392, L9 (1992).</p> <p>2. И. Ф. Малов, Г. З. Мачабели, <i>Аномальные пульсары</i> (М.: Наука, 2009).</p> <p>3. И. Ф. Малов, <i>Астрон. журн.</i> 89, 32 (2012).</p> <p>4. B. Paczynski, <i>Astrophys. J.</i> 365, L9 (1990).</p> | <p>5. V. V. Usov, <i>Astrophys. J.</i> 410, 761 (1993).</p> <p>6. J. H. Trümper, J. E. K. Dennerl, N. D. Kylafis, U. Ertan, and A. Zezas, <i>Astrophys. J.</i> 764, 49 (2013).</p> <p>7. Г. С. Бисноватый-Коган, Н. Р. Ихсанов, <i>Астрон. журн.</i> 91, 275 (2014).</p> <p>8. И. Ф. Малов, <i>Астрон. журн.</i> 87, 1004 (2010).</p> |
|--|---|

9. *A. Dar and A. DeRujula*, arXiv:astro-ph/0002014 (2000).
10. *C. Alcock, E. Farhi, and A. Olimo*, Phys. Rev. Lett. **57**, 2008 (1986).
11. *V. V. Usov*, Phys. Rev. Lett. **87**, 1001 (2001).
12. *R.-X. Xu, D. J. Tao, and Y. Yang*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **373**, L85 (2006).
13. *R. Ouyed, J. Dey, and M. Dey*, Astron. and Astrophys. **390**, L39 (2002).
14. *R. Ouyed, D. Leahy, and B. Niebergal*, Astron. and Astrophys. **473**, 357 (2007).
15. *R. Ouyed, D. Leahy, and B. Niebergal*, Astron. and Astrophys. **475**, 63 (2007).
16. *R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs*, Astron. J. **129**, 1993 (2005).
17. *Е. Б. Никитина, И. Ф. Малов*, Астрон. журн. **94**, 598 (2017).
18. *McGill Online Magnetar Catalog* (<http://www.physics.mcgill.ca/pulsar/magnetar>).
19. *S. A. Olausen and V. M. Kaspi*, Astrophys. J. Suppl. **212**, id. 6 (2014).
20. *P. A. Sturrock*, Astrophys. J. **164**, 529 (1971).
21. *А. А. Логинов, И. Ф. Малов*, Астрон. журн. **91**, 57 (2014).
22. *А. А. Логинов, И. Ф. Малов*, Астрон. журн. **91**, 833 (2014).
23. *I. F. Malov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **468**, 2713 (2017).
24. *И. Ф. Малов, Радиопульсары* (М.: Наука, 2004).
25. *И. Ф. Малов, О. И. Малов*, Астрон. журн. **83**, 542 (2006).
26. *S. Johnston and A. Karastergiou*, arXiv:1902.03996 [astro-ph.HE] (2019).
27. *T. M. Tauris and S. Konar*, Astron. and Astrophys. **376**, 543 (2001).
28. *C.-A. Faucher-Giguère and V. M. Kaspi*, Astrophys. J. **643**, 332 (2006).