

ВЛИЯНИЕ МЕЛКОМАСШТАБНОГО ПОЛЯ НА НАГРЕВ ПОЛЯРНОЙ ШАПКИ РАДИОПУЛЬСАРА J0901–4046

© 2023 г. Д. П. Барсуков^{1*}, И. К. Морозов¹, А. Н. Попов¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 14.09.2023 г.

После доработки 26.10.2023 г.; принята к публикации 21.11.2023 г.

Пульсар J0901–4046 имеет период вращения $P = 75.8$ с и является наиболее медленно вращающимся среди одиночных радиопульсаров. Мы рассмотрели влияние величины мелкомасштабного магнитного поля в модели смещенного диполя на нагрев полярной шапки обратным током позитронов во внутреннем зоре пульсара. При этом предполагалось, что электрон-позитронные пары в зоре рождаются в связанных состояниях, которые затем разрываются тепловыми фотонами с поверхности звезды.

Ключевые слова: нейтронные звезды, радиопульсары.

DOI: 10.31857/S032001082312001X, EDN: RXHJMW

1. ВВЕДЕНИЕ

Радиопульсар J0901–4046, совместно с радиопульсаром J0250+5854 и, возможно, вместе с объектами типа GLEAM-X J162759.5–523504.3 и GPM J1839–10, входит в группу “экстремально” медленно вращающихся изолированных радиопульсаров (см., например, Бениамини и др., 2022; Тонг, 2023). Период вращения J0901–4046 равен $P = 75.89$ с (Калев и др., 2022), превосходя в 3 раза период вращения $P = 23.5$ с радиопульсара J0250+5854 (Тан и др., 2018); однако он значительно уступает периодам вращения объектов GLEAM-X J162759.5–523504.3 и GPM J1839–10, $P = 1091$ с и $P = 1318$ с соответственно (см., например, Тонг, 2023). Величина скорости увеличения периода $\dot{P} = 2.25 \times 10^{-13}$ соответствует напряженности дипольного магнитного поля на магнитном полюсе $B_{\text{dip}} = 2.6 \times 10^{14}$ Гс (Калев и др., 2022). При этом характеристический возраст пульсара J0901–4046 равен $\tau = P/2\dot{P} = 5.3 \times 10^6$ лет, а скорость потерь вращательной энергии составляет $\dot{E} = 2.0 \times 10^{28}$ эрг/с (Калев и др., 2022). Расстояние D до пульсара оценивается либо в 328 пк, либо в 467 пк (Калев и др., 2022).

Столь медленно вращающиеся пульсары лежат ниже стандартной “линии выключения” и обычно объясняются присутствием мелкомасштабной

компоненты магнитного поля на поверхности нейтронной звезды (см., например, Хибшман, Аронс, 2001; Кантор, Цыган, 2003). Другое объяснение связано со спецификой торможения пульсара, приводящей к значительному занижению величины B_{dip} при оценке по наблюдаемой величине \dot{P} (см., например, Новоселов и др., 2020; Бескин, Истомин, 2022; Собьянин, 2023). Новоселов и др. (2020), а также Бескин и Истомин (2022) предполагали, что такие пульсары близки к ортогональным ротаторам ($\chi \approx 90^\circ$, где χ — угол между направлением дипольного момента \mathbf{m} и угловой скоростью вращения пульсара $\boldsymbol{\Omega}$; см. рис. 1). Собьянин (2023) же считал, что пульсар J0901–4046 близок к соосному ротатору $\chi \approx 0^\circ$. Пульсар J0901–4046 обладает узким средним импульсом $W_{50} \approx 295–300$ мс (Калев и др., 2022) и, следовательно, должен бы иметь большой угол χ . Однако тщательный анализ свойств его радиоизлучения, проведенный Собьяниным (2023), показал, что пульсар близок к соосному ротатору и $\chi \approx 10^\circ$. Поэтому в данной работе мы считаем, что $\chi = 10^\circ$.

Мы предполагаем, что оценка по \dot{P} дает правильное значение дипольного магнитного поля B_{dip} пульсара J0901–4046. Считая, что нейтронная звезда обладает значительным мелкомасштабным магнитным полем, в рамках модели Кантор и Цыгана (2003), мы рассматриваем, как наличие этого поля влияет на нагрев полярной шапки пульсара обратным током позитронов.

*Электронный адрес: bars.astro@mail.ioffe.ru

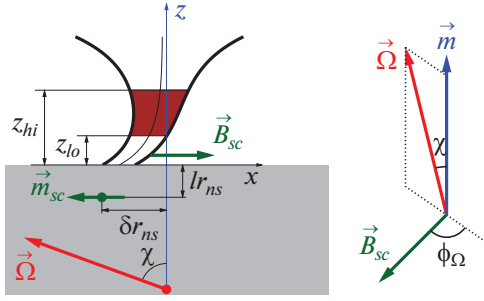


Рис. 1. Схематичное изображение пульсарной трубки: красная стрелка Ω — угловая скорость вращения пульсара; ось z — ось магнитного диполя \mathbf{m} ; $\mathbf{m}_{sc} = -m_{sc} \mathbf{e}_x$ — эффективный магнитный момент, расположенный под поверхностью на глубине ℓ со сдвигом δ от магнитной оси для имитации мелкомасштабного магнитного поля; χ — угол между векторами \mathbf{m} и Ω , ϕ_Ω — угол между вектором \mathbf{B}_{sc} и плоскостью, образованной векторами \mathbf{m} и Ω . Коричневой областью показано расположение пульсарного диода; z_{lo} — высота нижней обкладки диода, а z_{hi} — высота верхней обкладки диода.

2. МОДЕЛЬ

Магнитное поле вблизи магнитного полюса пульсара моделируется с использованием двухдипольной модели Кантор и Цыгана (2003):

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}) = \frac{3\mathbf{x}(\mathbf{x} \cdot \mathbf{m}) - \mathbf{m}r^2}{r^5} + \frac{3\rho_{sc}(\rho_{sc} \cdot \mathbf{m}_{sc}) - \mathbf{m}_{sc}\rho_{sc}^2}{\rho_{sc}^5}, \quad (1)$$

где $r = |\mathbf{x}|$ — расстояние от центра звезды, плоскость $z = 0$ соответствует поверхности нейтронной звезды, z — высота над поверхностью, $\mathbf{m} = m \mathbf{e}_z$ — дипольный магнитный момент звезды, $B_{\text{dip}} = 2m/r_{ns}^3$ (r_{ns} — радиус звезды), $\rho_{sc} = \mathbf{x} + \delta r_{ns} \mathbf{e}_x - r_{ns}(1 - \ell) \mathbf{e}_z$, $B_{sc} = 2m_{sc}/(r_{ns} \ell)^3$ — напряженность мелкомасштабного магнитного поля на магнитном полюсе звезды (рис. 1). Как и в работе Барсукова и др. (2021), мы ограничились случаем $\ell = 1/20$. Мы считали, что пульсарный диод работает в стационарном режиме со свободным истечением электронов с поверхности нейтронной звезды (Фоли и др., 1977). Для нахождения потенциала в диоде использовалось выражение (30) из работы Барсукова и др. (2016), только в отличие от работы Барсукова и др. (2016) предполагалось, что нижняя обкладка диода располагается не обязательно на поверхности звезды $z = 0$, а может находиться и на некоторой высоте $z = z_{lo}$ над поверхностью звезды (рис. 1). Высота z_{lo} выбиралась так же, как Барсуковым и др. (2009).

При рассмотрении генерации электрон-позитронных пар учитывались только фотоны изгибного излучения первичных электронов и превращение их

в пары в магнитном поле. При этом считалось, что пары рождаются в связанном состоянии (позитронии) и в дальнейшем ионизируются тепловым излучением с поверхности звезды. В настоящей работе мы пренебрегли вкладом фотонов от самой горячей полярной шапки в фотоионизацию позитрониев и учитывали только вклад фотонов с остальной поверхности звезды. Темп фотоионизации считался равным (Усов, Мелроуз, 1995)

$$\frac{dN}{dt} = W_0 \left(\frac{10^2}{\Gamma} \right)^3 \left(\frac{T_{surf}}{10^6 K} \right)^2 (1 - \cos \theta_{ns}), \quad (2)$$

где Γ — лоренц-фактор позитрония, T_{surf} — температура поверхности звезды, θ_{ns} — угол, под которым видна звезда, $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ c}^{-1}$ (Усов, Мелроуз, 1995).

Следуя Барсукову и др. (2021), мы полагаем $T_{surf} = 3 \times 10^5 \text{ K}$. Мы не учитывали эффекты поляризации гамма-квантов, а также процессы расщепления фотонов и аннигиляции позитрониев. Для того, чтобы грубо оценить вклад этих процессов, мы предположили, что $(1 - f)$ позитрониев аннигилируют сразу после рождения, а оставшаяся доля f позитрониев не аннигилирует вообще. Обратный ток позитронов и вызываемый им нагрев полярной шапки вычислялись так же, как Барсуковым и др. (2016), но с учетом сдвига нижней обкладки диода на высоту z_{lo} . В частности, мощность нагрева полярной шапки L_{pc} в режимах быстрой (Аронс и др., 1979) и медленной (Хардинг, Муслимов, 2001; Любарский, 1992) экранировки оценивалась по формулам (63) и (64) Барсукова и др. (2016).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Далее приведены расчеты величин, характеризующих активность пульсара, для различных параметров задачи. Цель расчетов — выявить область параметров, при которых пульсар остается активным.

На рис. 2 показана зависимость мощности нагрева полярной шапки L_{pc} , рассчитанной в модели “медленной экранировки” (Хардинг, Муслимов, 2001; Любарский, 1992), от величины мелкомасштабного магнитного поля B_{sc} для нескольких конфигураций магнитного поля в случае, когда $W_0 = \infty$, т.е. когда позитронии мгновенно фотоионизируются или все электрон-позитронные пары рождаются в несвязанном состоянии. Для случая $\delta = 0.04$ участок $B_{sc}/B_{\text{dip}} = 0.6 - 0.7$ не показан, поскольку в этом случае диод оказывается уже в режиме вакуумного зазора и пульсар выключается. Это же правило используется на других рисунках — изображенные линии обрываются, если пульсар перестает быть активным.

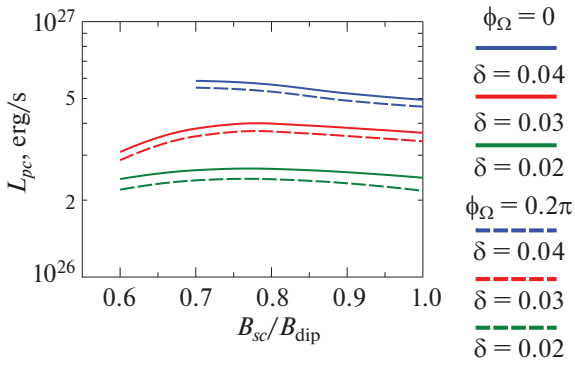


Рис. 2. Зависимость мощности нагрева полярной шапки L_{pc} для случая “медленной экранировки” (Хардинг, Муслимов 2001; Любарский 1992) от величины мелкомасштабного поля B_{sc} в случае, когда все позитроны фотонируются мгновенно $W_0 = \infty$. Сплошные линии отвечают условию $\phi_\Omega = 0$, штриховые — условию $\phi_\Omega = 0.2\pi$.

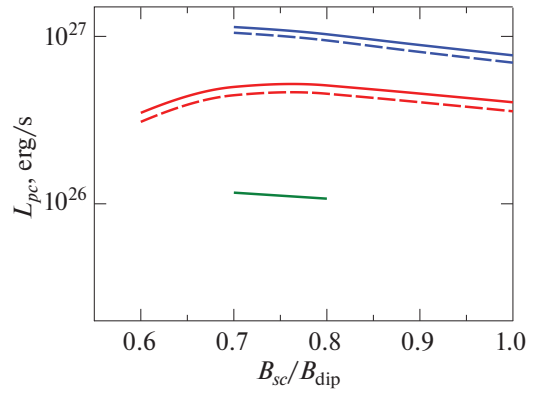


Рис. 5. То же, что на рис. 2, но при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ и $f = 0.1$.

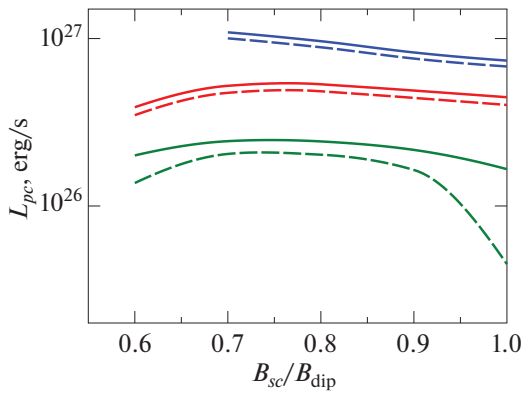


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ и $f = 1$.

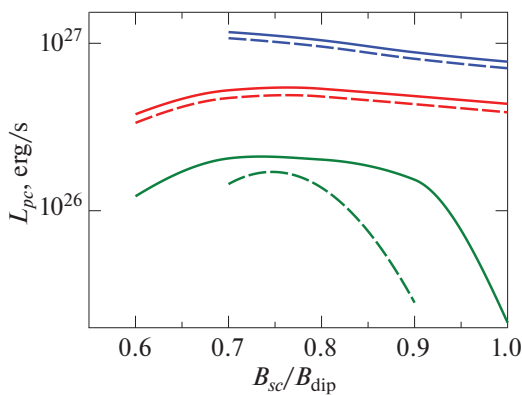


Рис. 4. То же, что на рис. 2, но при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ и $f = 0.3$.

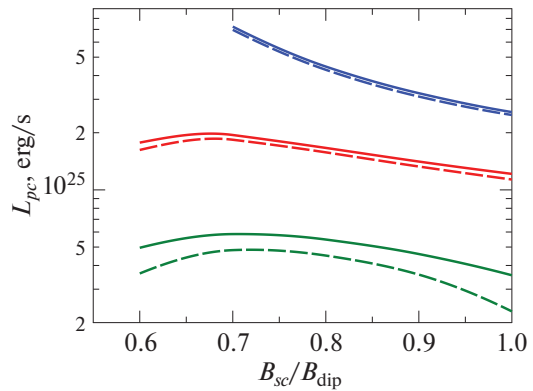


Рис. 6. То же, что на рис. 2, но для случая “быстрой экранировки” (Аронс и др., 1979).

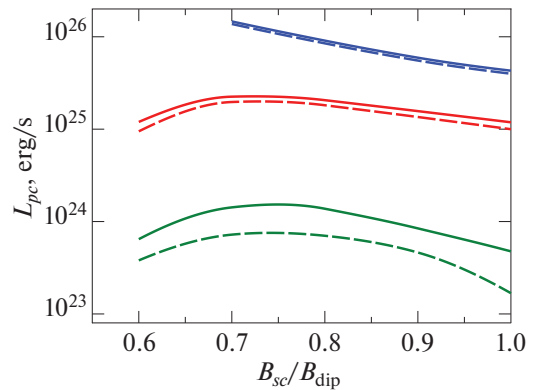


Рис. 7. То же, что на рис. 6, но при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ и $f = 1$.

На рис. 3 показана аналогичная зависимость, но уже для случая, когда все пары рождаются в связанном состоянии и позже разрушаются тепло-

выми фотонами с поверхности нейтронной звезды ($W_0 = 6 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ и $f = 1$), т.е. при полном отсутствии расщепления фотонов и аннигиляции пози-

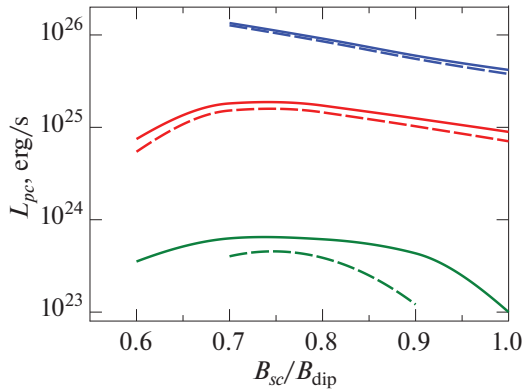


Рис. 8. То же, что на рис. 6, но при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ c}^{-1}$ и $f = 0.3$.

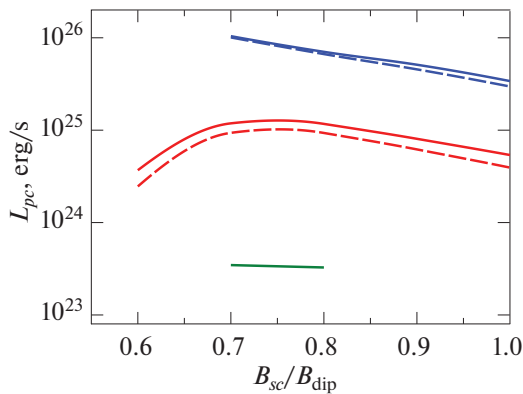


Рис. 9. То же, что на рис. 6, но при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ c}^{-1}$ и $f = 0.1$.

трониев. Аналогичные зависимости при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ c}^{-1}$, $f = 0.3$ и при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ c}^{-1}$, $f = 0.1$, т.е. когда пары рождаются в связанном состоянии и позитронии, частично аннигилируют, показаны, соответственно, на рис. 4 и 5. Для случая $\delta = 0.02$ изображен только участок, на котором радиопульсар активен, т.е. образовавшейся плазмы хватает, как минимум, на экранировку продольного электрического поля.

Зависимость мощности нагрева полярной шапки, рассчитанной в модели “быстрой экранировки” (Аронс и др., 1979), изображена на рис. 6–9.

На рис. 10–13 демонстрируется зависимость концентрации \tilde{n}_{pair} электрон-позитронных пар, образовавшихся при фотоионизации позитрония, в единицах $\Omega B / (2\pi e)$ от величины мелкомасштабного поля B_{sc} для тех же конфигураций. Видно, что пульсар при $\delta = 0.02$ находится, в лучшем случае, на грани выключения ($\tilde{n}_{\text{pair}} \sim 1$), а при $f = 0.1$ и

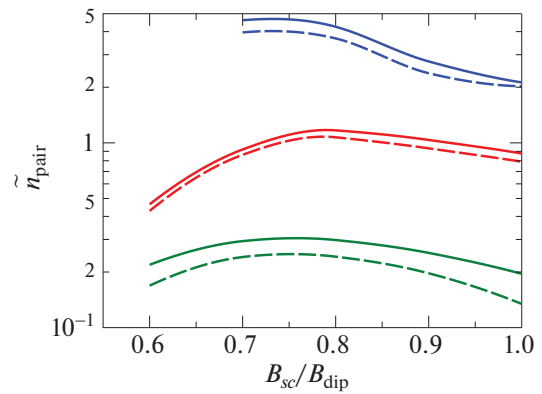


Рис. 10. Зависимость концентрации \tilde{n}_{pair} электрон-позитронных пар, образовавшихся при фотоионизации позитрония, в единицах $\Omega B / (2\pi e)$ от величины мелкомасштабного поля B_{sc} при условии, что все позитронии фотоионизируются мгновенно, $W_0 = \infty$.

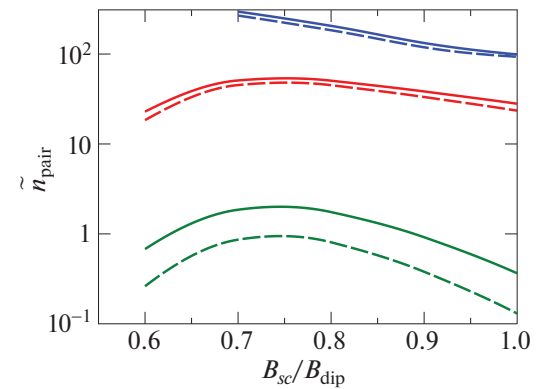


Рис. 11. То же, что на рис. 10, но при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ c}^{-1}$ и $f = 1$.

$\phi_\Omega = 0.8\pi$ вообще выключен. При этом из рисунков видно, что мощность нагрева полярной шапки пульсара не очень сильно зависит от величины f , пока пульсар находится в активном состоянии. Даже в случае $W_0 = \infty$ мощность нагрева полярной шапки меняется не столь заметно, однако при этом число пар \tilde{n}_{pair} падает весьма существенно, сдвигая пульсар к линии выключения. Заметим, что согласно Усову и Мелроузу (1995), а также Томпсону (2008), позитроний является “стабильной” частицей и фотоны обыкновенной моды (\parallel -моды) практически не расщепляются. Заметим также, что в изгибном излучении как минимум половину фотонов составляют фотоны обыкновенной моды. Поэтому, на наш взгляд, даже оценка $f = 0.3$ может несколько занижать количество образовавшихся несвязанных электрон-позитронных пар.

В настоящей работе мы пренебрегли вкладом в ионизацию позитрониев фотонами от самой полярной шапки. Здесь надо учитывать, что радиус

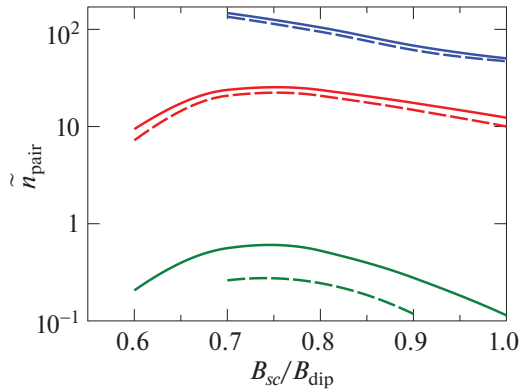


Рис. 12. То же, что на рис. 10, но при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ c}^{-1}$ и $f = 0.3$.

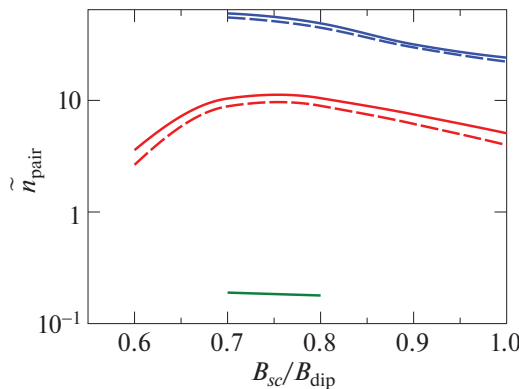


Рис. 13. То же, что на рис. 10, но при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ c}^{-1}$ и $f = 0.1$.

полярной шапки $r_{pc} = r_{ns} \sqrt{\Omega r_{ns}/c} \sqrt{B_{\text{dip}}/B_{\text{surf}}}$, где B_{surf} — напряженность магнитного поля на поверхности шапки, у этого пульсара очень мал $r_{pc} \approx 1.7 \times 10^{-3} r_{ns} \sqrt{B_{\text{dip}}/B_{\text{surf}}}$. Для рассмотренных конфигураций поля он в 3–30 раз меньше высоты верхней обкладки диода z_{hi} (рис. 1). Поэтому, несмотря на большую температуру поверхности шапки $T_{pc} \sim (0.3–1.3) \times 10^6 \text{ K}$, даже в самом лучшем из рассмотренных случаев ($\delta = 0.04$ и $B_{sc} = 0.7 B_{\text{dip}}$) фотоны с нее дают меньше 10% всех фотоионизированных пар. В большинстве же случаев фотоионизированных ими пар не хватит даже на то, чтобы образовавшаяся плазма смогла заэкранировать продольное электрическое поле.

Сравнивая рассмотренную в данной работе модель пульсара J0901–4046 с моделью Собьянина (2023), следует отметить следующее. Основным недостатком данной работы является очень узкий диапазон параметров мелкомасштабного поля, при

котором радиопульсар находится в активном состоянии, в отличие от модели Собьянина (2023), в рамках которой пульсар работает даже при “чисто дипольном” магнитном поле. Однако в рамках нашей модели удается ограничиться магнитными полями на поверхности нейтронной звезды порядка $B_{\text{surf}} \sim 5 \times 10^{14} \text{ Гс}$, не меняя при этом значения дипольного поля $B_{\text{dip}} \approx 2.6 \times 10^{14} \text{ Гс}$. В модели Собьянина необходимо увеличить дипольное магнитное поле как минимум до значений $B_{\text{dip}} \gtrsim 2.7 \times 10^{16} \text{ Гс}$. Пока количество столь медленных изолированных радиопульсаров, которые, как считается, являются нейтронными звездами (а не белыми карликами), измеряется в штуках (Бениамини и др., 2023), оба варианта объяснения их работы: и уменьшение радиуса кривизны силовых линий магнитного поля в данной работе, и увеличение дипольного магнитного поля по Собьянину (2023) и Новоселову и др. (2020), являются на наш взгляд равнозначными. Однако в случае открытия большого количества подобных объектов, видимо, стоит отдать предпочтение моделям Собьянина (2023) и Новоселова и др. (2020).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аронс и др. (J. Arons, W.M. Fawley, and E.T. Scharlemann), *Astrophys. J.* **231**, 854 (1979).
2. Д.П. Барсуков, П.И. Полякова, А.И. Цыган, *Астрон. журн.* **86**, 1227 (2009) [D.P. Barsukov, P.I. Polyakova, and A.I. Tsygan, *Astron. Rep.* **53**, 1146 (2009)].
3. Д.П. Барсуков, О.А. Гогличидзе, А.И. Цыган, *Астрон. журн.* **93**, 569 (2016) [D.P. Barsukov, O.A. Goglichidze, and A.I. Tsygan, *Astron. Rep.* **60**, 586 (2016)].
4. Барсуков и др. (D.P. Barsukov, A.A. Matevosyan, I.K. Morozov, A.N. Popov, and M.V. Vorontsov), *J. Phys.: Conf. Ser.* **2103**, 012034 (2021).
5. Бениамини и др. (P. Beniamini, Z. Wadiasingh, J. Hare, K.M. Rajwade, G. Younes, and A.J. Van der Horst), *MNRAS* **520**, 1872 (2023).
6. Бескин, Истомин (V.S. Beskin and A.Yu. Istomin), *MNRAS* **516**, 5084 (2022).
7. 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).
8. Кантор Е.М., Цыган А.И., *Астрон. журн.* **80**, 665 (2003) [E.M. Kantor and A.I. Tsygan, *Astron. Rep.* **47**, 615 (2003)].
9. Любарский (Yu.E. Lyubarskii), *Astron. Astrophys.* **261**, 544 (1992).

10. Новоселов и др. (E.M. Novoselov, V.S. Beskin, A.K. Galishnikova, M.M. Rashkovetskiy, and A.V. Biryukov), *MNRAS* **494**, 3899 (2020).
11. Собьянин (D.N. Sob'yanin), *Phys. Rev. D* **107**, L081301 (2023).
12. Тан и др. (C.M. Tan, C.G. Bassa, S. Cooper, T.J. Dijkema, P. Esposito, J.W.T. Hessels, V.I. Kondratiev, M. Kramer, et al.), *Astrophys. J.* **866**, 54 (2018).
13. Томпсон (C. Thompson), *Astrophys. J.* **688**, 1258 (2008).
14. Тонг (H. Tong), *On the nature of long period radio pulsar GPM J1839-10: death line and pulse width*, arXiv:2307.14829 (2023).
15. Усов, Мелроуз (V.V.Usov and D.B. Melrose), *Australian J. Phys.* **48**, 571 (1995).
16. Фоли и др. (W.M. Fawley, J. Arons, and E.T. Scharlemann), *Astrophys. J.* **217**, 227 (1977).
17. Хардинг, Муслимов (A.K. Harding and A.G. Muslimov), *Astrophys. J.* **556**, 987 (2001).
18. Хибшман, Аронс (J.A. Hibschan and J. Arons), *Astrophys. J.* **554**, 624 (2001).