Влияние угла наклона на нагрев полярной шапки радиопульсара J0901-4046

© Д.П. Барсуков, А.Н. Попов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: bars.astro@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 4 мая 2025 г.
В окончательной редакции 17 июля 2025 г.
Принято к публикации 17 июля 2025 г.

Рассмотрено влияние угла наклона радиопульсара J0901-4046 на нагрев его полярной шапки обратным током позитронов.

Ключевые слова: радиопульсары, нейтронные звезды, позитроны.

DOI: 10.61011/JTF.2025.12.61789.233-25

Введение

Радиопульсар J0901-4046 является в настоящее время наиболее медленно вращающимся „нормальным“ радиопульсаром среди известных [1]. Период его вращения составляет $P = 75.89\,\mathrm{s}$ [1,2]. Темп уменьшения его периода составляет $\dot{P} = 2.25 \cdot 10^{-13}$ [1,2], что дает оценку напряженности дипольного магнитного поля на поверхности нейтронной звезды в районе магнитного полюса $B_{dip} \approx 2.6 \cdot 10^{14}\,\mathrm{Gs}$ [1,2]. Его характеристический возраст, оцененный по темпу торможения, составляет $\tau \approx 5.3 \cdot 10^6\,\mathrm{year}$ [1,2]. В работе [3] было предложено объяснение работы радиопульсара J0901-4046 в рамках предположения, что стандартный метод оценки напряженности дипольного поля приводит к сильному занижению его значения. В рамках предложенного объяснения предполагалось (см. [3,4]), что радиопульсар близок к ортогональному, т.е. угол наклона $\chi \approx 90^\circ$. Схожее объяснение работы этого радиопульсара было предложено в работе [5]. Однако в работе [5] после тщательного анализа свойств радиоизлучения этого пульсара было показано, что угол его наклона на самом деле очень мал $\chi \approx 10^\circ$, т.е. пульсар близок к соосному. При этом в работе было показано, что напряженность дипольного поля у него превышает полученную по темпу торможения оценку $B_{dip} \approx 2.6 \cdot 10^{14}\,\mathrm{Gs}$ [1,2] почти на два порядка $B_{dip} \gtrsim 2.5 \cdot 10^{16}\,\mathrm{Gs}$ [5]. Также стоит отметить, что оценка угла наклона χ по ширине импульса, при использовании аппроксимации минимальной ширины импульса, взятой из работы [6], дает для этого радиопульсара скорее значение $\chi \sim 40^\circ - 60^\circ$. Впрочем, недавно в работе [7] было показано, что свойства радиоизлучения у долгопериодических радиопульсаров обладают рядом особенностей заметно отличающих их от остальных „нормальных“ радиопульсаров. И поэтому, возможно, применение стандартных методик оценки угла наклона χ по ширине импульса, например [6,8], возможно является некорректным. В настоящей работе мы продолжаем развивать альтернативную модель, объясняющую работу радиопульсара J0901-4046. Мы предполагаем, что величина его дипольного магнитного поля соответствует значению, определяемому стандартным методом по темпу торможения $B_{diP} \approx 2.6 \cdot 10^{14}\mathrm{Gs}$ [1,4]. Но предполагаем, что на поверхности нейтронной звезды присутствует крайне мелкомасштабное магнитное поле с характерным масштабом $\sim 500\,\mathrm{m}$ и с напряженностью, сравнимой с дипольным магнитным полем.

1. Модель

Параметризация мелкомасштабного поля у поверхности нейтронной звезды и вычисление нагрева полярной шапки обратным током позитронов, как и нахождения количества образовавшихся не связанных позитронов, делаются точно также как в работе [9]. При этом учитывается, что в столь сильном магнитном поле электрон-позитронные пары рождаются в связанном состоянии (позитроний). Величина мелкомасштабного поля B_{sc} на поверхности нейтронной звезды в окрестностях полярной шапки в настоящей работе считалась равной $B_{sc} = 0.7 \cdot B_{dip}$. Такой выбор напряженности мелкомасштабного поля для рассматриваемых в настоящей работе его конфигураций является оптимальным, обеспечивая наибольший интервал возможных прочих параметров конфигурации мелкомасштабного поля, при которых пульсарный диод работает. В случае уменьшения или увеличения его напряженности данная область сужается. Радиус полярной шапки у пульсара J0901-4046 $r_{pc} = r_{ns} \cdot \sqrt{\Omega\, r_{ns}/c} \cdot \sqrt{B_{dip}/B_{surf}}$ составляет всего лишь $r_{pc} \sim 14\,\mathrm{m}$ для $B_{sc} = 0.7 \cdot B_{dip}$, где r_{ns} — радиус нейтронной звезды, B_{surf} — напряженность магнитного поля на поверхности нейтронной звезды и $\Omega = 2\pi/P$ — ее угловая скорость вращения. Даже в самом лучшем рассмотренном случае $\delta = 0.04 \cdot r_{ns}$ (описание этого параметра конфигурации мелкомасштабного поля смотри в [9]) фотоны с горячей полярной шапки дают менее 10% от общего количества фотоионизированных позитрониев. Поэтому в настоящей работе, как

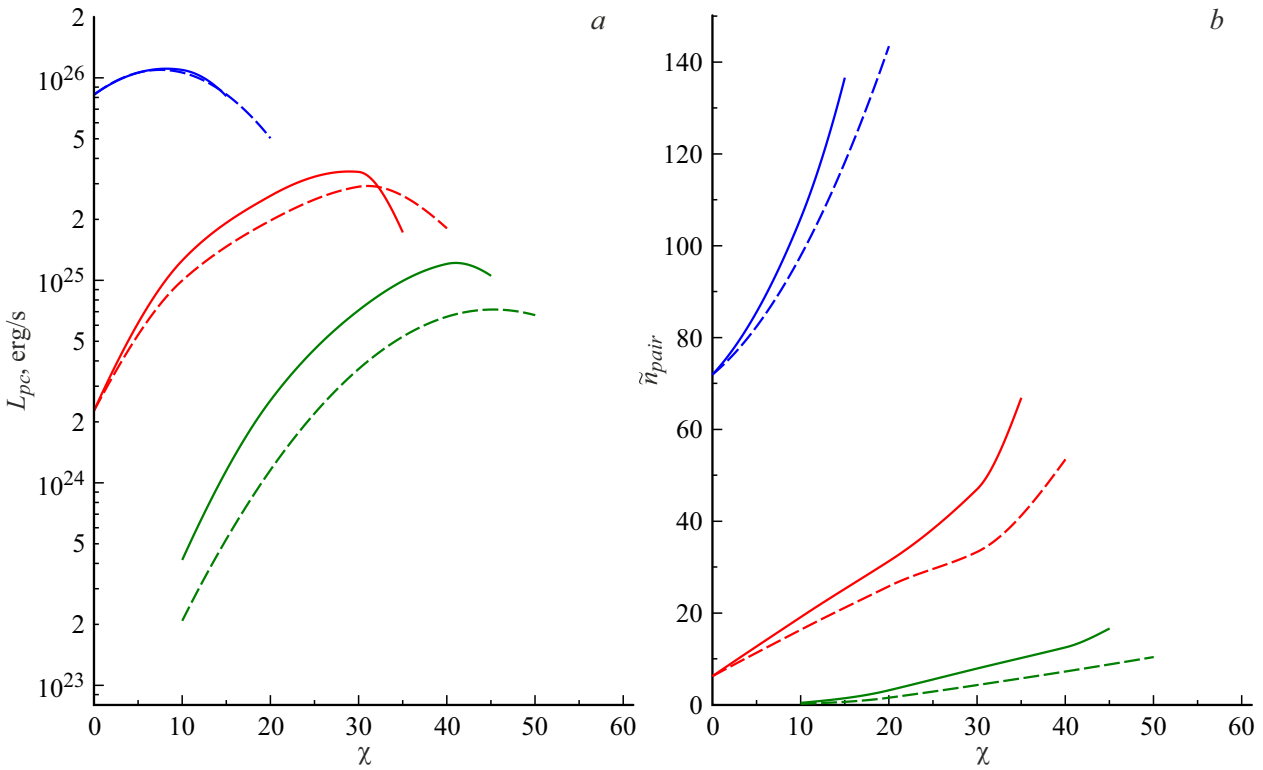

Рис. 1. *a* — зависимость темпа нагрева полярной шапки обратным током позитронов L_{pc} от угла наклона радиопульсара χ для случая температуры звезды $T_{surf} = 10^6$ K. *b* — аналогичная зависимость для концентрации образовавшихся несвязанных электрон-позитронных пар n_{pair}. Величина L_{pc} приведена в erg/s, величина n_{pair} в единицах $(\Omega B)/(2\pi ce)$, угол наклона χ в градусах. Зеленые кривые соответствуют конфигурации мелкомасштабного магнитного поля, для случая $\delta = 0.02 \cdot r_{ns}$, красные — для случая $\delta = 0.03 \cdot r_{ns}$ и синие кривые — для случая $\delta = 0.04 \cdot r_{ns}$. Сплошные кривые соответствуют случаю $\phi_\Omega = 0$, штриховые — случаю $\phi_\Omega = \pi/5$ (описание обозначений см. в [9]).

и в работе [9], мы будем пренебрегать их вкладом в фотоионизацию позитрониев и будем считать, что все позитронии ионизируются тепловым излучением с поверхности нейтронной звезды. При этом для простоты мы пренебрегаем возможной аннигиляцией позитрония, что соответствует случаю $f = 1$ в [10] (описание обозначения величины f см. в [10]). К сожалению в настоящее время температура поверхности T_{surf} нейтронной звезды пульсара J0901-4046 не измерена. Известен только верхний предел на полную рентгеновскую светимость $L_X \lesssim 3.2 \cdot 10^{30}$ erg/s [1]. Поэтому в настоящей работе мы рассматриваем в качестве возможных значений температуры $T_{surf} = (1-3) \cdot 10^5$ K, что не противоречит данному пределу. Данный выбор интервала температур был мотивирован тем, что радиопульсар B0950+08 имеет характеристический возраст $\tau \approx 17.5 \cdot 10^6$ year [2], т.е. можно ожидать, что его реальный возраст сравним с возрастом пульсара J0901-4046. При этом для него известна температура поверхности нейтронной звезды $T_{surf} = (1-3) \cdot 10^5$ K [11]. Поэтому мы вполне можем ожидать подобную температуры поверхности и у нейтронной звезды пульсара J0901-4046. Исходя из этого в настоящей работе мы рассмотрели 3 возможных значения температуры $T_{surf} = 1$, 2 и $3 \cdot 10^5$ K.

2. Результаты

На рис. 1–3 показаны зависимости нагрева полярной шапки пульсара L_{pc} обратным током позитронов, текущим через диод внутреннего зазора, и концентрации образовавшихся несвязанных электрон-позитронных пар n_{pair} от угла наклона радиопульсара χ. Рис. 1 соответствует случаю, когда температура поверхности нейтронной звезды равна $T_{surf} = 1 \cdot 10^5$ K, рис. 2 — случаю $T_{surf} = 2 \cdot 10^5$ K, а рис. 3 —- случаю $T_{surf} = 3 \cdot 10^5$ K. Величина L_{pc} определена как количество энергии в единицу времени, которое сообщают полярной шапке ударяющиеся об ее поверхность позитроны обратного тока. Концентрация электрон-позитронных пар n_{pair} вычисляется на больших высотах, где уже прекратилась генерация пар и не происходит разворота позитронов. Она показана в безразмерных единицах $\tilde{n}_{pair}$, где $n_{pair} = \tilde{n}_{pair} \cdot (\Omega B)/(2\pi ce)$ и B — напряженность магнитного поля. Стоит отметить, что в области, где уже не рождаются пары и практически прекратился разворот позитронов, величина $\tilde{n}_{pair}$ будет постоянна вдоль магнитных силовых линий. При этом, разумеется, концентрация пар n_{pair} убывает с ростом высоты над поверхностью звезды по мере уменьшения напряжен-

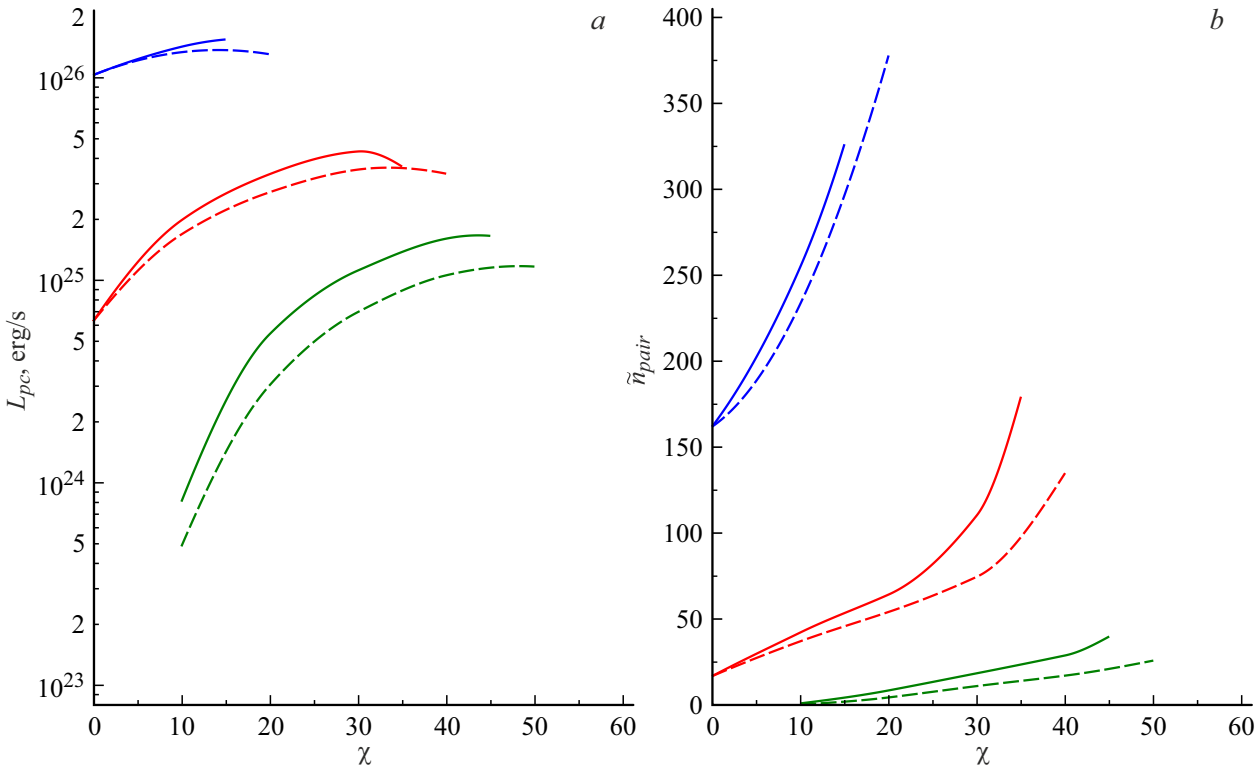

Рис. 2. То же самое, что на рис. 1, но для случая $T_{surf} = 2 \cdot 10^6$ K.

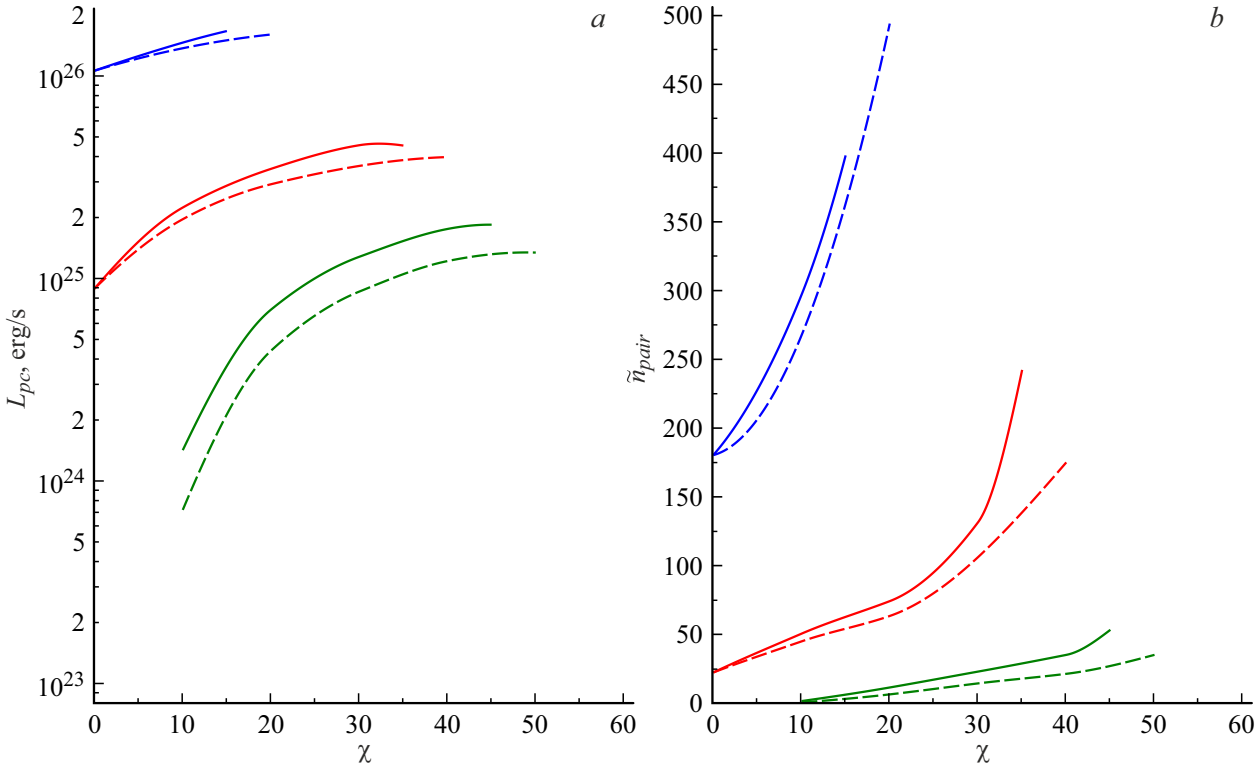

Рис. 3. То же самое, что на рис. 1, но для случая $T_{surf} = 3 \cdot 10^6$ K.

ности магнитного поля B. Из рисунков видно, что пока внутренний зазор работает, нагрев полярной шапки обратным током позитронов практически не зависит от температуры T_{surf} поверхности нейтронной звез-

ды. Напротив, количество образовавшихся несвязанных пар n_{pair} зависит от температуры поверхности очень сильно. Так, для случая $\delta = 0.04 \cdot r_{ns}$ уменьшение температуры звезды с $T_{surf} = 3 \cdot 10^6$ до 10^6 K приводит к уменьшению числа пар в 3 раза (описание обозначения δ см. в [9]). Однако стоит обратить внимание, что при этом концентрация тепловых рентгеновских фотонов от звезды вблизи поверхности полярной шапки падает в 27 раз. И, следовательно, можно сказать что „эффективность фотоионизации" пар возрастает почти на порядок. Стоит также отметить, что и нагрев полярной шапки L_{pc} и количество несвязанных пар n_{pair} гораздо сильнее зависит от конфигурации мелкомасштабного магнитного поля, чем от температуры поверхности (рис. 1–3). При $\chi < 10°$, $\delta = 0.02 \cdot r_{ns}$ и всех рассмотренных значениях температур радиопульсар J0901-4046 выключен, поскольку интенсивность рождения пар очень мала $\tilde{n}_{pair} \lesssim 10^{-2}$.

Благодарности

Авторы благодарят А.И. Цыгана, И.Ф. Малова и Д.Н. Собьянина за поддержку, комментарии и полезные обсуждения. Авторы благодарят А.И. Чугунова, В.М. Конторовича, Д.А. Румянцева, В.А. Урпина и С.В. Бобашева за полезные замечания и советы.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] M. Caleb, I. Heywood, K. Rajwade, M. Malenta, B.W. Stappers, E. Barr, W. Chen, V.T. Morello, S. Sanidas, J. van den Eijnden, M. Kramer, D. Buckley, J. Brink, S.E. Morra, P. Woudt, P. Weltevrede, F. Jankowski, M. Surnis, S. Buchner, M.Ch. Bezuidenhout, L.N. Driessen, R. Fender. Nature Astronomy, **6**, 828 (2022).
[2] R.N. Manchester, G.B. Hobbs, A. Teoh, M. Hobbs. Astronom. J., **129** (4), 1993 (2005). DOI: 10.1086/428488
[3] V.S. Beskin, A.Yu. Istomin. MNRAS, **516** (4), 5084 (2022). DOI: 10.1093/mnras/stac2423
[4] E.M. Novoselov, V.S. Beskin, A.K. Galishnikova, M.M. Rashkovetskyi, A.V. Biryukov. MNRAS, **494** (3), 3899 (2020). DOI: 10.1093/mnras/staa904
[5] D.N. Sob'yanin. Phys. Rev. D, **107** (8), id. L081301 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevD.107.L081301
[6] И.Ф. Малов, Е.Б. Никитина. Астроном. журн., **88** (10), 954 (2011). [I.F. Malov, E.B. Nikitina. Astronomy Reports, **55** (10), 878 (2011). DOI: 10.1134/S1063772911100076]
[7] И.Ф. Малов. Астроном. журн., **101** (7), 625 (2024). [I.F. Malov. Astronomy Reports, **68** (7), 657 (2024). DOI: 10.1134/S1063772924700665]
[8] J.M. Rankin. ApJ, **352**, 247 (1990). DOI: 10.1086/168530
[9] D.P. Barsukov, A.A. Matevosyan, I.K. Morozov, A.N. Popov, M.V. Vorontsov. J. Phys.: Conf. Series, **2103** (1), id. 012034 (2021). DOI: 10.1088/1742-6596/2103/1/012034
[10] D.P. Barsukov, M.V. Vorontsov, I.K. Morozov. J. Phys.: Conf. Series, **1697** (1), id. 012021 (2020). DOI: 10.1088/1742-6596/1697/1/012021
[11] G.G. Pavlov, B. Rangelov, O. Kargaltsev, A. Reisenegger, S. Guillot, C. Reyes. ApJ, **850** (1), id. 79 (2017). DOI: 10.3847/1538-4357/aa947c