

# Влияние искривления пространства на момент инерции осесимметричного магнитного поля пульсара

© А.А. Матвеев,<sup>1</sup> Д.П. Барсуков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: bars.astro@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 3 мая 2024 г.

В окончательной редакции 26 июля 2024 г.

Принято к публикации 30 октября 2024 г.

Рассмотрено влияние искривления пространства на вклад в индекс торможения пульсара прецессией, вызванной моментом инерции его магнитного поля вне нейтронной звезды.

**Ключевые слова:** радиопулсары, нейтронные звезды, прецессия.

DOI: 10.61011/JTF.2024.12.59264.396-24

## Введение

Радиопулсары — это быстро вращающиеся нейтронные звезды, окруженные крайне сильным магнитным полем  $B \sim 10^{11} - 10^{14}$  Gs [1]. Это магнитное поле обладает плотностью энергии  $\sim \frac{B^2}{8\pi}$  и, следовательно, массы  $\sim \frac{B^2}{8\pi c^2}$ . Внутри светового цилиндра это поле вращается вместе со звездой. Его массу внутри светового цилиндра можно, грубо говоря, считать „прикрепленной“ к нейтронной звезде. Следовательно, можно считать, что масса и импульс поля дают вклад в эффективный тензор инерции звезды, делая его отличным от сферического, что приводит к возникновению прецессии даже у изолированных пульсаров [2]. Возможна и иная интерпретация данного процесса [1]. Согласно этой интерпретации, воздействие на звезду и вращающейся вместе с ней магнитосферы описывается как действие некоторого дополнительного „аномального тормозящего момента“ сил, приложенного к поверхности нейтронной звезды [3]. Эта прецессия возможно ответственна за появление циклической составляющей в эволюции параметров радиоизлучения пульсаров с характерным временным масштабом  $T \sim 10^3 - 10^4$  year и низкочастотную составляющую „красного шума“ [4]. Возможно она также связана с повторяемостью всплесков в источниках быстрых радиовсплесков (FRB) [5]. Влияние эффектов ОТО на магнитное поле пульсаров рассматривалось, например, в работах [6–8]. В настоящей работе мы рассматриваем влияние искривления пространства вокруг нейтронной звезды на добавку к индексу торможения пульсара  $n = \ddot{P}P/(\dot{P})^2$ , связанную с прецессией звезды, вызванной вкладом в момент инерции ее магнитного поля вне самой звезды.

## 1. Модель

В настоящей работе мы будем использовать результаты работ [8], в которых рассматривалось влияние

искривления пространства на магнитное поле пульсара, и [9], где было рассмотрено влияние искривления пространства вблизи нейтронной звезды на момент инерции  $\delta I^f$  магнитного поля вне звезды. Пусть магнитное поле вне нейтронной звезды описывается одной гармоникой с числами  $l$  и  $m$  [2] и осью симметрии  $\vec{e}_{lm}$ . В настоящей работе мы ограничимся случаем  $m \neq \pm 1$ , поэтому момент импульса  $\vec{L}_{lm}^f$  такого магнитного поля вне нейтронной звезды имеет вид [2]:

$$\vec{L}_{lm}^f = I_{lm}^f \vec{\Omega} + \delta I_{lm}^f \vec{e}_{lm} (\vec{e}_{lm} \cdot \vec{\Omega}), \quad (1)$$

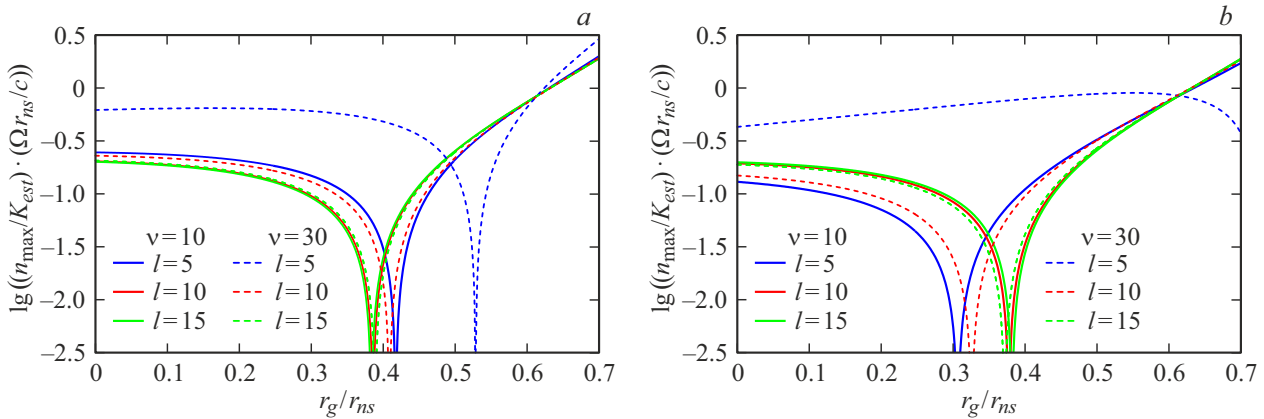
где  $\vec{\Omega}$  — угловая скорость вращения нейтронной звезды,  $\Omega = 2\pi/P$ ,  $P$  — период пульсара. Гармоники со значениями  $l$ , отличающимися более чем на 3, не интерферируют и их вклады в момент инерции магнитного поля можно просто складывать. Рассмотрим простейшую модель магнитного поля пульсара. Пусть оно состоит из гармоники  $(lm) = (10)$ , описывающей дипольное поле пульсара, и гармоники  $(lm)$  с  $l > 5$ , описывающей вклад мелкомасштабной компоненты магнитного поля. Пусть  $\langle B_{10}^2 \rangle$  и  $\langle B_{lm}^2 \rangle$  — средние значения напряженности поля соответствующих гармоник на поверхности нейтронной звезды, тогда введем параметр  $\nu = \sqrt{\langle B_{lm}^2 \rangle / \langle B_{10}^2 \rangle}$ , описывающий насколько мелкомасштабное поле превосходит дипольное поле на поверхности нейтронной звезды [9]. Тогда момент импульса  $\vec{L}^f$  магнитного поля вне звезды равен

$$\vec{L}^f = (I_{10}^f + I_{lm}^f) \vec{\Omega} + \delta I_{10}^f \vec{e}_{10} (\vec{e}_{10} \cdot \vec{\Omega}) + \delta I_{lm}^f \vec{e}_{lm} (\vec{e}_{lm} \cdot \vec{\Omega}). \quad (2)$$

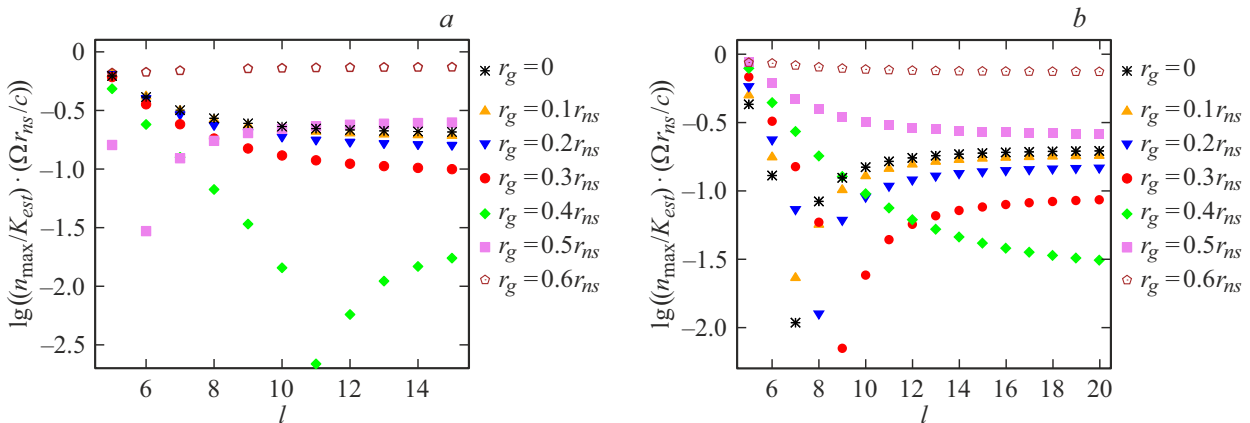
Для простоты ограничимся осесимметричным случаем, когда  $\vec{e}_{lm} = \vec{e}_{10}$ , тогда

$$\vec{L}^f = I^f \vec{\Omega} + \delta I^f \vec{e}_{10} (\vec{e}_{10} \cdot \vec{\Omega}), \quad (3)$$

где  $\delta I^f = \delta I_{10}^f + \delta I_{lm}^f$  и  $I^f = I_{10}^f + I_{lm}^f$ . Член  $\delta I^f$  описывает отличие момента инерции звезды от сферического и



**Рис. 1.** Зависимость оценки максимального индекса торможения  $n_{\max}$  от величины отношения  $r_g/r_{ns}$  для нескольких значений  $l$  при  $\nu = 10$ .  $a$  — соответствует случаю  $m = 0$ ,  $b$  —  $m = l$ .



**Рис. 2.** Зависимость оценки максимального индекса торможения  $n_{\max}$  от параметра  $l$  для нескольких значений  $r_g/r_{ns}$  при  $\nu = 30$ .  $a$  —  $m = 0$ ,  $b$  —  $m = l$ .

приводит к ее прецессии. Период прецессии нейтронной звезды  $T_{pr}$  можно грубо оценить как  $T_{pr} = K_{pr} P I_{ns} / \delta I^f$ , где  $K_{pr}$  — коэффициент порядка единицы. В рассматриваемом случае  $\vec{e}_{lm} = \vec{e}_{10}$  он просто равен  $K_{pr} \approx \cos \chi$ , где  $\chi$  — угол между вектором угловой скорости пульсара  $\vec{\Omega}$  и вектором  $\vec{e}_{10}$ . В рамках рассматриваемой модели [2] период прецессии нейтронной звезды составляет  $T_{pr} \sim 10^3 - 10^4$  years, что намного больше периода наблюдаемой у пульсара B1828-11  $T_{pr} \approx 468$  days [10], но зато более менее согласуется с результатами работы [4]. Во время прецессии меняется электрический ток, протекающий через внутренние зазоры, что приводит к циклическим изменениям токовых потерь и темпа торможения пульсара [11], период которых равен периоду прецессии  $T_{pr}$ . Последнее отражается на значении индекса торможения  $n = \ddot{P} P / (\dot{P})^2$  пульсара. Согласно [4], максимально возможную величину индекса торможения  $n_{\max}$ , вызванного прецессией нейтронной звезды с периодом  $T_{pr}$ , можно оценить как  $n_{\max} = K_n \cdot 2 \tau / T_{pr}$ , где  $\tau = P / (2 \dot{P})$  — характеристический возраст пульсара и  $K_n$  — коэффициент порядка единицы. Коэффициент  $K_n$  зависит от структуры магнитного поля, расположения пульсарных зазоров, в которых ускоряются частицы, от структуры токов, текущих через

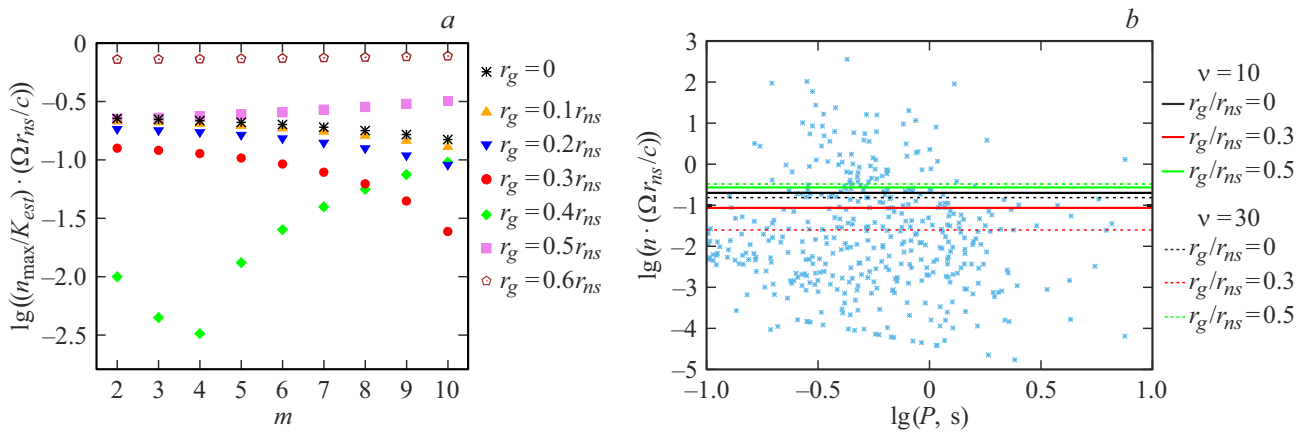
зазоры [11]. Темп торможения пульсара мы оценим как  $\dot{\Omega} = K_{br} \cdot m_{10}^2 \Omega^3 / (I_{ns} c^3)$ , где  $m_{10}$  — дипольный магнитный момент пульсара, соответствующий гармонике  $(lm) = (10)$ ,  $I_{ns}$  — момент инерции нейтронной звезды и  $K_{br}$  — коэффициент порядка единицы [1,12]. Коэффициент  $K_{br}$  зависит в первую очередь от угла наклона  $\chi$ . В рамках модели магнитодипольных потерь мы имеем  $K_{br} \approx (2/3) \cdot \sin^2 \chi$ , в рамках модели токовых потерь  $K_{br} \approx (2/3) \cdot \cos^2 \chi$  [1]. Согласно работе [13] можно написать  $K_{br} \approx (2/3) \cdot (1 + \sin^2 \chi)$ . Соответственно максимально возможное значение индекса торможения  $n_{\max}$  можно оценить как [9]:

$$n_{\max} = \frac{K_{est}}{4\pi^2} \cdot \frac{\delta I^f}{m_{10}^2} \cdot c^3 P \quad (4)$$

где  $r_{ns}$  — радиус нейтронной звезды и  $K_{est} = K_n / (K_{br} K_{pr})$  — коэффициент порядка единицы.

## Заключение

На рис. 1 и 2 показана зависимость величины  $n_{\max}$ , оцененной по формуле (4), от отношения  $r_g/r_{ns}$ , где



**Рис. 3.** *a* — зависимость оценки максимального индекса торможения  $n_{\max}$  от числа  $m$  при  $l = 10$  и  $\nu = 30$  для нескольких значений  $r_g/r_{ns}$ . *b* — звездочками показаны наблюдаемые значения индекса торможения пульсара  $n$ , взятые из [14]. По оси абсцисс отложен период пульсара  $P$ . Горизонтальные линии соответствуют оценке  $n_{\max}$  при  $K_{est} = 1$  и  $m = l = 10$ .

$r_g = 2GM_{ns}/c^2$  — радиус Шварцшильда нейтронной звезды, а  $M_{ns}$  — масса нейтронной звезды, и от числа  $l$ , описывающего мелкомасштабную компоненту магнитного поля. Особенность на графиках при  $r_g \approx (0.3 - 0.4)r_{ns}$  связана с тем, что мы используем логарифмический масштаб по оси ординат, а в этой области величина  $\delta I^f$  проходит через нуль и меняет знак [9]. На рис. 3, *a* показана зависимость оценки  $n_{\max}$  от азимутального числа  $m$ . На рис. 3, *b* приведено сравнение полученных оценок для максимального значения индекса торможения  $n_{\max}$  с наблюдаемыми значениями, взятыми из [14]. То, что ряд пульсаров имеет намного большие индексы торможения, может быть связано с тем, что у них основной вклад в отличие тензора инерции от сферического дает деформация нейтронной звезды. Как минимум у изолированного радиопулсара B1828-11 прецессия, по всей видимости, вызвана именно отличием формы нейтронной звезды от сферической [10]. Также некоторое увеличение индексов торможения может быть связано и с идущим прямо сейчас распадом магнитного поля [12]. Возможно также, что у части пульсаров значения индексов торможения, приведенные в [14], скорее отражают специфику генерации радиоизлучения пульсаров, тогда как реальные их значения могут оказаться заметно ниже  $n \sim 1 - 4$  [15]. Нужно также отметить, что в работе при оценке периода прецессии мы для простоты рассматривали только „соосную“ конфигурацию  $\vec{e}_{lm} = \vec{e}_{10}$ . При этом в случае строго осесимметричного магнитного поля пульсара прецессия звезды в рамках используемой модели [11] не влияет на токи, текущие через внутренние зазоры и, следовательно, на темп торможения пульсара [11]. Однако будет достаточно отклонить вектор  $\vec{e}_{lm}$  на  $5^\circ - 10^\circ$ , чтобы при принятых значениях  $\nu \sim 10 - 30$  поле в окрестности внутреннего зазора стало существенно не осесимметричным и ток, текущий через зазор, стал меняться в течении прецессии. При этом для пульсаров, близких к соосным  $\chi \lesssim 30^\circ$ , ошибка в оценке индекса торможения  $n_{\max}$ , за исключением области „каспов“, где прецессия останавливается, не превосходит 30 – 50%, что приемлемо в рамках точности остальных оценок.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] В.С. Бескин. УФН, **188**, 377 (2018). [V.S. Beskin. Phys.-Usp., **61** (4), 353 (2018). DOI: 10.3367/UFNe.2017.10.038216]
- [2] O.A. Goglichidze, D.P. Barsukov, A.I. Tsygan. MNRAS, **451** (3), 2564 (2015). DOI: 10.1093/mnras/stv1068
- [3] В.С. Бескин, А.А. Желтоухов. УФН, **184** (8), 865 (2014). [V.S. Beskin, A.A. Zheltoukhov. Phys. Usp., **57** (8), 799 (2014). DOI: 10.3367/UFNe.0184.201408e.0865]
- [4] A. Biryukov, G. Beskin, S. Karpov. MNRAS, **420** (1), 103 (2012). DOI: 10.1111/j.1365-2966.2011.20005.x
- [5] D.N. Sob'yanin. MNRAS, **497** (1), 1001 (2020). DOI: 10.1093/mnras/staa1976
- [6] I. Wasserman, S.L. Shapiro. ApJ, **265**, 1036 (1983). DOI: 10.1086/160745
- [7] T.M. Braje, R.G. Romani. ApJ, **550** (1), 392 (2001). DOI: 10.1086/319706
- [8] E. Asseo, D. Khechinashvili. MNRAS, **334** (4), 743 (2002). DOI: 10.1046/j.1365-8711.2002.05481.x
- [9] А.А. Матевосян, Д.П. Барсуков. ПАЖ, **49** (10), 654 (2023). [A.A. Matevosyan, D.P. Barsukov. Astronomy Lett., **49** (10), 560 (2023). DOI: 10.1134/S1063773723100043]
- [10] D.I. Jones, G. Ashton, R. Prix. Phys. Rev. Lett., **118** (26), id. 261101 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.261101
- [11] D.P. Barsukov, A.I. Tsygan. MNRAS, **409** (3), 1077 (2010). DOI: 10.1111/j.1365-2966.2010.17365.x
- [12] A. Biryukov, A. Astashenok, S. Karpov, G. Beskin. J. Phys. Conf. Ser., **932** (1), id. 012044 (2017). DOI: 10.1088/1742-6596/932/1/012044
- [13] A. Philippov, A. Tchekhovskoy, J.G. Li. MNRAS, **441** (3), 1879 (2014). DOI: 10.1093/mnras/stu591
- [14] R.N. Manchester, G.B. Hobbs, A. Teoh, M. Hobbs. Astronom. J., **129** (4), 1993 (2005). DOI: 10.1086/428488 <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat>
- [15] A. Biryukov, G. Beskin. MNRAS, **522** (4), 6258 (2023). DOI: 10.1093/mnras/stad1437