

Влияние искривления пространства на момент инерции осесимметричного магнитного поля пульсара

© А.А. Матвоян,¹ Д.П. Барсуков²

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 Санкт-Петербург, Россия

²Физико-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 быстрого 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 δI^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 δI^f описывает отличие момента инерции звезды от сферического и

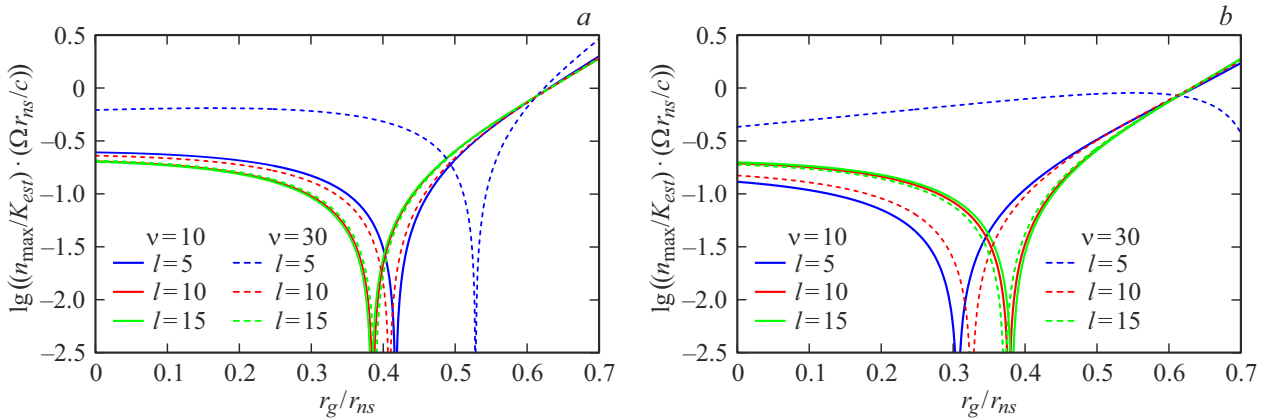


Рис. 1. Зависимость оценки максимального индекса торможения n_{\max} от величины отношения r_g/r_{ns} для нескольких значений l при $\nu = 10$. a — соответствует случаю $m = 0$, b — $m = l$.

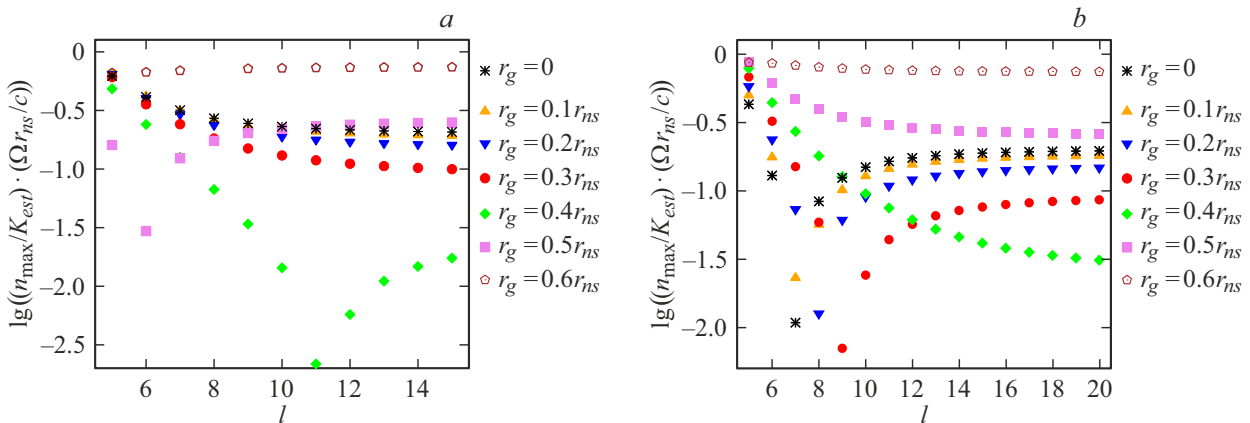


Рис. 2. Зависимость оценки максимального индекса торможения n_{\max} от параметра l для нескольких значений r_g/r_{ns} при $\nu = 30$. a — $m = 0$, b — $m = l$.

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 χ — 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 χ . 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

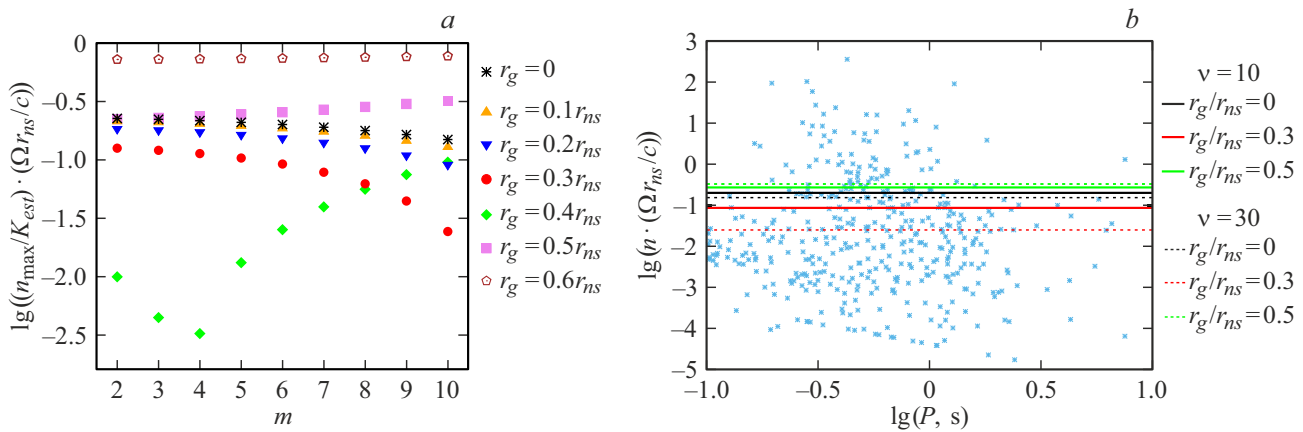


Рис. 3. *a* — зависимость оценки максимального индекса торможения n_{\max} от числа m при $l = 10$ и $\nu = 30$ для нескольких значений r_g/r_{ns} . *b* — звездочками показаны наблюдаемые значения индекса торможения пульсара n , взятые из [14]. По оси абсцисс отложен период пульсара P . Горизонтальные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