Влияние искривления пространства на момент инерции осесимметричного магнитного поля пульсара

© А.А. Матевосян,[1] Д.П. Барсуков[2]

[1]Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
195251 Санкт-Петербург, Россия
[2]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: радиопульсары, нейтронные звезды, прецессия.

DOI: 10.61011/JTF.2024.12.59264.396-24

Введение

Радиопульсары — 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 вспышек 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 δI^f магнитного поля вне звезды. Пусть магнитное поле вне нейтроной 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 $\vec{L}^f_{lm}$ такого магнитного поля вне нейтронной звезды имеет вид [2]:

$$\vec{L}^f_{lm} = I^f_{lm}\,\vec{\Omega} + \delta I^f_{lm}\,\vec{e}_{lm}\,(\vec{e}_{lm}\cdot\vec{\Omega}), \tag{1}$$

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 $< B^2_{10} >$ и $< B^2_{lm} >$ — средние значения напряженности поля соответствующих гармоник на поверхности нейтронной звезды, тогда введем параметр $\nu = \sqrt{< B^2_{lm} > / < B^2_{10} >}$, описывающий насколько мелкомасштабное поле превосходит дипольное поле на поверхности нейтронной звезды [9]. Тогда момент импульса $\vec{L}^{\,f}$ магнитного поля вне звезды равен

$$\vec{L}^{\,f} = (I^f_{10} + I^f_{lm})\,\vec{\Omega} + \delta I^f_{10}\,\vec{e}_{10}\,(\vec{e}_{10}\cdot\vec{\Omega}) \delta I^f_{lm}\,\vec{e}_{lm}\,(\vec{e}_{lm}\cdot\vec{\Omega}). \tag{2}$$

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

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

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

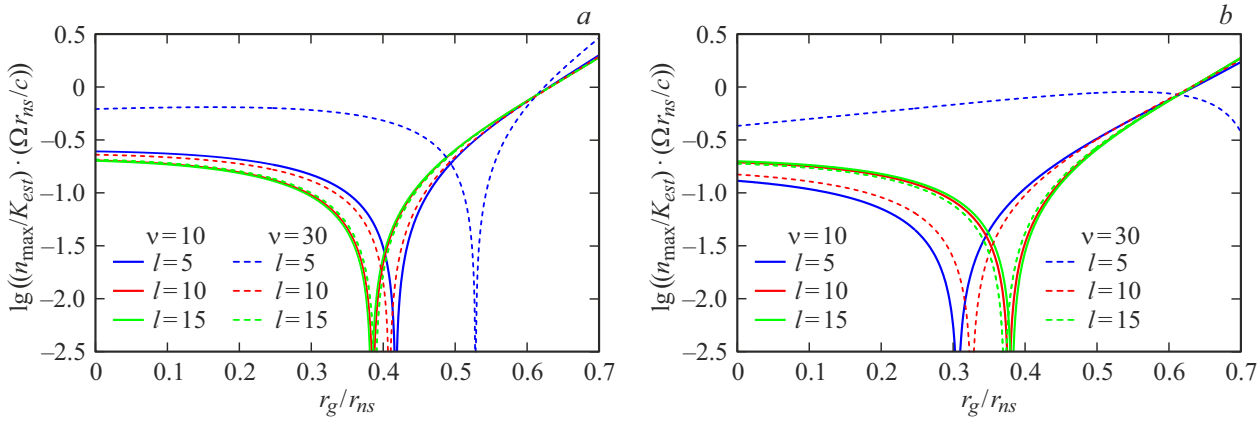

Рис. 1. Зависимость оценки максимального индекса торможения $n_{\max}$ от величины отношения r_g/r_{ns} для нескольких значений l при $\nu = 10$. *a* — соответствует случаю $m = 0$, *b* — $m = l$.

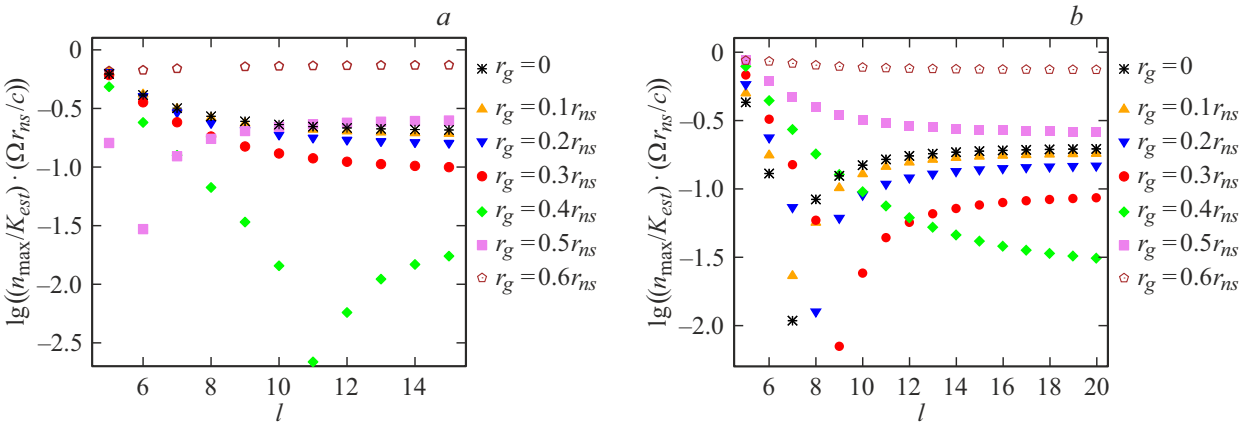

Рис. 2. Зависимость оценки максимального индекса торможения $n_{\max}$ от параметра l для нескольких значений r_g/r_{ns} при $\nu = 30$. *a* — $m = 0$, *b* — $m = l$.

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 прецесии 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 прецесии 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]:

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

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

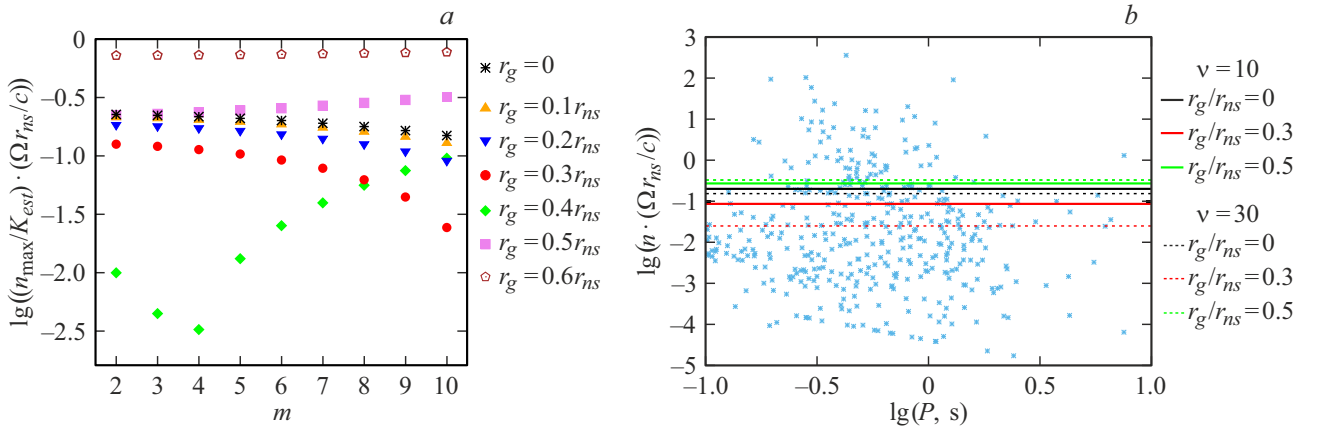

Рис. 3. *a* — зависимость оценки максимального индекса торможения $n_{\max}$ от числа m при $l = 10$ и $\nu = 30$ для нескольких значений r_g/r_{ns}. *b* — звездочками показаны наблюдаемые значения индекса торможения пульсара n, взятые из [14]. По оси абсцисс отложен период пульсара P. Горизонтальные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