

Одинокые нейтронные звезды в Галактике: от магнитаров до антиманитаров

С.Б.Попов¹, П.А.Болдин²

¹ ГАИШ МГУ, polar@sai.msu.ru

² НИЯУ МИФИ

Аннотация

В рамках модели затухания магнитного поля нейтронных звезд с помощью комплексного популяционного синтеза ряда популяций одинокых нейтронных звезд (радиопульсары, близкие остывающие нейтронные звезды, магнитары) нами в работе [7] была выделена наилучшая комбинация параметров для случая лог-нормального начального распределения по магнитному полю. Используя эту модель, мы рассчитываем распределение одинокых нейтронных звезд всех возрастов по эволюционным стадиям (Эжектор, Пропеллер, дозвуковой Пропеллер, Аккректор, Георотатор). Для области галактического диска вблизи Солнца получено, что около 20 процентов нейтронных звезд находятся на стадии Эжектора, около 40-45 процентов на стадии дозвукового пропеллера, и около 35-40 – на стадии Аккректора. Пространственная плотность нейтронных звезд в окрестности Солнца составляет $3 \cdot 10^{-4}$ пк⁻³. Значительная часть нейтронных звезд из-за больших начальных скоростей покидает область галактического диска и проводит свою жизнь на стадиях Эжектора и/или Георотатора.

Введение

Сейчас известно несколько классов молодых нейтронных звезд, принципиально отличающихся по своим свойствам от радиопульсаров. Это, во-первых, магнитары (аномальные рентгеновские пульсары и источники мягких повторяющихся гамма-всплесков). Во-вторых, это “антиманитары” – центральные источники в остатках сверхновых. Они имеют низкие магнитные поля и относительно большие (сотни миллисекунд) начальные периоды. Третий тип – близкие остывающие радиотихие нейтронные звезды, называемые “Великолепная семерка” [1].

Нейтронные звезды рассматриваются как потенциальные источники первичных космических лучей (в том числе и как источники электрон-позитронных пар, что может быть существенно для объяснения данных прибора PAMELA [2]). Способность генерировать частицы зависит от эволюционного статуса нейтронной звезды, в первую очередь от комбинации периода вращения и величины магнитного поля на поверхности. Поэтому важно иметь хорошую модель магнито-вращательной эволюции этих объектов, а также иметь данные о стационарном распределении нейтронных звезд по эволюционным стадиям.

Магнито-вращательная эволюция одинокой нейтронной звезды (см., например, [3]) сводится (в основном) к замедлению ее вращения на фоне эволюции магнитного поля. Последнее обычно предполагается постоянным или затухающим, поскольку генерация поля в уже остывшей одинокой нейтронной звезде невозможна. Эволюционные расчеты, проведенные более 10 лет назад (см. [4] и ссылки там), делались для случая постоянных полей или простейшего экспоненциального распада. С тех пор появились более детальные модели, опирающиеся на микрофизику во внешних слоях нейтронных звезд. В этой работе мы используем расчеты Pons, Aguilera et al. (см. [5] и ссылки там).

Нашей конечной целью в данной работе является выяснение распределения одинокых нейтронных звезд по эволюционным стадиям: Эжектор, Пропеллер, дозвуковой Пропеллер, Аккректор, Георотатор (см. детальное описание в монографии [3]). Для этого мы используем численное моделирование – метод популяционного синтеза [6].

С наблюдательной точки зрения сейчас известны одинокые нейтронные звезды только на стадии эжекции (это и радиопульсары, и магнитары, и остывающие нейтронные звезды - Великолепная семерка). Связано это с тем, что проэволюционировавшие нейтронные звезды (эволюция начинается с эжекции), перешедшие на следующие стадии, уже слишком остыли и замедлились, чтобы проявлять свою активность заметным образом. Следующий эффективный механизм выделения энергии может быть связан с аккрецией из межзвездной среды. Поэтому именно с Аккректорами связывают определенные надежды. Вероятно, что хорошие рентгеновские обзоры являются лучшим способом обнаружения этих слабых источников. Спутник ROSAT не смог обнаружить аккрецирующие одинокые нейтронные звезды (см. обсуждение и ссылки в [4]). Возможно, рентгеновский телескоп eROSITA на борту спутника Спектр-Рентген-Гамма сможет открыть одинокые Аккректоры. Это было бы крайне важно, т.к. позволяет измерить параметры сильно проэволюционировавших одинокых нейтронных звезд, о которых у нас в настоящее время нет никакой информации.

Наши расчеты и результаты описаны в разделе 2. В следующем же разделе мы описываем популяционные модели, позволившие выделить наилучший набор начальных параметров, в первую очередь для распределения по магнитным полям.

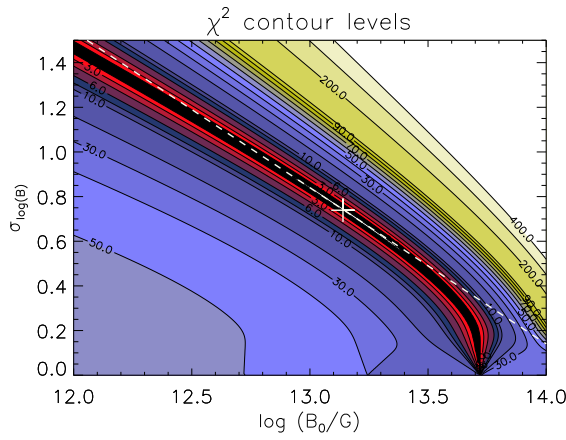


Рис. 1: Результаты теста χ^2 для лог-нормального распределения по начальным магнитным полям. Рассматривалась популяция близких остывающих нейтронных звезд.

1 Затухание магнитного поля и популяционные модели

Чтобы провести популяционный расчет необходимо задаться начальными параметрами и законами эволюции [6]. Для нас наиболее важным является начальное распределение по магнитным полям, поскольку эффективное замедление приводит к “забыванию” начальных периодов. Наблюдения не позволяют пока определить его. Поэтому необходимо использовать теоретические модели. Наш подход, использованный в работе [7], состоял в том, что на основе микрофизической модели эволюции магнитного поля [5] мы провели интенсивное численное моделирование нескольких популяций одиночных нейтронных звезд.

Возможны самые разные виды распределений начальных магнитных полей, поэтому необходимо ограничить исследование наиболее естественными из них. В работе [7] мы провели расчеты, задавшись лог-нормальным видом распределения:

$$f(\log B_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\log B_0}} \exp\left(-\frac{(\log B - \log B_0)^2}{2\sigma_{\log B_0}^2}\right). \quad (1)$$

Именно распределение такого вида традиционно используется для описания популяции радиопульсаров.

С помощью трех разных программ мы провели популяционный синтез близких остывающих нейтронных звезд, магнитаров и радиопульсаров. В первую популяцию входят как объекты Великолепной семерки, так и несколько радиопульсаров, для которых измерено тепловое излучение поверхности. Во вторую – аномальные рентгеновские пульсары и источники мягких повторяющихся гамма-всплесков.

Сравнивая данные по близким остывающим нейтронным звездам с результатами расчетов, мы смогли выделить область параметров на плоскости $\log B_0 - \sigma_{\log B_0}$ (см. рис.1).

Как видно из рисунка, мы не смогли выделить единственную комбинацию. Поэтому далее мы рассчитали популяцию галактических магнитаров в надежде получить ограничения на выделенную область параметров. Сравнение с данными наблюдений (в первую очередь с недавними верхними пределами, полученными путем использования множества экспозиций спутников Chandra и XMM-Newton [10]) показало, что существует аналогичное (как и в случае остывающих нейтронными звездами) вырождение по параметрам. Т.е., с одной стороны, мы снова не смогли выявить одну наилучшую комбинацию $\log B_0$ и $\sigma_{\log B_0}$. С другой стороны, комбинации, хорошо описывающие близкие остывающие нейтронные звезды, описывают и магнитары. Поэтому понадобились новые расчеты. Лишь популяционный синтез одиночных радиопульсаров позволил выявить единственную комбинацию, хорошо описывающую все три группы объектов.

Итоговым результатом работы [7] является лог-нормальное распределение с параметрами: $\log B_0/[G] \sim 13.25$, $\sigma_{\log B_0} \sim 0.6$. Важным следствием является ограничение на долю магнитаров: она не может превышать примерно 20%, а по всей видимости составляет примерно 10% (из-за малого числа известных объектов и неопределенностей сценария мы не можем ограничить долю магнитаров сильнее). Подчеркнем, что в рамках использованного нами подхода популяции магнитаров, радиопульсаров и источников типа Великолепной семерки не являются независимыми (“задаваемыми руками”), а возникают из единого распределения по начальным параметрам. Это может указывать на единый механизм формирования этих объектов.

Подробно наши расчеты описаны в статье [7]. Далее мы переходим к использованию полученных результатов в новых расчетах.

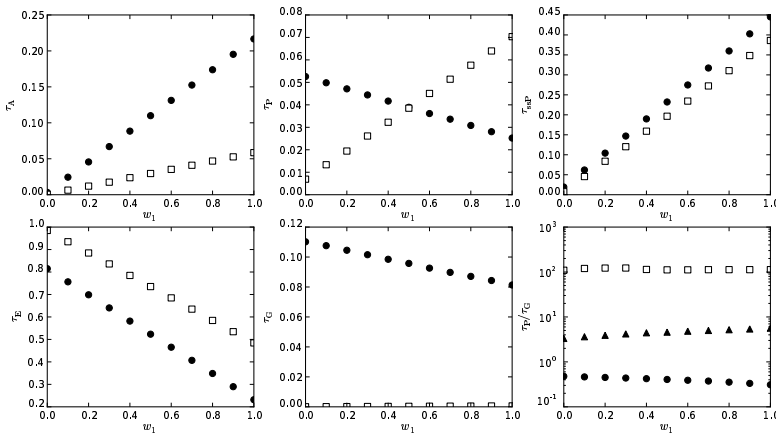


Рис. 2: Распределение одиночных нейтронных звезд по стадиям. Черные точки соответствуют "распавшемуся" полю из статьи [8], белые квадраты – полю $\mu = 10^{30}$ Гс см³. Верхний ряд (слева направо): Аккректоры, Пропеллеры, дозвуковые Пропеллеры. Нижний ряд: Эжекторы, Георотаторы. На правом нижнем рисунке показано отношение числа Пропеллеров к числу Георотаторов. Там же представлен (треугольники) результат для третьей модели, в которой взяты только слабые поля из "распавшегося" распределения.

2 Популяционный синтез одиночных нейтронных звезд

Здесь мы приводим модель и результаты, более детально описанные в [8]. Нашей задачей было построение популяционной модели для одиночных нейтронных звезд в Галактике. Новизна, по сравнению с более ранними работами, состояла в детальном учете стадии дозвукового Пропеллера, а также в использовании начального распределения по магнитным полям, учитывающим сильно замагниченные объекты.

Стадия дозвукового Пропеллера, как было показано в работе [9], может исключить для стандартного (радиопульсарного) магнитного поля достижение стадии аккреции из межзвездной среды. Однако сейчас мы знаем, что значительная доля нейтронных звезд имеет изначально поля на один-два порядка выше, чем у радиопульсаров. Это остывающие нейтронные звезды типа Великолепной семерки и магнитары. Поэтому представляется важным рассмотреть вопрос о распределении одиночных нейтронных звезд по эволюционным стадиям в свете новых данных.

В модели затухания (распада) поля, применявшейся в [7], большие начальные поля быстро уменьшаются, выходя на асимптоту $B_{\min} \sim 3 \cdot 10^{13}$ Гс (где дается поле на полюсе). Более слабые поля распадаются примерно вдвое. Т.о., спустя некоторое время, короткое относительно продолжительности стадии Эжектора (первого этапа эволюции нейтронной звезды), устанавливается новое распределение. Именно его мы использовали в качестве начального в наших популяционных расчетах для старых нейтронных звезд. Далее это поле мы называем "распавшимся". Поле предполагалось постоянным в ходе эволюции. Для сравнения мы приводим результаты для распределения по полю в виде дельта-функции с $B = 2 \cdot 10^{12}$ Гс ($\mu = 10^{30}$ Гс см³). Именно такое распределение часто использовалось в ранних работах (см. [4] и ссылки там).

Важным параметром является и вид распределения по начальным скоростям нейтронных звезд. При взрыве сверхновой образующийся компактный объект приобретает значительную дополнительную скорость (кик). Если массивные звезды (прародители нейтронных) имеют типичные скорости 10-30 км/с, то данные по радиопульсарам говорят о скоростях порядка 200-400 км/с. Наибольшие из измеренных скоростей приближаются к 2000 км/с.

Измеряют, как правило, проекцию скорости на небесную сферу. Т.е., трехмерная скорость чаще всего неизвестна. Кроме того, необходимо правильным образом пересчитать современную скорость на момент рождения нейтронной звезды (двигаясь в гравитационном потенциале Галактики, компактный объект может как ускоряться, так и замедляться). Существует несколько вариантов начального распределения скоростей. В наших расчетах мы использовали бимодальное распределение по начальным скоростям из работы [11]. Каждая из двух компонент этого распределения представляет собой максвелловское распределение. Низкоскоростная часть имеет дисперсию 90 км/с, а высокоскоростная – 500 км/с.

Важным параметром является доля низкоскоростной моды в распределении - w_1 . В работе [11] авторы приводят $w_1 = 0.4$ как наилучшее значение. В наших расчетах мы варьировали эту величину для того, чтобы показать эффект от изменения вида распределения по скоростям. На рисунке 3 по горизонтальной оси отложена величина w_1 . Если $w_1 = 1$, то это соответствует чисто максвелловскому распределению с дисперсией 90 км/с, а $w_1 = 0$ – максвелловскому распределению с дисперсией 500 км/с.

Проиллюстрируем зависимость эволюции нейтронных звезд от величины поля и скорости, приве-

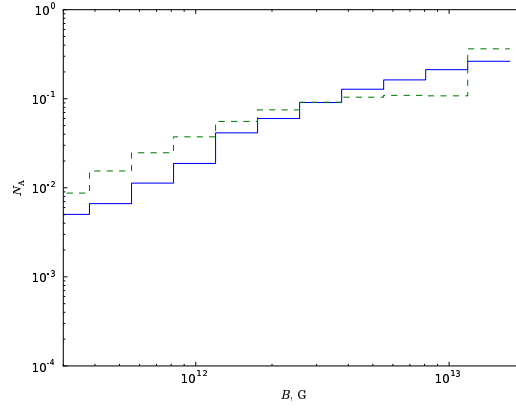


Рис. 3: Показано “распавшееся” распределение поля (штриховая линия) и количество Аккректоров в зависимости от начального поля (сплошная линия). Видно, что для полей менее $\sim 3 \cdot 10^{12}$ Гс Аккректоры появляются не очень эффективно, а для больших полей эта эффективность гораздо выше. Из работы [8].

для формулы для критических периодов вращения, соответствующим переходу со стадии на стадию.

Для перехода со стадии Эжектора на стадию Пропеллера имеем следующие критические периоды:

$$P(E \xrightarrow{G} P) \approx 7 \mu_{30}^{1/2} v_{10}^{1/2} n^{-1/4} m^{-1/2} \text{ с}, \quad (2)$$

для $R_{\text{sh}} = R_G$, где R_{sh} – радиус Шварцмана, а R_G – радиус гравитационного захвата (см. [3] или [8]) и

$$P(E \xrightarrow{LC} P) \approx 142 \mu_{30}^{1/3} v_{10}^{-1/3} n^{-1/6} \text{ с}, \quad (3)$$

для $R_{\text{sh}} = R_l$, где R_l – радиус светового цилиндра. Везде в формулах n – плотность межзвездной среды в единицах “число атомов водорода в кубическом сантиметре”.

Для дальнейшей эволюции (переход со стадии Пропеллера на стадию дозвукового Пропеллера или Георотатора) имеем:

$$P(P \xrightarrow{A < G} \text{ssP}) = 500 \mu_{30}^{6/7} v_{10}^{9/7} n^{-3/7} m^{-11/7} \text{ с}, \quad (4)$$

$$P(P \xrightarrow{A > G} G) = 3 \times 10^5 \mu_{30}^{1/2} v_{10}^{-1/2} n^{-1/4} m^{-1/2} \text{ с}. \quad (5)$$

Можно рассчитать длительности стадий. Приведем длительность стадии Эжектора для двух ветвей эволюции.

$$t(E \xrightarrow{G} P) \approx 8.25 \times 10^8 \mu_{30}^{-1} v_{10} n^{-1/2} m^{-1} \text{ лет}, \quad (6)$$

$$t(E \xrightarrow{LC} P) \approx 3.26 \times 10^{11} \mu_{30}^{-4/3} v_{10}^{-2/3} n^{-1/3} \text{ лет}. \quad (7)$$

Более подробное описание можно найти в работе [8]. Перейдем к результатам расчетов.

Если рассматривать все звезды, родившиеся в Галактике, то для наиболее вероятного значения $w_1 = 0.4$ получаем, что 55% нейтронных звезд является Эжекторами и лишь 10% – Аккреторами. Но при этом многие нейтронные звезды имеют слишком большую скорость и навсегда покидают галактический диск. Поэтому в диске, а тем более в окрестностях Солнца, распределение по стадиям совсем иное. Аккреторами являются 35-40% нейтронных звезд. Около 40-45% – дозвуковые Пропеллеры. Эжекторов около 20 процентов, а Георотаторов практически нет.

На рисунке 3 показано две кривые. Штриховой линией представлено распределение нейтронных звезд по магнитным полям (в расчетах принималось $w_1 = 0.4$). Сплошная линия показывает долю Аккректоров в зависимости от магнитного поля. Видно, что примерно начиная с $B \sim 3 \cdot 10^{12}$ Гс штриховая кривая идет выше сплошной. Это означает, что нейтронные звезды с соответствующими полями более эффективно достигают стадии аккреции. Очевидно, что для достаточно сильно замагниченных нейтронных звезд даже длительная стадия дозвукового Пропеллера не является препятствием для выхода на режим аккреции из межзвездной среды.

Мы не рассматриваем вопрос о светимости одиночных Аккректоров, т.к. здесь существует ряд теоретических неясностей (см. [8]), а наблюдательных данных по этим объектам нет.

Заключение

Получено распределение по эволюционным стадиям для одиночных нейтронных звезд. Показано, что несмотря на существенную длительность стадии дозвукового Пропеллера, большинство сильнопозамагнитных нейтронных звезд (типа Великолепной семерки) выходят на стадию аккреции. Т.о., по сравнению с ранними предсказаниями [4] доля Аккректоров возросла за счет учета нейтронных звезд с сильными магнитными полями, многочисленность которых 10 лет назад не была достаточно достоверной. Модели с затуханием магнитного поля представляются на сегодняшний день достаточно актуальными в свете "Великого объединения" различных типов нейтронных звезд [12]. Однако важно подчеркнуть, что в наших расчетах пока не учтены с достаточной точностью антимангнитары. Учет этого типа слабозамагнитных нейтронных звезд должен сказаться на доле Аккректоров.

Авторы благодарят Хосе Понса, Хуана Мираллеса и Беттину Посселт. Работа поддержана грантами РФФИ (09-02-00032 и 10-02-00599а) и ФЦП по Кадрам (контракт 02.740.11.0575).

Список литературы

- [1] *Popov S.B.*. The Zoo of Neutron Stars// Physics of Particles and Nuclei. 2008. V. 39. P. 1136
- [2] *Hooper Dan., Blasi P., Dario Serpico P.*. Pulsars as the sources of high energy cosmic ray positrons// J. of Cosmology and Astroparticle Physics. 2009. V. 01. P. 025.
- [3] *Литвинов В.М.*. Астрофизика нейтронных звезд// М. Наука. 1987.
- [4] *Popov S.B., Colpi M., Treves A. et al.*. The Neutron Star Census// Astrophys. J. 2000. V. 530, P. 896.
- [5] *Aguilera D.N., Pons J.A., Miralles J.A.*. The Impact of Magnetic Field on the Thermal Evolution of Neutron Stars// Astrophys. J. 2008. V. 673 P. L167.
- [6] *Попов С.Б., Прохоров М.Е.*. Популяционный синтез в астрофизике// Успехи физических наук. 2007. Т. 177. С. 1179.
- [7] *Popov S.B., Pons J.A., Miralles, J.A., Boldin P.A., Posslet B.*. Population synthesis studies of isolated neutron stars with magnetic field decay// Mon. Not. Royal Astron. Soc. 2010. V. 401. P. 2675.
- [8] *Boldin P.A., Popov S.B.*. Evolution of isolated neutron stars till accretion. The role of initial magnetic field// Mon. Not. Royal Astron. Soc. 2010. in press. arXiv:1004.4805.
- [9] *Ikhsanov N.* On the duration of the subsonic propeller state of neutron stars in wind-fed mass-exchange close binary systems// Astron. Astrophys. 2001. V. 368. P. L5.
- [10] *Muno M.P., Gaensler B.M., Nechita A., Miller J.M., Slane P.O.*. A Search for New Galactic Magnetars in Archival Chandra and XMM-Newton Observations// Astrophys. J. 2008. V.680. P.639.
- [11] *Arzoumanian Z., Chernoff D.F., Cordes J.M.*. The Velocity Distribution of Isolated Radio Pulsars// Astrophys. J. 2002. V. 568. P. 289.
- [12] *Kaspi V.*. Grand Unification in Neutron Stars// Proc. Nat. Acad. Sci. 2010. V. 107. P. 7147. arXiv: 1005.0876.