Магнитные поля одиночных нейтронных звезд:
указания на распад

С.Б.Попов, М.Е. Прохоров

Мы показываем, что рассмотрение различных типов одиночных нейтронных звезд дает свидетельства в пользу распада магнитного поля в этих объектах. Особое внимание уделяется одиночных радиотихим нейтронным звездам, наблюдающимся в рентгеновском диапазоне.

1 Введение

В настоящее время большой интерес вызывают различные одиночные радиотихие нейтронные звезды (НЗ): аномальные рентгеновские пульсары, источники мягких повторяющихся гамма-всплесков, Геминга и подобные объекты, компактные источники в остатках сверхновых, а также слабые рентгеновские источники в шаровых скоплениях и в диске Галактики, которые также могут являться одиночными НЗ (см. рабочую версию обзора [1] в Интернет). Здесь мы будет в основном обсуждать источники последнего типа.

К сегодняшнему дню спутником РОСАТ открыто 7 кандидатов в одиночные радиотихие НЗ. Еще один кандидат (MS 0317.7-6647) был открыт ранее на спутнике "Эйнштейн"[2], [3]. По всей видимости все это близкие ($d < 200$ пк) слабые ($L \sim 10^{30} - 10^{31}$ эрг/с) объекты. Спектр их излучения близок к тепловому. У четырех из них обнаружены пульсации потока с периодом от 5 до 20 секунд (см. таблицу).

Возможно несколько объяснений природы излучения этих объектов.

1. Относительно молодые ($t < 10^6$ лет) остывающие НЗ.

2. Старые аккрецирующие НЗ.

3. Молодые НЗ, окруженные аккреционным диском.

Третья гипотеза, несмотря на свою привлекательность, сталкивается с существенной трудностью: никаких следов дисков вне рентгеновского диапазона не наблюдается. Поэтому далее мы эту возможность не рассматриваем.

Для объяснения наблюдаемых периодов необходимо привлечение дополнительных механизмов. Фактически, единственным приемлемым предположением как для первой, так и для второй гипотезы, является распад магнитного поля.

Таблица 1: Слабые рентгеновские источники — кандидаты в одиночные НЗ в диске Галактики (из работы [2] с дополнениями)

Название источника	Поток	Эфф. Темп.	N_H	$\log f_X/f_V$	Period
MS 0317.7-6647	0.03	200	40	> 1.8	—
RX J185635-3754	3.64	57	2	4.9	—
RX J0720.4-3125	1.69	79	1.3	5.3	8.37
RBS1223 (1RXS J130848.6+212708)	0.29	118	~ 1	> 4.1	5.16
RBS1556 (RX J1605.3+3249)	0.88	100	< 1	> 3.5	—
RX J0806.4-4123	0.38	78	2.5	> 3.4	—
RX J0420.0-5022	0.11	57	1.7	> 3.3	22.7
RBS 1774 (1RXS J214303.7+065419)	0.18	90	5	> 3	—

2 Распад магнитного поля

Затухание магнитного поля становится все более стандартным предположением при рассмотрении эволюции НЗ и описании их свойств. Однако, вопрос о механизме диссипации поля остается открытым. Прежде всего необходимо понять сконцентрировано ли магнитное поле в коре НЗ, или же пронизывает и ее ядро.

Механизмы, ответственные за эволюцию поля в коре и ядре НЗ, различны. Возможен также механизм, в котором поле из ядра НЗ "выталкивается"в кору за счет вращения и/или архимедовой силы [4], и там уже затухает за счет омических потерь. Недавно вычисления для этого механизма были проведены Коненковым и Геппертом [5]. Ниже мы рассматриваем поле, сконцентрированное в коре НЗ.

Наиболее полное исследование распада поля в коре (без учета эффектов ОТО) было проведено в работе [6]. В описании диссипации магнитного поля в коре НЗ мы следуем изложению, приведенному в работе [7].

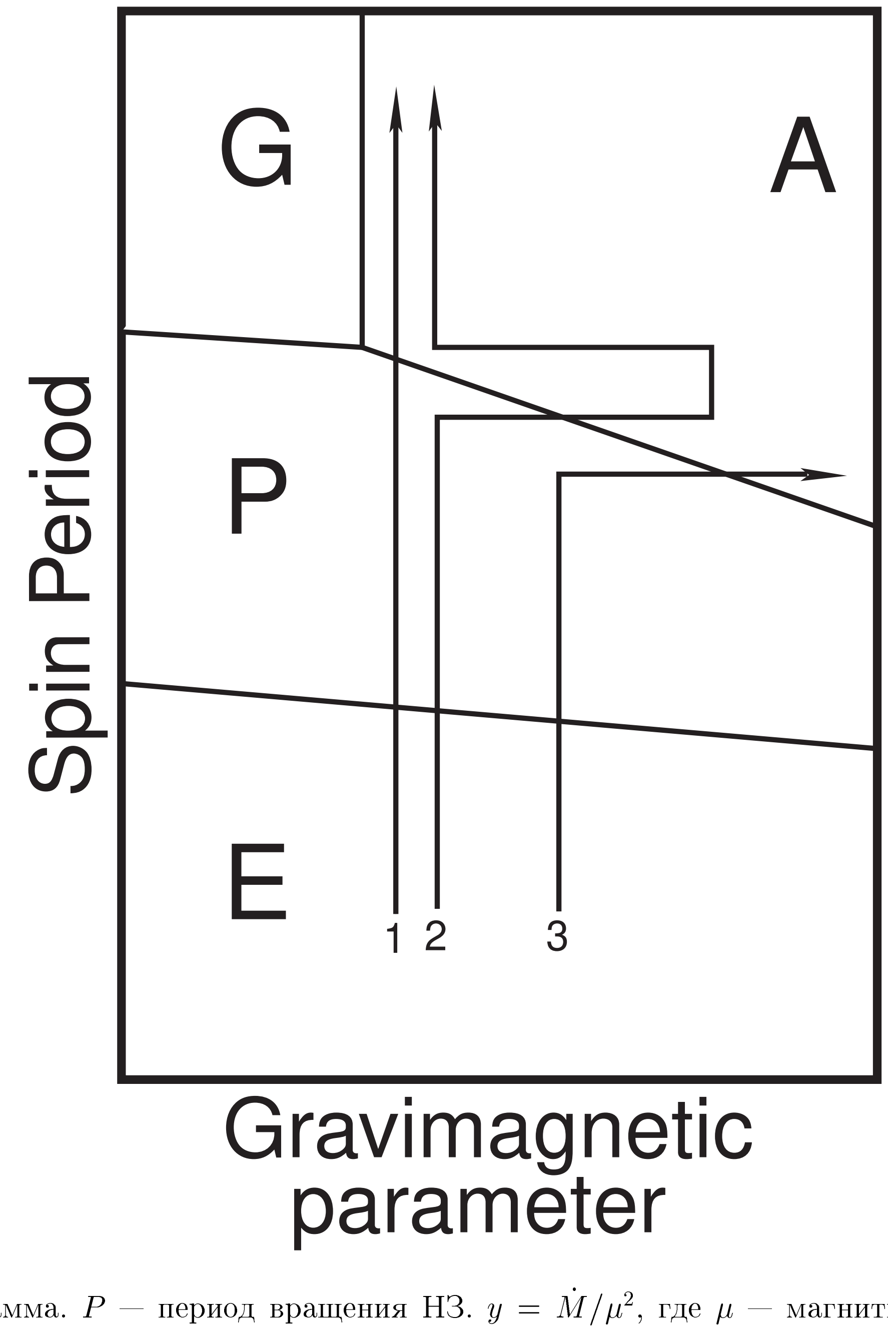

Рис. 1: $P - y$ диаграмма. P — период вращения НЗ. $y = \dot{M}/\mu^2$, где μ — магнитный момент НЗ, $\dot{M}$ — темп аккреции. Трек 1: эволюция при постоянных условиях — замедление. Трек 2: эволюция с пролетом молекулярного облака, при этом на некоторое время резко возрастает темп аккреции. Трек 3: эволюция с затуханием поля, НЗ уходит на стадию аккретора (A) или пропеллера (P).

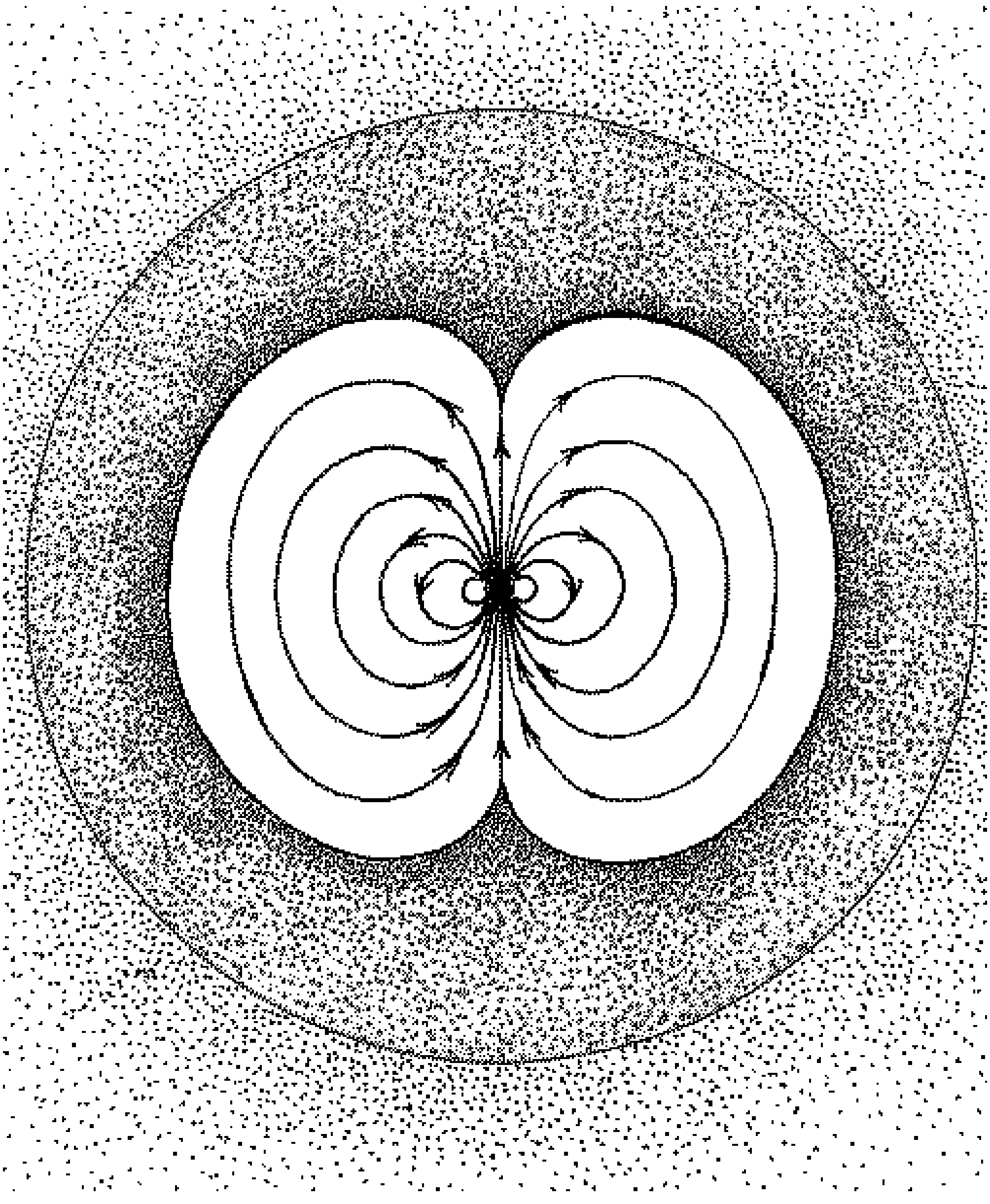

Рис. 2: Схематическое изображение одиночной НЗ. Наблюдательные проявления НЗ определяются параметрами вращения НЗ,магнитного поля и внешней среды.

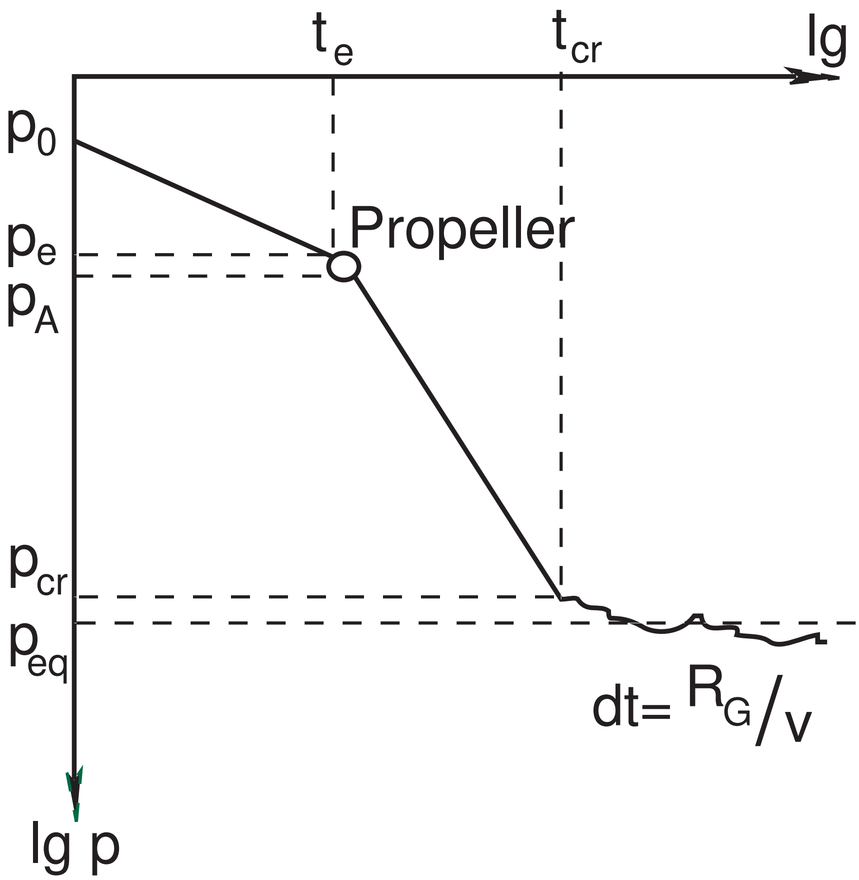

Рис. 3: Схематическое изображение эволюции периода одиночной НЗ с постоянным полем [26], [27]. Первоначально период монотонно затухает на стадии эжекции (о стадиях см. [29]). Затем следует короткая стадия пропеллера, обозначенная кружком. На стадии аккреции вращение вначале монотонно замедляется за счет магнитного торможения. Затем тормозящий момент сравнивается с моментом, приносимым аккрецируемым веществом из турбулизованной межзвездной среды. На этой стадии момент и период вращения флуктуируют с характерным временем $dt = R_G/v$, составляющим от нескольких месяцев до нескольких лет.

Распад поля в коре определяется уравнением [8]:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{c^2}{4\pi}\nabla \times \left(\frac{1}{\sigma}\nabla \times \mathbf{B}\right) + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})\,, \qquad (1)$$

где σ – проводимость, $\mathbf{v}$ — скорость движения коры, $\mathbf{v} = 0$ на стадиях эжектора и пропеллера. На стадии аккретора $\mathbf{v} = (-v_r, 0, 0)$,

$$v_r = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 \rho(z)},$$

где r – расстояние до центра НЗ, $\rho(z)$ – плотность вещества на глубине $z = R - r$. Уравнение (1) сильно упрощается в случае дипольного поля и сводится к одномерному параболическому уравнению для вектор-потенциала. Граничные условия ставятся так же, как и в работе Урпина и Муслимова [8].

Проводимость σ определяется в основном рассеянием электронов на фононах и примесях:

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\sigma_{ph}} + \frac{1}{\sigma_{imp}}.$$

Фононная проводимость σ_{ph}, зависящая от плотности и температуры, доминирует при высоких температурах и не очень больших плотностях. При более низких температурах и более высоких плотностях доминирует примесная проводимость σ_{imp}. Примесная проводимость не зависит от температуры, но зависит от концентрации и заряда примесей, которые характеризуются параметром Q:

$$Q = \frac{1}{n}\sum_{n'} n'(Z - Z')^2\,,$$

где n и Z — концентрация и заряд основного сорта ионов, n' и Z' — концентрация и заряд примеси, суммирование ведется по всем сортам примесей. Аналитическая формула для примесной проводимости была получена Яковлевым и Урпиным [9], фононная проводимость приведена в работе Ито и др. [10]. Начальное поле может считаться локализованным в поверхностном слое некоторой толщины. Плотность вещества ρ_0 на внутренней границе этого слоя является параметром задачи. Величина Q считается не зависящей от глубины.

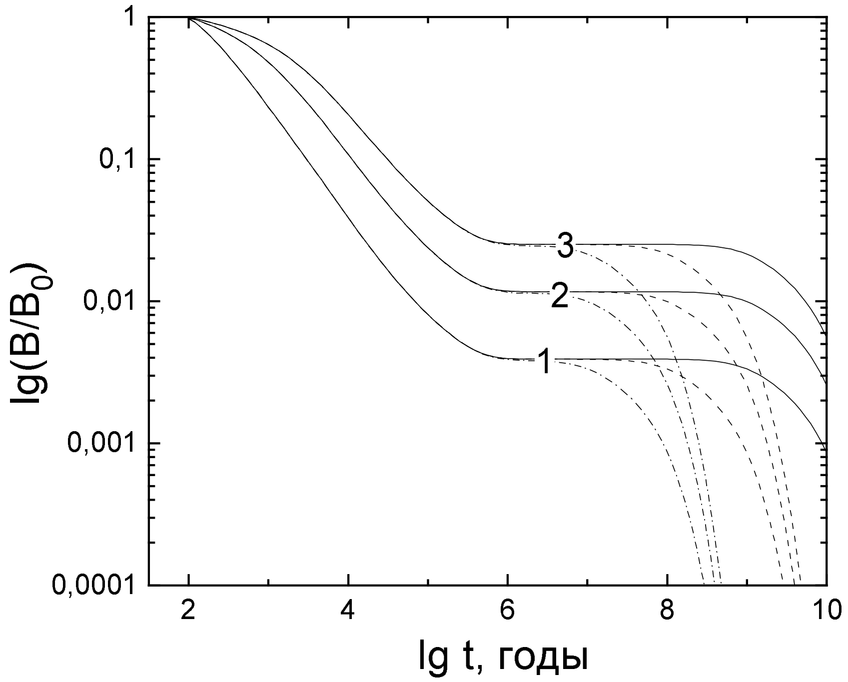

Рис. 4: Затухание магнитного поля из работы [7]. Изменение поверхностного магнитного поля изолированной нейтронной звезды со временем при стандартном остывании. Кривые 1, 2, 3 соответствуют начальным глубинам залегания 10^{11}, 10^{12}, 10^{13} г/см^3. Сплошные кривые соответствуют $Q = 0.001$, штриховые кривые — $Q = 0.01$, штрих-пунктирные кривые — $Q = 0.1$.

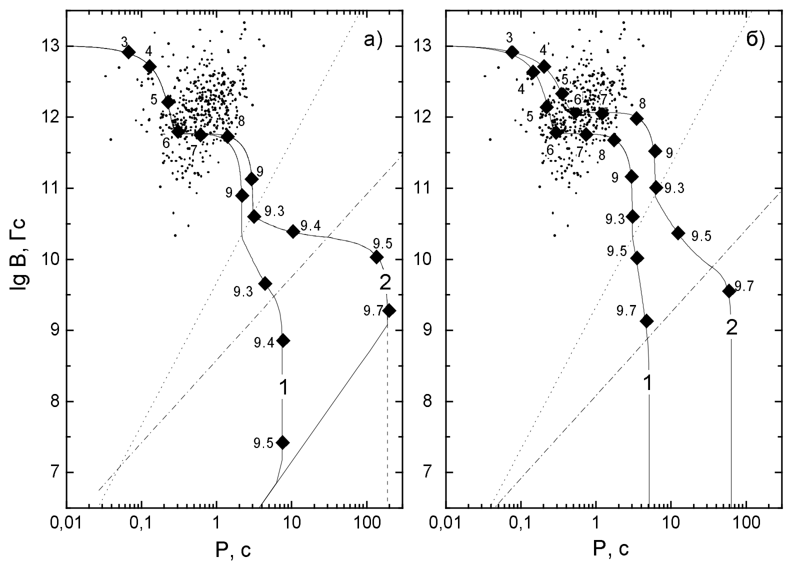

Рис. 5: Эволюционные треки из работы [7]. Эволюционные треки НЗ для $\dot{M} = 10^{-15} M_{\odot}/$ год (рис. а) и для $\dot{M} = 10^{-16} M_{\odot}/$ год (рис. б). Параметры модели для каждого трека описаны в тексте. Точечные линии – $p = P_E$, штрих-пунктирные линии – $p = P_A$. Для второго трека на рис. 2а штриховой линией показана эволюция НЗ без учета ускорения в турбулизованной МЗС. Числа около отметок на треках обозначают логарифм возраста НЗ, выраженного в годах. Точками показаны наблюдаемые радиопульсары.

Основные результаты расчета распада дипольного магнитного поля ИНЗ таковы (рис. 4). Диссипация магнитного поля оказывается тесным образом связаной с тепловой эволюцией НЗ. Для *стандартного* остывания, при котором нейтринная светимость НЗ определяется в основном модифицированными урка-процессами [11], за первый миллион лет поле распадается в 2-1000 раз в зависимости от начальной глубины залегания и уравнения состояния в ядре звезды [6]. По мере остывания НЗ проводимость увеличивается, и распад поля замедляется. Скорость распада на поздней стадии зависит от σ_{imp} и, следовательно, от Q. Например, при $Q = 0.01$ поле практически не уменьшается за последующие 10^8 лет. Однако как только магнитное поле продиффундирует через всю кору и достигнет сверхпроводящего ядра (за $2 \cdot 10^9$ лет при $Q = 0.01$), распад становится экспоненциальным.

Аккреция оказывает влияние на эволюцию поля. Во-первых, она нагревает кору нейтронной звезды [12], уменьшая тем самым проводимость. Во-вторых, возникает поток вещества, направленный к центру звезды, который стремится перенести поле в более глубокие слои. Как показывают расчеты [13], аккреция с темпом $\dot{M} < 10^{-14} M_{\odot}/$ год незначительно ускоряет распад поля. Т.о. для ИНЗ этим эффектом можно пренебречь.

Расчеты затухания поля, сосредоточенного в коре, с учетом эффектов ОТО приведены в [14], [15].

3 Молодые НЗ

Рассмотрим молодые НЗ. Общепринятым является гипотеза о том, что по крайней мере подавляющее большинство НЗ рождается с короткими периодами вращения ($p \ll 1$ с). Механизмом замедления являются магнитодипольные потери. Для замедления до 5-20 секунд менее чем за миллион лет требуется существенное магнитное поле. НЗ с большими полями принято называть "магнетарами", следуя Томпсону и Дункану [16]. Ввиду необходимости привлечения магнетаров будем в дальнейшем называть гипотезу 1 "магнетарной".

Заметим, что не наблюдаются объекты с периодом в несколько десятков или сотен секунд. Это может свидетельствовать о том, что темп замедления резко уменьшился. Такой вариант реализуется, если поле НЗ диссипировало на коротком временно́м масштабе. Тогда происходит "кластеризация"периодов одиночных магнетаров [17].

Однако, возникает вопрос, почему около половины из 7 РОСАТовских объектов является магнетарами, хотя оценки по аномальным рентгеновским пульсарам и источникам повторяющихся гамма-всплесков дает существенно меньшую величину (порядка 10 процентов)? Это может быть связано с дополнительным нагревом НЗ за счет распада поля магнетара, тогда их большая доля является результатом эффекта селекции. Бо́льшее время жизни такого объекта позволяет частично снять противоречие между оценкой числа НЗ в Галактике по радиопульсарам и по числу РОСАТовских источников в случае их интерпретации как молодых НЗ [18]. Ведь если доля низкоскоростных НЗ действительно очень мала [19], то основная часть молодых НЗ будет быстро покидать солнечную окрестность: $r = 1\, t_6\, v_{1000}$ кпк. И для объяснения сразу 7-8 источников в ближайшей окрестности Солнца необходимо предположить большое общее число НЗ в Галактике, или хотя бы локальную (в пространстве и времени) флуктуацию их числа.

Т.о. в рамках магнетарной гипотезы объяснения природы 7 РОСАТовских объектов необходим распад поля, причем как для объяснения периодов, так и для объяснения абсолютного и относительного количества источников.

4 Старые аккрецирующие НЗ

Аккреция вещества из межзвездной среды (МЗС) на поверхность старой ИНЗ является альтернативой молодым НЗ в интерпретации природы излучения 7 РОСАТовских источников. Однако, стандартная (без распада поля) картина эволюции не позволяет описать всю совокупность наблюдений [18]. Популяционный синтез старых НЗ с учетом распада поля проводился [20] только для ограниченного набора параметров. Однако, можно в общих чертах представить себе картину для различных параметров распада на основе существующих исследований ([7], [21], [22], [23], [20], [24], [25]).

Из-за наличия внешнего углового момента, связанного с турбулентностью, режим аккреции на низкоскоростную одиночную НЗ с небольшим магнитным полем является неопределенным. Необходимо отводить излишний угловой момент, однако, очевидно что

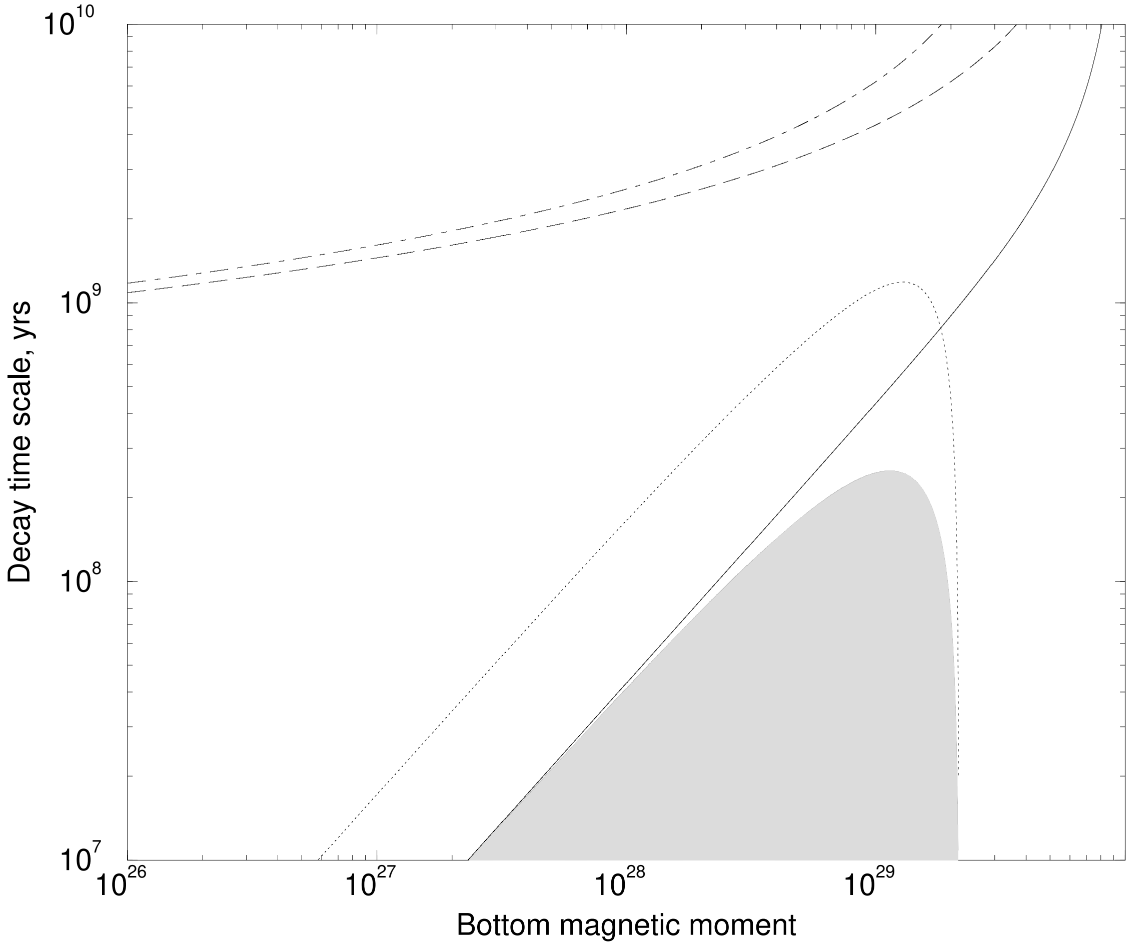

Рис. 6: "Запрещенные"области из работы [24]. График построен для экспоненциального распада. По горизонтальной оси отложено минимальное значение магнитного момента, μ_b, ниже которого поле не распадается. По вертикальной оси — временной масштаб распада, t_d: $\mu = \mu_0 \cdot \exp -t/t_d$. В закрашенной области, нарисованной для начального магнитного момента $\mu_0 = 10^{30}$ Г см^3, время жизни НЗ на стадии эжектора больше времени жизни Галактики, $t_H = 10^{10}$ лет. Штриховая линия соответствует условию $t_H = t_d \cdot \ln(\mu_0/\mu_b)$ для $\mu_0 = 10^{30}$ Г см^3. Пунктирная линия показывает запрещенную область для $\mu_0 = 5 \cdot 10^{29}$ Гс см^3. Штрих-пунктирная аналогична штриховой линии для $\mu_0 = 5 \cdot 10^{29}$ Гс см^3.

долгоживущий тонкий аккреционный диск не образуется. Данный вопрос нуждается в дальнейшем исследовании.

На стадии аккреции без учета распада поля периоды ИНЗ с типичными пульсарными полями были бы порядка дней [26], [27]. Наблюдаемые периоды соответствуют значениям поля порядка 10^8 Гс [7], [21]. При этом фактически исключено рождение НЗ со столь малыми величинами поля, т.к. в этом случае они не успели бы замедлится до наблюдаемых периодов.

Однако, не всякие параметры распада являются подходящими. Распад может как увеличить [18], так и уменьшить [22], [23] число аккрецирующих ИНЗ (см. рис. 6). Фактически, открытие аккрецирующих ИНЗ явилось бы сильнейшим тестом для моделей распада магнитного поля НЗ.

Типичные температуры 7 РОСАТовских источников 50 — 100 эВ. В случае аккреции на полярную шапку НЗ с пульсарным магнитным полем следовало бы ожидать более высокой температуры. Это также служит косвенным свидетельством в пользу распада. Так что в принципе даже непульсирующие источники, если они в самом деле аккреторы (отсутствие переменности потока на больших временах является существенным аргументом против аккреционной природы излучения), требуют относительно слабых полей.

5 Другие типы объектов

Наблюдения радиопульсаров не дают оснований утверждать, что их магнитные поля испытали существенный распад. Однако, в среднем поля наиболее молодых пульсаров выше, чем поля основной массы этих объектов. Кроме того, популяционный синтез [28] показывает, что введение дополнительного параметра — времени распада поля — позволяет улучшить согласие расчетов с наблюдениями. Наилучшего согласия с данными наблюдений авторы достигли использую следующий набор параметров: $\tau \sim 10^8$ лет, $\log B_0 = 12.34$, $\sigma_B = 0.34$. Здесь $B = B_i \cdot \exp(-t/\tau)$, а распределение начальных полей соответствует распределению $B = 1/(\sqrt{(2\pi)}\sigma_B) \cdot \exp(-1/2\,((\log B_i - \log B_0)/\sigma_B))$.

"Скучивание"периодов аномальных рентгеновских пульсаров и источников мягких повторяющихся гамма-всплесков в узкой области 5-12 секунд также может являться проявлением распада поля в этих объектах [29].

Кроме этого, распад поля возможно наблюдается у источников в шаровых скоплениях [30]. Отсутствие наблюдаемых периодов у источников–кандидатов в ИНЗ может свидетельствать в пользу слабого магнитного поля.

6 Заключение

В этой статье мы постарались показать, что наблюдения различных типов одиночных НЗ с большей или меньшей степенью уверенности дают основания утверждать, что магнитные поля этих объектов затухают.

Более детальные наблюдения таких источников, в первую очередь одиночных аккрецирующих НЗ, позволят сделать выбор между различными моделями распада и построить полную картину магнито-вращательной эволюции НЗ.

Мы благодарим наших соавторов Монику Колпи, Дениса Коненкова, Владимира Липунова, Альдо Тревеса и Роберто Туроллу.

Работа выполнена при поддержке междисциплинарного научного проекта МГУ "Магнитные поля и турбулентность в космосе".

Список литературы

[1] Попов С.Б., Прохоров М.Е. // 2002.
http://xray.sai.msu.ru/~polar/ns_review/ns.html

[2] Treves A., Turolla R., Zane S., Colpi M. // Publ. Astron. Soc. Pac. 2000. V.112. P. 297.

[3] Zampieri L., Campana S., Turolla R., Chieregato M., Falomo R., Fugazza D., Moretti A., Treves A. // Astron. Astroph. 2000. V. 378. P. L5. (astro-ph/0108456).

[4] Муслимов А., Цыган А. // Письма в Астрон. Журн. 1985. Т. 11. С. 196.

[5] Konenkov D.Yu., Geppert U. // Mon. Not. Royal Astr. Soc. 2001. V. 325. P. 426.

[6] Urpin V., Konenkov D. // Mon. Not. Royal Astron. Soc. 1997. V. 295. P. 167.

[7] Коненков Д.Ю., Попов С.Б. // Письма в Астрон. Ж. 1997. Т. 23. С. 569.

[8] Урпин В.А., Муслимов А.Г. // Астрон. Ж. 1992. Т. 69. С. 1028.

[9] Яковлев Д.Г., Урпин В.А. // Астрон. Ж. 1980. Т. 24. С. 303.

[10] Itoh N., Hayashi H., Kohyama Y. // Astrophys. J. 1993. V. 418. P. 405.

[11] Pethick C. J. // Rev. Mod. Phys. 1992. V. 64. P. 1133.

[12] Zdunik J.L., Haensel P., Paczyński B., Miralda-Escude J. // Astrophys. J. 1992. V. 384. P. 129.

[13] Urpin V., Geppert U., Konenkov D. // Astron. Astroph. 1996. V. 307. P. 807.

[14] Geppert U., Page D., Zannias T. // Phys. Rev. D15. 2000. (astro-ph/0005313).

[15] Page D., Geppert U., Zannias T. // Astron. Astroph. 2000. V. 360. P. 1052.

[16] Tompson C., Duncan R.C. // Astrophys. J. 1993. V. 408. P. 194.

[17] Colpi M., Geppert U., Page D. // Astrophys. J. 2000. V. 529. P. L29.

[18] Popov S.B., Colpi M., Prokhorov M.E., Treves A., Turolla R. //Astrophys. J. 2000. V. 544. P. L53.

[19] Arzoumanian Z., Chernoff D.F., Cordes J.M. // Astrophys. J. 2002. (astro-ph/0106159).

[20] Popov S.B., Colpi M., Treves A., Turolla R., Lipunov V.M., Prokhorov M.E. // Astrophys. J. 2000. V. 530. P. 896.

[21] Wang J.C.L. // Astrophys. J. 1997. V. 486. P. L119.

[22] Colpi M., Turolla R., Zane S., Treves A. //Astrophys.J. 1998. V. 501. P. 252

[23] Livio M., Xu C., Frank J. // Astrophys.J. 1998. V. 492. P. 298

[24] Popov S.B., Prokhorov M.E. //Astron. Astroph. 2000. V. 357. P. 164.

[25] Popov S.B., Prokhorov M.E. // Astron. Astroph. Trans. 2002. V.20. P.635. (astro-ph/0001005).

[26] Prokhorov M.E., Popov S.B., Khoperskov A.V. // Astron. Astroph. 2002. V.381 . P. 1000.

[27] Popov S.B., Prokhorov M.E., Khoperskov A.V., Lipunov, V.M. // Grav. Cosmol. (в печати) 2002. (astro-ph/0110022).

[28] Verbunt F., Hartman J.W., Bhattacharya D., Wijers R.A.M.J., Nelemans G., // "Pulsar Timing, General Relativity and the Internal Structure of Neutron Stars"/ Eds. Arzoumanian Z., Van der Hooft F., van den Heuvel E.P.J. Amsterdam: Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen. 1999. P. 215.

[29] Colpi M., Possenti A., Popov S.B., Pizzolato F. // "Physics of Neutron Star Interiors"/ Eds. Blaschke D., Glendenning N.K., Sedrakian A. Berlin: Springer–Verlag. 2001. P. 440. (astro-ph/0012394).

[30] Popov S.B., Prokhorov M.E. // Astron. Astroph. Trans. (в печати) 2002. (astro-ph/0102201).

Magnetic fields of isolated neutron stars: evidence for decay

We show that observations of different types of isolated neutron stars give evidence in favour of the magnetic field decay in these objects. We focus our discussion on isolated radioquite isolated neutron stars, which are observed in X-rays.

1. Попов Сергей Борисович

Popov Sergei Borisovich

Государственные Астрономический

институт им. П.К. Штернберга

Московского Государственного Университета

дом.тел. 323-58-14; раб. тел. 939-50-06

e-mail: polar@sai.msu.ru

119899 Москва, Университетский проспект 13

2. Прохоров Михаил Евгеньевич

Prokhorov Mikhail Evgenyevich

Государственные Астрономический

институт им. П.К. Штернберга

Московского Государственного Университета

дом.тел. 305-39-28; раб. тел. 939-50-06

e-mail: mystery@sai.msu.ru

119899 Москва, Университетский проспект 13