# Одиночные нейтронные звезды, неявляющиеся классическими радиопульсарами

С. Б. Попов[1] и М. Е. Прохоров[1]

**Аннотация**

В этой работе дается обзор современного состояния теории и наблюдений одиночных нейтронных звезд, непроявляющих обычной пульсарной активности в радиодиапазоне. Мы отнесли к этому классу слабые рентгеновские источники, являющиеся кандидатами в одиночные нейтронные звезды в диске Галактики и в шаровых скоплениях; компактные рентгеновские источники в остатках сверхновых, аномальные рентгеновские пульсары, источники мягких повторяющихся гамма-всплесков, объекты типа Геминги. Также мы обсуждаем радиопульсары в остатках сверхновых.

В работе дана попытка анализа создания "единых теорий", описывающих некоторые из перечисленных выше типов источников как последовательную эволюцию одиночных нейтронных звезд.

Нами рассматриваются наборы начальных параметров одиночных нейтронных звезд, позволяющие описать всю совокупность современных наблюдательных данных.

[1] *Россия, 119899 Москва, Государственный Астрономический Институт им.П.К.Штернберга*

e–mail:

| | |
|---|---|
| С. Б. Попов: | polar@sai.msu.ru |
| М. Е. Прохоров: | mike@sai.msu.ru |

# Isolated neutron stars without classical radio pulsar activity

S. B. Popov[1] и M. E. Prokhorov [1]

**Аннотация**

In this paper we review recent results on evolution and properties of isolated neutron stars, which are silent in radiowaves.

As the first step we discuss observational results on dim X-ray sources in the Galactic disk and globular cluster, soft gamma-ray repeaters, anomalous X-ray pulsars and compact X-ray sources and radiopulsars in supernova remnants, all of which are supposed to be INSs.

Then we briefly discuss main physical processes (spin period evolution, accretion, cooling of NSs, magnetic field decay) connected with nature of cooling and accreting INSs.

After that we come to discussion of different interpretations of observations of INS candidates. This discussion is followed by presentation of results of population synthesis of INS of different kinds.

Finally we try to conclude with discussion of "unified theories", which try to explain all observed types of INSs from some general point of view.

[1] *Russia, 119899 Moscow, Sternberg Astronomical Institute*

e–mail:

| | |
|---|---|
| S. B. Popov: | polar@sai.msu.ru |
| M. E. Prokhorov: | mike@sai.msu.ru |

# Содержание

# 1 Список основных обозначений

$R_l = c/\omega$ – радиус светового цилиндра
$R_{st}$ – радиус остановки
$R_G = (2GM)/v^2$ – радиус гравитационного захвата
$M$ – масса НЗ
$c$ – скорость света
$\omega$ – частота вращения НЗ
$v^2 = v_\infty^2 + a_s^2$
$a_s$ – скорость звука
$v_\infty$ – скорость НЗ относительно МЗС
$P_E$ – период, разделяющий стадии Эжектора и Пропеллера
$P_A$ – период, разделяющий стадии Пропеллера и Аккретора
$\mu$ – магнитный дипольный момент НЗ
$\rho$ – плотность МЗС
$\dot{M} \equiv \pi R_G^2 \rho v$ – темп аккреции
$R_{st}$ – радиус остановки
$\dot{p}$ – производная периода НЗ
$B = \mu/R^3$ – магнитное поле НЗ
$R$ – радиус НЗ
$I$ – момент инерции НЗ
$K_{sd}$ – тормозящий момент сил
$K_{turb}$ – момент сил, возникающий из-за того, что МЗС может быть сильно турбулизована
$P_{turb}$ – характерный период старой аккреципующей одиночной НЗ
$\sigma$ – проводимость
$Q$ – параметр, характеризующий концентрации и заряды примесей в коре НЗ
$f_X$ – поток в рентгеновском диапазоне
$N_H$ – колонковая плотность

## 2 Введение

Наблюдения нейтронных звезд (НЗ) имеют уже почти 35-летнюю историю (Хьюиш, Белл и др. 1968). Основная доля известных НЗ — радиопульсары (см. данные о недавних наблюдениях в Лоример и др. 1999, Д'Амико и др. 1999). В течение первых лет изучения НЗ установилась картина эволюции этих объектов, в которой роль своеобразного стандарта выполнял пульсар в Крабовидной туманности. Это НЗ, имеющая сейчас период вращения около 0.033 секунд и магнитное поле $\sim 5.2 \cdot 10^{12}$ Гс. Период увеличивается с характерным значением $\dot{p} \sim 4.16 \cdot 10^{-13}$ с/с в грубом соответствии с магнито-дипольной формулой. Начальный период пульсара был порядка 0.020 секунд. Возраст НЗ — около 1000 лет.

Новые данные наблюдений, в первую очередь полученные в рентгеновском диапазоне, существенно дополняют эту картину. Теперь пульсар в Крабовидной туманности потерял свою роль полномочного представителя всей популяции НЗ. Об этом и пойдет речь в данной статье.

Наблюдения в рентгеновском диапазоне, в первую очередь на спутнике РОСАТ (см. например Мотч 2000), показали наличие популяции источников (а возможно и нескольких различных популяций, см. ниже), отождествляемых с одиночными НЗ. Есть основания предполагать, что часть из этих объектов генетически связана с т.н. аномальными рентгеновскими пульсарами и источниками повторяющихся гамма-всплесков. Т.о. одиночные НЗ становятся исключительно интересным объектом исследования.

Здесь мы исключаем из рассмотрения объекты, являющиеся обычными радиопульсарами (см. общий обзор в статье Бескина 1999, а обзор рентгеновских наблюдений радиопульсаров см. в работе Бекера 2000).

Мы также не даем подробного введения в физику и астрофизику НЗ. Лишь кратко мы описываем процессы абсолютно необходимые для нашего изложения: эволюция периодов НЗ, аккреция на одиночные НЗ, затухание магнитного поля НЗ, охлаждение НЗ, атмосферы НЗ.

Недавние обзоры теоретических моделей различных физических процессов, связанных с НЗ, читатель может найти в материалах многочисленных недавних конференций (например, Тренто-2000, Бонн-1999, Токио-1997), книгах – Саакян 1995, Липунов 1987, а также в обзорах УФН (Яковлев и др. 1999, Яковлев, Каминкер и др. 2001). Особенно отметим недавнюю работу Пракаша и др. (2000), посвященную эволюции НЗ с точки зрения их внутреннего строения.

Мы обсудим 7 типов источников, в которых с большей или меньшей степенью достоверности находятся одиночные НЗ: слабые рентгеновские источники в диске Галактики, аномальные рентгеновские пульсары (**AXP**), источники повторяющихся гамма-всплесков (**SGR**), компактные рентгеновские источники в остатках сверхновых, слабые рентгеновские источники в шаровых скоплениях, объекты типа Геминги, радиопульсары в остатках сверхновых. Разумеется, некоторые источники входят сразу в две популяции (например, **AXP** в остатке сверхновой).

Уже в середине 90-х годов (см. Каравео и др. 1996) начало формироваться мнение о радиотихих НЗ как о "новой астрономической реальности". В данной статье мы рассматриваем различные гипотезы, объясняющие происхождение и свойства одиночных НЗ, неявляющихся классическими радиопульсарами. Перед обсуждением теоретических моделей кратко суммируются основные наблюдательные данные по интересующим нас объектам.

В заключение мы обсуждаем взаимосвязь между различными популяциями НЗ.

## 3 Наблюдения одиночных нейтронных звезд

В этом разделе мы рассматриваем наблюдательные данные по 7 типам объектов: слабым рентгеновским источникам в диске Галактики, аномальным рентгеновским пульсарам (**AXP**), источникам повторяющихся гамма-всплесков (**SGR**), компактным рентгеновским источникам в остатках сверхновых, слабым рентгеновским источникам в шаровых скоплениях, объектам типа Геминги, радиопульсарам в остатках сверхновых.

До обсуждения данных по каждому из вышеперечисленных типов источников мы приводим краткое обсуждение учета поглощения рентгеновского излучения в межзвездной среде.

### 3.1 Роль межзвездного поглощения

Некоторые из Рассматриваемых нами источников имеют максимумы излучения вблизи 0.1 кэВ. Спутники, с которых производят наблюдения этих объектов, работают в диапазонах энергий $\sim 0.1$–1 кэВ некоторые выше, до $\sim 10$ кэВ. В этом интервале энергий поглощение рентгеновского излучения в межзвездной среде достаточно велико и обязательно должно учитываться.

В самом общем виде поглощение может быть описано формулой:

$$I = I_0 \exp\left(-\sigma_{\rm ISM}(E,Z)\cdot N_{\rm H}(\mathbf{n},r)\right)\ . \tag{1}$$

Здесь $I$ и $I_0$ — интенсивности излучения на детекторе и у источника, соответственно, $\sigma_{\rm ISM}$ — сечение поглощения приходящееся на один атом водорода и $N_{\rm H} = \int\limits_0^r n_{\rm H} d\ell$ — количество водорода на луче зрения между источником и приемником. Данная формула приведена не столько для того, чтобы напомнить закон поглощения, сколько для явного указания параметров от которых зависит данный процесс.

Удельное сечение поглощения $\sigma_{\rm ISM}$ в рассматриваемом нами диапазоне очень быстро убывает с ростом энергии $E$ и достаточно сильно зависит от химического состава ISM, главным образом от содержания металлов $Z$ в межзвездном газе. Сечение умножается на колонковую плотность $N_{\rm H}$, которая зависит как от расстояния $r$ до источника, так и от его положения на небе (которое обозначалось единичным вектором $\mathbf{n}$). Рассмотрим каждую из величин подробнее.

В рассматриваемом спектральном диапазоне теоретические значения элементарных сечений фотоионизации различных атомов и молекул хорошо известны и вносят наименьшую ошибку в соотношение (1). Сечение поглощения $\sigma_{\rm ISM}$ складывается из фотопоглощения на атомах различных элементов и молекулах, поглощения на пыли, поглощения и рассеяния на ионах и свободных электронах. В различных компонентах ISM (холодной, теплой, горячей), оказывающихся на луче зрения, роль перечисленных процессов различны. Однако оценки показывают [**?**], что вкладами теплой и горячей (ионизованной) фаз ISM можно пренебречь, поскольку бóльшая часть мезжвездной среды находится в слабоионизованном состоянии. Такое допущение нельзя делать для источников в остатках сверхновых или если на луче зрения оказывается мощная область ионизации.

В ISM для энергий $E < 5$–10 кэВ основную роль в поглощении играют процессы фотоионизации и сечение поглощения $\sigma_{\rm bf}$ быстро убывает с ростом $E$. Эта зависимость близка к $\sigma_{\rm bf} \propto E^{-3}$, поскольку суммарный коэффициент поглощения состоит из совокупности фотоионизационных K–скачков для различных элементов за каждым из которых сечение поглощения убывает приблизительно как $\propto E^{-3}$. Точнее, величина $\sigma_{\rm bf} E^3_{\rm keV}$ изменяется от $\sim 70\cdot 10^{-24}$ см$^{-2}$ при $E = 0.1$ кэВ до $\sim 1000\cdot 10^{-24}$ см$^{-2}$ при $E = 10$ кэВ (при Солнечном химсоставе).

Суммарное сечение поглощения зависит от количества тяжелых элементов в ISM. Наиболее простое предположение о химическом составе межзвездного газа является его совпадение с Солнечным (см., например, [**?**] и ссылки в нем). Однако, измерения химического состава среды вне Солнечной системы указывают, что обилие тяжелых элементов там ниже, чем в Солнце и составляет $\sim 70$–80% от этого уровня для разных химических элементов [**?**, **?**]. Во столько же раз уменьшается сечение поглощения атомарного газа. Вероятно, основной причиной недостатка тяжелых элементов в ISM по сравнению с Солнцем является их частичная конденсация в виде межзвездной пыли, которая в Солнце полностью испарена и перемешана с веществом.

Из межзвездных молекул следует принимать во внимание только молекулярный водород $\rm H_2$. В среднем в ISM $\rm H_2$ составляет 20–25% от H I [**?**], однако это отношение обладает как сильной систематической зависимостью от расстояния от центра Галактики, так и существенной переменностью на малых угловых масштабах. Указанное поведение вызвано тем, что основная доля $H_2$ заключена в молекулярных облаках, а бóльшая часть таких облаков образует кольцо на расстоянии $\sim 5$ кпк (????) от центра Галактики.

Поглощение вызываемое межзвездной пылью невелико, не более нескольких процентов от полного сечения $\sigma_{\rm ISM}$. Его зависимость от $E$ примерно такая же как и при фотоабсорбции [Ref???]. Исключение составляют ситуации, когда на луче зрения оказываются богатые пылью молекулярные облака или протозвездные объекты.

Последний нерассмотренный компонент — ионизованная фаза ISM. Можно сразу сказать, что в ISM для рентгеновского диапазона свободно–свободное поглощение неважно (см., например, [**?**, **?**]). А вот Томсоновское рассеяние на электронах, которое практически не зависит от $E$, необходимо учитывать для $E > 10$ кэВ или для $N_{\rm H} \gtrsim 10^{22}$ см$^{-2}$ ([**?**, **?**]).

Осталось рассмотреть распределение $N_{\rm H}$ по небу. Карты данной величины, построенные на основе радио– и оптических наблюдений, можно найти в [Ref???]. Они показывают усредненное по площадкам в несколько квадратных градусов распределение $N_{\rm H}$. На них видны изменения $N_{\rm H}$ с долготой в плоскости Галактики, систематической убывание $N_{\rm H}$ высоких галактических широтах, а также некоторые крупномасштабные структуры, связанные с окрестностями Солнца. Типичные для Галактики значения колонковой плотности составляют $N_{\rm H} = 10^{20}$–$10^{22}$ см$^{-2}$. Следует заметить, что величина $N_{\rm H}$ может испытывать существенные локальные увеличения на малых угловых масштабах в отдельных точках небесной сферы — если поток излучения от рентгеновского источника пересекает компактное уплотнение ISM, например, туманность, остаток сверхновой или молекулярное облако.

На Рис. **??** показана зависимость расстояния на котором мы сможем регистрировать источник от энергии $E$ для "средней" межзвездной среды. Расстояние определяется из равенства единице оптической толщи:

$$\tau(E, r) \equiv \sigma_{\rm ISM}(E) \cdot N_{\rm H}(r)\,.$$

Комментарий к рисунку ................

## 3.2 Наблюдения слабых рентгеновских источников в диске Галактики

В начале 90-х годов ожидалось (Тревес и Колпи 1991), что спутник РОСАТ увидит большое количество одиночных старых аккрецирующих НЗ. Последующие наблюдения на этом спутнике показали наличие небольшой популяции слабых рентгеновских источников в диске Галактики, которые по-видимому являются одиночными НЗ (охлаждающимися или аккрецирующими). Основным аргументом в пользу такой интерпретации является аномально высокое отношение рентгеновской светимости к оптической. Отсутствие радиоизлучения, а также тепловой спектр свидетельствует о том, что объекты не являются классическими радиопульсарами.

У четырех из семи объектов, "великолепной семерки", (мы также будем включать источник MS 0317 в популяцию слабых рентгеновских источников-кандидатов в одиночные НЗ, хотя по некоторым параметрам он "выпадает"из группы, так что под "великолепной семеркой"будем понимать 7 РОСАТовских объектов) наблюдаются пульсации рентгеновского потока с периодами 5-20 секунд.

Для двух источников измерены производные периода. В работе Дзане и др. (2002) получено значение $\dot{p} \sim 10^{-14}$ для источника RX J0720.4-3125. Хамбарян и др. (2001) приводят значение $(0.7 - 2.0) \cdot 10^{-11}$ для источника RBS1223.

## 3.3 Наблюдения слабых рентгеновских источников в шаровых скоплениях

Пфал и Раппапорт (2000) сообщают о наблюдении порядка 30 слабых рентгеновских источников в ШС (см. также Вербунт 2000). Для них характерны светимости порядка $10^{31} - 10^{34}$ эрг/с. Источники концентрируются к центрам скоплений.

Источники характеризуются относительно мягкими спектрами $kT \sim 0.1$–$0.5$ keV.

Ниже мы подробнее рассматриваем различные варианты объяснения природы таких источников, в том числе и одиночные НЗ.

Таблица 1: Слабые рентгеновские источники в диске Галактики (из работы Тревес и др. 2000 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 | $\sim 1$ | $> 4.1$ | 5.15 |
| 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 |
| RBS1774 (1RXS J214303.7+065419) | 0.18 | 90 | 4.6 | $> 3$ | — |

## 3.4 Наблюдения компактных рентгеновских источников в остатках сверхновых

Для понимания ключевого вопроса о начальных параметрах НЗ крайне важным классом объектов являются компактные рентгеновские источники в остатках сверхновых (обзор по механизмам вспышек см. в статье Имшенника (УФН 2000 N5)). По всей видимости эти объекты являются молодыми НЗ, многие из которых не проявляют радиопульсарной активности.

Выделяются следующие основные типы источников (кроме обычных радиопульсаров и тесных двойных систем, например SS433): источники в плерионах (без феномена радиопульсара), радиотихие НЗ, AXP, SGR. Три последних типа ярко выделяются на фоне стндартной картины эволюции молодой НЗ, которая подразумевает существование активного радиопульсара. Количество радиотихих НЗ в остатках уже сравнимо с количеством радиоизлучающих НЗ в остатках.

В таблице мы приводим данные о компактных источниках в остатках сверхновых (за исключением классических радиопульсаров).

Таблица 2: Компактные рентгеновские источники в остатках сверхновых (из работы Чакрабарти и др. 2000 с дополнениями)

| Название источника и остатка | Тип источника | Period, s | Reference |
|---|---|---|---|
| Cas A | Shell | — | [3] |
| 1E 121348-5055 (RCW 103) | Shell | — | [7] |
| 1E 0820-4247 (Pup A) | Shell | 0.075 | [10] |
| 1E 1207.4-5209 (G296.5+10) | Shell | — | [6] |
| AX J0851.9-4617.4 (G226.2-1.2) | Shell | — | [1], [5] |
| PSR J1846-0258 (Kes 75) | Shell | 0.325 | [8] |
| RX J(RCW 86) | Shell | — | [9] |
| RX J0002+6246 (G117.7+0.6) | Shell | 0.242 | [2] |
| RX J2020.2+4026 ($\gamma$-Cyg) | Shell | — | [2] |
| RX J0201.8+6435 (3C58) | Plerion | — | [3] |
| RX J0007.0+7302 (CTA1) | Plerion | — | [3] |
| 1E 1841-045 (Kes 73) | AXP | 11.8 | |
| AX J1845-0258 (G29.6+0.1) | AXP | 6.97 | [4] |
| 1E 2259+586 (CTB 109) | AXP | 6.98 | |
| 1900+14 (G42.8+0.6) | SGR | 5.16 | |
| 0526-66 (N49) | SGR | 8 | |
| 1627-41 (G337.0-0.1) | SGR | 6.41 | |

References: [1] Slane et al. 2001; [2] Brazier, Johnston 1999; [3] Chakrabarty et al. 2000; [4] Gaensler et al. 1999; [5] Mereghetti 2000; [6] Mereghetti et al. 1996; [7] Kaspi et al. 1998; [8] Gotthelf et al. 2000; [9] Vink et al. 2000; [10] Petre et al. 1996; [11] Helfand 1998;

Таблица 3: Источники мягких повторяющихся гамма-всплесков (из работы Харли 1999 с дополнениями)

| Название источника | Period, s | $\dot{p}$ |
|---|---|---|
| 1900+14 (G42.8+0.6) | 5.16 | $(5-14)\cdot 10^{-11}$ |
| 0526-66 (N49) | 8 | |
| 1627-41 (G337.0-0.1) | 6.41 | |
| 1806-20 | 7.47 | $\sim 8.3\cdot 10^{-11}$ |

### 3.5 Наблюдения источников повторяющихся мягких гамма-всплесков

Источники повторяющихся гамма-всплесков (**SGR**) представляют собой объекты, демонстрирующие случайные (непредсказуемые) периоды вспышечной активности в мягком ($<$ 100 КэВ) гамма-диапазоне. Периоды активности длятся от дней до месяцев. Вспышки соответствуют светимости выше Эддингтоновской для объекта солнечной массы. Иногда происходят гигантские вспышки, которые характеризуются более жестким спектром и энергией в тысячи раз больше, чем выделяется в обычной вспышке.

В спокойном состоянии **SGR** наблюдаются как относительно мягкие рентгеновские источники. Значительная часть из них находятся в остатках сверхновых. Всего на данный момент известно 4 таких источника (см. обзоры в Харлей 1999 и Томпсон 2000).

Kaplan et al (2001.) высказывают предположение, что SGR 0526-66 не связан с наблюдающимся поблизости остатком сверхновой, и факт отсутствия ассоциации приводит к снижению оценки возраста до $10^3$ лет, и уменьшения поля в $\sim 3$ раза. Т.о. мы можем предположить, что первоначальные оценки доли магнетаров в популяции НЗ, $\sim 10\%$, являются заниженными. Объяснение магнетарами слабых источников диска (особенно с периодами порядка 10 секунд) также требует (пусть и на малой статистике) б'ольшей доли магнетаров, чем $\sim 10\%$.

Глитчи (Палмер 2001).

### 3.6 Наблюдения аномальных рентгеновских пульсаров

Аномальные рентгеновские пульсары (**AXP**) были выделены в отдельный класс в 1995 году (Мерегетти, Стелла 1995, ван Парадайз, Таам, ван ден Хевел 1995).

Они характеризуются близкими периодами порядка 6-12 секунд, низкими светимостями ($\sim 10^{35}$ эрг с$^{-1}$) и более мягким спектром, чем у обычных рентгеновских пульсаров в тесных двойных системах, стабильной светимостью на больших масштабах времени (обычно для рентгеновских пульсаров в тесных двойных системах характерна заметная переменность), постоянным замедлением (т.е. отсутствим периодов уменьшения периода вращения) и отсутствием данных о наличии второго компонента системы (см. обзоры Мерегетти 1999 и Томпсона 2000).

Сейчас уже не вызывает больших сомнений то, что **AXP** являются одиночными НЗ (не исключены только очень маломассивные компаньоны). Однако, природа светимости (аккреция или тепловое излучение горячей звезды) остается неизвестной. Поэтому существует по меньшей мере два способа связать эти объекты с **SGR** и слабыми рентгеновскими источниками диска Галактики.

Глитчи (Каспи и др. 2000)

В настоящее время известно 6 **AXP** (см. таблицу).

### 3.7 Геминга и гемингоподобные объекты

Объект Геминга (см. Каравео 2000, Биньями, Каравео 1996) был открыт в гамма диапазоне в 1973 г. на спутнике SAS-2. В 1992 г. Хальперн и Холт объявили об открытии периода 237 мс. Однако в радиодиапазоне Гемингу удалось пронаблюдать лишь в 1997 г. (Малофеев и Малов, Кузьмин и Лосовкский) и только на низких частотах $\sim 100$ Мгц.

Источники данного типа очень трудно обнаружить. Поэтому доля подобных НЗ неизвестна даже примерно.

Таблица 4: Аномальные рентгеновские пульсары (из работы Мерегетти 1999 с дополнениями)

| Название источника и остатка | Period, s | $\dot{p}$ |
|---|---|---|
| 1E 1841-045 (Kes 73) | 11.77 | $4.1 \cdot 10^{-11}$ |
| AX J1845-0258 (G29.6+0.1) | 6.97 | |
| 1E 2259+586 (CTB 109) | 6.98 | $\sim 5 \cdot 10^{-13}$ |
| 4U 0142+61.5 | 8.69 | $2 \cdot 10^{-12}$ |
| 1E 1048-59.37 | 6.44 | $(1.5 - 4) \cdot 10^{-11}$ |
| RX J1708.49-400.90 | 11.00 | $\sim 2 \cdot 10^{-11}$ |

## 3.8 Ассоциации радиопульсаров с остатками сверхновых

Радиопульсары в остатках сверхновых являются подклассом наиболее молодых пульсаров, и потому чрезвычайно важны для определения начальных параметров НЗ. Однако, до сих пор неясно какая доля сверхновых порождает радиопульсары (см. ниже результаты популяционного синтеза радиопульсаров в остатках сверхновых).

Таблица 5: Proposed Rotation-Powered Pulsar/Supernova Remnant Associations. (из работы Каспи 1998)

| PSR | SNR | Type | $\tau$ (kyr) | $d$ (kpc) | $\beta$ | $v_t$ ( km/s) | $\mathcal{E}$ | Refs |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| B0531+21 | Crab | P | 1.3/0.9 | 2/2 | ~0 | **125** | 1 | 1 |
| B0540−69 | SNR0540−693 | P | 1.7/0.6 | 50/50 | ~0 | ~0 | 1 | 2 |
| J0537−6910 | N157B | C | 5/4 | 50/50 | ~0.5 | ~600 | 1 | 38 |
| B0833−45 | Vela | C | 11/18 | 0.6/0.5 | 0.3 | **170** | 1 | 32 |
| B1509−58 | MSH 15–52 | C | 1.7/10 | 5.7/4.2 | 0.2 | 3000? | 2 | 27 |
| B1757−24 | G5.4−1.2 | C | 16/14 | 4.6/5 | 1.2 | 1600 | 2 | 5,6 |
| B1853+01 | W44 | S | 20/~10 | 3/3.1 | 0.6 | 250 | 2 | 7 |
| B1951+32 | CTB 80 | C | 107/96 | 2.4/3 | ~0 | 300 | 2 | 8 |
| J1341−6220 | G308.8−0.1 | C | 12/32 | 8.7/7 | 0.35 | 600 | 3 | 3,4 |
| B1800−21 | G8.7−0.1 | S | 16/15-28 | 4/3.2-4.3 | ~0 | ~0 | 3 | 33,34 |
| B1823−13 | X-ray nebula | P | 21/? | 2.5/? | ~0 | ~0 | 3 | 28 |
| J0538+2817 | S147 | S | 600/80-200 | 1.8/0.8–1.6 | 0.4 | 30 | 3 | 26 |
| B1643−43 | G341.2+0.9 | C | 33/- | 6.9/8.3-9.7 | 0.7 | 475 | 3 | 29 |
| B2334+61 | G114.3+0.3 | C | 41/10-100 | 2.4/1.8 | 0.1 | <50 | 3 | 9 |
| B1758−23 | W28 | C | 58/35-150 | 13.5/2 | 1.0 | 200 | 3 | 10,11 |
| J1811.5−1926 | G11.2−0.3 | C | -/2 | -/>5 | <1 | ? | 4 | 35 |
| B1610−50 | Kes 32 | S | 7.5/5 | 7/3-7 | 1.5 | 1600 | 4 | 12,13 |
| J1617−5055 | RCW 103 | S | 8/4 | 7/3.3 | 1.5 | 800 | 4 | 36,37 |
| B1727−33 | G354.1+0.1 | ? | 26/- | 4.2/- | ~0 | 460 | 4 | 29 |
| J1105−6107 | G290.1−0.8 | S | 63/? | 7/7 | 2.9 | 650 | 4 | 25 |
| B1830−08 | W41 | S | 148/<50 | 4-5/4.8 | 1.6 | 200 | 4 | 14,15 |
| B1855+02 | G35.6−0.5 | ? | 160/- | 9/4 or 12 | 0.4 | 100 | 4 | 16 |
| J1627−4845 | G335.2+0.1 | S | 2700/- | 6.8/6.5 | 0.4 | 70 | 4 | 17 |
| B1706−44 | G343.1−2.3 | C | 17.5/- | 2.4-3.2/3 | 1.0 | **<50** | 4 | 29,30,31 |
| B1930+22 | G57.3+1.2 | ? | 40/- | 9.6/4.5 | 0.5 | 750 | 5 | 18 |
| B0611+22 | IC 443 | S | 89/65 | 4.7/1.5 | 1.7 | **110** | 5 | 19 |
| B0656+14 | Monogem | S? | 110/60-90 | 0.8/0.3 | 0.5 | **250** | 5 | 20 |
| B1832−06 | G24.7+0.6 | C | 120/12 | 6.3/4.4 | 1.6 | 360 | 5 | 15 |
| J2043+2740 | Cygnus Loop | S | 1200/20 | 1.1/0.6 | 2.5 | 1500 | 5 | 21 |
| B1154−62 | G296.8−0.3 | S | 1600/25 | 10/4 | 1.4 | 550 | 5 | 22 |
| B0458+46 | G160.9+2.6 | S | 1800/30-100 | 1.8/1-4 | 0.3 | **<150** | 5 | 23,24 |

Таблица 6: Proposed Rotation-Powered Pulsar/Supernova Remnant Associations: continue (по новым материалам).

| PSR | SNR | Type | $\tau$ (kyr) | $d$ (kpc) | $\beta$ | $v_t$ ( km/s) | $\mathcal{E}$ | Refs |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| J1119-6127 | G292.2-0.5 | | | | | | | 39 |
| J1845-0258 | G29.6+0.1 | | | | | | | 40 |
| J0215+6218 | G132.7+1.3 | | | | | | | 41 |
| J1957+2831 | G65.1+0.6 | | | | | | | 41 |
| J1016-5857 | G284.3-1.8 | | | | | | | 42 |

Refs to the table: [1] Staelin & Reifenstein (1968) [2] Seward et al. (1984) [3] Kaspi et al. (1992), [4] Caswell et al. (1992) [5] Frail & Kulkarni (1991) [6] Manchester et al. (1991) [7] Wolszczan et al. (1991) [8] Kulkarni et al. (1988) [9] Kulkarni et al. (1993) [10] Kaspi et al. (1993) [11] Frail et al. (1993) [12] Caraveo (1993) [13] Johnston et al. (1995) [14] Clifton & Lyne (1986) [15] Gaensler & Johnston (1995a) [16] Phillips & Onello (1992) [17] Kaspi et al. (1996) [18] Routledge & Vaneldik (1988) [19] Davies, Lyne & Seiradakis (1972) [20] Thompson & Cordova (1994) [21] Ray et al. (1996) [22] Large & Vaughan (1972) [23] Damashek et al. (1978) [24] Leahy & Roger (1991) [25] Kaspi et al. (1997) [26] Anderson et al. (1996) [27] Seward & Harnden (1982) [28] Finley, Srinivasan & Park (1996) [29] Frail, Goss, & Whiteoak (1994) [30] McAdam, Osborne & Parkinson (1993) [31] Nicastro et al. (1996) [32] Large, Vaughan & Mills (1968) [33] Kassim & Weiler (1990) [34] Finley & Ögelman (1994) [35] Torii et al. (1997) [36] Torii et al. (1998) [37] Kaspi et al. (1998) [38] Marshall et al. (1998) [39] Pivovaroff et al. (2001) [40] Gotthelf et al.(2000) [41] Lorimer et al. (1998) [42] Camilo et al. (2001)

# 4 Физические процессы, связанные с природой и эволюцией одиночных НЗ

НЗ можно было бы назвать "астрономическими объектами физических исследований". Физика, связанная с НЗ сложна и многообразна. Здесь мы ограничимся кратким описанием процессов, необходимых для интерпретации рентгеновских наблюдений.

## 4.1 Эволюция периодов НЗ

Из всех параметров НЗ наиболее точно измеряются периоды их вращения. Кроме этого измерения периодов являются модельно независимыми (в отличии от температуры поверхности, массы одиночных НЗ и т.д.). Поэтому необходимо иметь хорошее описание эволюции этого параметра.

Разумно выделить 4 основные стадии эволюции НЗ: Эжектор, Пропеллер, Аккретор и Георотатор (см. Липунов 1987, Липунов и др. 1996).

Конкретное состояние НЗ определяется соотношениями между четыремя характеристическими радиусами: $R_l = c/\omega$ – радиусом светового цилиндра, $R_{st}$ – радиусом остановки, $R_G = (2GM)/v^2$ – радиусом гравитационного захвата и $R_{co} = (GM/\omega^2)^{1/3}$ – радиусом коротации. Здесь $M$ – масса НЗ, $c$ – скорость света, $\omega$ – частота вращения, $v^2 = v_\infty^2 + a_s^2$, $a_s$ – скорость звука, $v_\infty$ – скорость НЗ относительно МЗС.

Соотношение между радиусами определяет два критических периода: $P_E$ и $P_A$, разделяющих различные стадии эволюции НЗ. Эти периоды могут быть оценены по формулам (Липунов, 1987):

$$P_E = 2\pi \left(\frac{2\,k_t}{c^4}\right)^{1/4} \left(\frac{\mu^2}{v\dot{M}}\right)^{1/4}, \quad R_l < R_G, \tag{2}$$

$$P_A = 2^{5/14}\pi(GM)^{-5/7}\left(\frac{\mu^2}{\dot{M}}\right)^{3/7}, \quad R_A < R_G. \tag{3}$$

Здесь $\mu$ – магнитный дипольный момент, $\dot{M} \equiv \pi R_G^2 \rho v$ – темп аккреции, $\rho$ – плотность МЗС, $k_t$ – безразмерная константа порядка единицы.

Если $p < P_E$, то НЗ находится на стадии эжектора; если $P_E < p < P_A$, мы имеем НЗ на стадии пропеллера; наконец, если $p > P_A$ и $R_{st} < R_G$, то НЗ является аккретором.

В некоторых случаях возможна ситуация, когда $p > P_A$, но $R_{st} > R_G$ и аккреция невозможна, т.к. образуется геоподобная магнитосфера. Однако нас стадия георотатора интересовать не будет, т.к. мы рассматриваем аккрецирующие нейтронные звезды, для которых заведомо $R_{st} < R_G$. Кроме того, количество ИНЗ на стадии Георотатора мало (Попов и др. 2000a, см. также ниже рис. 9). Заметим лишь, что замедление на стадии Георотатора подобно замедлению на стадии Пропеллера (см. ниже). Численно стадия Георотатора исследовалась в работе (Торопина и др. 2001). Также некоторые аспекты рассматривались в (Рутлеге 2001).

На стадии эжектора эволюция периода определяется потерями энергии вращения ИНЗ на магнитодипольное излучение:

$$\dot{p} = \frac{8\pi^2 R^6}{3c^3 I} \cdot \frac{B^2(t)}{p}, \tag{4}$$

где $R$ – радиус НЗ, $I$ – момент инерции, $B = \mu/R^3$ – магнитное поле.

Существуют различные интерпретации этого замедления (см. Бескин и др. 1993). Однако, во всяком случае магнитодипольная формула хорошо описывает наблюдения.

На стадии пропеллера НЗ замедляется из-за передачи углового момента окружающему веществу (Шварцман 1970г, Илларионов, Сюняев, 1975).

Существует множество формул, описывающих замедление на стадии Пропеллера (см. Липунов 1987, Липунов, Попов 1995a). Фактически все они сводятся к виду:

$$\frac{d\omega I}{dt} = -k_t \frac{\mu^2}{R_A^3}. \tag{5}$$

Множитель $k_t$ будет различным в разных моделях, в том числе он может зависить от частоты вращения НЗ.

Численное исследование стадии пропеллера было проведено в работе (Торопин и др. 1999).

В работе (Липунов, Попов 1995a) было сформулировано важное утвеждение: для постоянного магнитного поля длительность стадии Эжектора всегда больше длительности стадии Пропеллера. В случае затухания поля это может быть не так. Распад магнитного поля может как увеличить количество ИНЗ на стадии Пропеллера (Колпи и др. 1998, Ливио и др. 1998), так и уменьшить его, если распад очень быстрый и идет до низких значений полей (Попов, Прохоров 2000).

На стадии аккретора на НЗ действуют два момента сил:

$$\frac{d(2\pi I/p)}{dt} = K_{sd} + K_{turb}, \tag{6}$$

$$K_{sd} = -k_t \frac{\mu^2}{R_{co}^3}.$$

Здесь $K_{sd}$ – тормозящий момент сил, связанный с магнитным полем НЗ, а $K_{turb}$ – момент сил, возникающий из-за того, что МЗС может быть сильно турбулизована. $K_{turb}$ действует случайно, и может как ускорять, так и замедлять НЗ (см. Липунов, Попов 1995a).

Изменение периода аккрецирующей ИНЗ связано со взаимодействием с турбулизованной МЗС. Это привносит свою специфику в задачу об эволюции периода. Если принять гипотезу об ускорении нейтронной звезды в турбулизованной межзвездной среде (Липунов, Попов 1995a), то возникает новый характерный период, $p_{turb}$. Он определяется условием квазиравновесия замедления (оно определяется как торможением за счет магнитного поля

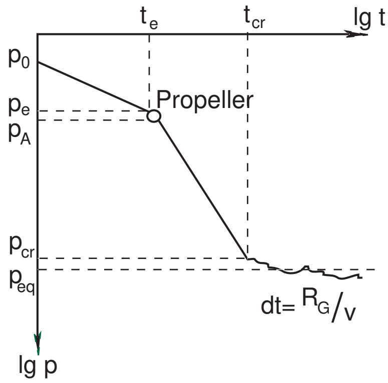


Рис. 1: Evolution of an isolated NS in turbulized interstellar medium. After spin-down at the Ejector stage (spin-down up to $p = P_E$) and short Propeller stage (shown with a circle) the NS appears as accretor ($p > P_A$). Initialy magnetic breaking is mor important than accretion of the angular momentum from the interstellar medium, and the NS constantly spins down. Then at $t = t_{cr}$ magnetic breaking and turbulent spin-up/spin-down become comparable, and spin period starts to fluctuate coming to some average ("equilibrium") value, $P_{turb}$. Typical timescale for fluctuations is $dt = R_G/v$, $R_G$ – radius of gravitational capture, $v$ – spatial velocity.

НЗ, так и аккрецируемым моментом) и ускорения (определяется аккрецируемым моментом).

В реальной ситуации (Прохоров, Попов, Хоперсков 2002) квазиравновесие не достигается (рис. 2). И для определения распределения ИНЗ по периодам надо решать дифференциальное уравнение, используя реалистичные распределения ИНЗ по скоростям и магнитным полям.

Расчеты для постоянного магнитного поля и максвелловского распределения ИНЗ по скоростям показали наличие широкого максимума в распределении вблизи периодов $10^6$–$10^7$ секунд (Прохоров, Попов, Хоперсков 2002). Распределение для разных параметров показано на рис.3. Т.о. в такой модели следует ожидать отсутствия наблюдений периодов вращения аккрецирующих ИНЗ (типичное время наблюдения на рентгеновском спутнике порядка $10^4$ секунд).

Однако, в случае распада поля ситуация будет совсем иной (Ванг 1997, Коненков, Попов 1997). Период "застынет", запомнив значение, соответствующее начальному полю (см. ниже рис. 7), и можно ожидать появления аккрецирующих ИНЗ с периодами порядка 10 секунд.

Качественная картина эволюции периода показана для случая постоянного поля на рис. 1

## 4.2 Аккреция на одиночные НЗ

Аккрецию на одиночные НЗ начали рассматривать еще в самом начале 70-х гг. (см. Шварцман 1970г, Острайкер и др. 1970), когда стало очевидным, что аккрецирующие НЗ являются источниками рентгеновского излучения.

Физика аккреции на одиночные объекты несколько отличается от аккреции в двойных. Во-первых, отсутствует орбитальный момент. Во-вторых, чаще всего темп аккреции невелик.

В начале рассмотрим самые общие свойства сферической ($v < a_s$, аккреция Бонди (Бонди, Хойл 1944)) и цилиндрической ($v > a_s$, аккреция Бонди-Хойла-Литлтона (Хойл, Литтлтон 1939)) аккреции, следуя книге (Липунов 1987 глава II). Затем рассмотрим влияние излучения НЗ на аккреционный поток, следуя статьям (Шварцман 1970а, Блаез и др. 1995). И в заключение обсудим результаты численного моделирования аккреции на одиночные замагниченные НЗ, полученные в работах (Торопин и др. 1999, Торопина и др. 2001).

Мы не затрагиваем в этом пункте дисковую аккрецию, хотя она может иметь место и для ИНЗ (например, в некоторых моделях SGR, AXP и компактных источников в остатках

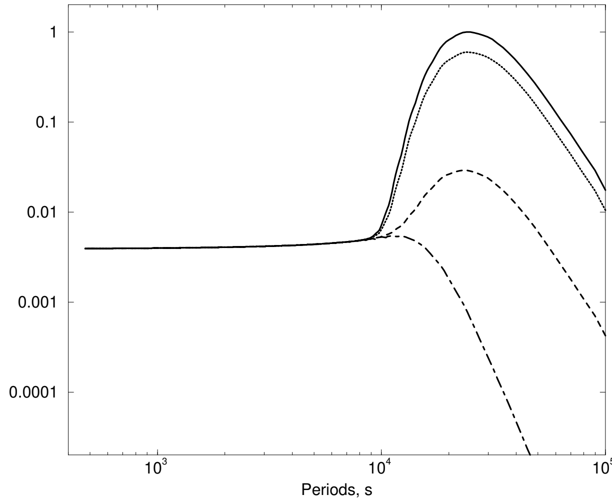


Рис. 2: Evolution of the period distribution in time; $\mu = 10^{30}$ G cm$^3$, $n = 1$ cm$^{-3}$, $v_{NS} = 10$ km s$^{-1}$. Curves are plotted for 4 different moments from $1.72 \cdot 10^9$ yrs to $9.8 \cdot 10^9$ yrs ($t_A$ for chosen parameters is equal to $\simeq 1.7 \cdot 10^9$ yrs). An AINS crosses the horizontal part from $\simeq 10^2$ s to $10^4$ s in $\sim 6 \cdot 10^7$ yrs. Curves were normalized to 1 in the maximux for the highest curve.

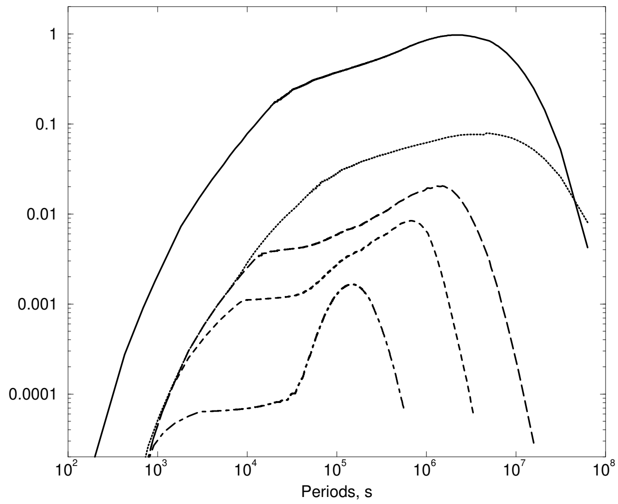


Рис. 3: Period distribution for populations of AINSs evolving in the ISM with number density $n = 1$ cm$^{-3}$ (upper solid curve) and $n = 0.1$ cm$^{-3}$ (the second dotted curve). Lower curves show results for low velocity part of AINS population for $n = 0.1$ cm$^{-3}$ ($v < 60$, 30, 15 km s$^{-1}$ correspondently). Curves for normalized to 1 in maximum for the highest curve.

сверхновых). Соответствующие понятия и процессы рассматриваются в разделах, посвященных моделям, включающим дисковую аккрецию. Также мы не касаемся аккреции на черные дыры (однако, см. ниже раздел 6.2).

Для астрофизических приложений ключевым вопросом является определение темпа аккреции, $\dot{M}$. Все рассмотрение проводится для столкновительной среды, что всегда выполняется в случае аккреции на ИНЗ из МЗС.

Очевидно, что темп аккреции можно записать в виде: $\dot{M} = \sigma\rho_\infty v_\infty$. Определим сечение $\sigma$. В случае сферической аккреции радиус гравитационного захвата будет равным:

$$R_G = 2GM/a_s^2. \tag{7}$$

Т.о. $\dot{M} = \pi R_G^2 \rho_\infty a_s \propto a_s^{-3}$. Отметим сильную зависимость темпа аккреции от температуры $\dot{M} \propto T_\infty^{-3/2}$. Поэтому вопрос о прогреве МЗС излучением ИНЗ является исключительно важным. Остановить аккрецию прогрев не может (Бисноватый-Коган, Блинников 1979), однако может заметно уменьшить темп. Влияние прогрева будет рассмотрено ниже.

В случае цилиндрической аккреции ($v > a_s$) изменяется формула для радиуса гравитационного захвата:

$$R_G = 2GM/(a_s^2 + v_\infty^2). \tag{8}$$

И т.о. для темпа аккреции имеем:

$$\dot{M} = k\pi \frac{(2GM)^2}{(a_s^2 + v_\infty^2)^{3/2}} \rho_\infty\,. \tag{9}$$

Коэффициент пропорциональности, $k$, зависит от скорости ИНЗ. Грубо можно положить его равным единице. Точные аналитические решения в данном случае отсутствуют. Важным также оказывается учет влияния магнитосферы ИНЗ (Торопина и др. 2001).

Обратное влияние излучения аккрецирующего объекта на аккреционный поток не раз рассматривалось разными авторами, начиная с Шварцмана (1970a). В случае ИНЗ светимость далека от Эддингтоновской, $L < 10^{-4} L_E$. Однако, как показано в работе Блаез и др. (1995) прогрев может уменьшить темп аккреции в несколько раз, что может многократно уменьшить число наблюдаемых ИНЗ.

За счет жесткого излучения ИНЗ вокруг нее возникает кометообразная туманность размером порядка $10^{17}$ см для самых низкоскростных ИНЗ при плотности порядка $10^{-24}$ г см$^{-3}$ (Блаез и др. 1995). При движении в среде с плотностью порядка $10^{-24}$ г см$^{-3}$ уменьшение темпа аккреции составляет от 30 раз при скорости порядка 20 км с$^{-1}$ до 3 раз при скорости 40 км с$^{-1}$, при скоростях $> 60$ км с$^{-1}$ отличия становятся несущественными. Также различие становится менее существенным при бо̀льших плотностях МЗС.

Численное моделирование сферической и цилиндрической аккреции на НЗ проводилось неоднократно. остановимся на недавних расчетах аккреции на ИНЗ с учетом магнитного поля (Торопин и др. 1999, Торопина и др. 2001).

В случае сферически-симметричной аккреции в расчетах было получено уменьшение темпа аккреции примерно в 2 раза по-сравнению с формулой Бонди. Темп аккреции на магнитный диполь зависит от магнитного поля НЗ и от магнитной проницаемости среды: $\dot{M}_{dip} \propto \eta_m^{0.38}$, $\dot{M}_{dip} \propto (\dot{M}_B/\mu^2)$, где $\eta_m$ — магнитная проницаемость, а $\dot{M}_B$ — темп аккреции Бонди.

В случае цилиндрической аккреции показано, что при наличии магнитного поля темп аккреции уменьшается в несколько раз по-сравнению с незамагниченной НЗ. Чем больше магнитное поле, тем меньше темп аккреции: $\dot{M} \propto B^{-1.3}$.

### 4.3 Охлаждение НЗ

НЗ рождаются горячими. Первые $10^5$–$10^6$ лет пока температура внутри НЗ превосходит $10^8$ К охлаждение связано с излучением нейтрино. Затем более существенным становится фотонное охлаждение. Поскольку НЗ являются достаточно яркими для их регистрации в рентгеновском диапазоне не более $10^6$ лет, то ниже рассматривается лишь нейтринное охлаждение.

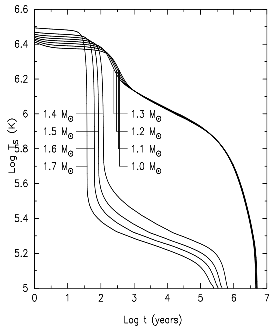


Рис. 4: From Yakovlev et al. 1999. Redshifted surface temperature $T_s^\infty$ versus stellar age $t$ according to Page and Applegate (1992) for non-superfluid NS models of different mass.

Магнитное поле, превосходящее $\sim 10^{12.5}$ Гс, может влиять на темп охлаждения НЗ. Кроме этого дополнительное тепло может возникать из-за распада магнитного поля. Однако, для многих молодых НЗ должно выполняться условие $B < 10^{12.5}$ Гс и распад поля (по наблюдениям радиопульсаров) несущественен на ранних стадиях эволюции многих НЗ. Поэтому представляется важным рассмотреть охлаждение НЗ без усложняющего влияния магнитного поля, а также эффектов, связанных с увеличением периода вращения (трение).

Существенным элементом расчетов охлаждения НЗ является учет сверхтекучести в недрах НЗ. В дальнейшем мы следуем обзору (Яковлев и др. 1999) и работе (Паж и др. 2000, см. также Шааб и др. 1999).

"Стандартное"остывание НЗ определяется модифицированными урка-процессами (MURCA) и тормозным излучением нейтринных пар при рассеянии нуклона на нуклоне. При этом прямые (direct) урка-процессы (DURCA) считаются подавленными.

Однако, в ядрах массивных звезд DURCA оказываются разрешенными. Т.о. НЗ распадаются на две ветви: массивные, в которых разрешены DURCA, и маломассивные, где DURCA подавлены (см. рис. 4).

Очень важными для расчетов остывания оказываются процессы, связанные со сверхтекучестью в ядре НЗ. Из-за куперовского спаривания протонов или нейтронов может возникнуть сильное излучение нейтрино. Остывание за счет этих процессов при некотором наборе параметров оказывается намного более эффективным, чем "стандартное"остывание. При этом также существует зависимость от массы НЗ. На рис. 5 показаны результаты расчетов остывания для НЗ различных масс в сравнении с данными наблюдений.

Детальный учет эффектов ОТО при остывании НЗ обсуждается, например, в работе Паж и др. (2000).

## 4.4 Затухание магнитного поля НЗ

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 эволюция поля в коре и ядре НЗ, различны. Возможен также механизм, в котором поле из ядра НЗ "выталкивается"(expelled) в кору за счет вращения или архимедовой силы (buoyancy) (см. Муслимов и Цыган 1985), и там уже затухает

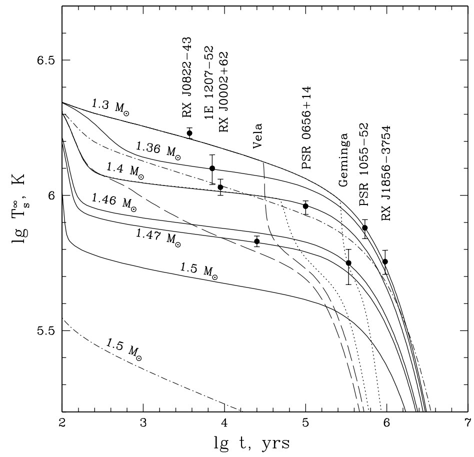


Рис. 5: From Kaminker et al. (astro-ph/0105047). Observational data (error bars) on surface temperatures of eight NSs as compared with theoretical cooling curves obtained for proton and neutron superfluidities (SFs). All cooling curves (except dot–and-dashed ones) are calculated for the same proton SF. Solid lines – no neutron SF for NS models with masses (from top to bottom) 1.3, 1.36, 1.4, 1.46, 1.47, and 1.5 $M_{\odot}$. Dashed lines and dotted lines correspond to neutron SFs for $M = 1.3$ and $1.4\,M_{\odot}$. Dashed-and-dot lines are for non-superfluid $1.3\,M_{\odot}$ and $1.5\,M_{\odot}$ NSs.

за счет омических потерь. Недавно вычисления для этого механизма были проведены Коненковым и Геппертом (2000). Ниже мы рассматриваем поле, сконцентрированное в коре НЗ.

Наиболее полное исследование распада поля в коре (без учета эффектов ОТО) было проведено в работе (Урпин, Коненков 1997). В описании диссипации магнитного поля в коре НЗ мы следуем изложению, приведенному в работе (Коненков, Попов 1997).

Распад поля в коре определяется уравнением (Урпин и Муслимов 1992):

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{c^2}{4\pi}\nabla \times \left(\frac{1}{\sigma}\nabla \times \mathbf{B}\right) + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})\,, \tag{10}$$

где $\sigma$ – 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 (10) 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 (1992).

Проводимость $\sigma$ определяется в основном рассеянием электронов на фононах и примесях:

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

Фононная проводимость $\sigma_{ph}$, 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 $\sigma_{imp}$. 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

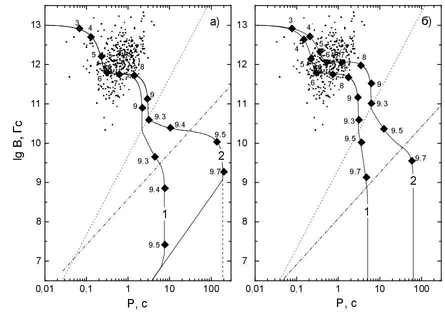


Рис. 6: The change of the surface magnetic field of the isolated neutron star with time for the model of standard cooling. Curves 1, 2, and 3 correspond to the initial depths of the current layer, $10^{11}$, $10^{12}$, and $10^{13}$ g cm$^{-3}$, respectively. The solid curves correspond to Q = 0.001; the dashed curves, to Q = 0.01; the dot-dashed curves, to Q = 0.1.

примесной проводимости была получена Яковлевым и Урпиным (1980), фононную проводимость приведена в работе Ито и др. (1993). Начальное поле может считаться локализованным в поверхностном слое некоторой толщины. Плотность вещества $\rho_0$ на внутренней границе этого слоя является параметром задачи. Величина $Q$ считается не зависящей от глубины.

Основные результаты расчета распада дипольного магнитного поля ИНЗ таковы. 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 (Петик, 1992), за первый миллион лет поле распадается в 2-1000 раз в зависимости от начальной глубины залегания и уравнения состояния в ядре звезды (Урпин, Коненков, 1997). По мере остывания НЗ проводимость увеличивается, и распад поля замедляется. Скорость распада на поздней стадии зависит от $\sigma_{imp}$ 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 (Ждуник и др., 1992), уменьшая тем самым проводимость. Во-вторых, возникает поток вещества, направленный к центру звезды, который стремится перенести поле в более глубокие слои. Как показывают расчеты (Урпин, Гепперт, Коненков, 1996), аккреция с темпом $\dot{M} < 10^{-14} M_{\odot}/$ незначительно ускоряет распад поля. Т.о. для ИНЗ этим эффектом можно пренебречь.

Расчеты затухания поля, сосредоточенного в коре, с учетом эффектов ОТО приведены в (Geppert et al. 2000; Page et al. 2000).

## 4.5 Атмосферы и спектры НЗ

Для построения спектров излучения поверхности одиночной НЗ необходимо учитывать влияние ее атмосферы (Romani 1987). Несмотря на малую толщину (порядка сантиметров) атмосфера вносит существенные поправки в спектр. При этом необходимо принять во внимание химический состав атмосферы и величину магнитного поля (Шибанов и др. 1992).

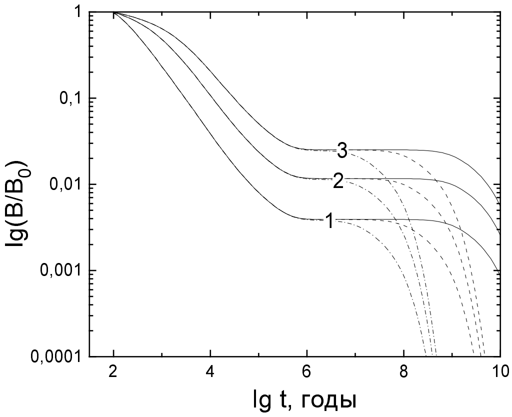


Рис. 7: The evolutionary tracks of the neutron star for the accretion rates $\dot{M} = 10^{-15} M_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}$ (a) and $\dot{M} = 10^{-16} M_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$ (b). The model parameters are described in the text. The dashed lines correspond to $p = P_E$; the dot-dashed lines, to $p = P_A$. The dashed line in Fig. 2a shows for the second track the neutron star evolution with no acceleration in the turbulized intestellar medium. The numbers near the marks in tracks denote the logarithm of the neutron star age in years. The observed radio pulsars are indicated by dots (Taylor et al., 1993).

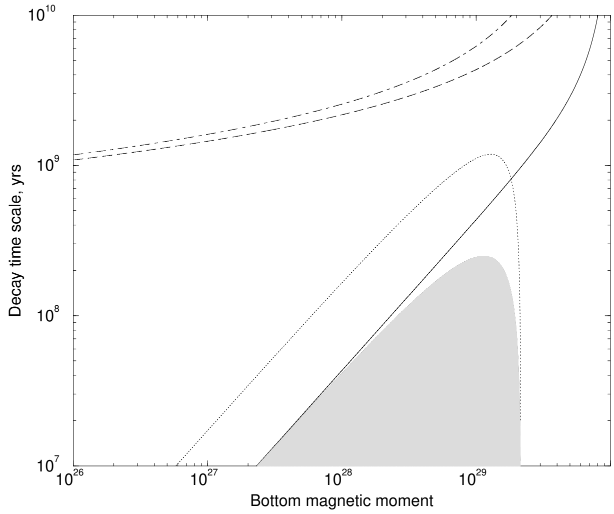


Рис. 8: The characteristic time scale of the magnetic field decay, $t_d$, vs. bottom magnetic moment, $\mu_b$. In the hatched region Ejector life time, $t_E$, is greater than $10^{10}$yrs. The dashed line corresponds to $t_H = t_d \cdot \ln(\mu_0/\mu_b)$, where $t_H = 10^{10}$ years. The solid line corresponds to $p_E(\mu_b) = p(t = t_{cr})$, where $t_{cr} = t_d \cdot \ln(\mu_0/\mu_b)$. Both the lines and hatched region are plotted for $\mu_0 = 10^{30}\,\mathrm{G\,cm^{-3}}$. The dash-dotted line is the same as the dashed one, but for $\mu_0 = 5 \cdot 10^{29}$ G cm$^3$. The dotted line shows the border of the “forbidden” region for $\mu_0 = 5 \cdot 10^{29}$ G cm$^3$.

Недавний обзор см. в (Вентура и Потехин 2001), а недавние расчеты в (Хо, Лай 2001).

# 5 Интерпретация наблюдений

Существуют противоречивые модели, описывающие результаты наблюдений одиночных НЗ. В первую очередь противоречия касаются источника энергии излучения.

## 5.1 Источники энергии

Можно выделить два основных механизма, являющиеся причиной возникновения мягкого рентгеновского излучения одиночных НЗ: аккреция и тепловое излучение поверхности (остывание НЗ, а также выделение энергии за счет трения в случае замедления НЗ внешней силой).

Для аккреционного механизма можно выделить два подтипа: аккреция из межзвездной среды и аккреция вещества остатка сверхновой (fall-back).

В случае излучения поверхности остывающей звезды также возможно два подтипа: излучение запасов тепловой энергии и "подпитка"энергией за счет распада магнитного поля.

## 5.2 Возможная природа слабых источников в диске Галактики

До сих пор неясна природа слабых рентгеновских источников в диске Галактики. Более того, неясно даже являются ли они единой популяцией. Было выдвинуто три основные гипотезы: молодые горячие НЗ, излучающие свою тепловую энергию (см. например Хейл и Хернквист 1998), старые НЗ, аккрецирующие вещество из межзвездной среды (Тревес и Колпи 1991), молодые НЗ, аккрецирующие вещество из диска, образовавшегося после вспышки сверхновой (см. например Альпар 2000, Марсден и др.).

### 5.2.1 Охлаждающиеся молодые нейтронные звезды

Молодая НЗ обладает большим запасом тепловой энергии. В течение $\sim 10^6$ лет НЗ может иметь светимость около $10^{32}$ эрг/с за счет внутреннего тепла. Т.о. слабые рентгеновские источники с тепловым спектром можно объяснить в рамках этой гипотезы.

Однако, для объяснения количества наблюдаемых объектов требуется большая (больше чем у радиопульсаров) пространственная плотность этих объектов (см. ниже). Кроме этого, существование периодов вращения порялка 10 сек не укладывается в стандартную картину (Краб) эволюции НЗ.

### 5.2.2 Аккреция из околозвездного диска

Неоднократно предлагались различные варианты гипотезы (см. Альпар 2000, Перна и др. 2001) об аккреции на одиночную молодую НЗ из диска, образовавшегося после взрыва сверхновой.

### 5.2.3 Аккреция из межзвездной среды

Аккреция вещества МЗС как источник рентгеновской светимости одиночных НЗ была предложена еще в начале 70-х годов ().

## 5.3 Природа аномальных рентгеновских пульсаров и источников повторяющихся гамма-всплесков

**AXP** и **SGR** в последнее время рассматриваются как тесно связаннаые популяции НЗ, поэтому мы изложим гипотезы, описывающие их природу, совместно.

По типу энерговыделения гипотезы можно разделить нв две основные группы: магнитосферные и аккреционные. Первые из них так или инача связаны с (сверхсильным) магнитным полем НЗ, вторые — с аккрецией из МЗС, остатка сверновой или с компонента двойной системы на НЗ. Ниже мы рассматриваем каждую из этих групп подробнее.

### 5.3.1 Магнитосферные гипотезы

### 5.3.2 Аккреционные гипотезы

## 5.4 Природа слабых рентгеновских источников в шаровых скоплениях

Возможны различные объяснения природы этих источников: катаклизмические звезды, транзиенты в спокойном состоянии и т.п. Пфал и Раппапорт выдвинули гипотезу о том, что данные объекты являются одиночными аккрецирующими НЗ.

## 5.5 Компактные рентгеновские источники в остатках сверхновых

Можно выделить три основные гипотезы, объясняющие появление компактных рентгеновских источников в остатках сверхновых: тепловое излучение поверхности молодой горячей НЗ, нетепловое излучение молодого пульсара (в этом случае следует ожидать если не регистрации самого пульсара, то хотя бы возникновения плериона), аккреция на молодую НЗ (или черную дыру?) вещества остатка сверхновой (fall-back). Отметим также экзотическую гипотезу, предложенную для интерпретации источника в остатке RCW 103 (Попов 1998): аккрецию на *старую* НЗ, компаньона двойной системы (второй компонент и породил наблюдаемый остаток). Очевидно, что столь экзотическая гипотеза не может претендовать на объснение значительного числа источников.

В этом пункте рассмотрим подробно лишь радиотихие НЗ (аномальные пульсары и SGR рассматриваются в соответствующих разделах, а обычные радиопульсары и источники в плерионах мы обходим здесь молчанием).

Важными наблюдательными фактами являются наличие периодов и переменность рентгеновского потока.

Периоды AXP и SGR лежат в диапазоне 5-12 секунд. Другие источники обладают коткими периодами от 0.075 с (Pup A) до 0.325 (Kes 75).

Источники в RCW 103 и G29.6+0.1 показывают существенную переменность рентгеновского излучения на больших временах. Поток может изменяться на порядок.

Рассмотрим трудности в интерпретации радиотихих источников на конкретных примерах.

*Cas A.* Наблюдения на спутнике Чандра дали много новых данных. Собственно компактный источник был открыт во время первых наблюдений на этом спутнике (август 1999). Здесь мы следуем работам Павлов и др. 2000, Чакрабарти и др. 2001.

Расстояние до источника порядка 3.4 кпк. Радиус остатка около 2 пк. Возраст оценивается в несколько сотен лет (есть указания, что вспышка наблюдалась Флемстедом в 1680 г.). Это самый молодой из известных остатков в нашей Галактике.

Компактный источник расположен очень близко к центру остатка (остаток весьма симметричен).

Оптические и ИК наблюдения дают только верхние пределы на излучение компактного объекта.

Сложности начинаются уже при определении светимости. В зависимости от модели спектра (чернотельный или степенной) светимость оценивается от $\sim 2 \cdot 10^{33}$ эрг с$^{-1}$ до $\sim 6 \cdot 10^{35}$ эрг с$^{-1}$.

Важной особенностью является маленькая площадь ($\sim 1$ км) излучающей поверхности во всех вариантах интерпретации спектра.

*RCW 103.*

### 5.6 Роль затухания магнитного поля в объяснении свойств одиночных НЗ

Подчернем упомянутый выше процесс затухания магнитного поля НЗ, как принципиальный и для магнетарной, и для аккреционной гипотезы. Существование объектов с периодами порядка 10 сек требует затухания поля в случае аккреции. Значительные светимости, необеспечиваемые запасом тепловой энергии, требуют диссипации поля в тепло для магнетаров.

## 6 Популяционный синтез одиночных НЗ

В последнее время популяционный синтез стал популярным методом в различных областях астрофизики. В первую очередь он применяется для изучения эволюции двойных и одиночных звезд (см. Липунов и др. 1996).

Обычно моделирование проводится методом Монте-Карло. Задаются начальные параметры объектов и законы их изменения. В идеале стремятся получить все эти данные в аналитической форме, однако часто используют затабулированные данные.

Сравнение с наблюдениями может проводиться как на уровне параметров отдельных объектов, так и на уровне интегральных параметров, например, интегральный спектр галактики.

Как правило в популяционных моделях эволюционный трек отдельного члена популяции не имеет очень высокой точности. Однако, большая совокупность объектов позволяет судить о таких важных параметрах как распределение начальных параметров, а также делать предсказания, касающиеся популяции вцелом.

В последующих пунктах мы рассматриваем популяциооный синтез одиночных НЗ в диске Галактики, аккрецирующих одиночных НЗ в шаровых скоплениях, популяционный синтез радиопульсаров и ассоциаций радиопульсаров с остатками сверхновых.

### 6.1 Популяционный синтез одиночных НЗ в диске Галактики

Метод популяционного синтеза дает существенные преимущества по-сравнению с исследованием свойств индивидуальных объектов (см. например Липунов и др. 1996). Различные популяции изолированных НЗ не раз изучались с помощью данного метода (см. Бхатачарья и др., Мадау и Блаез, Маннинг и др.). Детальное изучение НЗ в применении к слабым рентгеновским источникам было недавно проведено в (Попов и др. 2000a, 2000b).

Ниже мы описываем параметры модели эволюции одиночных НЗ в галактическом диске, следуя работам (Попов и др. 2000a, 2000b). И приводим результаты данных расчетов.

### 6.1.1 Исходные параметры

Для проведения расчетов нам необходимо задать как параметры популяции нейтронных звезд, так и параметры Галактики: гравитационный потенциал и распределение МЗС.

Потенциал был задан в форме, предложенной Миямото и Нагаи (1975):

$$\Phi = ... \tag{11}$$

Выбор был обусловлен тем, что такую же форму потенциала использовали в своих расчетах эволюции НЗ Пачинский (1990), Блаез и Мадау (1993), Блаез и Раджагопал (1991).

Распределение МЗС (см. рис) было взято из книги Бочкарева (1992). Оно характеризуется молекулярным кольцом на расстоянии 4-6 кпк от центра Галактики. Отметим, что при разумных параметрах НЗ подобную торообразную структуру имеет и их пространственное распределение (Прохоров, Постнов 1993, 1994). Следовательно, пространственное распределение аккреционной светимости одиночных НЗ будет иметь довольно острый максимум в этой области (Попов, Прохоров 1998, 1999).

НЗ полагались идентичными друг другу с массами $1.4\,M_{\odot}$, радиусами 10 км, и начальными периодами вращения 0.020 секунд. Все они рождались в плоскости Галактики. Начальное распределение НЗ по радиусу Галактики в расчетах пропорционально квадрату плотности МЗС (Кокс 1983, Фирмани, Тутуков 1994).

Использовалось два значения начального магнитного поля. Также в расчетах учитывался распад поля, задаваемый в экспоненциальной форме.

Начальная скорость выбиралась из максвелловского распределения. Средняя скорость в различных прогонах программы варьировалась от 0 до $\sim 550$ км $\text{с}^{-1}$.

### 6.1.2 Параметры эволюции

### 6.1.3 Результаты расчетов

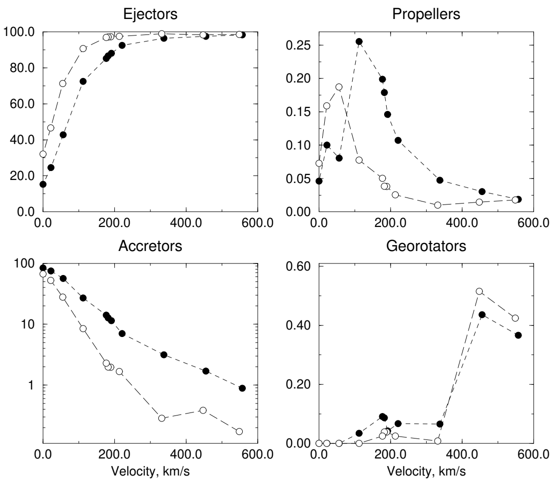


Рис. 9: Fractions of NSs (in percents) on different stages vs. the mean kick velocity for two values of the magnetic moment: $\mu_{30} = 0.5$ (open circles) and $\mu_{30} = 1$ (filled circles). Typical statistical uncertainty for ejectors and accretors is $\sim$ 1-2%. Figures are plotted for constant magnetic field.

## 6.2 Популяционный синтез старых аккрецирующих нейтронных звезд в шаровых скоплениях

В шаровых скоплениях (ШС) известно множество рентгеновских источников (см., например, Вербунт (2001)). Значительная часть из них является тесными двойными системами. Это рентгеновские барстеры, катаклизмические переменные и т.п. Однако, не все слабые источники, $L \sim 10^{31}$ – $10^{34}$ эрг $\text{с}^{-1}$, можно объяснить двойными системами различных типов.

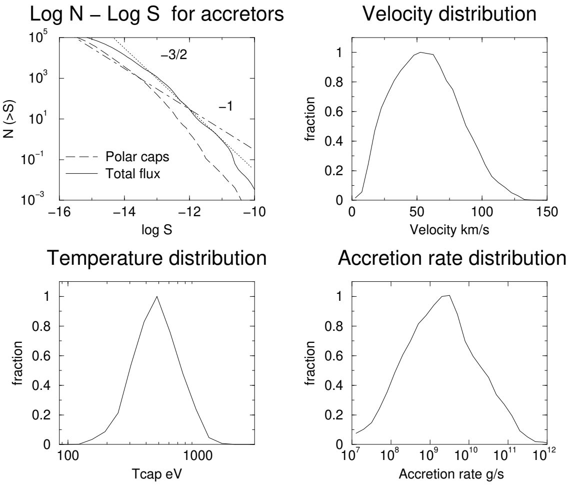


Рис. 10: Upper left panel: the $\log N - \log S$ distribution for accretors within 5 kpc from the Sun. The two curves refer to total emission from the entire star surface and to polar cap emission in the range 0.5-2 keV; two straight lines with slopes -1 are also shown for comparison. From top right to bottom right: the velocity, effective temperature and accretion rate distributions of accretors; all distributions are normalized to their maximum value.

Пфал и Раппапорт (2001) в своей работе выдвинули идею о том, что по-крайней мере часть слабых рентгеновских источников в ШС являются аккрецирующими одиночными НЗ. Попов и Прохоров (2001) провели качественный анализ данной ситуации с целью проверки гипотезы Пфала и Раппапорта.

Для оценки числа ИНЗ на стадии аккреции использовались данные детальных расчетов для диска галактики (Попов и др. 2000а). Затем в рамках упрощенной модели сравнивалась эффективность появления Аккреторов в диске и в ШС. После этого детальные результаты для диска переводились на случай типичного ШС.

Также количество Аккреторов можно оценить на основе известной фуекции масс (использовалась Солпитеровская функция) и рассчитанной доли Аккреторов среди всех образующихся НЗ. Для последней величины авторы получили приближенное значение 0.25%.

Результаты простейшего численного моделирования и полуаналитических оценок показали, что можно ожидать порядка 0.5-1 аккрецирующей одиночной НЗ на типичное ШС с массой $10^5\ M\odot$, что соответствует наблюдениям.

В расчетах использовалось высокое значение плотности МЗС в ШС, $n = 100$ см$^{-3}$, предложенное Пфалом и Раппапортом (2001). Если это значение является существенно завышенным, то оценка количества Аккреторов должна быть соответствующим образом уменьшена.

При равных скоростях и магнитных полях аккрецирующие одиночные НЗ в ШС при плотности МЗС 100 см$^{-3}$ должны иметь примерно на порядок более короткие периоды, чем НЗ в диске Галактики. Отсутствие пульсаций у наблюдаемых кандидатов возможно указывает на распад магнитного поля в старых одиночных НЗ ШС.

Отметим, что Аккреторы в ШС могут иметь в среднем более сильные магнитные поля, чем Аккреторы в диске Галактики, т.к. в ШС условия для начала мягче аккреции (больше плотность МЗС), а кроме того НЗ, оставшиеся в ШС, имеют очень низкие скорости.

## 6.3 Популяционный синтез радиопульсаров

Эволюция двойных и одиночных радиопульсаров неоднократно исследовалась методом популяционного синтеза. Здесь мы не будем рассматривать миллисекундные радиопульсары (см. Поссенти и др. 1999). А обратимся к эволюции одиночных пульсаров, следуя серии работ (Вербунт и др. 1999, Бхатачарья и др. 1992, Хартман и др. 1997).

Одним из ключевых вопросов в эволюции НЗ является проблема распада магнитного поля. Если в двойных системах распад может быть ускорен аккрецией вещества (см. Урпин и др. 1996), то в одиночной НЗ распад обусловлен только внутренними причинами. Поэтому именно исследование изолированных объектов представляет особый интерес (Попов, Прохоров 2000). Поскольку до недавнего времени только радиопульсары удовлетворяли этому требованию, неудивительно, что авторы работ (Вербунт и др. 1999, Бхатачарья и др. 1992, Хартман и др. 1997) обратились именно к ним.

Специфическая трудность заключена в сравнении результатов с наблюдениями. Дело в том, что пульсарные данные подвержены множеству селекционных эффектов. Для сравнения расчетов с данными наблюдений неоюходимо ввести критерий детектируемости для моделируемых НЗ. Кроме этого, данные по расстояниям до пульсаров не обладают высокой степенью надежности (например, в 1994 году они были существенно пересмотрены (Лайн, Лоример 1994)).

Кроме изменения периода вращения и величины магнитного поля в расчетах необходимо учитывать движение НЗ в Галактике, т.к. за время жизни пульсар может существенно удалиться от места своего рождения.

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 $B = B_i exp(-t/\tau)$, а распределение начальных полей соответствует распределению $B = 1/(\sqrt{(}2\pi)\sigma_B)\cdot exp(-1/2\,((\log B_i - \log B_0)/\sigma_B))$.

### 6.4 Расчеты числа ассоциаций радиопульсаров с остатками сверхновых

Впервые к вопросу о малом числе ассоциаций PSR+SNR обратились в конце 80-х (Браун и др. 1989, Нараян, Шаудт 1988). Нараян и Шаудт предположили, что пульсары не наблюдаются в некоторых остатках из-за того, что магнитное поле слишком слабо или период вращения НЗ слишком велик, т.е. пульсар находится или очень близко к линии смерти или же уже за ней (о линии смерти см. Чен и Рудерман 1993, Аронс 2000).

В связи с малым числом ассоциаций PSR+SNR проводились расчеты этой величины методом Монте-Карло (Генслер, Джонстон 1995a,b,c).

Максимальное время жизни остатка сверхновой составляет (Лозинская 1986):

$$t_{max} = R_{max}\,(P_0/\rho_0)^{-1/2} = 7 \cdot 10^6 E_{51}^{0.32} n_0^{0.34} P_{04}^{-0.70} \tag{12}$$

Однако, поиск радиопульсаров актуален только для относительно молодых остатков с возрастом менее нескольких сотен тысяч лет, причем для старых остатков пульсар должен находиться вне само́й оболочки (Генслер, Джонстон 1995a).

Основной вывод работы Генслера и Джонстона (1995c) заключается в том, что даже если каждая сверхновая порождает радиопульсар, то число ассоциаций будет меньше наблюдаемого. Т.е. среди имеющихся пар PSR+SNR часть является лишь результатом проекции.

## 7 Обсуждение

В этой части мы подводим итоги и обсуждаем взаимосвязь рассмотренных источников с другими типами НЗ, возможно являющихся одиночными: источниками повторяющихся мягких гамма-всплесков, аномальными рентгеновскими пульсарами и радиотихими НЗ типа Геминги.

### 7.1 Физика сверхновых

Поскольку НЗ является одним из результатов взрыва сверхновой, то, разумеется, свойства молодых НЗ несут информацию о породивших их сверхновых.

Особенно интересна в этой связи проблема fall-back, падения на НЗ вещества остатка сверхновой. Существует ряд моделей (см. Альпар 2000), объясняющих природу АРП, SGR, слабых рентгеновских источников в диске Галактики и компактных рентгеновских источников в остатках сверхновых выпадением вещества, выброшенного при взрыве, на поверхность НЗ.

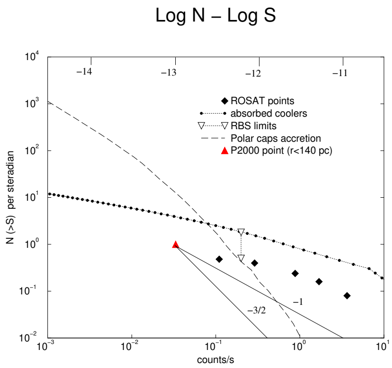


Рис. 11: Comparison of the log $N$ – log $S$ distributions for accretors and coolers together with observational points, the naive log$N$ – log$S$ from P2000a and the ROSAT Bright Survey (RBS) limit. The scale on the top horizontal axes gives the flux in erg cm$^{-2}$s$^{-1}$.

## 7.2 Одиночные черные дыры

Различные аспекты, связанные с аккрецией на одиночные черные дыры звездных масс изучались уже 30 лет назад (см. Шварцман 1971).

Недавно аккреция из МЗС на одиночные черные дыры была рассмотрена Фуджитой и др. (1998).

Балберг и Шапиро (2001) рассчитали темп образования черных дыр после вспышек сверхновых.

## 7.3 Свойства источников в остатках сверхновых — ключ к начальным параметрам нейтронных звезд

Взаимосвязи НЗ и остатков сверхновых было посвящено несколько специальных конференций (см. например Elba-1998).

Сейчас представляется очевидным (см. например Готтхелв и Васишт 2000), что значительная часть НЗ (более половины) рождаются со свойствами отличными от считавшегося ранее прототипом всех молодых НЗ пульсара в Крабовидной туманности.

Основные аргументы таковы:

– малое количество достоверных ассоциаций радиопульсаров с остатками сверхновых (на 220 остатков и $>1200$ радиопульсаров приходится около десятка достоверных ассоциаций, см. например Каспи 1998).

– отсутствие указаний на существование активного радиопульсара во многих остатках сверхновых.

– параметры, наблюдающихся в остатках молодых НЗ (прежде всего периоды $>> 1$ с.

Проводились специальные обзоры с целью обнаружения радиопульсаров в остатках (см. Лоример и др. 1998, где описан обзор 33 остатков сверхновых).

Наблюдения молодых НЗ, неявляющихся радиопульсарами, крайне затруднено. Т.к. они не являются яркими источниками в каком бы то ни было диапазоне спектра. В связи с этим особое значение приобретают источники в остатках сверхновых.

## 7.4 Старые аккрецирующие и молодые горячие НЗ

В этом пункте мы рассматриваем кривые Log N – Log S для одиночных аккрецирующих и молодых остывающих НЗ, следуя работам (Попов и др. 2000б, Нейхаузер и Трюмпер 1999).

## 7.5 Начальные и эволюционные параметры НЗ

По сю пору стандартным набором начальных параметров НЗ является следующий:

— $M = 1.4\,M_{\odot}$,

— $R = 10$ км,

— $I = 10^{45}$ г см$^2$,

— $p = 0.020$ с (или с некоторым распределением, где $<p> \ll 1$ с, типа распределения,

предложенного в работе Spruit and Phinney 1998),
— $B \sim 10^{12}$ Гс (или с распределением подобным распределению магнитных полей у радиопульсаров)
— начальные скорости, $v$, задаются с максвелловским или подобным ему распределением (см, например, Липунов и др. 1996)

Однако очевидно, что такой "минимальный"выбор параметров, характеризующий в первую очередь начальные свойства радиопульсаров, не может объяснить всего многообразия наблюдаемых НЗ.

### 7.6 Возможность объяснения источников различных типов в рамках единой модели

Важной целью является описание свойств **всех** рассмотренных выше типов источников в рамках единого подхода.

Один из таких подходов (наиболее популярный в настоящее время) связан с магнетарами. Как было указано выше магнетары могут объяснить наблюдаемые периоды (порядка 5-23 секунд) у **AXP**, **SGR**, и у двух слабых рентгеновских источников в диске Галактики.

Однако, в рамках этой гипотезы до сих пор не было проведено популяционных исследований. Необходимо показать, что без неестественных предположений (например, два острых максимума в распределении НЗ по начальным магнитным полям), можно получить достаточное количество соответствующих одиночных НЗ, не вступая в противоречие с наблюдаемыми свойствами радиопульсаров и источников в ТДС.

Другая единая модель была предложена Али Альпаром (2000). В данном подходе ключевую роль играет аккреция на молодую НЗ вещества остатка сверхновой (fall-back).

Альпар пытается связать в единую картину **AXP**, рентгеновские источники в остатках сверхновых и слабые источники в диске. Для **SGR** не предлагается конкретного механизма генерации собственно гамма-всплесков, однако можно описать их свойства (близкие к **AXP**) в спокойном состоянии.

Автор полагает, что различия между источниками разных типов связано с различием темпов аккреции и возраста. Слабые источники диска (наиболее многочисленные) являются НЗ на стадии пропеллера. Источников светимости является диссипация энергии (трение) внутри НЗ. Компактные источники в **SNR** характеризуются наибольшим темпом аккреции. С этим связано и отсутствие измеренных периодов (комптонизация уменьшает модуляцию сигнала и эффект пульсара не наблюдается). Если же изначально темп аккреции мал, то наблюдается обычный радиопульсар. При этом предполагается, что все НЗ рождаются с "нормальными"магнитными полями $\sim 10^{12}$ Гс.

Модель Альпара обладает рядом недостатков. .....

Вообще все аккреционные гипотезы сталкиваются с серьезными проблемами из-за жестких ограничений на светимость диска в оптическом и примыкающих к нему диапазонах.

Приходится признать, что пока не удалось доказать, что какая-то из предложенных единых моделей может описать все типы источников, не используя предположения *ad hoc*, которые как *Deus ex machina* спасают положение.

## 8 Основные выводы

В будущем можно ожидать появление новых каналов информации о НЗ. Это детекторы гравитационных волн (см. Брагинский 2000, Грищук и др. 2001), которые вероятно дадут возможность получить параметры новорожденных НЗ путем регистрации сигнала от вспышек сверхновых; радиотелескопы нового поколения (например, Square Kilometer Array, см. Браун 1996), которые смогут регистрировать практически все (направленные на нас) радиопульсары в нашей Галактике; большие нейтринные телескопы, которые могут дать возможность наблюдать потоки нейтрино, сопровождающие образование НЗ во вспышках сверхновых. В настоящее же время важнейшим источником данных по НЗ являются рентгеновские наблюдения, дающие возможность изучать объекты, отличающиеся от "стандартных"радиопульсаров.

Мы выражаем признательность нашим соавторам: M. Colpi, Д.Ю. Коненкову, В.М. Липунову, A. Treves, R. Turolla.

Также мы благодарим за дискуссии и комментарии .....

Работа была поддержана грантами ....

## Список литературы

1. Alpar, A., 2000, "On young neutron stars as propellers and accretors with conventional magnetic fields", astro-ph/0005211

2. Andersson, N., Jones, D.I., Kokkotas, K.D., Stergioulas, N., 2000, "R-mode runaway and rapidly rotating neutron stars", astro-ph/0002114

3. Arons, J, 2000, "Pulsar death line at an advanced age", in Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond, Eds. M.Kramer, N.Wex, and R. Wielebinski, astro-ph/9911478

4. Balberg, S., Shapiro S.L., 2001, "Rates of observable black hole emergence in supernovae", astro-ph/0104215

5. Baring, M.G., Harding, A.K., 1995, "Photon splitting in soft gamma repeaters", astro-ph/9507059

6. Becker, W., 2000, "X-ray emission characteristics of Pulsars"in Proceedings of IAU 195, p. 49, Eds. P.C.H. Martens, S. Tsuruta, M.A. Weber

7. Beskin, V.S., Gurevich, A.V., Istomin, Ya.N., 1993, "Physics of pulsar magnetosphere", Cambridge University Press

8. Bhattacharya, D., Wijers, R.A.M.J., Hartman, J.W., Verbunt, F., 1992, "On the decay of the magnetic fields of single radio pulsars", A&A 254, 198-212

9. Bignami, G.F., Caraveo, P.A., 1996, "Geminga, its fenomenology, its fraternity and its physics", ARAA, v. 34, p. 331

10. Blaes, O., & Madau, P. 1993, ApJ 403, 690

11. Blaes, O., & Rajagopal, M. 1991, ApJ 381, 210

12. Blaes, O., Warren, O., Madau, P. 1995, "Accreting, isolated neutron stars. III. Preheating of infalling gas and cometary HII regions", ApJ 454, 370-381

13. Bochkarev, N.G. , 1992, Basics of the ISM Physics (Moscow: Moscow University Press)

14. Bondi, H., & Hoyle, F. 1944, MN 104, 273

15. Braginskii, UFN N7 2000, "Gravitational-wave astronomy: new methods of measurement"

16. Braun, R. 1996, "The Square Kilometer Array Interferometer", in "Continuing Adventure in Radio Astronomy", Eds. E. Raimond and R. Genee, Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, Astrophysics and Space Science Library (ASSL) Vol. 208, p.167

17. Braun, R., Goss, W.M., Lyme, A.G., 1989, "Three fields containing young pulsars: the observable lifetime of supernova remnants", ApJ 340, 355-361

18. Brazier, Johnston, 1999, MNRAS, v.305, p.671 "The implications of radio-quiet neutron stars"

19. F. Camilo, J. F. Bell, R. N. Manchester, A. G. Lyne, A. Possenti, M. Kramer, V. M. Kaspi, I. H. Stairs, N. D'Amico, G. Hobbs, E. V. Gotthelf, and B. M. Gaensler 2001, "PSR J1016-5857: a young radio pulsar with possible supernova remnant, X-ray, and gamma-ray associations", astro-ph/0107180

20. Caraveo, P.A., 2000, in Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond, Eds. M.Kramer, N.Wex, and R. Wielebinski, "A Sociological Study of the Optically Emittimg Isolated Neutron Stars"

21. Caraveo, P.A., Bignami, G.F., Trumper, J.E., 1996, "Radio-silent isolated neutron stars as a new astronomical reality", Astron. Astrophys. Rev. v.7, p.209

22. Carter, B., 2000, "Superconducting superfliuds in neutron stars", astro-ph/0010109

23. Chakrabarty, D., et al. 2000, ApJ in press (astro-ph/0001026)

24. Chatterjee, S., Corder, J.M., Lazio, T.J.W., Goss, W.M., Fomalont, E.B., Benson, J.M. 2001, "Parallax and kinematics of PSR B0919+06 from VLBA astrometry and interstellar scintillometry", ApJ 550, 287-296

25. Chen, K., Ruderman, M., 1993, "Pulsar death lines and death valley", ApJ 402, 264-270

26. Chevalier, R.A., 1989, "Neutron star accretion in a supernova", ApJ 346, 847-859

27. Chevalier, R.A., Emmering, R.T., 1986, "Are pulsars born as slow rotators?", ApJ 304, 140-153

28. Colpi, M, Campana, S., & Treves, A. 1993, A&A 278, 161

29. Colpi, M., Turolla, R., Zane, S., & Treves, A. 1998, ApJ 501, 252

. Colpi, M., Geppert, U., Page, D. 2000 "Period Clustering of the Anomalous X-Ray Pulsars and Magnetic Field Decay in Magnetars", ApJ 529, L29-L32

30. Cordes, J.M. 1998, in Neutron Stars and Pulsars, eds N. Shibazaki, N. Kawai, S. Shibata, & T. Kifune, Universal Academy Press, Tokyo, p. 19-26

31. Cordes, J.M., & Chernoff, D.F. 1997, ApJ 482, 971

32. Cordes, J.M., & Chernoff, D.F. 1998, "Neutron star population dynamics. II. Three-dimensional space velocities of young pulsars", ApJ 505, 315

33. Cox, D.P., 1983, ApJ, 265, L61

34. D'Amico, N., Lyne, A.G., manchester, R.N., Camilo, F.M., Kaspi, V.M., Bell, J., Stairs, I.H., Crawford, F., Morris, D., Possenti, A., 1999, "The Parkes multibeam pulsar survey: preliminary results", astro-ph/9911482

35. Dar, A., De Rújula, 2000, "Soft gamma ray repeaters and anomalous X-ray pulsars: magnetars or young quark stars?", astro-ph/0002014

36. Duncan, R.C., 2000, "Physics in ultra-strong magnetic fields", astro-ph/0002442

37. Ergma, E., van den Heuvel, E.P.J., 1998, "From which stars black holes and neutron stars may form?", Physica Scripta T77, 76-78

38. Ergma, E., van den Heuvel, E.P.J., 1998, "On the initial progenitor masses of stellar mass black holes and neutron stars", A& A 331, L29-L32

39. Firmani, C., & Tutukov, A.V., 1994, A&A, 288, 713

40. Fritze-v. Alvensleben, U., 2000, "Modelling tools: population and evolutionary synthesis", astro-ph/0009290

41. Fujita, Y., Inoue, S., Nakamura, T., Manmoto, T., Nakamura, K. E., 1998, "Emission from Isolated Black Holes and MACHOs Accreting from the Interstellar Medium", ApJ 495, L85-L88

42. Haberl, F., Motch, C., & Pietsch, W. 1998, Astron. Nachr. 319, 97

43. Hansen, B.M.S., & Phinney, E.S. 1997, "The pulsar kick velocity distribution", MNRAS 291,569

44. Hartman, J.W. 1997, A&A, 322, 127

45. Hartman, J.W., Bhattacharya, D., Wijers, R.A.M.J., & Verbunt, F. 1997, "A study of the evolution of radio pulsars through improved population synthesis"A&A, 322, 477

46. Helfand, D.J., 1998, "A cradle census evidence for young neutron stars in supernova remnants", Mem. Soc. Astron., Ital. 69, 791

47. Heyl, J.S., Hernquist, L., 1997, "The thermal evolution of ultramagnetized neutron stars", ApJ 491, L95-L98

48. Ho, W.C.G., Lai, D., 2001, "Atmospheres and Spectra of Strongly Magnetized Neutron Stars", astro-ph/0104199

49. Houck, J.C., Chevalier, R.A., 1991, "Steady spherical hypercritical accretion onto neutron stars", ApJ 376, 234-244

50. Hoyle, F., & Littleton, R.A. 1939, Proc. Camb. Phil. Soc. 35, 592

51. Gaensler, B.M., Johnston, S., 1995a, "The case for associations between old pulsars and supernova remnants", MNRAS 275, L73-L75

52. Gaensler, B.M., Frail, D.A., 2000, "A large for the pulsar B1757-24 from an upper limit on its proper motion", Nature 406, 158

53. Gaensler, B.M., Johnston, S., 1995b, "Do we expect to see young pulsars outside their parent shells?", Publ. Astron. Soc. Aust. 12, 76-80

54. Gaensler, B.M., Johnston, S., 1995c, "The pulsar/supernova remnant connection", MNRAS 277, 1243-1253

55. Gaensler, B.M., Gotthelf, E.V., Vasisht, G., 1999, "A supernova remnant coincident with the slow X-ray pulsar AX J1845-0258", ApJ 526, L37-40, astro-ph/9909400

56. Gavriil, F.P., Kaspi, V.M. 2001, "Long-term RXTE monitoring of anomalous x-ray pulsars", astro-ph 0107422

57. Geppert, U., Page, D., Zanninias, T., 2000, "Magnetic Field Decay in Neutron Stars. Analysis of General Relativistic Effects"Phys. Rev. D15 (astro-ph/0005313);

58. Giazotto, A., Bonazzola, S., Gourgoulhon, E., 1997, "Gravitational waves emitted by an ensemble of rotating neutron stars", Phys. Rev. D 55 2014-2023

59. Горбацкий, В.Г., 1977, "Космическая газодинамика"М. Наука

60. Gotthelf, E.V., Vasisht, G., Dotani, T., 1999, "On the spin history of the X-ray pulsar Kes 73: further evidence for an ultramagnetized neutron star", ApJ 522, L49

61. Gotthelf, E.V., Vasisht, G., 2000, "A new view on young pulsars in supernova remnants: slow, radio-quiet & X-ray bright", in Proceedings of IAU Coll. 177, "Pulsar Astronomy – 2000 and Beyond", 2000, ASP Conf. Series v.202 (San Francisco), Eds. M. Kramer, N. Wex, N. Wielebinski

62. Gotthelv, E.V., Vasisht, G., Boylan-Kolchin, M., Torii, K., 2000, "A 700 year-old pulsar in supernova remnant Kes 75", astro-ph/0008097

63. Halpern, J.P., Holt, S.S., 1992, "Discovery of soft X-ray pulsations from the gamma-ray source Geminga", Nature 357, 222-224

64. Hurley, K., 1999, in "Gamma-ray Bursts", 5th Huntsville Symposium, Eds. R. M. Kippen, R. S. Mallozzi, G. J. Fishman. Published by American Institute of Physics, Melville, New York, p.763. astro-ph/9912061 "The 4.5 +/- 0.5 Soft Gamma Repeaters in Review"

65. Kaplan, D.L., Kulkarni, S.R. et al., 2001, astro-ph/0103179 "HST Observations of SGR 0526-66: New Constraints on Accretion and Magnetar Models"

66. Kaplan, D.L., Kulkarni, S.R., van Kerkwijk, M.H., Rothschild, R., Lingenfelter, R.L., Marsden, D., Danner, D., Murakami, T., 2001, "HST observations of SGR 0526-66: New constraints on accretion and magnetar models", astro-ph/0103179

67. Kaspi, V.M., 1996, in Pulsars: Problems and Progress, Johnston, S., Bailes, M., & Walker M., ASP Conference Series Vol. 105, p. 375

68. Kaspi, V.M., Crawford, F., Manchester, R.N., Lyne, A.G., Camilo, F., D'Amico, N., Gaensler, B.M., 1998, "The 69ms radio pulsar near the supernova remnant RCW 103", astro-ph/9806328

69. Kluźniak, W., 2000, "Neutron stars and strong-field effects of general relativity", astro-ph/0012548

70. Konenkov, D.Yu., & Popov, S.B. 1997, PAZh, 23, 569

71. Konenkov, D.Yu., Geppert, U., 2001, "The evolution of core and surface magnetic field in isolated neutron stars", MNRAS 325, 426, astro-ph/0103060

72. Kuzmin, A.D., Losovski, B. Ya., 1997, PAZh 23, 323 "Detection of the radio pulsar PSR J0633+1746 in Geminga"

73. Lorimer, D.R., Kramer, M., Müller, P., Wex, N. Jessner, A., Lange, C., Wielebinski, R., 2000, "A 1400-Nhz pilot search for young pulsars"A&A 358, 169

74. Langlois, D., 2000, "Superfluidity in relativistic neutron stars", astro-ph/0008161

75. Levenfish, K.P., Shibanov, Yu.A., Yakovlev, D.G., 1999, "A simple model of cooling neutron stars with superfluid cores: comparison with observations", astro-ph/9903098

76. Lindblom, L., 2001, "Neutron stars pulsations and instabilities", astro-ph/0101136

77. Lipunov, V.M., "Astrophysics of Neutron Stars"(Springer-Verlag: Berlin)

78. Lipunov, V.M., Postnov, K.A., Prokhorov, M.E., 1996 "The Scenario Machine: binary star population synthesis"Astrophysics and space physics reviews, Ed. R.A. Sunyaev, V.9 part 4

79. Lipunov, V.M., & Popov, S.B. 1995, AZh, 71, 711

80. Lorimer, D.R., Lyne, A.G., Camilo, F., 1998, "A search for pulsars in supernova remnants", A&A 331, 1002

81. Lorimer, D.R., Bailes, M. Harrison, P.A., 1997, "Pulsar statistics - IV. Pulsar velocities", MNRAS 289, 592-604

82. Лозинская, Т.А., 1986, "Сверхновые звезды и звездный ветер. Взаимодействие с газом Галактики", М. Наука

83. Lyne, A.G., & Lorimer, D.R. 1994, Nature, 369, 127

84. Madau, P., & Blaes, O. 1994, ApJ, 423, 748

85. Manning, R.A., Jeffries, R.D., & Willmore A.P. 1996, MNRAS 278, 577

86. Malofeev, V.M., Malov, O.I., 1997, "Detection of Geminga as a radio pulsar", Nature 389, 697-699

87. Marsden, D., Lingenfelter, R., Rothschild, R., Higdon, J., 1999, "Environmental influences in SGRs and AXPs", astro-ph/9912315

88. Marsden, D., Lingenfelter, R.E., Rothschild, R.E., 2000, "The cause of the age discrepancy in Pulsar B1757-24?", astro-ph/0008300

89. Menou, K., Perna, R., Hernquist, L., 2001, "Stability and evolution of supernova fallback disks", astro-ph/0102478

90. Mereghetti, S., 1999, astro-ph/9911252 "The Anomalous X-ray Pulsars"

91. Mereghetti, S., 2000, astro-ph/0011554, "The X-ray sources at the center of the supernova remnant RX J0852.0-4622 "

92. Mereghetti, S.,Stella, L., 1995, ApJ 442, L17-L20

93. Merehgetti, S., Bignami, G.F., Caraveo, P.A., 1996, "The X-ray source at the center of G296.5+10.0 as a young isolated neutron star", ApJ 464, 842-846

94. Mitra, D., Konar, S., Bhattacharya, D., Hoensbroech, A.V., Seiradakis, J.H., Wielebinski, R., 2000, in Proceedings of IAU Coll. 177, "Pulsar Astronomy – 2000 and Beyond", ASP Conf. Series v.202 (San Francisco), Eds. M. Kramer, N. Wex, N. Wielebinski "Evolution of multipolar magnetic fields in isolated neutron stars and its effect on pulsar radio emission",

95. Motch, C., 2000, astro-ph/0008485 "Isolated neutron stars discovered by ROSAT"

96. Narayan, R., Schaudt, K.J., 1988, "Pulsars and supernova remnants", ApJ 325, L43-L46

97. Neuhäuser, R., & Trümper, J.E. 1999, A&A, 343, 151

98. "Neutron stars and Pulsars", 1998, Universal Academy Press (Tokyo), Eds. N. Shibazaki, N. Kawai, S. Shibata, T. Kifune

99. Owen, B.J., Lindblom, L., Cutler, C., Schutz, B.F., Vecchio, A., Andersson, N., 1998, "Gravitational waves from hot young rapidly rotating neutron stars", Phys. Rev. D, 58, 084020-1/15

Paczyński 1990. Paczyński, B., 1990, ApJ, 348, 485

Paczyński 2001. Paczyński, B., 2001, "Can HST measure the mass of the isolated neutron star RX J185635-3754?", astro-ph/0107443

100. Page, D., Geppert, U., Zannias, T., 2000, A&A 360, 1052-1066 "General relativistic treatment of the thermal, magnetic and rotational evolution of isolated neutron stars with crustal magnetic fields"

101. Paul, B., Kawasaki, M., Dotani, T., Nagase, F., 2000, "Study of long term stability of two anomalous X-ray pulsars 4U 0142+61 and 1E 1048.1-5937 with ASCA", astro-ph/0002220

102. Pavlov, G.G., Zavlin, V.E., Aschenbach, B., Trümper, J, Sanwal, D., 2000, "The compact central object in Cas A: a neutron star with hot polar caps or a black hole?", ApJ 531, L53

103. Perna, R., Heyl, J.S., Hernquist, L.E., 2001, "Anomalous X-ray Pulsars and soft $\gamma$-ray repeaters: spectral fits and the magnetar model", astro-ph/0103275

104. Petre, R., Becker, C.M., Winkler, P.F., 1996, "A central stellar remnant in Puppis A", ApJ 465, L43-L46

105. "Physics of Neutron star interiors"2001, Springer (Berlin), Eds. D. Blaschke, N.K. Glendenning, A.D. Sedrakian

106. Popov, S.B., & Prokhorov, M.E. 2000, A&A 357, 164

107. Popov, S.B., Colpi, M., Treves, A., Turolla, R., Lipunov, V.M., & Prokhorov, M.E. 2000, ApJ 530, 896 (P2000a)

108. Popov, S.B., Colpi, M., Prokhorov, M.E., Treves, A., & Turolla, R., 2000, "Log N – Log S distributions of accreting and cooling isolated neutron stars"ApJ 544, L53-56 (P2000b)

109. Possenti, A., Colpi, M., Geppert, U., Burderi, L., D'Amico, N., 1999, "Recycling Neutron Stars to Ultrashort Periods: A Statistical Analysis of Their Evolution in the $\mu$-P Plane", ApJ Suppl. 125, 463

110. Prakash, M., Lattimer, J.M., Pons, J.A., Steiner, A.W., Reddy, S., 2000, "Evolution of a neutron star from its birth to old age", astro-ph/0012136

111. Proceedings of IAU Coll. 177, "Pulsar Astronomy – 2000 and Beyond", 2000, ASP Conf. Series v.202 (San Francisco), Eds. M. Kramer, N. Wex, N. Wielebinski

112. Prokhorov, M.E., Popov, S.B., Khoperskov, A.V. 2002, "Period distribution of old accreting isolated neutron stars", A&A (in press)

113. Ramachandran, R., 1999, "Kinematics of radio pulsars", astro-ph/9911083

114. Romani, R.W., 1987 ApJ 313, 718-726

115. Reimer, O., Brazier, K.T.S., Carramiñana, A., Kanbach, G., Nolan, P.L., Thompson, D.J., 2001, "Multifrequency studies of the enigmatic gamma-ray source 3EG J1835+5918", astro-ph/0102150

116. "The relationship between neutron stars and supernova remnants"Mem. Soc. Astr. It. Vol. 69, N4 1998, Eds. R. Bandiera, E. Masini, F. Pacini, M. Salvati, L. Woltjer

117. Rutledge, R.E., 2001, "Magneticaly accreting isolated old neutron stas"ApJ, astro-ph/0101550

118. Schaab, Ch., Sedrakian, A., Weber, F., Weigel, M. K., 1999, "Impact of internal heating on the thermal evolution of neutron stars", A&A, 346, 465

119. Shibanov, Yu.A., Zavlin, V.E., Pavlov, G.G., Ventura, J., 1992, A&A 266, 313-320

120. Slane, P., Hughes, J.P., Edgar, R.J., Plucinsky, P.P., Miyata, E., Aschenbach, B., 2001, "Nonthermal X-ray emission from G226.2-1.2 (RX J0852.0-4622)", astro-ph/0104353

121. Spruit, H., & Phinney, E.S., 1998, "Birth kicks as the origin of pulsar rotation", Nature, 393, 139

122. Tauris, T.M., Konar, S., 2001, "Torgue decay in the pulsar $(p, \dot{p})$ diagram. Effects of crustal ohmic dissipation and alignment", astro-ph/0101531

123. Thompson, C., 2000, "Astrophysics of the soft gamma repeaters and anomalous X-ray pulsars", astro-ph/0010016

124. Toscano, M., Britton, M.C., Manchester, R.N., Bailes, M., Sandhu, J.S., Kulkarni, S.R., Anderson, S.B. 1999, "Parallax of PSR J1744-1134 and the local interstellar medium", ApJ 523, L171-L175

125. Toropin, Yu.M., Toropina, O.D., Savelyev, V.V., Romanova, M.M., Chechetkin, V.M., & Lovelace, R.V.E., 1999, "Spherical Bondi accretion onto a magnetic dipole", ApJ, 517, 906

126. Treves, A., Colpi, M., & Lipunov, V.M., 1993, "Old isolated neutron stars: fire burns and cauldron bubbles", A&A, 269, 319

127. Treves, A., Colpi, M., Turolla, R., & Zane, S., 1998, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 69, 249

128. Treves, A., & Colpi, M. 1991, A&A, 241, 107

129. Treves, A., Turolla, R., Zane, S., Colpi, M., 2000, "Isolated neutron stars: Accretors and Coolers"PASP v.112, p.297-314

130. Turolla, R., Zampieri, L., Colpi, M., Treves, A., 1994, "Spherical accretion onto neutron stars revisited: are hot solutions possible?", ApJ

131. Urpin, V., Gepeprt, U., Konenkov, D., 1996, A&A 307, 807

132. Urpin, V., Konenkov, D., 1997, "Magnetic and spin evolution of isolated neutron stars with the crustal magnetic field", MNRAS 295, 167

133. Урпин, В.А., Муслимов, А.Г., 1992, АЖ 69, 1028

134. van Paradijs, J., Taam, R.E., van den Heuvel, E.P.J., 1995, A& A 299, L41

135. vad der Swalluw, E., Wu., Y., 2001, "Inferring initial spin periods for neutron stars in composite remnants", astro-ph/0104390

136. Ventura, J., Potekhin, A.Y., 2001, astro-ph/0104003 "Neutron star envelopes and thermal radiation from the magnetic surface"

137. Verbunt, F., Hartman, J.W., Bhattacharya, D., Wijers, R.A.M.J., Nelemans, G., 1999, "Applications of Radio Pulsar Population Synthesis", in "Pulsar Timing, General Relativity and the Internal Structure of Neutron Stars", Edited by Z. Arzoumanian, F. Van der Hooft, and E. P. J. van den Heuvel. Published by Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen, Amsterdam, The Netherlands, p.215

138. Vink, J., Bocchino, F., Damiani, F., Kaastra, J.S., 2000, "An unresolved x-ray source inside the supernova remnant RCW 86", A&A 362, 711-714

139. Wang, J. *ApJ* **486**, L119 (1997)

140. Wilms, J., Allen, A., McCray, R., 2000, "On the absorption of X-rays in the interstelalr medium"astro-ph/0008425

141. Zampieri, L., Turolla, R., Zane, S., & Treves, A., 1995, "X-ray spectra from neutron stars accreting at low rates", ApJ, 439, 849

142. Zampieri, L., S. Campana, R. Turolla, M. Chieregato, R. Falomo, D. Fugazza, A. Moretti, A. Treves 2001, "1RXS J214303.7+065419/RBS 1774: A New Isolated Neutron Star Candidate", A&A, astro-ph/0108456

143. Zane, S., Turolla, R., & Treves, A. 1999, "Old isolated neutron stars: the diffuse X-ray emission from the galactic center", ApJ

144. Zane, S., Turolla, R., Zampieri, L., Colpi, M., Treves, A., 1994, "Old isolated neutron stars: contribution to the soft X-ray background in the 0.5-2 keV band", ApJ

145. Zane, S., Turolla, R., Stella, L., Treves, A., 2001, "Proton cyclotron features in thermal spectra of ultra-magnetized neutron stars", astro-ph/0103316

146. Zdunik J.L., Haensel P., Paczyński B., Miralda-Escude J., 1992, ApJ 384, 129

147. Г.С. Саакян "Физика нейтронных звезд", 1995, Дубна

148. Шварцман, В.Ф., 1970а, "Зоны ионизации вокруг нейтронных звезд", АЖ 47, 824-831

149. Шварцман, В.Ф., 1970б, "О влиянии звездного ветра на аккрецию", АЖ 47, 660-662

150. Шварцман, В.Ф., 1970в, "О гамма- и радиоизлучении нейтронных звезд, находящихся в состоянии аккреции", Астрофизика 6,

151. Шварцман, В.Ф., 1970г, "Два поколения пульсаров", Изв. ВУЗов, серия Радиофизика 13,

152. Шварцман, В.Ф., 1971, "Ореолы вокруг черных дыр", АЖ 48,