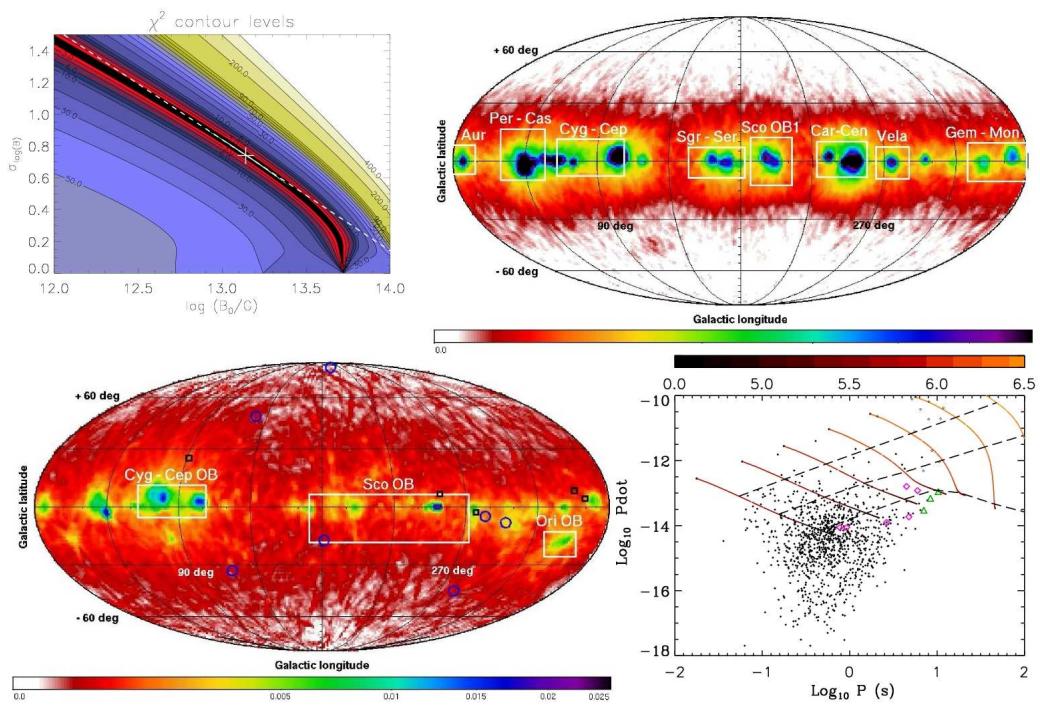


С.Б. Попов

МАГНИТО-ВРАЩАТЕЛЬНАЯ
ЭВОЛЮЦИЯ И
ПОПУЛЯЦИОННЫЙ СИНТЕЗ
ОДИНОЧНЫХ
НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД



Москва 2011

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ
М.В.ЛОМОНОСОВА
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
ИМЕНИ П.К. ШТЕРНБЕРГА

На правах рукописи
УДК 524.3

ПОПОВ Сергей Борисович

**Магнито-вращательная
эволюция и популяционный
синтез одиночных нейтронных
звезд**

Специальность: 01.03.02 – астрофизика и звездная астрономия

Диссертация
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Диссертация доступна в Сети по адресу:
<http://xray.sai.msu.ru/~polar/disser/book.pdf>

Москва 2011

Оглавление

Введение	7
1 Обзор	23
1.1 Нейтронные звезды. Основные свойства	23
1.1.1 Основные типы молодых одиночных нейтронных звезд .	25
1.2 Эволюция нейтронных звезд	28
1.2.1 Магнито-вращательная эволюция	28
1.2.2 Затухание магнитного поля	34
1.2.3 Тепловая эволюция	40
1.3 Популяционный синтез	48
2 Магнито-вращательная эволюция	57
2.1 Эволюция с затуханием магнитного поля	57
2.1.1 Экспоненциальное затухание поля	58
2.1.2 Затухание поля по степенному закону	64
2.2 Стохастическое поведение	65
2.2.1 Магнито-вращательная эволюция и одиночные ак- раторы	66
2.2.2 Модель	69
2.2.3 Расчеты и результаты	75
2.2.4 Обсуждение и выводы	76
2.3 Режим трансзвукового пропеллера	79
2.3.1 Некоторые особенности стадии пропеллера	80
2.3.2 Почему должен существовать промежуточный ре- жим?	82
2.3.3 Трансзвуковой пропеллер	83
2.3.4 Обсуждение	84
2.3.5 Выводы	88
2.4 Эволюция pre-LMXBs	89
2.4.1 Модель	90
2.4.2 Результаты	93

2.4.3	Обсуждение и подведение итогов	94
2.5	Сонаправленность спина и скорости	98
2.5.1	Популяционная модель	100
2.5.2	Результаты расчетов	103
2.5.3	Обсуждение	107
2.5.4	Заключение	110
3	Близкие молодые компактные объекты	115
3.1	Пространственная плотность нейтронных звезд	118
3.2	Ранние расчеты Log N – Log S	119
3.3	Роль Пояса Гулда	122
3.3.1	Модель	123
3.3.2	Результаты расчетов и обсуждение	127
3.4	Близкие молодые черные дыры	131
3.4.1	Молодые массивные звезды в окрестностях Солнца .	131
3.4.2	Распад двойной системы после взрыва сверхновой .	133
3.4.3	Расчет положения черных дыр	137
3.4.4	Обсуждение и заключение	139
4	Новый тест кривых остывания	145
4.1	Идея теста и первое использование	145
4.2	Тест для гибридных звезд	149
4.2.1	Используемая модель популяционного синтеза .	154
4.2.2	Результаты моделирования	155
4.3	Роль спектра масс	157
4.4	Новая модель популяционного синтеза	164
4.4.1	Изменения в модели	166
4.4.2	Результаты	172
4.4.3	Стратегии поиска новых источников	178
5	Разные типы нейтронных звезд	183
5.1	RRATs и Великолепная семерка	184
5.2	Комплексный популяционный синтез	188
5.2.1	Введение и мотивация	188
5.2.2	Магнитные поля и их распад	189
5.2.3	Log N – Log S близких нейтронных звезд	194
5.2.4	Распределение Log N – Log L для галактических магнитаров	200
5.2.5	Эволюция пульсаров и диаграмма P – \dot{P}	203
5.2.6	Обсуждение	207

6 Магнитары	213
6.1 Внегалактические магнитары	213
6.1.1 Введение	213
6.1.2 Магнитарные вспышки из близких галактик	216
6.1.3 Гипервспышки на расстояниях до 50 Мпк: “фабрики сверхновых” и скопление в Деве	221
6.1.4 Обсуждение и итоги	224
6.2 Рождение магнитаров в двойных системах	225
6.2.1 Введение	225
6.2.2 Оптимистический расчет формирования магнитаров в двойных системах	227
6.2.3 Консервативный сценарий формирования магнитаров в двойных	236
6.2.4 Результаты	240
6.2.5 Дискуссия	245
6.2.6 Заключение	248
6.3 Глитчи и гигантские вспышки магнитаров	248
6.3.1 Введение	249
6.3.2 Возможная эволюция темпа гигантских вспышек МПГ	250
6.3.3 Оценка $\Delta\Omega/\Omega$	251
6.3.4 Результаты и обсуждение	252
6.3.5 Заключение	254
6.4 mERB как гигантская вспышка магнитара	255
6.4.1 Введение	255
6.4.2 mERB от МПГ	256
6.4.3 Обсуждение	257
7 Необычные и экстремальные источники	261
7.1 Очень массивные нейтронные звезды	261
7.1.1 Введение	262
7.1.2 Эволюционные каналы образования массивных нейтронных звезд	262
7.1.3 Результаты расчетов	266
7.1.4 Дискуссия	269
7.1.5 Возможные кандидаты	272
7.2 Одиночные аккреторы	273
7.3 Редкие объекты и нерешенные проблемы	279
7.3.1 Поиск реликтовых аксионов и одиночные нейтронные звезды	279
7.3.2 Маломассивные нейтронные звезды	285
7.3.3 Кварковые звезды	288

7.3.4 Транзиентные и редкие объекты	292
7.3.5 Корреляции параметров	301
Заключение	305
Библиография	311

Введение

Общая характеристика диссертации

Диссертация посвящена исследованию эволюции одиночных нейтронных звезд и связанным с этой проблематикой вопросам (в их ряду на первом месте в данной работе стоит эволюция тесных двойных систем, приводящая к формированию нейтронных звезд, в основном – одиночных). Представлены результаты, полученные разными методами: аналитические расчеты, полуаналитические вычисления, качественные гипотезы и детальное компьютерное моделирование.

Главные результаты, представленные в диссертации, связаны с разработкой модели и созданием первого в мире комплекса программ для популяционного синтеза близких остивающих молодых нейтронных звезд. Развитие использованного нами оригинального подхода позволило создать подробную модель, описывающую локальную (несколько килопарсек) популяцию молодых нейтронных звезд. На основе комплексного подхода, включающего несколько разных популяций молодых компактных объектов, удалось получить непротиворечивое описание эволюции и наблюдательных проявлений радиопульсаров, магнитаров и остивающих нейтронных звезд.

Некоторые из полученных результатов представляют интерес не только для астрофизиков, но и для физиков, занимающихся вопросами поведения вещества при больших плотностях или в сильных магнитных полях. Первое связано с изучением популяций остивающих нейтронных звезд, чья тепловая эволюция определяется поведением сверхплотного вещества в недрах нейтронных звезд, а также со свойствами спектра масс компактных объектов. Второе – с исследованиями магнитаров, которым посвящена одна из глав диссертации.

Там, где это сейчас возможно, мы сравнивали результаты теоретических расчетов с данными наблюдений в разных диапазонах спектра. Кроме этого, в работе представлены модели, интерпретирующие данные наблюдений, а также делаются предсказания для будущих наблюдатель-

ных проектов, в том числе, разрабатываемых в России.

В диссертацию включены результаты, опубликованные в 2000-2010 гг. Большая часть результатов, представленных в диссертации, описана в двух больших обзорах автора (в соавторстве с М.Е. Прохоровым) на русском языке, опубликованных в 2003 и 2007 годах.

Цель диссертации

Цели настоящей диссертации таковы:

- а) Исследование плохо изученных аспектов магнито-вращательной эволюции нейтронных звезд и проведение расчетов на основе созданных моделей.
- б) Разработка популяционных моделей для одиночных нейтронных звезд разных возрастов.
- в) Применение построенных моделей для численного моделирования различных популяций нейтронных звезд, сравнения результатов расчетов с наблюдениями и предсказаний для планирования будущих наблюдательных проектов.
- г) Изучение особенностей эволюции двойных систем, порождающих компактные объекты, и рассмотрение влияния эволюции в двойных на параметры популяций одиночных нейтронных звезд.
- д) Исследование популяции магнитаров и определение ее связей с другими типами нейтронных звезд.

Актуальность диссертации

Перечисленные задачи являются *актуальными* в первую очередь в свете бурного развития техники наблюдений. Новые наземные установки и космические обсерватории дают большой поток информации по нейтронным звездам. Объяснение наблюданного многообразия объектов, выяснение особенностей эволюции, приводящих к появлению наблюдавших популяций источников является важной современной задачей, над которой работают исследовательские группы во всем мире, в том числе в России. Планирование новых экспериментов (например, таких как российский спутник Спектр-РГ) требует предсказаний потенциально наблюдавших популяций, расчетов их свойств. Для этого наиболее целесообразно применять метод популяционного синтеза, развивающийся для ряда типов объектов в данной работе. Он позволяет, используя данные о начальных параметрах объектов и законах их эволюции, предсказывать наблюдательные проявления.

Популяционный синтез позволяет решать и обратную задачу: уточнить по известным наблюдательным проявлениям начальные параметры источников и их изменение со временем. В частности, необходимо определять и уточнять известные распределения по начальным параметрам для нейтронных звезд, поскольку регулярно появляются новые наблюдательные результаты. Это также делает актуальными вопросы, рассматриваемые в диссертации.

Кроме перечисленных астрофизических задач важно отметить, что нейтронные звезды представляют собой чрезвычайно интересный тип объектов с точки зрения физики. Так например, вещество в недрах нейтронных звезд находится в экстремальном состоянии, недоступном для исследования в наземных лабораториях, но представляющем чрезвычайно большой интерес для ядерной физики. Для проверок физических теорий можно применять астрофизические данные. На этапе сравнения результатов расчетов с наблюдениями эффективно применение популяционного синтеза. Разработанный в данной диссертации метод тестирования моделей тепловой эволюции нейтронных звезд представляет собой *актуальную* методику, применимую на стыке ядерной физики и астрофизики.

Научная новизна

Научная новизна состоит в создании новых популяционных моделей и воплощении их в виде компьютерных программ. Также впервые рассчитаны параметры старых аккрецирующих нейтронных звезд с учетом турбулентности межзвездной среды. Впервые с помощью оригинального комплекса программ проведен популяционный синтез остывающих одиночных нейтронных звезд. Впервые изучена связь близкой популяции нейтронных звезд с ОВ-ассоциациями в окрестности Солнца. Впервые по данным каталога BATSE получены оценки темпа гигантских вспышек магнитаров. Важным пунктом является первый комплексный популяционный синтез молодых нейтронных звезд разных типов (радиопульсы, магнитары, остывающие нейтронные звезды) с учетом затухания магнитного поля. Впервые получено распределение по начальным магнитным полям нейтронных звезд, удовлетворяющее данным наблюдений сразу для трех разных популяций. Впервые в рамках количественной модели прослежены эволюционные связи между разными типами нейтронных звезд с сильным магнитным полем.

Практическая значимость полученных результатов, во-первых, связана с тем, что популяционные модели могут быть использованы для предсказания числа и свойств источников, которые могут быть обнару-

жены в планирующихся или начинающихся обзорных наблюдательных программах (например, на борту российского спутника Спектр-Рентген-Гамма). Во-вторых, предложенный в диссертации тест тепловой эволюции компактных объектов может быть использован для эффективной селекции моделей остывания нейтронных звезд, а также для выбора параметров в выбранных моделях на основе сравнения численных расчетов и данных наблюдений. В-третьих, полученные результаты могут быть использованы при создании новых популяционных моделей и расчетах эволюции нейтронных звезд, что является предметом исследования многих исследовательских групп в мире.

Структура диссертации

Диссертация состоит из Введения, семи глав, Заключения и списка литературы, включающего 650 названий.

Глава I является обзорной. В ней описаны основные данные по наблюдениям одиночных нейтронных звезд. Большее внимание уделено молодым объектам, не являющимся стандартными радиопульсарами. Также в этой главе кратко описывается магнито-вращательная и тепловая эволюция нейтронных звезд. В заключение главы дано описание метода популяционного синтеза, который активно используется в данной диссертации.

В Главе II мы приводим оригинальные результаты по исследованию различных аспектов магнито-вращательной эволюции нейтронных звезд. Исследована эволюция одиночных нейтронных звезд на большом масштабе времени с затуханием магнитного поля. Изучено распределение по периодам вращения одиночных аккрецирующих нейтронных звезд с учетом турбулентности в межзвездной среде. Рассмотрен режим пропеллера. Исследовано влияние двойственности прародителей одиночных нейтронных звезд на ряд параметров популяции радиопульсаров.

В Главе III рассматриваются близкие молодые компактные объекты. Мы описываем первые версии наших популяционных моделей для близких остывающих нейтронных звезд, обсуждаем роль начального распределения звезд-прародителей. В последнем разделе главы рассмотрены близкие молодые черные дыры, возникшие в распавшихся массивных двойных системах, вторые компоненты которых мы наблюдаем как очень массивные убегающие звезды.

В Главе IV обсуждается применение популяционного моделирования близких остывающих нейтронных звезд для тестирования теоретических моделей тепловой эволюции компактных объектов. Обсуждается роль

различных параметров, в первую очередь – спектра масс. Приводится ряд вычислений с помощью нашего эволюционного сценария для различных вариантов внутреннего строения компактных объектов и для разного набора параметров, описывающих тепловую эволюцию.

В пятой Главе мы рассматриваем взаимосвязи между различными наблюдающими типами молодых нейтронных звезд. Основное содержание главы связано с комплексным популяционным синтезом, где в рамках единой модели с учетом реалистичной модели затухания магнитного поля, мы изучаем остывающие нейтронные звезды, радиопульсы и магнитары. Описывается полученное нами начальное распределение по магнитным полям, удовлетворительно описывающее все упомянутые типы источников.

Глава VI посвящена магнитарам. Во-первых, рассмотрены данные по внегалактическим источникам мягких повторяющихся гамма-всплесков, демонстрирующих гигантские и гипер-вспышки. Во-вторых, рассмотрены различные каналы образования быстровращающихся звезд в тесных двойных системах, которые могут быть прародителями магнитаров. Затем, рассмотрена эволюция темпа вспышек магнитаров и обсуждается гипотеза о связи этой эволюции с темпом глитчей. Наконец, в завершение главы, мы описываем гипотезу, объясняющую внегалактический миллисекундный радиовсплеск, связывая его с гипервспышкой магнитара.

В Главе VII после описания каналов эволюции двойных систем, при водящих к возникновению очень массивных ($\gtrsim 1.8 M_{\odot}$) нейтронных звезд и расчета их спектра масс и темпа образования, мы переходим к рассмотрению ряда дискуссионных вопросов. Мы обсуждаем одиночные аккрецирующие нейтронные звезды, очень маломассивные ($0.5 \gtrsim M \gtrsim 1 M_{\odot}$) нейтронные звезды, дихотомию свойств кварковых и адронных компактных объектов, транзиентные и экзотические источники, а также связь наблюдающихся квазипериодических вариаций периодов одиночных нейтронных звезд с волнами Ткаченко. Глава завершается обсуждением возможных корреляций параметров нейтронных звезд, обычно не учитываемых в популяционных моделях.

Положения, выносимые на защиту

На защиту выносятся следующие результаты:

1. Разработана оригинальная модель, описывающая популяцию близких молодых нейтронных звезд. На ее основе создан комплекс программ для популяционных расчетов эволюции близких одиночных остывающих нейтронных звезд и произведены расчеты.
 - а) Определено происхождение большинства близких молодых остывающих нейтронных звезд. Сравнением результатов расчетов с данными наблюдений продемонстрировано, что основная часть этих объектов появилась в Поясе Гулда.
 - б) Предложен новый тест моделей тепловой эволюции нейтронных звезд, основанный на расчете распределения $\log N - \log S$ этих объектов в окрестности Солнца и сравнении с данными наблюдений. С помощью численного моделирования продемонстрирована эффективность нового метода. Показано, что он компенсирует недостатки традиционного подхода проверки моделей тепловой эволюции. Для ряда моделей рассчитаны диапазоны параметров, позволяющие описать наблюдаемую популяцию.
 - в) Сделаны предсказания для поиска одиночных остывающих нейтронных звезд с помощью будущих рентгеновских обзоров. Новые источники на более низких потоках будут иметь более высокие температуры, чем объекты “Великолепной семерки” – порядка 200 эВ, и будут располагаться за Поясом Гулда в направлении на богатые ОВ-ассоциации.
2. Проведен комплексный популяционный синтез молодых одиночных нейтронных звезд в модели с затуханием магнитного поля. Исследована эволюционная связь между популяциями одиночных нейтронных звезд. Исследовано начальное распределение по магнитным полям. Доля магнитаров ограничена величиной порядка 10%. Выделено лог-нормальное распределение по начальным магнитным полям, удовлетворительно описывающее одновременно популяции близких остывающих нейтронных звезд, магнитаров и радиопульсаров. В этой модели среднее поле составляет $10^{13.25}$ Гс, дисперсия $\sigma = 0.6$.
3. Исследованы особенности магнито-вращательной эволюции старых одиночных нейтронных звезд и получены следующие результаты.

- а) Рассчитаны модели эволюции одиночных нейтронных звезд с затуханием магнитного поля на большом масштабе времени для разных моделей затухания. Для разных моделей затухания выделены диапазоны параметров, при которых нейтронные звезды выходят на стадию аккреции из межзвездной среды за время меньше времени жизни Галактики. При экспоненциальном распаде, начальных полях порядка 10^{12} Гс, характерном времени распада 10^7 - 10^8 лет и нижней границе поля порядка $10^{9.5}$ - 10^{11} Гс нейтронные звезды не успевают выйти на стадию аккреции за время меньшее нескольких миллиардов лет.
- б) Рассчитано распределение по периодам вращения старых одиночных аккрецирующих нейтронных звезд при постоянном магнитном поле с учетом турбулентности межзвездной среды. Характерные периоды составляют несколько месяцев для реалистичных распределений по магнитным полям и скоростям. Для самых ярких низкоскоростных звезд периоды составляют порядка нескольких суток.
4. Исследована роль двойных систем в формировании параметров одиночных компактных объектов и получены следующие результаты.
- а) Изучены каналы образования быстро вращающихся ядер звезд, которые могут быть прародителями магнитаров, в тесных двойных системах. Показано, что при сохранении ядром звезды-прародителя значительной части приобретенного углового момента удается объяснить как количество магнитаров, так и факт их одиночности. В рамках сценария с заметной потерей углового момента в процессе эволюции необходимо сделать дополнительные предположения о параметрах дополнительной скорости (кике) при рождении нейтронной звезды. Необходим кик перпендикулярно плоскости орбиты с величиной $\gtrsim 400$ км s^{-1} .
- б) Рассмотрено влияние двойственности звезд-прародителей на распределение углов между осью вращения и направлением пространственной скорости для разных параметров кика. Рассчитано, в каких областях на плоскости угол-скорость доминируют одиночные пульсары, родившиеся в двойных системах. Такие источники чаще имеют углы $\gtrsim 15 - 20^\circ$, а также преобладают среди объектов со скоростями $\lesssim 30$ км s^{-1} .
5. Исследованы некоторые аспекты эволюции массивных двойных систем и получены следующие результаты.

- а) Предложена методика поиска близких молодых черных дыр, образовавшихся в распавшихся после взрыва сверхновой двойных системах, по убегающим звездам. Рассчитаны области локализации для четырех объектов.
- б) Построен и проанализирован спектр масс массивных нейтронных звезд в двойных системах, выделены типы систем, в которых наиболее вероятно их появление. Темп формирования нейтронных звезд с барионной массой $\gtrsim 1.8 M_{\odot}$ составляет примерно $(6-7) 10^{-7}$ в год.
6. Даны оценки темпа гигантских вспышек магнитаров. По результатам обработки каталога BATSE темп вспышек с энерговыделением в начальном импульсе $\gtrsim 0.5 10^{44}$ эрг составляет $\lesssim 1/10 - 1/30$ в год на Галактику. Темп вспышек с энерговыделением в начальном импульсе $\gtrsim 10^{46}$ эрг составляет $\lesssim 1/1000$ в год на Галактику.

Личный вклад автора

Постановка задач в подавляющем большинстве работ, представленных в диссертации, принадлежит автору. Основная часть программного кода для популяционного моделирования одиночных нейтронных звезд (кроме радиопульсаров в работе по комплексному популяционному синтезу) была написана автором. Также автором были проведены все расчеты для одиночных нейтронных звезд (кроме радиопульсаров в работе по комплексному популяционному синтезу). Расчеты по популяционному синтезу двойных проводились в основном соавторами. Автор принимал участие в работе над некоторыми узлами комплекса программ по расчету эволюции тесных двойных систем.

Выделим некоторые пункты отдельно:

- Автором была написана основная часть программы популяционного синтеза одиночных остывающих нейтронных звезд.
- Автором было предложено учсть роль Пояса Гулда и продемонстрировано ее большое значение.
- Автором было предложено использовать популяционные расчеты распределения Log N - Log S для близких остывающих нейтронных звезд в качестве теста моделей остывания и проведены все соответствующие расчеты.

- Автором была предложена идея комплексного популяционного синтеза остивающих нейтронных звезд, магнитаров и радиопульсаров; выполнены расчеты для остивающих нейтронных звезд (программы создавались при участии П.А.Болдина и Б. Поссельт); написана программа и выполнены расчеты для магнитаров.
- Автором была высказана идея о возможности определения областей локализации молодых одиночных черных дыр в окрестности Солнца по изучению свойств массивных убегающих звезд. Расчеты областей локализации были выполнены совместно с М.Е. Прохоровым.
- В наблюдательных работах автор участвовал в постановке задач и обсуждении и интерпретации результатов.
- Использование именно объектов “Великолепной семерки” в качестве наилучших источников для поиска сигналов от конверсии аксионов в сильном магнитном поле было предложено автором. Оценки для этих объектов проведены совместно с М.С. Пширковым.
- Автором была предложена идея о поиске гипервспышек и гигантских вспышек магнитаров в данных BATSE в направлении областей с высоким звездообразованием. Работа с каталогом проводилась совместно с Б.Е. Штерном.

Часть работ выполнена без соавторов, они выше не упомянуты. В остальных работах вклад автора равный.

Апробация

Основные результаты, представленные в диссертации, были многократно представлены в виде устных докладов лично автором на многочисленных конференциях и семинарах. В их числе на:

1. Конференциях НЕА в Москве в 2001 - 2010 гг.
2. Конференциях по физике нейтронных звезд в Петербурге в 1999, 2001, 2005, 2008 гг.
3. Конференции “Superdense QCD Matter and Compact Stars”, Ереван, Армения (2003).
4. Конференциях “Astrophysics of Neutron Stars” в Турции в 2007, 2008, 2010 гг.
5. Конференции “Third International Sakharov Conference on Physics”, Москва (2002).

6. Конференции “Texas in Florence”, Флоренция, Италия (2003).
7. Конференции “4th AGILE workshop: X-ray and gamma-ray astrophysics of galactic sources”, Рим, Италия (2003).
8. Конференции “Isolated neutron stars: from the surface to the interior”, Лондон, Великобритания (2006).
9. Конференции “ВАК-2004”, Москва (2004).
10. Конференции “VA100 Evolution of Cosmic Objects Through Their Physical Activity”, Ереван, Армения (2008).
11. Конференции “КВАРКИ-2006”, Репино (2006).
12. Конференции “Hot points in astrophysics and cosmology”, Дубна (2004).
13. Конференции “Astrophysical sources of high energy particles and radiation”, Торунь, Польша (2005).
14. Конференции “Supernovae as cosmological lighthouses”, Падуя, Италия (2004).
15. Конференции “Neutron Stars at the Crossroads of Fundamental Physics”, Ванкувер, Канада (2005).

Семинары с докладами автора по различным работам, представленным в диссертации, проходили в ГАИШ, ОИЯИ (Дубна), ФИАН, ИКИ, ФТИ им. Иоффе, ИТЭФ, ун-те Аликанте (Испания), обсерватории Кальяри (Италия), ун-те Комо (Италия), ун-те и обсерватории Падуи (Италия), ун-тах Милана (Италия), Институте Астрономии в Кембридже (Великобритания), обсерватории Йены (Германия), ун-те Ростока (Германия), SISSA (Италия), ун-те Льежа (Бельгия), Институте Радиоастрономии в Бонне (Германия), GSI (Германия) и др.

Серии лекций по актуальным вопросам астрофизики нейтронных звезд, в рамках которых, в частности, представлялись и результаты диссертации, были прочитаны автором в ГАИШ, ун-те Кальяри (Италия), ин-те Эйнштейна в Гольме (Германия), на летних школах в Дубне, Эриче (Италия), Тренто (Италия), Пущино.

Также результаты представлялись в виде различных докладов соавторами статей.

Диссертация доступна в Сети по адресу:
<http://xray.sai.msu.ru/~polar/disser/book.pdf>

Публикации по теме диссертации

Результаты по теме диссертации были опубликованы в 5 обзорах, 30 статьях в рецензируемых журналах и 12 материалах конференций.

Обзоры

1. S.B. Popov

“The Zoo of Neutron Stars”

Physics of Particles and Nuclei vol. 39, pp. 1136-1142 (2008)

2. С.Б. Попов, М.Е. Прохоров

“Популяционный синтез в астрофизике”

Успехи Физических наук т. 177, N11, стр. 1179-1206 (2007)

3. С.Б. Попов, М.Е. Прохоров

“Астрофизика одиночных нейтронных звезд: радиотихие нейтронные звезды и магнитары”

Труды ГАИШ т. 72, стр. 1-80 (2003)

4. S.B. Popov, R.Turolla

“Isolated neutron stars: An astrophysical perspective”

in: *Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop On Superdense QCD Matter and Compact Stars* (NATO Science Series. II. Mathematics, Physics and Chemistry. Eds. D. Blaschke and D. Sedrakian. Vol. 197) (2006)
pp. 53-72

5. M. Colpi, A. Possenti, S.B. Popov, F. Pizzolato

“Spin and magnetism in old neutron stars”

in: “*Physics of Neutron Star Interiors*” (Eds. D. Blaschke, N.K. Glendenning and A. Sedrakian, Lecture Notes in Physics, Vol. 578) (Springer, 2001) pp.440-467

Публикации в рецензируемых журналах

1. S.B. Popov, J.A. Pons, J.A. Miralles, P.A. Boldin, B. Posselt

“Population synthesis studies of isolated neutron stars with magnetic field decay”

MNRAS vol. 401, pp. 2675-2686 (2010)

2. A.G. Kuranov, S.B. Popov, K.A. Postnov

“Pulsar spin-velocity alignment from single and binary neutron star progenitors”
MNRAS vol. 395, pp. 2087-2094 (2009)

3. V.I. Kondratiev, M.A., McLaughlin, D.R. Lorimer, M. Burgay, A. Possenti,
R. Turolla, S.B. Popov, S. Zane

“New limits on radio emission from X-ray dim isolated neutron stars”
ApJ vol. 702, pp. 692-706 (2009)

4. A.M. Pires, C. Motch, R. Turolla, A. Treves, S.B. Popov

“The isolated neutron star candidate 2XMM J104608.7-594306”

A&A vol. 498, pp. 233-240 (2009)

5. M.S. Pshirkov, S.B. Popov

“Conversion of Dark matter axions to photons in manetospheres of neutron stars”

ЖКЭТФ т. 108 стр. 384-388 (2009)

6. А.И. Богомазов, С.Б. Попов

“Магнитары, гамма-всплески и экстремально тесные двойные системы”

АЖ т. 86, стр. 361-369 (2009)

7. S.B. Popov

“Tkachenko waves, glitches and precession in neutron stars”

Ap&SS, vol. 317, pp. 175-179 (2008)

8. B. Posselt, S.B. Popov, F. Haberl, J. Trumper, R. Turolla, R. Neuhauser

“The needle in the haystack - Where to look for more isolated cooling neutron stars”

A&A vol. 482, pp. 617-630 (2008)

9. S.B. Popov

“Soft gamma repeaters activity in time”

Astronom. Nachr. vol. 329, pp. 15-19 (2008)

10. B. Posselt, S.B. Popov, F. Haberl, R. Turolla, R. Neuhauser

“The Magnificent Seven in the dusty prairie”

Ap&SS vol. 308, pp. 171-176 (2007)

11. S.B. Popov, D. Blaschke, H. Grigorian, M.E. Prokhorov

“Neutron star masses: dwarfs, giants and neighbors”

Ap&SS vol. 308, pp. 381-384 (2007)

12. S.B. Popov, H. Grigorian, D. Blaschke
 “Neutron star cooling constraints for color superconductivity in hybrid stars”
Phys. Rev. C vol. 74, 025803 (2006)
13. S.B. Popov, R. Turolla, A. Possenti
 “A tale of two populations: Rotating Radio Transients and X-ray Dim Isolated Neutron Stars”
MNRAS vol. 369, pp. L23-L27 (2006)
14. S.B. Popov, M.E. Prokhorov
 “Magnetars origin and progenitors with enhanced rotation”
MNRAS vol. 367, pp. 732-736 (2006)
15. S.B. Popov, H. Grigorian, R. Turolla, D. Blaschke
 “Population synthesis as a probe of neutron star thermal evolution”
A&A Vol. 448, pp.327-334 (2006)
16. S.B. Popov, B.E. Stern
 “Soft gamma repeaters outside the Local group”
MNRAS vol. 365, pp. 885-890 (2006)
17. S.B. Popov, M.E. Prokhorov
 “Trans-sonic propeller stage”
Astron. Astroph. Transactions vol. 24, pp. 17-23 (2005)
18. S.B. Popov, M.E. Prokhorov
 “Formation of massive skyrmion stars”
A&A vol. 434, pp. 649-655 (2005)
19. S.B. Popov, R. Turolla, M.E. Prokhorov, M. Colpi, A. Treves
 “Young close-by neutron stars: the Gould Belt vs. the Galactic disc”
Ap&SS vol. 299, pp. 117-127 (2005)
20. I. Bombaci, S.B. Popov
 “On the nature of bimodal initial velocity distribution of neutron stars”
A&A vol. 424, pp. 627-633 (2004)
21. S.B. Popov
 “On the evolutionary states of neutron stars in pre-low-mass X-ray binaries”
A&A vol. 418, pp. 699-703 (2004)

22. S.B. Popov, M. Colpi, M.E. Prokhorov, A. Treves, Turolla
 “Young isolated neutron stars from the Gould Belt”
A&A vol. 406, pp. 111-117 (2003)
23. С.Б. Попов, М.Е. Прохоров
 “Магнитные поля нейтронных звезд: указания на распад”
Изв. РАН (Серия физическая) т. 67 стр. 317-321 (2003)
24. S.B. Popov, M.E. Prokhorov
 “Evolution of isolated neutron stars in globular clusters: number of Accretors”
Astr. Astroph. Trans. vol. 21, 217-221 (2002)
25. М.Е. Прохоров, С.Б. Попов
 “Близкие молодые одиночные черные дыры”
ПАЖ т. 28, стр. 609-615 (2002)
26. M.E. Prokhorov, S.B. Popov, A.V. Khoperskov
 “Period distribution of old accreting isolated neutron stars”
A&A vol. 381, pp. 1000-1006 (2002)
27. S.B. Popov, M.E. Prokhorov
 “Restrictions on parameters of power-law magnetic field decay for accreting isolated neutron stars”
Astr. Astroph. Trans. vol. 20, pp. 635-642 (2001)
28. S.B. Popov, M.E. Prokhorov
 “ROSAT X-ray sources and exponential field decay in isolated neutron stars”
A&A vol.357, pp. 164-168 (2000)
29. S.B. Popov, M. Colpi, M.E. Prokhorov, A. Treves, R. Turolla
 “Log N – Log S distributions of accreting and cooling isolated neutron stars”
ApJ vol. 544, L53-L56 (2000)
30. S.B. Popov
 “Nature of the compact X-ray source in supernova remnant RCW103 and related problems”
Ap&SS vol. 274, pp. 285-290 (2000)

Mатериалы конференций

1. S.B. Popov, K.A. Postnov

“Hyperflares of SGRs as an engine for millisecond extragalactic radio bursts”
in: “*Evolution of Cosmic Objects through their Physical Activity*” Proc. of the Conference dedicated to Viktor Ambartsumian’s 100th anniversary (Eds. H A Harutyunian, A M Mickaelian, Y. Terzian) (Yerevan, Gitutyun Publishing House of NAS RA, 2010) p. 129

2. S.B. Popov

“Scenarios for GCRT J1745-3009”

in: “*Evolution of Cosmic Objects through their Physical Activity*” Proc. of the Conference dedicated to Viktor Ambartsumian’s 100th anniversary (Eds. H A Harutyunian, A M Mickaelian, Y. Terzian) (Yerevan, Gitutyun Publishing House of NAS RA, 2010) p. 105

3. S.B. Popov, B. Posselt, F. Haberl, J. Trumper, R. Turolla, R. Neuhauser

“Space cowboys odyssey: beyond the Gould Belt”

in: Proc. of the conference “40 Years of Pulsars” AIP Conf. Proc. vol. 983 (Eds. C.G. Bassa, Z. Wang, A. Cumming, V.M. Kaspi) (2008) p. 357

4. M.E. Prokhorov, S.B. Popov

“Trans-sonic propeller stage”

in: Proc. “*Astrophysics and Cosmology After Gamow*” (Eds. G.S. Bisnovatyi-Kogan, S. Silich, E. Terlevich, R. Terlevich, A. Zhuk) (Cambridge Scientific Publishers, Cambridge, UK, 2007) p.343

5. S.B. Popov, D. Blaschke, H. Grigorian, B. Posselt

“Astronomy meets QCD: cooling constraints for the theories of internal structure of compact objects”

in: Proc. of the conference QUARKS-2006 (Eds. S V Demidov et al.) (INR, Moscow, 2007) p. 280

6. S.B. Popov

“Close by Compact Objects and Recent Supernovae in the Solar Vicinity”

in: “*Neutrinos and Explosive Events in the Universe*” Proc. of the International School of Cosmic Ray Astrophysics, 14th Course (Eds. M.M. Shapiro, T. Stanev, J.P. Wefel) (NATO Science Series, II. Mathematics, Physics and Chemistry Vol. 209, 2005) p.119

7. S.B. Popov, H. Grigorian, R. Turolla, D. Blaschke

“Log N – Log S distribution as a new test for cooling curves of neutron stars”
 in: *Astrophysical sources of high energy particles and radiation* (Eds. T. Bulik, B. Rudak, G. Madejski) (AIP Conf. Proc., vol 801, 2005) p. 316

8. I. Bombaci, S.B. Popov

“On the bimodality of the kick velocity distribution of radio pulsars”
 in: “*Supernovae as cosmological lighthouses*” (Turatto M., Benetti S., Zampieri L., Shea W.) (ASP Conf. Ser. vol. 342, 2005) p. 433

9. S.B. Popov, A. Treves, R. Turolla

“Radioquiet isolated neutron stars: old and young, nearby and far away, dim and very dim”

in: *Proc. of the 4th AGILE workshop* (Eds. M. Tavani, A. Pellizzoni, S. Vercellone) (Aracne Editrice, 2004) p.183

10. S.B. Popov, M.E. Prokhorov, M. Colpi, A. Treves, R. Turolla

“Young compact objects in the solar vicinity”

in: “*Relativistic Astrophysics and Cosmology*” *Proc. of the 13th Course of the International School of Cosmic Ray Astrophysics* (Eds. M.M. Shapiro, T. Stanev, J.P. Wefel) (New Jersey, NJ: World Scientific Publishing, 2004) p. 101

11. S.B. Popov, M.E. Prokhorov, M. Colpi, A. Treves, R. Turolla

“Young compact objects in the solar vicinity”

in: *Proc. of the “Third International Sakharov Conference on Physics”* (Eds. A Semikhatov et al.) (Scientific World, Moscow, Russia, 2002) p. 420

12. S.B. Popov

“Evolution of isolated neutron stars”

in: “*Astrophysical sources of high energy particles and radiation*” *Proc. of the NATO Advanced Study Institute and 12th Course of the International School of Cosmic Ray Astrophysics* (Eds. M.M. Shapiro, T. Stanev, J.P. Wefel) (NATO ASI series. II. Mathematics, Physics and Chemistry, vol 44) (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2001) p.101

Глава 1

Обзор

1.1 Нейтронные звезды. Основные свойства

В начале кратко перечислим основные факты астрофизики одиночных нейтронных звезд (свежий достаточно полный обзор по свойствам нейтронных звезд можно найти в [1], в качестве короткого вводного обзора можно порекомендовать статьи [2] и [3]). Нейтронные звезды рождаются в результате коллапса ядер массивных звезд с начальными массами примерно от 8 до 30 масс Солнца. Точные значения предельных масс известны не слишком хорошо. Кроме того, они зависят от химического состава и, возможно, других звездных характеристик. Некоторые модели показывают, что наиболее массивные звезды за счет большой потери масс из-за мощных звездных ветров также могут в конце своей эволюции порождать нейтронные звезды [4].

Наиболее важными начальными параметрами нейтронных звезд являются период вращения, масса, магнитное поле и пространственная скорость. Начальные распределения для всех этих параметров пока невозможна достаточно точно рассчитать теоретически. Их приходится определять по наблюдающимся, и часто уже сильно проэволюционировавшим, объектам, закладывая предположения об эволюции параметров. Кроме того, наблюдаемая выборка объектов подвержена различным эффектам селекции. Т.о., пока наше знание начальных параметров нейтронных звезд нельзя назвать основательным.

Скорости нейтронных звезд в основном определяются по наблюдениям радиопульсаров. Средние скорости составляют около 300 км/с. Максимальные превосходят 1000 км/с. Точный вид распределения известен плохо (см. [5, 6, 10]). Причиной столь высоких скоростей, многократно превосходящих скорости предсверхновых (10-30 км/с), по всей видимо-

сти является асимметричное излучение нейтрино при взрыве сверхновой и/или развитие гидродинамических неустойчивостей. Асимметрия может быть связана, например, со свойствами конвекции в коллапсирующем ядре, или с асимметрией магнитного поля. Однако пока в этом вопросе еще много неясного.

Определение масс нейтронных звезд возможно пока только в тесных двойных системах. Особенно интересны системы с радиопульсарами. Для определения начальных масс важно, чтобы звезда к моменту наблюдения не успела нааккрецировать существенное количество вещества. Это требование выполняется в случае вторичных компонентов систем, состоящих из двух нейтронных звезд. Массы этих объектов заключены в узком диапазоне $\sim 1.2 - 1.4$ масс солнца. Расчеты показывают, что спектр начальных масс нейтронных звезд может простираться от 1.1–1.2 M_{\odot} до предельной массы, определяемой уравнением состояния ([7] и ссылки там), но после примерно 1.4–1.5 M_{\odot} количество объектов уже невелико. Неопределенность в расчетах связана с плохо определенными параметрами взрыва сверхновой, а также с величиной возвратной акреции (fall-back), которая может существенно увеличить массу нейтронной звезды. Наиболее свежие результаты по измерениям масс нейтронных звезд суммированы в работе [8] (см. также сайт <http://stellarcollapse.org/> и обсуждение в [9]).

Начальные периоды нейтронных звезд оцениваются для радиопульсаров, для которых есть независимая оценка возраста (например, если они связаны с исторической сверхновой). Результаты, тем не менее, оказываются модельно зависимыми, ведь приходится предполагать определенный закон замедления вращения. В качестве простой модели торможения чаще всего используется магнито-дипольная формула, см. ниже. Список радиопульсаров, для которых сделаны оценки начального периода, можно найти в [10]. Полученные значения покрывают широкий интервал от ~ 0.01 до ~ 0.14 секунд. Т.о., нейтронные звезды не обязательно рождаются с очень короткими периодами. Начальное значение периода должно определяться следующими факторами: темп вращения ядра предсверхновой, раскрутка или торможение за счет асимметрии взрыва, быстрое торможение на самых ранних стадиях за счет магнитного поля или взаимодействия с окружающим веществом. Не исключено, что нейтронные звезды могут рождаться и с очень длинными периодами, порядка нескольких секунд.

Магнитные поля нейтронных звезд существенным образом определяются полями предсверхновых. При коллапсе, происходит увеличение поля за счет сохранения магнитного потока [11]. Кроме того, возможно увеличение магнитного поля на стадии протоннейтронной звезды. На-

пример, за счет динамо-механизма. Последний особенно актуален для магнитаров [12].

Нейтронные звезды в течение своей жизни могут претерпевать довольно сложную эволюцию в зависимости от их начальных параметров и свойств окружения. Для нейтронных звезд эволюция распадается на две часто практически независимые части: магнито-вращательную и тепловую. Ниже после описания основных типов молодых одиночных нейтронных звезд мы кратко рассмотрим основные законы, соответствующие этим эволюционным моделям.

1.1.1 Основные типы молодых одиночных нейтронных звезд

Нейтронные звезды были открыты как радиопульсары в 1967 году [13]. Наибольшее число известных нейтронных звезд наблюдаются именно как одиночные “стандартные” (т.е. не миллисекундные) радиопульсары (см. каталог ATNF [14]). Однако в последствии оказалось, что значительная доля молодых одиночных нейтронных звезд проявляет себя в первую очередь не в радиодиапазоне.

Для одиночных радиотихих нейтронных звезд наиболее важным оказался рентгеновский диапазон [15]. В этом пункте мы рассмотрим близкие радиотихие нейтронные звезды, источники в остатках сверхновых, аномальные рентгеновские пульсары и источники мягких повторяющихся гамма-всплесков. Также мы кратко опишем свойства т.н. вращающихся радиотранзиентов. Более детальный обзор основных типов молодых нейтронных звезд можно найти, например, в [16].

Спутником ROSAT было открыто семь радиотихих нейтронных звезд (т.н. “Великолепная семерка” [17], см. обзоры в [18, 19, 20], а также [21], где приведен большой список литературы до 2003 г.). Еще один кандидат (MS 0317.7-6647) был открыт ранее на обсерватории “Эйнштейн”, но затем стало очевидным, что он является внегалактическим объектом. Обсуждались и другие кандидаты (см., например, [22]). В 2007 г. по данным ХММ-Ньютон был обнаружен [23] источник 2ХММ J104608.7-594306, по всей видимости являющийся нейтронной звездой типа “Великолепной семерки” (остывающая относительно молодая нейтронная звезда без наблюдаемого радиоизлучения).

“Великолепная семерка” – это относительно яркие объекты (> 0.1 отсчета ROSAT в секунду). Несколько из этих источников были также обнаружены в оптическом диапазоне. По отношению рентгеновского и оптического потоков можно считать доказанным, что эти источники яв-

ляются одиночными нейтронными звездами.

История открытия “Великолепной семерки” такова. В начале 90-х годов ожидалось, что спутник ROSAT увидит большое количество одиночных старых аккрецирующих нейтронных звезд [24, 25, 26, 28]. Последующие наблюдения на этом спутнике показали наличие лишь небольшой популяции слабых рентгеновских источников в диске Галактики, которые являются молодыми одиночными остывающими нейтронными звездами (см. [29, 30, 31]. Первый объект был открыт Вольтером и др. [32], последний – описан в работе [33]). Основным аргументом в пользу такой интерпретации в первое время являлось аномально высокое отношение рентгеновской светимости к оптической ($\log f_X/f_V > 3$). Сейчас уже нет сомнений в правильности этой интерпретации.

Перейдем к другим типам. Аномальные рентгеновские пульсары (АРП) были выделены в отдельный класс в 1995 году [34, 35]. Они характеризуются близкими периодами порядка нескольких секунд (1E 1048.1-5937 – 6.44 с; 4U 0142+61 – 8.69 с; 1E 1841-045 – 11.77 с; 1E 2259+586 – 6.98 с; 1RXS J170849.0-400910 – 10.99 с; AX J1845-3000 – 6.97 с), низкими светимостями ($\sim 10^{35}$ эрг s^{-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. отсутствием эпизодов уменьшения периода вращения) и отсутствием данных о наличии второго компонента системы (см. обзор в [36, 37]).

Несколько лет назад были открыты транзиентные АРП. Примерам транзиентных аномальных рентгеновских пульсаров являются источники AX J1845-0258 [38], CXO J164710.2-455216 [39], 1E 1547.0-5408 [40], XTE J1810-197 [41]. Эти источники не только время от времени демонстрируют активность, выражющуюся в виде рентгеновских вспышек, но и их усредненная светимость меняется в десятки и более раз (см. обзор в [42]).

Первый источник мягких повторяющихся гамма-всплесков (МПГ) был обнаружен в 1979 г. [43, 44]. От источника была зарегистрирована серия вспышек, включая т.н. гигантскую, с полным энерговыделением порядка 10^{44} эрг. Наличие 8-секундных пульсаций в “хвосте” вспышки позволило достаточно быстро прийти к мысли о связи источника с нейтронной звездой. Регистрация вспышки другими спутниками позволила методом триангуляции точно определить его местоположение. Источник оказался расположенным в Большом Магеллановом облаке, вблизи остатка сверхновой.

Затем было обнаружено еще несколько источников этого типа (см.

обзор в [37]). Сейчас, включая кандидаты, их число приближается к десятку.¹ Гигантские вспышки надежно зарегистрированы от трех из них. Более детально о МПГ см. Гл. 6.

АРП и МПГ объединяют в одно семейство источников. Их называют магнитарами [45] – объектами, чья активность связана с диссипацией энергии сильных магнитных полей. АРП, как и МПГ, демонстрируют вспышечную активность [46].

Особое место среди одиночных радиотихих нейтронных звезд занимает Геминга (однако на очень низких частотах удалось зарегистрировать и радиоизлучение от этого объекта, см. ниже). Объект Геминга (см. [47, 48]) был открыт в гамма-диапазоне в 1973 г. на спутнике SAS-2. В 1992 г. Хальперн и Холт объявили об открытии периода 237 мс. Современные наблюдательные данные об этом источнике в жестких диапазонах приведены в статье [49]. Вероятно, что Геминга это радиопульсар, у которого основная часть диаграммы излучения не направлена на Землю, поэтому удается наблюдать лишь низкочастотное радиоизлучение [50]. Источники данного типа очень трудно обнаружить и идентифицировать, поэтому доля подобных нейтронных звезд точно неизвестна. Известен источник – 3EG J1835+5918 – объект, очень похожий по своим свойствам на Гемингу (т.н. “вторая Геминга” [51, 52]. Данные работы обсерватории имени Ферми помогут решить проблему статуса Геминги.

В самом деле, в 2010 году начали появляться статьи, посвященные обнаружению гемингоподобных источников. Во-первых, это важное открытие пульсаций центрального источника в остатке сверхновой CTA1 в гамма- и рентгеновском диапазонах [54]. Во-вторых, это открытие пульсара PSR J2021+4026 [53].

Другим типом молодых нейтронных звезд, видимо сильно отличающихся от остальных, являются компактные центральные источники в остатках сверхновых. Сейчас их известно около десятка (см. список, например, в работе [56]). Эти источники достоверно ассоциированы с остатками сверхновых. Их возраст не превышает несколько тысяч лет. При этом они не являются радиопульсарами, не наблюдается плерионов, источники не проявляют магнитарной активности и т.д. Источником энергии излучения, очевидно, является остаточное тепло. К этому классу относятся источники в известных остатках сверхновых Cas A, Puppis A, Kes 79 и др.

Некоторые из компактных объектов в остатках сверхновых относят к т.н. классу анти-магнитаров [56]. Это связано с тем, что для них полу-

¹Обновляемый каталог АРП и МПГ см. в интернете:
<http://www.physics.mcgill.ca/pulsar/magnetar/main.html>.

чены оценки производной периода вращения, или же верхние пределы, говорящие о низком значении магнитного поля [57]. Наблюдаемые периоды – порядка 0.1-0.5 с – должны соответствовать начальным значениям, т.к. из-за малого возраста и низкой величины поля замедление было незначительно.

Последний тип источников, который мы здесь упомянем – это т.н. вращающиеся радиотранзиенты (RRATs). Источники были обнаружены по миллисекундным вспышкам в радиодиапазоне [55]. Вспышки происходят не регулярно. Тем не менее, у большинства источников были обнаружены периоды порядка нескольких секунд, а также для некоторых измерены производные периода. В одном из случаев обнаружено рентгеновское тепловое излучение поверхности нейтронной звезды. В нескольких случаях удалось обнаружить пульсарный сигнал в радиодиапазоне. Об этих источниках см. подробнее в Гл. 5. Недавний обзор свойств объектов этого типа приведен в [58].

1.2 Эволюция нейтронных звезд

В этом разделе мы кратко рассматриваем эволюцию нейтронных звезд: магнито-вращательную, тепловую и эволюцию с затухающим магнитным полем.

1.2.1 Магнито-вращательная эволюция

Из всех параметров нейтронных звезд наиболее точно измеряются периоды их вращения. Именно от значения периода часто зависят наблюдательные проявления нейтронных звезд. Кроме этого измерения периодов являются модельно независимыми (в отличии от температуры поверхности, радиусов одиночных нейтронных звезд и т.д.). Поэтому необходимо иметь хорошее описание эволюции этого параметра. Рассмотрение магнито-вращательной эволюции часто рассматривается как основной элемент описания жизни нейтронных звезд [60].

Магнито-вращательная эволюция молодой одиночной нейтронной звезды состоит в замедлении вращения и, возможно, затухании магнитного поля. Замедление вращения в основном определяется электро-магнитными процессами. Детали этого процесса плохо известны и в настоящее время являются предметом активного изучения (см. например [61, 62] и ссылки там). Стандартным до сих пор является использование т.н. магнито-дипольной формулы [63]:

$$W_{\text{md}} = -I\Omega\dot{\Omega} = \frac{1}{6} \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} \sin^2 \chi.$$

Здесь $I \sim 2/5MR^2$ – момент инерции нейтронной звезды, χ – угол между осью вращения и осью магнитного диполя, и $\Omega = 2\pi/P$ – частота вращения. Как легко видеть, период, в соответствии с этой формулой, растет пропорционально квадратному корню из времени. Однако очевидно, что применение этой формулы является упрощением.

Распределение начальных периодов нейтронных звезд неизвестно (см. [64, 65, 67]), поэтому в моделях используется разная параметризация. Наблюдения молодых компактных объектов с известными периодами может дать важные ограничения [68] (также см. [69], где авторы приводят список из семи молодых радиопульсаров в остатках сверхновых, для которых удалось в рамках разумных предположений определить начальные периоды).

На начальные периоды нейтронных звезд существенное влияние могут оказывать т.н. г-моды, связанные с излучением гравитационных волн [70, 71], (о гравитационных волнах от компактных объектов см. также [72, 73, 74], о неустойчивостях и колебаниях нейтронных звезд — [75, 76]). Кроме того, на начальные периоды существенное влияние может оказывать возвратная аккреция, см. ниже (fall-back).

Разумно выделить четыре основные стадии эволюции нейтронной звезды: *эжектор* (E), *пропеллер* (P), *аккретор* (A) и *георотатор* (G) (см. [77, 78]). На стадии *эжектора* поток электро-магнитных волн и релятивистских частиц от нейтронной звезды “выдувает” окружающее вещество за пределы всех характерных радиусов. Типичными представителями *эжекторов* являются радиопульсары. Заметим, что стадия радиопульсара заканчивается раньше стадии *эжектора* [79, 80]. Продолжительность стадии *эжектора* при постоянном поле составляет:

$$t_E \approx 10^9 \mu_{30}^{-1} n^{-1/2} v_{10} \text{ лет.} \quad (1.1)$$

На стадии *пропеллера* аккреция невозможна из-за наличия быстро врачающейся магнитосферы [81, 82]. *Георотатором* мы называем стадию, на которой радиус магнитосферы настолько велик, что вещество не захватывается компактным объектом гравитационно.

Конкретное состояние нейтронной звезды определяется соотношениями между четырьмя характеристическими радиусами: $R_l = c/\omega$ — радиусом светового цилиндра, R_{st} — радиусом остановки (например альвеновский радиус, R_A , это частный случай радиуса остановки, см. [77]), $R_G = (2GM)/v^2$ — радиусом гравитационного захвата и $R_{co} = (GM/\omega^2)^{1/3}$ —

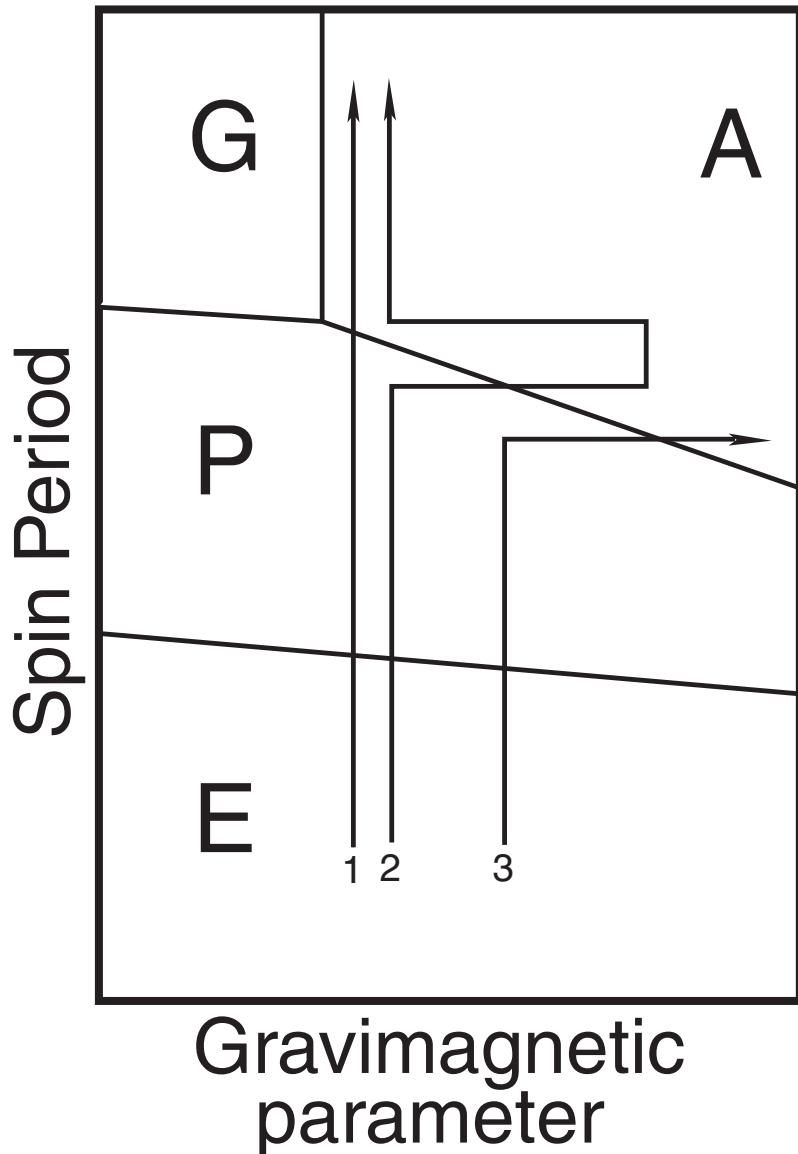


Рис. 1.1: $p - y$ диаграмма, позволяющая проиллюстрировать эволюцию одиночной нейтронной звезды (см. [77, 93]). По горизонтальной оси отложен гравимагнитный параметр, $y = \dot{M}/\mu^2$. Схематично показаны три эволюционных трека. 1 — постоянные внешние условия и магнитное поле, 2 — пролет области плотного газа (например, молекулярного облака), 3 — трек с затуханием магнитного поля.

радиусом коротации. Здесь M — масса нейтронной звезды, c — скорость света, ω — частота вращения, $v^2 = v_\infty^2 + c_s^2$, c_s — скорость звука, v_∞ — скорость нейтронной звезды относительно МЗС.

Соотношение между радиусами определяет два критических периода: P_E и P_A , разделяющих различные стадии эволюции нейтронной звезды. Эти периоды могут быть оценены по формулам [77]:

$$P_E = 2\pi \left(\frac{2k_t}{c^4} \right)^{1/4} \left(\frac{\mu^2}{v\dot{M}} \right)^{1/4}, \quad R_l < R_G, \quad (1.2)$$

$$P_E = 11.5 \mu_{30}^{1/2} n^{-1/4} v_{10}^{1/2} \text{ с}, \quad (1.3)$$

$$P_A = 2^{5/14} \pi (GM)^{-5/7} \left(\frac{\mu^2}{\dot{M}} \right)^{3/7}, \quad R_A < R_G. \quad (1.4)$$

Здесь μ — магнитный дипольный момент, $\dot{M} \equiv \pi R_G^2 \rho v$ — темп акреции, ρ — плотность МЗС, k_t — безразмерная константа порядка единицы.

Если $p < P_E$, то нейтронная звезда находится на стадии *эжектора*; если $P_E < p < P_A$, мы имеем компактный объект на стадии *пропеллера*; наконец, если $p > P_A$ и $R_{st} < R_G$, то нейтронная звезда является *аккретором* (здесь мы пренебрегли стадией дозвукового пропеллера, см. ниже гл. 2 и раздел 7.5).

Когда $p > P_A$, но $R_{st} > R_G$ то акреция невозможна, т.к. образуется геоподобная магнитосфера. Заметим, что замедление на стадии *георотатора* подобно замедлению на стадии *пропеллера* (см. ниже). Численно стадия *георотатора* исследовалась в работах [83, 84]. Также некоторые аспекты рассматривались в [85].

На стадии *эжектора* эволюция периода определяется потерями энергии вращения нейтронной звезды на излучение:

$$\dot{p} = \frac{8\pi^2 R^6}{3c^3 I} \cdot \frac{B^2(t)}{p}, \quad (1.5)$$

где R — радиус нейтронной звезды, I — момент инерции, $B = \mu/R^3$ — магнитное поле на поверхности. Ось магнитного диполя предполагается перпендикулярной оси вращения.

Существуют различные интерпретации этого замедления (см. [86]). Однако магнитодипольная формула удовлетворительно описывает наблюдения (существует ряд работ, привлекающих дополнительное замедление, связанное с существованием остаточного аккреционного диска, см. выше пункт, посвященный акреции).

Еще одна важная величина — угол между магнитной осью (диполя) и осью вращения, χ . Этот параметр также может существенно изменяться в течение жизни нейтронной звезды.

Существует два различных варианта поведения χ на стадии эжектора. В одном, угол χ увеличивается с течением времени, см. [86]. В другом — уменьшается. Последнее в англоязычной литературе называется alignment (схождение). Впервые, по-видимому, проблему схождения в рамках модели вращающегося диполя в вакууме начали обсуждать [87] и [88]. Мотивация этого подхода довольно проста: потери (по магнитодипольной формуле) тем меньше, чем меньше угол. Соответственно, нейтронная звезда приходит в положение наименьших потерь. Под это можно подвести основательную теоретическую базу, см. [89, 90, 91, 92]. В рамках более детализированной модели Бескина и др. [86] угол наоборот увеличивается.

В пользу обеих моделей существуют наблюдательные аргументы (см. дискуссию в работах [65, 66]). Однако пока выбрать какой-либо из двух вариантов не представляется возможным.

На стадии *пропеллера* нейтронная звезда замедляется из-за передачи углового момента окружающему веществу [82, 81]. Существует множество формул, описывающих замедление на стадии *пропеллера* (см. [77, 93]). Фактически все они сводятся к виду:

$$\frac{dI\omega}{dt} = -k_t \frac{\mu^2}{R_A^3}. \quad (1.6)$$

Множитель k_t будет различным в разных моделях, в том числе он может зависеть от частоты вращения нейтронной звезды.

В работе [93] было сформулировано важное утверждение: для постоянного магнитного поля длительность стадии *эжектора* при разумных параметрах всегда больше длительности стадии сверхзвукового *пропеллера*. В случае затухания поля это может быть не так. В недавних работах было показано, что распад магнитного поля может как увеличить количество нейтронных звезд на стадии *пропеллера* [94, 95], так и уменьшить его, если распад очень быстрый и идет до низких значений полей [96].

Отметим также, что существенной может быть стадия дозвукового *пропеллера* (она соответствует условию $p > P_A$, но нагрев на границе магнитосферы и турбулентция делают аккрецию невозможной или существенно ее подавляют). Описание стадии см. в [77], в приложении к одиночным нейтронным звездам стадия была очень кратко рассмотрена в [93], см. также [97]. В своей работе Ихсанов [98] вновь привлек внимание

к этой стадии в связи с ее недоучетом ранее. Однако здесь необходимо более детальное исследование, чем простое применение результатов ранней работы [99], где эта стадия впервые была описана. Отметим, что ввиду относительно большой удаленности радиуса гравитационного захвата от границы магнитосферы в случае одиночных нейтронных звезд возможна промежуточная стадия между сверхзвуковым и классическим дозвуковым *пропеллером* (в этом случае турбулентность должна быть дозвуковой везде до внешней границы), когда на границе магнитосферы турбулентность является дозвуковой, но переход через скорость звука осуществляется до достижения внешней границы. Кроме того, радиус магнитосферы на стадии *пропеллера* может быть существенно больше классического Альвеновского радиуса,

$$R_A = \left(\frac{\mu^2}{2\dot{M}\sqrt{GM}} \right)^{2/7}$$

(см., например, [77]).

Увеличение продолжительности стадии *пропеллера* (за счет дозвукового этапа или же за счет неэффективного торможения) может привести к существенному пересмотру числа *аккреторов* (в сторону его уменьшения) и их свойств (на стадии *аккретора* будут оказываться лишь очень низкоскоростные компактные объекты с достаточно большими магнитными полями; периоды вращения будут очень большими, т.к. момент начала акреции будет определяться новым критическим периодом, существенно превосходящим определенный выше P_A). В связи с этим желательны более детальные исследования этой стадии, включая трехмерные расчеты, подобные старым двумерным расчетам Ванга и Робертсона [100] (см., например, [101] с учетом различных механизмов выделения и переноса энергии).

Популяционный синтез в рамках существующих моделей показал [275], что несмотря на существование стадии дозвукового пропеллера достаточно сильно замагниченные нейтронные звезды (начальные поля типичные для “Великолепной семерки”) в отсутствии распада поля до значения существенно ниже 10^{13} Гс успевают выйти на стадию *аккретора* (см. ниже раздел 7.5).

На стадии *аккретора* на нейтронную звезду действуют два момента сил:

$$\begin{aligned} \frac{dI\omega}{dt} &= K_{sd} + K_{turb}, \\ K_{sd} &= -k_t \frac{\mu^2}{R_{co}^3}. \end{aligned} \tag{1.7}$$

Здесь K_{sd} – тормозящий момент сил, связанный с магнитным полем нейтронной звезды, 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 нейтронную звезду (см. [93]).

Отметим, что в приведенной выше формуле мы можем как переоценивать, так и недооценивать замедляющий момент, т.к. детали передачи момента внешней среде неясны. Если указанная выше формула применима, то акреция должна быть существенно дозвуковой, а значит темп акреции на компактный объект будет ниже определяемого по формуле Бонди. При эффективной акреции, соответствующей формуле Бонди, темп уноса углового момента должен быть меньше.

Изменение периода акрецирующей нейтронной звезды связано со взаимодействием с турбулизованной МЗС. Это вносит свою специфику в задачу об эволюции периода. Если принять гипотезу об ускорении нейтронной звезды в турбулизованной МЗС [93], то возникает новый характерный период, P_{eq} . Он определяется условием квазиравновесия процессов замедления (оно определяется как торможением за счет магнитного поля нейтронной звезды, так и акрецируемым моментом) и ускорения (определяется только моментом акрецируемого вещества).

В реальной ситуации [102] квазиравновесие не достигается. Для определения распределения нейтронных звезд по периодам надо решать дифференциальное уравнение, используя реалистичные распределения компактных объектов по скоростям и магнитным полям.

Расчеты для постоянного магнитного поля и максвелловского распределения нейтронных звезд по скоростям показали наличие широкого максимума в распределении вблизи периодов 10^6 – 10^7 секунд [102]. Распределение периодов для разных параметров показано на рис.2.9. Таким образом, в такой модели следует ожидать отсутствия наблюдений периодов вращения акрецирующих нейтронных звезд (типичное время наблюдения на рентгеновском спутнике порядка 10^4 – 10^5 секунд).

В случае распада поля ситуация будет совсем иной [103, 104]. Период “застынет”, запомнив значение, соответствующее начальному полю (см. рис. 1.3), и можно ожидать появления акрецирующих нейтронных звезд с периодами порядка 10 секунд.

Качественная картина эволюции периода для случая постоянного поля показана на рис. 1.2.

1.2.2 Затухание магнитного поля

Сильные магнитные поля, которыми обладают обычные нейтронные звезды, и, тем более, магнитары, существенным образом влияют на элемен-

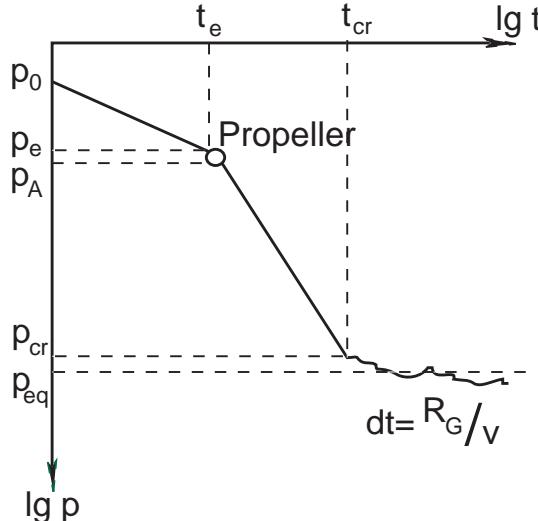


Рис. 1.2: Эволюция одиночной нейтронной звезды в турбулизованной МЗС. После замедления на стадии эжектора, когда период достигает $p = P_E$, и короткой стадии пропеллера, показанной на рисунке кружком, нейтронная звезда попадает на стадию аккретора ($p > P_A$). В начале этой стадии торможение за счет магнитного поля оказывается более существенным, чем изменение момента за счет аккреции турбулизированной среды. Затем в момент $t = t_{cr}$ эти два эффекта сравниваются, и период начинает флюктуировать. На этой стадии типичным периодом является P_{eq} , при этом отклонения могут быть очень значительными. Типичный временной масштаб флюктуаций $dt = R_G/v$ (подробнее см. [105] и Гл. 2).

тарные физические процессы вблизи поверхностей этих объектов. Отметим ряд критических значений напряженности магнитного поля (см. также [107]):

- Нейтронные звезды с полем порядка 10^8 Гс и менее можно рассматривать как незамагниченные, поскольку характерное время замедления вращения такого объекта превышает возраст Вселенной, а при аккреции магнитное поле прижимается к поверхности компактного объекта потоком падающего вещества ($R_A < R_{NS}$) и перестает оказывать какое-либо влияние (здесь R_A — альвеновский радиус).

- При $B > \alpha^2 B_{\text{Sh}} = 2.4 \cdot 10^9$ Гс (здесь $\alpha \equiv e^2/\hbar c \simeq 1/137$ — постоянная тонкой структуры, а $B_{\text{Sh}} \equiv m_e^2 c^3/(\hbar e) = 4.4 \cdot 10^{13}$ Гс — Швингеровское поле) гирорадиус электрона становится меньше радиуса Боровской орбиты в атоме водорода. Более сильные поля оказывают сильное влияние на структуру атомов, которые не ионизуются полностью даже на поверхностях магнитаров [108, 109]. В первую очередь эти изменения сказываются на свойствах атмосфер нейтронных звезд.

Ближе к верхней границе интервала важными становятся анизотропия теплопроводности в коре нейтронной звезды и рассеяния излучения в атмосфере.

- В интервале $B_{\text{Sh}} = 4.4 \cdot 10^{13}$ Гс $< B \lesssim 10^{18}$ Гс начинает происходить еще ряд интересных процессов. Энергия первого уровня Ландау начинает превышать энергию покоя электрона. Ставят существенными реакции расщепления фотона ($\gamma \rightarrow 2\gamma$), однофотонного рождения и аннигиляции электрон-позитронной пары ($\gamma \longleftrightarrow e^+ + e^-$). Причем сечения последнего процесса для фотонов с различной поляризацией в сильных полях ($\gg B_{\text{Sh}}$) существенно различаются [108]. Без магнитного поля эти процессы невозможны в принципе, а в слабых магнитных полях ($B \ll B_{\text{Sh}}$) они происходят только для очень энергичных фотонов ($h\nu \gg m_e c^2$). Анизотропия атмосферного рассеяния и теплопроводности в коре нейтронной звезды еще более усиливается.

Верхняя граница интервала ($\sim 10^{18}$ Гс) определяется равенством энергии магнитного поля и гравитационной энергии связи нейтронной звезды. Более сильные стационарные магнитные поля по-видимому не могут существовать на нейтронной звезде.

Затухание магнитного поля также является открытым вопросом. Оно определяется свойствами проводимости коры нейтронной звезды. Если поле в основном сосредоточено в ядре, то может быть важен вынос магнитных трубок из ядра в кору в процессе замедления вращения нейтронной звезды. Кроме того, возможна миграция магнитных трубок по мере изменения темпа вращения нейтронной звезды, что может приводить к изменению топологии поля (см. [110] и ссылки там).

Молодые нейтронные звезды (радиопульсары, нейтронные звезды в массивных двойных системах и т.д.) имеют сильные магнитные поля. Старые нейтронных звезд (миллисекундные пульсары) имеют слабые поля (см. обзор по магнитным полям в работе [111]). Таким образом, логично предположить наличие механизма затухания поля. Затухание

магнитного поля становится все более стандартным предположением при рассмотрении эволюции нейтронных звезд и описании их свойств. Вопрос же о механизме диссипации поля остается открытым. С этим связано появление в последние годы большого числа работ по этой теме (см., например, [112, 113] и др.). Впервые идея о затухании магнитного поля была высказана в пионерской работе Острайкера и Ганна [114].

Прежде всего необходимо понять, сконцентрировано ли магнитное поле в коре нейтронной звезды, или же пронизывает и ее ядро, а также какую роль играет акреция. Механизмы, ответственные за эволюцию поля в коре и ядре нейтронной звезды, различны. Подробное исследование распада поля в коре (без учета эффектов ОТО) было проведено в работе [115] (см. также [116]). Расчеты затухания поля, сосредоточенного в коре, с учетом эффектов ОТО приведены в [117, 118].

Основные результаты расчета распада дипольного магнитного поля в коре одиночной нейтронной звезды таковы [117, 118]. Диссипация магнитного поля оказывается тесным образом связанной с тепловой эволюцией нейтронных звезд. Для *стандартного* остывания, при котором нейтринная светимость нейтронной звезды определяется в основном модифицированными урка-процессами [119], за первый миллион лет поле распадается в 2–1000 раз в зависимости от начальной глубины залегания и уравнения состояния в ядре звезды [115]. По мере остывания нейтронной звезды проводимость увеличивается, и распад поля замедляется. Скорость распада на поздней стадии зависит от примесной проводимости σ_{imp} (см. рис. 1.3). Например, при типичном значении σ_{imp} , принятом в [115], поле практически не уменьшается за последующие 10^8 лет. Однако как только магнитное поле проникает сквозь всю кору и достигнет сверхпроводящего ядра (за $2 \cdot 10^9$ лет при той же σ_{imp}), распад становится экспоненциальным.

Отметим, что при отсутствии других процессов затухание поля в коре нейтронной звезды должно приводить к антикорреляции между температурой и магнитным полем молодых нейтронных звезд (т.е. чем горячее звезда, а значит, чем меньше ее масса, тем меньше ее поле). С другой стороны, описанный выше сценарий не является единственным возможным (см. Гл. 5).

Акреция оказывает влияние на эволюцию поля. Во-первых, она нагревает кору нейтронной звезды [120], уменьшая тем самым проводимость. Во-вторых, возникает поток вещества, направленный к центру звезды, который стремится перенести поле в более глубокие слои. Как показывают расчеты [121], акреция с темпом $\dot{M} < 10^{-14} M_\odot \text{ год}^{-1}$ незначительно ускоряет распад поля. Таким образом, для одиночных нейтронных звезд этими эффектами можно пренебречь.

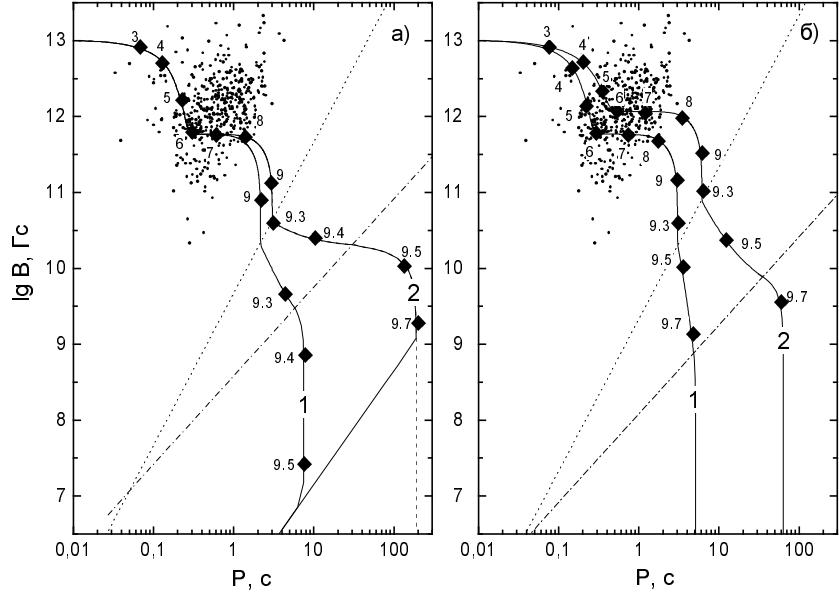


Рис. 1.3: Эволюционные треки нейтронной звезды для темпа акреции $\dot{M} = 10^{-15} M_{\odot} \text{год}^{-1}$ (а) и $\dot{M} = 10^{-16} M_{\odot} \text{год}^{-1}$ (б) [104]. Целью вышеуказанной работы было воспроизведение наблюдаемых параметров источника RX J0720.4-3125 в модели акрецирующей нейтронной звезды с затухшим полем. Пунктирные линии соответствуют $p = P_E$; штрихпунктирные — $p = P_A$. Числа возле отметок на треках отмечают логарифм возраста нейтронной звезды в годах. Точками показаны радиопульсары из каталога [106].

Акреция может воздействовать на магнитное поле нейтронной звезды еще одним способом: если акрецируемое вещество обладает достаточно высокой проводимостью, то растекаясь по поверхности нейтронной звезды, оно может заэкранировать магнитное поле. Впервые такой механизм был предложен Бисноватым-Коганом и Комбергом [122], результаты численных расчетов приведены в работах [123, 124]. Для реализации подобного механизма в слое вещества над магнитным полем должны быть подавлены неустойчивости.

Возможен механизм, в котором поле из ядра нейтронной звезды “выталкивается” в кору за счет вращения или архимедовой силы [125] и там уже затухает за счет омических потерь. Недавно вычисления для этого механизма были проведены Коненковым и Геппертом [128, 126, 127].

Нелинейный распад магнитного поля рассмотрен, например, в работе [129]. В статье исследуется затухание поля в относительно немолодых

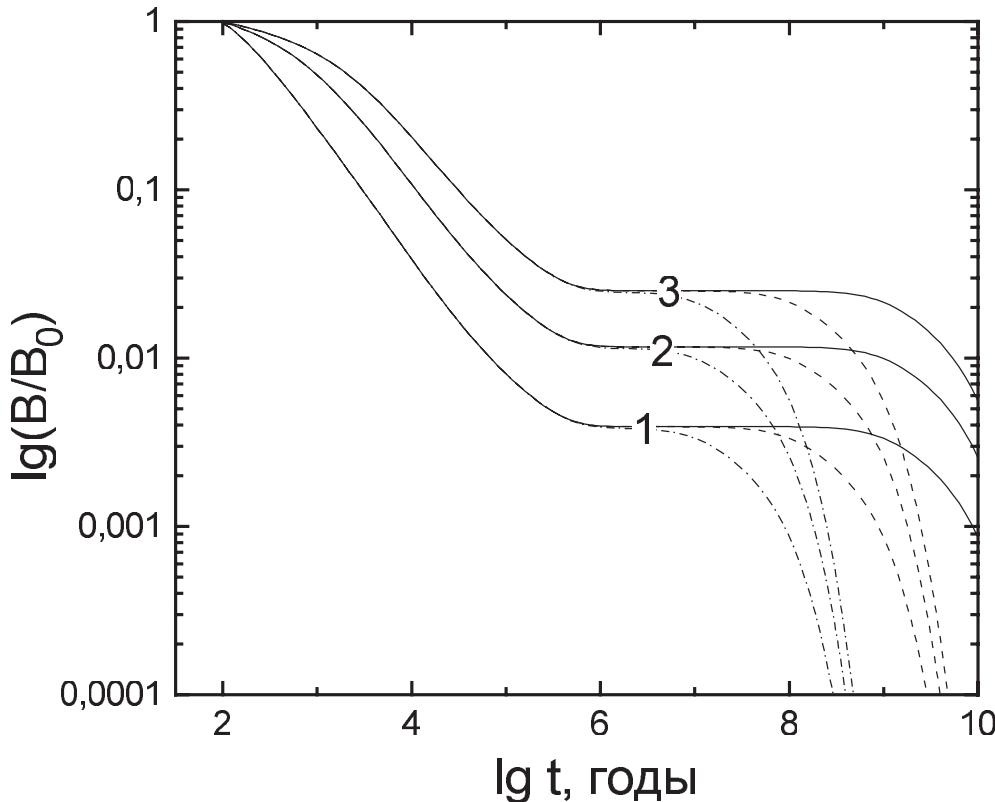


Рис. 1.4: Затухание магнитного поля нейтронной звезды [104]. Кривые 1, 2, 3 соответствуют различным начальным глубинам залегания 10^{11} , 10^{12} и 10^{13} г см $^{-3}$, соответственно. Сплошные кривые соответствуют $Q = 0.001$, штриховые — $Q = 0.01$, штрих-пунктирные — $Q = 0.1$. Q — параметр, характеризующий концентрацию и заряды примесей в коре — нейтронной звезды.

звездах ($> 10^5$ лет). В частности, авторы объясняют большие индексы торможения некоторых радиопульсаров, полученные в работе Джонстона и Галлоувея [130]. В ряде работ рассматривались и другие нелинейные эффекты: дрейф Холла [131], релятивистский парамагнетизм Паули [132].

В работе [133] рассмотрены три механизма распада, применимые в случае сверхсильных полей (магнитары). Авторы делают вывод, что с точки зрения наблюдений наиболее привлекательным является механизм Холловского каскада (Hall cascade).

С точки зрения эволюции одиночных нейтронных звезд распад поля может давать разные эффекты. Для некоторого набора параметров распад может уменьшить число нейтронных звезд на стадии *акреции*

[94, 95], для другого набора — может увеличить это число [96]. В первом случае из-за распада нейтронная звезда “застынет” на стадии *пропеллера*. Во втором (быстрый распад до малых полей) — исчезновение поля приведет к исчезновению барьера, и вещество сможет беспрепятственно выпадать на поверхность нейтронной звезды, начнется акреция. Затухание магнитного поля активно используется в популяционном синтезе радиопульсаров и компактных объектов других типов.

Кроме уменьшения магнитного поля разумно также рассмотреть возможные механизмы его увеличения, особенно на начальных стадиях жизни нейтронной звезды (по-видимому, впервые о больших полях нейтронных звезд на основании сохранения магнитного потока писал Гинзбург в 1964 г. [11]). В первую очередь важна т.н. термоэлектронная генерация поля [134, 136, 135]. Кроме этого для генерации очень сильных полей надо привлекать дополнительные механизмы [12, 137].

1.2.3 Тепловая эволюция

Нейтронные звезды являются уникальными лабораториями с точки зрения возможности получения информации о поведении материи при очень больших плотностях, когда вещество можно считать “холодным” [138]. С точки зрения ядерной физики изучение свойств очень плотного вещества является крайне актуальной задачей, т.к. здесь еще очень много вопросов (см., например, детальный недавний обзор в статье [139]). Существует несколько астрофизических подходов для получения информации о недрах нейтронных звезд по данным наблюдений. Это могут быть высокоточные определения таких параметров как радиус, масса или момент инерции. Актуален также поиск очень быстро вращающихся нейтронных звезд (с периодом менее миллисекунды). Изучение глитчей может пролить свет на особенности внутреннего строения компактных объектов. Крайне перспективно изучение гравитационных волн от нейтронных звезд разных типов. Особое место занимает изучение тепловой эволюции компактных объектов, т.к. процессы остывания тесно связаны с деталями свойств недр этих источников.

Вопросы остывания нейтронных звезд обстоятельно обсуждались в обзоре [140]. Нейтронная звезда рождается очень горячей, до 90% выделяющейся при коллапсе ядра гравитационной энергии (порядка 10^{53} эрг) выделяется в виде очень мощного потока нейтрино, испускаемого горячей молодой нейтронной звездой, в первые несколько секунд или, самое большое, в первые 10–20 секунд [141, 142]. Для близких сверхновых (Галактика или галактики местной группы) нейтринная вспышка с помощью современной аппаратуры может быть зафиксирована непосред-

ственno. Единственным пока случаем прямой регистрации нейтрино от вспышки сверхновой была SN1987a в Большом Магеллановом Облаке (см. [143, 144, 145] и обзор [146]). Хотя нейтронная звезда испускает нейтрино и на более поздних этапах своего остывания, но их поток на много порядков меньше начальной вспышки и не может быть зарегистрирован современными средствами.

Через 20–50 лет происходит выравнивание температуры в ее недрах. Далее в нейтронной звезде действуют два различных механизма охлаждения: нейтринный — за счет излучения нейтрино и антинейтрино из всего объема нейтронной звезды (в основном из центральной его части) и фотонное охлаждение за счет электромагнитного излучения с поверхности нейтронной звезды. Нейтринный механизм более эффективен, пока внутренняя (центральная) температура компактного объекта превосходит $\sim 10^8$ К, что в типичных случаях соответствует температуре поверхности нейтронной звезды $T_s > 10^6$ К. Обычно эта стадия длится 10^5 – 10^6 лет. Затем в остывании доминирует процесс фотонного охлаждения с поверхности.

В последние годы в понимании тепловой эволюции нейтронных звезд был достигнут значительный прогресс [147], однако пока многие эффекты, связанные с остыванием, остаются плохо определенными. Основные неопределенности в теории остывания нейтронных звезд связаны с плохо известным уравнением состояния нейтронных звезд.

Современный спутниковый рентгеновский эксперимент позволяет обнаруживать только достаточно близкие и яркие, то есть молодые и горячие нейтронные звезды (например, объекты “Великолепной семерки”), поэтому ниже основное внимание будет уделено рассмотрению процессов на стадии нейтринного охлаждения.

Пионерскими работами по остыванию нейтронных звезд, написанными еще до открытия радиопульсаров, являются работы [148, 149]. Затем эта проблема исследовалась рядом авторов, но в настоящее время нет единой точки зрения по этому вопросу.

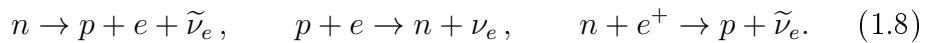
С математической точки зрения моделирование остывания нейтронных звезд сводится к решению уравнения диффузии тепла внутри звезды [150, 151] с учетом объемных (нейтринное излучение) и поверхностных (фотонное охлаждение) стоков энергии. В большинстве случаев достаточно рассматривать одномерную сферически-симметричную задачу. Составными частями теории остывания нейтронных звезд являются: теплоемкость и теплопроводность ядра нейтронной звезды; величина нейтринных потерь энергии; теплопроводность коры нейтронной звезды, которая определяет связь центральной и поверхностной температур.

В первые 100–1000 лет с момента образования процессы переноса теп-

ла внутри компактного объекта достаточно сложны, так как на этой стадии температуры различных внутренних частей нейтронной звезды существенно отличаются друг от друга (оболочка горячее охлаждающееся из-за нейтринного излучения ядра, см., например, [152]). Однако на этой стадии электромагнитное излучение нейтронной звезды скорее всего невозможно наблюдать из-за большой оптической толщины сброшенной во время взрыва сверхновой оболочки, которая становится прозрачной для мягкого рентгеновского излучения поверхности нейтронной звезды лишь примерно через 100 лет после взрыва. После первичной стадии тепловой релаксации ядро нейтронной звезды становится практически изотермическим (отметим, что на распределение температуры влияют эффекты ОТО), а весь перепад температуры ядра и поверхности нейтронной звезды определяется теплопроводящими свойствами коры нейтронной звезды. Нейтрино, испускаемые горячей нейтронной звездой, образуются в ходе различных микроскопических процессов (см., например, [153]). Рассмотрим их:

- **Прямые урка-процессы** [154, 155].

Это обычные процессы бета-распада и бета-захвата, проходящие в веществе ядра нейтронной звезды.



Реакции захвата и распада идут с одинаковым темпом, и, таким образом, состав вещества не изменяется, а рождающиеся в каждом из процессов нейтрино и антинейтрино свободно покидают нейтронную звезду.

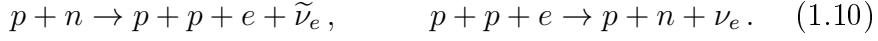
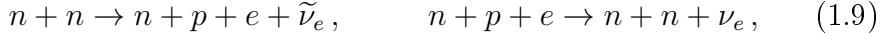
Прямые урка-процессы — самый мощный источник нейтрино, но они возможны не всегда. Для того, чтобы бета-реакции могли идти, должно выполняться так называемое “условие треугольника” $p_F(n) \leq p_F(e) + p_F(p)$, вытекающее из закона сохранения импульса частиц. В идеальном газе вырожденных нуклонов и электронов это условие не выполняется никогда. В более реалистичных уравнениях состояния при высоких плотностях (около $2 \cdot 10^{15}$ г см⁻³) данные реакции становятся возможными [156, 140].

Поток нейтрино от прямых урка-процессов с учетом релятивистских эффектов был рассчитан в работе [157].

- **Модифицированные урка-процессы** [158].

Они отличаются от прямых тем, что в реакции участвует дополнительный нейтрон, который в результате взаимодействия с ядром выбрасывается в виде нейтринного пучка.

тельный нуклон:

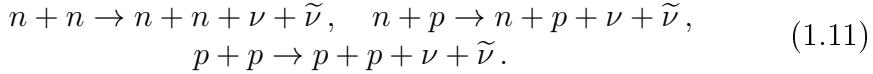


Участие в реакции дополнительной частицы снимает ограничения, налагаемые законом сохранения импульса. Данные реакции возможны в ядрах нейтронных звезд с практически любыми уравнениями состояния. С присутствием дополнительного нуклона связано то, что производимый модифицированными урка-процессами поток нейтрино заметно слабее, чем в прямых реакциях, и быстрее убывает при понижении температуры.

Именно модифицированные урка-процессы считаются основным механизмом генерации нейтрино при *стандартном* остывании нейтронных звезд.

- **Тормозное ν -излучение.**

Пары нейтрино–антинейтрино могут рождаться при столкновении нуклонов в одной из следующих реакций:



Зависимость выхода нейтрино от температуры в данных реакциях такая же, как в модифицированных урка-процессах, но поток для нормального (несверхтекучего) вещества на 1–2 порядка ниже [159]. Однако эти процессы могут стать важны при наличии сверхтекучести. (Впервые идею о сверхтекучести недр нейтронных звезд высказал еще в 1959 г. Мигдал, а затем, в 1964 г., Гинзбург и Киржниц.)

Рождение $\nu\tilde{\nu}$ -пар возможно также при рассеянии электронов [160]



В несверхтекучей среде этот процесс слабее всех других. Но он совершенно не зависит от сверхтекучести и может становиться важным, когда она наступит.

- **Испускание ν при куперовском спаривании [161].**

Этот процесс представляет собой испускание пары нейтрино–антинейтрино любого типа при переходе нуклона через щель в энергетическом спектре сверхтекучего вещества.



При отсутствии сверхтекучести подобное испускание $\nu\bar{\nu}$ -пары свободным нуклоном запрещено законами сохранения. Этот процесс был впервые предложен в 1976 в работе [161], затем вновь был исследован Воскресенским и Сенаторовым [162], но в расчетах остывания нейтронных звезд стал учитываться только с 1997 года. В общем случае данный процесс уступает по эффективности генерации нейтрино прямым урка-процессам. Его учет при моделировании остывания нейтронных звезд обязателен, так как он действует в тех случаях, когда урка-процессы подавляются сверхтекучестью.

- **Другие (“экзотические”) процессы.**

В большинстве случаев основной поток нейтрино создается перечисленными выше процессами. Но при некоторых комбинациях параметров заметную роль могут начать играть “экзотические” реакции (см., например, [163]).

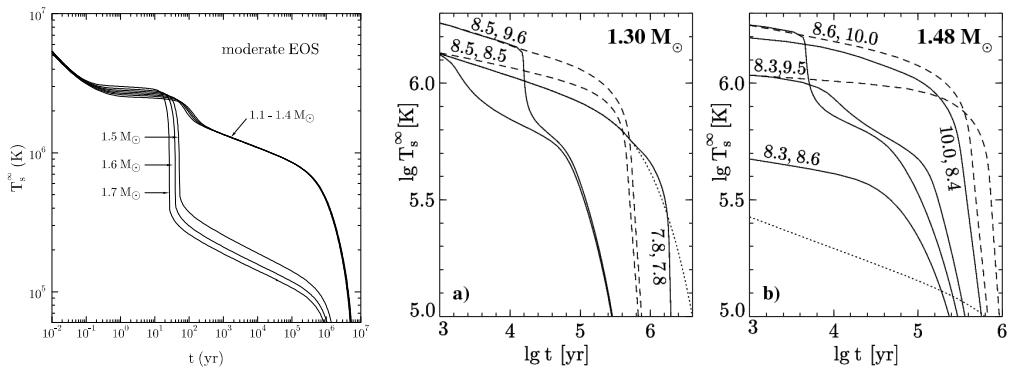


Рис. 1.5: Рисунки из обзоров [140, 188], иллюстрирующие различные типы остывания нейтронных звезд. На левом рисунке показаны стандартное (верхняя группа кривых для малых масс) и ускоренное (нижняя группа) остывание без сверхтекучести. На среднем и правом — стандартное (пунктир) и ускоренное (за счет куперовского спаривания нейтронов — сплошная линия) остывание сверхтекучих нейтронных звезд. Числа около кривых на левом рисунке означают массы нейтронных звезд, на двух других — параметры перехода ядра в сверхтекущее состояние.

Какие из перечисленных четырех процессов действуют в конкретной нейтронной звезде с заданной массой и температурой, зависит от свойств нейтронного вещества при плотностях, достигающихся в центре компактного объекта. Так диапазон масс нейтронных звезд и плотностей в их центрах зависит от жесткости уравнения состояния [164]. Наибольшие

массы достигаются при жестких уравнениях состояния. За возможность включения прямых урка-процессов во внутренних ядрах компактных объектов отвечает другой параметр уравнения состояния — так называемая “асимметрия”. (В центрах нейтронных звезд с не очень высокой массой и низкими центральными плотностями прямые урка-процессы всегда запрещены, но для более массивных компактных объектов возможность протекания данных реакций почти не зависит от жесткости уравнения состояния, см., например, [165].)

Присутствие протонной и/или нейтронной сверхтекучести и поведение их критических температур являются дополнительными параметрами задачи остывания горячей нейтронной звезды. Наличие и свойства сверхтекучести сильно зависят как от самого уравнения состояния, так и от метода учета многочастичных эффектов. На сегодняшний день предложенные различными авторами модели сверхтекучести перекрывают весь интересный для астрофизики диапазон свойств (см., например, рис.3 из [140]). Важность сверхтекучести для процессов остывания заключается в том, что ее наличие может частично или полностью подавлять урка-процессы и, таким образом, существенно изменять кривые остывания нейтронных звезд (подробнее см. обзор [166]).

Со сверхтекучим ядром нейтронной звезды может быть связан еще один процесс: в таком ядре могут порождаться бесстолкновительные звуковые колебания в электронном газе, которые распространяются внутри нейтронной звезды столь же свободно, как и нейтрино. В коре нейтронной звезды при наличии магнитного поля такие колебания трансформируются в электромагнитные и вызывают ее дополнительный прогрев [167]. Однако данный механизм еще плохо изучен.

Еще одной возможностью, недостаточно изученной на сегодняшний момент, является появление в центре нейтронных звезд при плотности в несколько раз выше ядерной экзотических частиц. В литературе в настоящее время обсуждается несколько гипотез: рождение в центре звезды Σ - и Λ -гиперонов; образование в центре компактного объекта пионного или каонного конденсата (это две разные гипотезы) (об остывании нейтронных звезд с учетом пионного конденсата см. [168], учет появления мюонов в ядре нейтронных звезд проведен Бейгером и др. [169], каонов — Кубисом и Кучерой [170]); фазовый переход к странной материи — плазме почти свободных u , d и s кварков (про охлаждение странных звезд см., например, [171]). Любой из указанных вариантов может усилить нейтринную светимость компактных объектов в несколько раз или даже на несколько порядков [172].

Качественно различающиеся кривые остывания нейтронных звезд приведены на рис. 1.5. “Стандартной” называется кривая, определяемая мо-

дифицированными урка-процессами без сверхтекучести и прямых урка-реакций. Включение прямых урка-процессов (по-прежнему при отсутствии сверхтекучести) приводит к резкому падению температуры нейтронной звезды, когда ее возраст достигает нескольких сотен лет. Это так называемое ускоренное остывание нейтронных звезд. Наличие сверхтекучести протонов и/или нейtronов вызывает сильное подавление урка-процессов (как прямых, так и модифицированных) при температурах ниже критической. Протонная сверхтекучесть обычно наступает раньше, а сверхтекучесть нейtronов сильнее всего оказывается в конце стадии нейтринного остывания нейтронных звезд. На смену подавленным механизмам излучения нейтрино через урка-процессы приходит излучение $\nu\bar{\nu}$ -пар в сверхтекучем веществе при куперовском спаривании нуклонов. Наблюдательные данные (см. табл. 1.1) позволяют жестко ограничить критическую температуру наступления нейтронной сверхтекучести (отметим, что поток наблюдательных данных постоянно растет в первую очередь благодаря спектральным исследованиям на рентгеновских спутниках, см., например, [173]).

Таким образом, можно сказать, что медленнее всего спадают кривые остывания компактных объектов, получаемые при подавленных сверхтекучестью урка-процессах без учета куперовского механизма генерации нейтрино. Быстрее всего — кривые ускоренного остывания с прямыми урка-процессами и без сверхтекучести. “Стандартные” кривые остывания и кривые для сверхтекучих нейтронных звезд с учетом излучения нейтрино при куперовском спаривании нейtronов занимают промежуточное положение. (“Стандартное” остывание без прямых урка-процессов и без сверхтекучести, по-видимому, никогда не реализуется в природе и представляет теперь только исторический интерес, см., например, [165]).

Сравнение теоретических кривых остывания с наблюдательными данными о температурах молодых нейтронных звезд (см. таблицу 1.1) приводят исследователей к заключению, что среди этих объектов выделяются две группы, связанные, вероятно, с различием масс нейтронных звезд: очень медленно остывающие (маломассивные компактные объекты) и с более быстрым остыванием (компактные объекты промежуточной массы). Объекты, остывание которых определяется прямыми урка-процессами, по-видимому, до сих пор не обнаружены. Более подробно данный вопрос рассмотрен в обзоре [165], а медленно остывающие маломассивные нейтронные звезды — в статье [186].

Более подробное описание остывания нейтронных звезд можно найти в [140, 187, 188, 166], (Яковлев и др. 1999, Шааб и др. 1999, Паж и др. 2000, Яковлев и др. 2001, 2002), а критику части из этих работ в [189].

Кроме перечисленных выше процессов на ход остывания нейтрон-

Таблица 1.1: Экспериментально определенные поверхностные температуры восьми изолированных нейтронных звезд умеренного возраста. Таблица взята из работы [165]

Объект	$\lg t$ [лет]	$\lg T_s^\infty$ [К]	Модель ^{a)}	Ссылки
RX J0822–43	3.57	$6.23^{+0.02}_{-0.02}$	H	[175]
1E 1207–52	3.85	$6.10^{+0.05}_{-0.06}$	H	[174]
RX J0002+62	$3.95^{b)}$	$6.03^{+0.03}_{-0.03}$	H	[176]
PSR 0833–45 (Vela)	$4.4^{c)}$	$5.83^{+0.02}_{-0.02}$	H	[177]
PSR 0656+14	5.00	$5.96^{+0.02}_{-0.03}$	bb	[178]
PSR 0633+1748 (Geminga)	5.53	$5.75^{+0.05}_{-0.08}$	bb	[179]
PSR 1055–52	5.73	$5.88^{+0.03}_{-0.04}$	bb	[180]
RX J1856.5–3754	5.95	$5.72^{+0.05}_{-0.06}$ 5.851 ± 0.002	^{d)} bb	[181] [182]
PSR J0205+6449 (3C58)	$2.91^{e)}$	< 6.05	все	[183]

^{a)} Температура определялась либо для модели водородной атмосферы (H), либо в предположение чернотельного спектра излучения (bb)

^{b)} Средний возраст взят согласно [184].

^{c)} Согласно [185].

^{d)} Оценка температуры получена для аналитической модели Si-атмосферы [181].

^{e)} Пульсар отождествляется с исторической сверхновой 1181 года.

ной звезды существенное влияние могут оказать свойства внешних слоев компактного объекта (их атмосфер) и наличие дополнительных источников энергии. Сейчас известны три ситуации, когда поверхность или внешние слои нейтронной звезды дополнительно нагреваются. Это происходит в полярных шапках радиопульсаров, при аккреции и из-за распада магнитного поля (нагрев за счет диссипации вращательной энергии и подобные процессы представляют отдельную проблему).

1.3 Популяционный синтез

В этом параграфе мы обсуждаем различные аспекты использования в астрофизике такого мощного и популярного метода как *популяционный синтез*. Большой обзор по применению этого метода в астрофизике см. в статье [190].

Популяционный синтез — метод прямого моделирования достаточно многочисленных популяций слабо взаимодействующих объектов со сложной эволюцией. Как правило, эволюция каждого объекта прослеживается от момента его образования до текущего (или интересующего нас) момента времени. Последовательность эволюционных состояний сворачивается с историей образования этих объектов (т.е. с зависящей от времени частотой их рождения) и с распределениями по начальными параметрам. Подобная “свертка” определяет вклад в общий ансамбль состояний объектов на каждой из стадий эволюции. Полученные таким методом данные позволяют изучить очень многие свойства и проявления популяции исследуемых объектов.

Поскольку многие вопросы лишь кратко затронуты в данной работе, мы стараемся приводить ссылки на наиболее важные статьи и обзоры по каждой из обсуждающихся тем.

Перед тем, как начать обзор, нам кажется важным сделать одно замечание по терминологии. Существуют два различных метода, которые часто называют одинаково: *популяционный синтез* [191].

Один из этих методов имеет очень широкую область применения. В нем эволюция объектов моделируемой популяции прослеживается от их рождения в соответствии с заданными начальными условиями (или от какого-то очень раннего момента времени). Некоторые авторы называют его методом *эволюционного синтеза* (например [191]). Однако чаще используется более длинное название: *эволюционный популяционный синтез* (см., например, [192, 193, 194, 195]). Другой метод используется для изучения звездных популяций. В работе [191] и в ряде других он называется просто *популяционный синтез*. Во многих других статьях его определяют как *эмпирический популяционный синтез* или *звездный популяционный синтез с базой данных* (см. [192]). Использование более подробных названий позволяет не смешивать указанные два метода, сохраняя выражение “популяционный синтез” в обоих вариантах.

Ниже мы будем говорить лишь о первом методе и при этом использовать для его обозначения выражение *популяционный синтез* (ПС). Надеемся, что это не введет читателя в заблуждение.

Необходимость ПС для астрофизики по большей части связана с особенностями астрономии как науки. В ней нельзя провести прямой экспе-

римент над исследуемым объектом: эксперименты в астрономии заменяются наблюдениями. Практически любое наблюдение астрономического объекта является “мгновенным снимком” объекта с очень длинной эволюционной шкалой времени. Невозможно просто наблюдать за эволюцией отдельной звезды или галактики, эволюционные последовательности для подавляющего большинства объектов можно восстановить только путем моделирования.

Другая особенность астрономии — “мы ищем там, где светлее”. Большинство объектов, которые мы видим на небе (как невооруженным глазом, так и с помощью любого инструмента), являются не типичными представителями своих популяций, а пекулярными (пекулярно-яркими объектами с точки зрения земного наблюдателя).

Мы можем попробовать построить теорию, описывающую именно ту малую часть источников определенного типа, которую мы наблюдаем. Но “правильная” теория должна согласовываться и с существованием других, невидимых нам объектов. Таким образом мы приходим к необходимости изучения популяций объектов, а не только их отдельных, легко наблюдаемых представителей.

Важно заметить, что во многих случаях наблюдения индивидуальных объектов невозможны, т.к. мы получаем только интегральные характеристики их популяции (в качестве примера можно привести неразрешенные звезды в удаленных галактиках). В этом случае самый прямой способ достичь лучшего понимания свойств популяции — ее моделирование.

Третья особенность астрономии, о которой необходимо сказать, это очень высокая стоимость современных крупных астрономических инструментов (спутников, сетей телескопов и пр.). Их конструкцию надо корректировать под особенности решаемых задач еще на стадии конструкторской разработки. В частности, при создании нового более мощного и чувствительного инструмента хорошо бы знать, какие ранее не наблюдавшиеся типы источников могут быть обнаружены с его помощью. А это возможно сделать (конечно, частично) только на основе анализа всех имеющихся данных обо всех известных популяциях источников, потенциально излучающих в соответствующем диапазоне.

Выделим две основные цели моделирования методом ПС. Одной является проверка или определение некоторых параметров изучаемой популяции объектов (например, начальные периоды нейтронных звезд или их начальная функция масс) через сравнение реальных (наблюденных) и теоретических (смоделированных) популяций источников. Мы не можем напрямую получить начальные параметры распределений объектов или параметры их эволюции *модельно-независимым образом*. ПС

является одним из немногих инструментов, позволяющих изучать неизвестные свойства астрономических объектов путем их моделирования. Если в результате подбора полного набора параметров нам удастся получить модель, хорошо описывающую наблюдения, то мы получаем количественное объяснение происхождения и эволюции исследуемого типа объектов.

Если довести ПС до *абсолюта*, то мы получим в компьютере искусственную Вселенную во всех деталях. И если все свойства реальной и искусственной Вселенной совпадут, то это будет означать, что нам удалось построить полную и самосогласованную физическую картину мироздания, которая удовлетворяет теории и всем экспериментам и наблюдениям.

Таким образом первый подход к использованию ПС сводится к *тестированию параметров и объяснению явлений*.

Вторая цель ПС — *предсказание* свойств пока еще не наблюдаемых источников (например, темпа слияния двойных сверх массивных черных дыр, которые будет регистрировать космический детектор гравитационных волн LISA, или темп слияния двойных нейтронных звезд, которые будет наблюдать наземная гравитационно-волновая обсерватория LIGO). Заметим, что в этом случае неопределенность предсказаний в основном определяется неопределенностью входных параметров модели.

‘The reliability of a population synthesis is as good as the input assumptions’ [196].

Конечно, последующее сравнение предсказаний ПС с новыми наблюдениями, будет служить проверкой заложенных в ПС предположений и, возможно, потребует их изменения. Так что две цели оказываются взаимосвязанными.

Теперь мы обсудим некоторые базовые свойства ПС, которые могут быть применены в различных случаях при моделировании.

Метод ПС, в том виде, как он используется в астрофизике, не имеет прямых аналогий в других естественных науках. Например, большинство объектов в физике (элементарные частицы, атомы, молекулы и т.д.) являются гораздо более простыми, чем астрономические объекты, и, соответственно, обладают существенно более простой эволюцией. С другой стороны, поведение живых существ намного сложнее, и здесь неизбежно приходится учитывать взаимодействие между различными особями и видами.

Прокомментируем определение популяционного синтеза, приведенное во введении. Обращаем ваше внимание, что все части определения одинаково важны.

i). Рассматриваемая популяция не может быть слишком мала. В противном случае статистические флюктуации будут превалировать в результатах расчетов. Если же расчеты проведены для большого числа объектов, то сравнение с малой реальной популяцией будет малоинформативным.

Аналогичная проблема может возникнуть и в случае большой популяции, если в определенном интервале интегральных параметров системы доминируют всего несколько редких объектов. Например, несколько редких звезд с очень высокой светимостью (или даже одна звезда) могут определять интегральные цвета скопления (см. работы [197, 198], в которых содержится обсуждение некоторых ограничений применения ПС).

ii). Эволюция отдельного объекта не должна быть слишком простой или, наоборот, слишком сложной. В первом случае детальный численный ПС сам по себе становится не нужным, вместо него могут быть использованы аналитические или полуаналитические методы (заметим, что в ранних работах по ПС одиночных и двойных звезд в рамках очень простых моделей, применялись именно аналитические вычисления). Если же эволюционный трек слишком сложен, то его очень трудно полностью воспроизвести в виде компьютерной программы, кроме того, число возникающих при этом различных состояний может оказаться слишком большим, т.е. существенно большим чем число объектов в изучаемой реальной популяции.

iii). Объекты не должны существенно взаимодействовать друг с другом, иначе невозможно будет построить индивидуальный эволюционный трек, а придется рассчитывать эволюцию одновременно всей популяции в целом. Однако взаимодействия объектов в рамках ПС не являются абсолютно запрещенными. Так звезды в шаровых скоплениях могут взаимодействовать друг с другом, образуя и разрушая двойные системы. Отметим, что речь идет именно о слабости или редкости взаимодействий между объектами, примером чего в рассматриваемых нами случаях могут быть близкие пролеты или столкновения одиночных звезд и/или двойных систем. Когда мы рассматриваем объект как целое, то взаимодействия внутри него могут быть сколь угодно сильны, как, например, процессы взаимодействия между компонентами тесной двойной системы.

С “философской” точки зрения расчеты по методу ПС можно разделить на две стадии:

- построение модельной популяции объектов,
- расчет интересующих нас величин (или распределений) на основе этой популяции.

Интересующими нас величинами могут быть: количество источников определенного типа или с определенными параметрами, средние или экстремальные значения параметров объектов или статистические моменты этих параметров, коэффициенты корреляции между парами параметров, распределения параметров объектов (одно- или многомерные, в дифференциальной или кумулятивной форме) и т.д.

Если сама популяция источников не является целью моделирования, то она может строиться неявным образом. В этом случае задача вычисления интересующих нас параметров (или построения распределений) сводится к вычислению ряда многомерных интегралов от сложной функции, выражаемой через сценарий эволюции объектов. Для вычисления данных интегралов могут использоваться регулярные многомерные сетки или метод Монте-Карло. Каждый из этих методов имеет свои достоинства и свои недостатки.

Способ интегрирования (классический сеточный или Монте-Карло) определяет метод задания начальных параметров индивидуальных объектов для метода ПС. Выбранный интервал (область) начальных параметров должен перекрывать весь интересующий нас регион начальных условий для моделируемой системы. Причем это покрытие должно быть достаточно равномерным. Если вычисление интегралов ведется классическим образом, тогда выбранная область покрывается (квази)прямоугольной сеткой, не обязательно равномерной. В методе Монте-Карло начальные условия выбираются случайным образом со статистическими весами пропорциональными вероятности их реализации.

Если же требуется смоделировать выборку объектов для сравнения с аналогичной наблюдаемой, то здесь можно использовать только второй метод (Монте-Карло), поскольку в параметрах объектов выборки, построенной регулярными методами, сохраняется информация о сетке, по которой выбирались значения начальных параметров.

Вопрос об источниках ошибок, возникающих при популяционном моделировании, заслуживает отдельного рассмотрения. Причины их возникновения достаточно разнообразны, к ним относятся:

- недостаточная точность моделей,
- редкая сетка высокоточных моделей и связанная с этим проблема интерполяции параметров моделей,
- неполный учет физических процессов,
- ошибки численных методов и случайные ошибки,
- нормировка.

Рассмотрим эти пункты подробнее. Как было сказано выше, одним из этапов популяционного моделирования является создание (расчет) модельной популяции исследуемых объектов достаточно большой численности (сегодня речь обычно идет о сотнях тысяч или миллионах объектов). Начальные параметры индивидуальных объектов такой популяции выбираются в интересующей исследователей области случайным (если используется метод Монте-Карло) или регулярным образом. В обоих случаях приходиться строить эволюционные треки для большого числа объектов с различными начальными параметрами.

Если модель эволюции встроена в код популяционного синтеза, то такие расчеты можно вести непосредственно. Однако во многих случаях детальные расчеты эволюции астрономических объектов крайне трудоемки. В этом случае для популяционного синтеза используются специально рассчитанные сетки эволюционных треков, которые охватывают интересующие исследователей диапазоны параметров, а эволюционные треки для промежуточных значений параметров получаются путем интерполяции опорных. Такой подход широко распространен, но с ним связаны две типичные проблемы.

Во-первых, из-за высокой трудоемкости детальных эволюционных расчетов базовая сетка треков получается достаточно редкой, параметры соседних расчетов обычно различаются не менее, чем в 1.5-2 раза. В результате эволюция соседних объектов базовой сетки заметно различается, что вызывает проблемы с интерполяцией эволюционных треков к промежуточным значениям начальных параметров.

Во-вторых, на разреженной сетке эволюционных треков могут быть пропущены важные эволюционные каналы.

Приведем типичные примеры указанных подходов. Так магнито-вращательная эволюция нейтронных звезд описывается простой аналитической моделью, основанной на балансе моментов импульса [200]. Несмотря на простоту этой модели она в достаточной мере соответствует современному пониманию физики ускорения и торможения вращения замагниченных нейтронных звезд. Указанная модель может быть включена непосредственно в популяционный код, что позволяет непосредственно рассчитывать индивидуальные эволюционные треки для каждого объекта модельной популяции.

Другой, еще более яркий пример, простое эмпирическое описание эволюции на стадии с общей оболочкой. На этой стадии одна из звезд предельно тесной двойной системы, обычно компактная, проникает в плотные внешние слои невырожденного компаньона, что вызывает эффективный сброс его оболочки и быстрое сближение компонентов двойной. Гидродинамическое моделирование подобной стадии — крайне трудная

задача, как в физическом, так и в вычислительном смысле. Подобное моделирование проводилось всего несколько раз (см. обзор [201]), и полученные результаты моделирования достаточно сильно различаются. Однако для эмпирического описания данной стадии были предложены две очень простых модели, основанные на обмене энергией [202, 203] или моментом импульса [204] (см. подробнее ниже). Эти формулы могут быть непосредственно включены в код любой программы популяционного моделирования, но дают достаточно сильно различающиеся предсказания: обычно согласно энергетической формуле компоненты двойной системы сближаются заметно сильнее.

Типичные примеры интерполяции: расчеты термоядерной эволюции звезд (от главной последовательности до завершения ядерной эволюции и образования компактных объектов) и тепловая эволюция (охлаждение) молодых горячих нейтронных звезд. Сегодня созданы как библиотеки эволюционных треков нормальных звезд, так и библиотеки кривых остывания нейтронных звезд, но в обоих примерах значения основных параметров соседних треков отличаются на десятки процентов, а по второстепенным — в несколько раз или, даже, на порядки величины.

Существуют примеры возможного пропуска эволюционных стадий при незначительном (доли процента) изменении массы звезды. На сетке с шагом по массе в десятки процентов такие стадии теряются.

Отдельную проблему представляет интерполяция параметров эволюционных треков с существенно различающимися начальными параметрами. Посмотрим, как это делается для эволюционных треков нормальных звезд: на них выделяются типичные точки эволюции (например, начальная главная последовательность, уход с главной последовательности, полное выгорание водорода в центре, загорание гелия, появление слоевых источников и т.д.). Эти точки сопоставляются друг с другом, а в участках между ними (по времени и начальным параметрам) производится интерполяция. Обычно интерполяция производится степенным образом (линейно по логарифмам параметров и времени), для этого есть определенные основания: на главной последовательности звезды с близкими массами обладают подобием, их структура и времена эволюции степенным образом зависят от их масс. Но после главной последовательности такое подобие исчезает, и степенная процедура интерполяции начинает вносить дополнительные ошибки в результаты моделирования.

Дополнительные ошибки также вносят используемые в популяционном синтезе численные методы. Причем среди них можно выделить численные методы общего вида (интерполяция, интегрирование, нахождение корней уравнений, численное решение дифференциальных уравнений и т.п., использование метода Монте-Карло вносит в результаты син-

теза случайную ошибку), ошибки которых хорошо известны, и методы, специфичные для популяционного синтеза.

Приведем пример возникновения ошибки, связанной с методом ПС. Любую зависимость темпа звездообразования от времени можно описать как последовательность популяций, каждая из которых состоит только из объектов одного возраста (численность таких популяций, в общем случае, различается). Для такого подхода необходимо иметь набор эволюционных изохрон звезд для различных возрастов. Изохроной называют набор эволюционных параметров для популяции объектов с разными начальными свойствами (например, массами в случае нормальных звезд), но с одинаковым возрастом. В некоторых случаях изохроны рассчитываются и публикуются создателями библиотек эволюционных треков, но в большинстве случаев изохроны строятся численно на основе эволюционных треков, и данная процедура (переход от трека к изохроне) вносит свои дополнительные ошибки, специфичные для метода ПС.

Отдельно стоит вопрос о неполноте используемой физической модели. Например, сегодня точность эволюционных расчетов ядерной эволюции и структуры одиночных звезд (без учета вращения и магнитных полей) составляет доли процентов. Но эта точность избыточна, поскольку в типичной популяции звезд присутствует по крайней мере 10% тесных двойных систем, эволюция и параметры которых существенно отличаются от аналогичных свойств одиночных звезд тех же масс, и эта добавка меняет параметры звездной популяции на существенно большую величину.

Наконец, следует упомянуть проблемы, связанные с нормировкой результатов расчетов. Для сравнения результатов моделирования с реальными наблюдениями необходимо отнормировать результаты (в расчетах методом Монте-Карло обычно разыгрывают гораздо большее число объектов, чем их наблюдается, чтобы повысить точность расчета). Как правило нормировочные коэффициенты известны с неопределенностью порядка фактора 2. Примерами относительных нормировочных коэффициентов могут служить доля двойных звезд среди всего звездного населения, доля радиопульсаров среди молодых нейтронных звезд и т.п. Абсолютные нормировочные коэффициенты – это темп вспышек сверхновых в Галактике, полная звездная масса моделируемого звездного скопления и т.п. Сравнение данных расчетов с наблюдениями для случая хорошо моделируемых систем иногда позволяет уточнить нормировочные коэффициенты, используя сам метод популяционного синтеза.

Более подробно некоторые аспекты точности популяционного синтеза рассмотрены в работе [199].

Глава 2

Магнито-вращательная эволюция нейтронных звезд

В этой главе мы рассмотрим несколько вопросов, связанных с магнито-вращательной эволюцией нейтронных звезд. Здесь не будут затрагиваться вопросы детального популяционного синтеза одиночных нейтронных звезд с учетом эволюции их полей, к этому вопросу мы обратимся ниже.

2.1 Эволюция одиночной нейтронной звезды с затуханием магнитного поля

Как было описано в разделе 1.2, одиночная нейтронная звезда последовательно проходит стадии эжектора, пропеллера, а затем может выйти на стадию аккретора, если не окажется георотатором. На стадии эжекции, если одиночная нейтронная звезда уже не является радиопульсаром, не проявляет магнитарной активности и успела достаточно остывь, обнаружить ее практически невозможно (кроме случаев микролинзирования). Поэтому представляется важным оценить, как долго нейтронная звезда находится на этой стадии, при каких параметрах она ее покидает, и как возможное затухание магнитного поля может повлиять на это.

Время, которое звезда проводит на стадии эжекции, обозначим t_E . Оно будет определяться темпом замедления до критического периода p_E , который в свою очередь определяется равенством давлений на световом цилиндре. В простом стандартном сценарии, который мы рассматриваем, при периоде, большем критического, плазма проникает снаружи под световой цилиндр, и стадия эжекции заканчивается, сменяясь Пропеллером или Георотатором.

Для темпа замедления на стадии эжектора существуют разные оценки. Однако, если пренебречь изменением угла между осью вращения и осью магнитного диполя, то разные подходы приводят примерно к одной и той же величине. Поэтому мы будем применять стандартную магнито-дипольную формулу. Используя замедление по магнито-дипольной формуле и критические значения периодов (см. гл. 1), мы получаем время длительности стадии эжектора:

$$t_E(\mu = \text{const}) \sim 10^9 \mu_{30}^{-1} n^{-1/2} v_{10} \text{ лет.} \quad (2.1)$$

Здесь μ – магнитный момент, n – концентрация вещества МЗС, v_{10} – скорость нейтронной звезды относительно МЗС в единицах десятков километров в секунду

При большой скорости порядка нескольких сотен километров в секунду, которая тем не менее является типичной для нейтронных звезд, компактный объект со стандартным постоянным магнитным полем никогда не покидает стадию эжектора. Отметим, что именно это является основной причиной того, что ранние оптимистические оценки числа одиночных аккрецирующих нейтронных звезд [24] оказались неверными, а вовсе не низкая аккреционная светимость согласно формуле Бонди. Также нейтронные звезды с небольшим магнитным полем не успевают пройти стадию эжекции за Хаббловское время. Соответственно, наиболее вероятно, что среди одиночных *аккрематоров* должны доминировать объекты, которые в своей молодости наблюдались как источники типа Великолепной семерки или как магнитары. К этому вопросу мы еще вернемся ниже. Теперь же перейдем к оценкам t_E для затухающего магнитного поля.

Подход состоит в выделении диапазона параметров затухания поля, при которых нейтронная звезда не успевает покинуть стадию эжектора за хаббловское время [205]. Поскольку общепринятой модели эволюции магнитного поля пока не существует, мы будем использовать простые аналитические законы. Начнем со случая экспоненциального затухания.

2.1.1 Экспоненциальное затухание поля

Обсудим эволюцию нейтронной звезды с затухающим полем согласно [96]. Пусть магнитное поле эволюционирует в соответствие с уравнением:

$$\mu = \mu_0 \cdot e^{-t/t_d}, \quad \mu > \mu_b \quad (2.2)$$

где μ_0 – начальный магнитный момент ($\mu = \frac{1}{2}B_p R_{\text{NS}}^3$, здесь B_p поле на полюсе, а R_{NS} – радиус нейтронной звезды), t_d – характерное время распада поля, а μ_b – предельное значение поля, достигаемое за время $t_{\text{ср}}$:

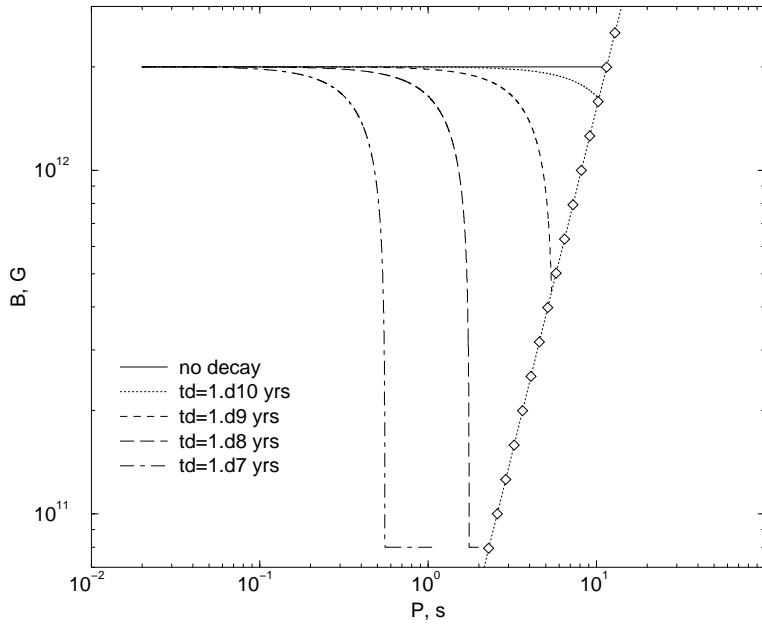


Рис. 2.1: Треки на диаграмме Период-Магнитное поле (P-B). Треки построены для нижней границы поля $8 \cdot 10^{10}$ Гс, начального магнитного поля $2 \cdot 10^{12}$ Гс, скорости нейтронной звезды относительно межзвездной среды 10 км с^{-1} , плотности межзвездной среды 1 см^{-3} и разных значений t_d . Последняя точка каждого трека соответствует следующим возрастам нейтронных звезд: 10^{10} лет для $t_d = 10^7$ и $t_d = 10^8$ лет; 1.5×10^9 лет для $t_d = 10^9$ лет; $\sim 2 \cdot 10^9$ лет для $t_d = 10^{10}$ лет. Начальные периоды приняты равными $p_0 = 0.020$ с. Линия с ромбами отмечает период эжектора, p_E .

$$t_{\text{cr}} = t_d \cdot \ln \left(\frac{\mu_0}{\mu_b} \right), \quad (2.3)$$

и не меняется после этого.

В качестве иллюстрации на рис. 2.1 мы приводим треки на диаграмме магнитное поле - период для $v = 10 \text{ км с}^{-1}$, $n = 1 \text{ см}^{-3}$, и $\mu = 10^{30} \text{ Гс см}^3$. Начальный период равен 20 мсек. Трек прерывается или при достижении критического периода p_E или в момент времени $t = t_H = 10^{10}$ лет.

Дадим простую оценку для t_E для случая экспоненциального распада при нулевом начальном периоде. Для этого воспользуемся магнито-дипольной формулой для ортогонального ротатора, пренебрегая эволю-

цией угла:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{2}{3} \frac{4\pi^2 \mu^2}{pIc^3}. \quad (2.4)$$

Тогда получим:

$$t_E = \begin{cases} -t_d \cdot \ln \left[\frac{T}{t_d} \left(\sqrt{1 + \frac{t_d^2}{T^2}} - 1 \right) \right], & t_E < t_{cr} \\ t_{cr} + T \frac{\mu_0}{\mu_b} - t_d \frac{1}{2} \left(\frac{\mu_0}{\mu_b} \right)^2 \left(1 - e^{-2t_{cr}/t_d} \right), & t_E > t_{cr} \end{cases} \quad (2.5)$$

здесь коэффициент T (являющийся временем t_E для случая постоянного магнитного поля) вычисляется по формуле:

$$T = \frac{3Ic}{2\mu_0 \sqrt{2v\dot{M}}} \simeq 10^{17} I_{45} \mu_{030}^{-1} v_{10}^{-1/2} \dot{M}_{11}^{-1/2} \text{ с.} \quad (2.6)$$

Здесь \dot{M} – формальный темп акреции, характеризующий внешнюю среду:

$$\dot{M} \simeq 10^{11} n v_{10}^{-3} \text{ г с}^{-1}. \quad (2.7)$$

Результаты вычисления t_E для нескольких μ_0 и t_d представлены на рис. 2.2. Справа кривые ограничены условием $\mu_b = \mu_0$. Эти точки соответствуют эволюции с постоянным магнитным полем (см. уравнение (2.2)) и для них $t_E = T$.

Если μ_b достаточно мало, то хаббловского времени оказывает недостаточно для его достижения. В этом случае t_E определяется первой ветвью уравнения (2.5), и эволюция не зависит от μ_b , что соответствует на рисунке прямым горизонтальным линиям.

Учет μ_b важен для

$$\mu_b > \mu_0 \left[\frac{T}{t_d} \left(\sqrt{1 - \frac{t_d^2}{T^2}} - 1 \right) \right].$$

В этом случае работают два противоположно направленных эффекта. Во-первых, из-за уменьшения поля замедляется торможение, что приводит к увеличению t_E . Во-вторых, уменьшается p_E , что ведет к сокращению t_E .

Первый из упомянутых выше факторов играет доминирующую роль справа от максимума. Там поле быстро уменьшается до μ_b (в момент достижения минимального поля период еще мал $p \ll P_E$), и большую часть

времени нейтронная звезда эволюционирует с $\mu = \mu_b$. Длительность этой эволюции растет с уменьшением μ_b . Соответственно, в этом режиме продолжительность стадии эжектора велика, и она растет с уменьшением минимального поля.

Слева от максимума (но до горизонтальной части) нейтронная звезда достигает $\mu = \mu_b$ с периодом близким к p_E (чем меньше минимальное поле, тем ближе в момент его достижения период к критическому). Соответственно, вскоре после $t = t_{cr}$ нейтронная звезда покидает стадию эжектора.

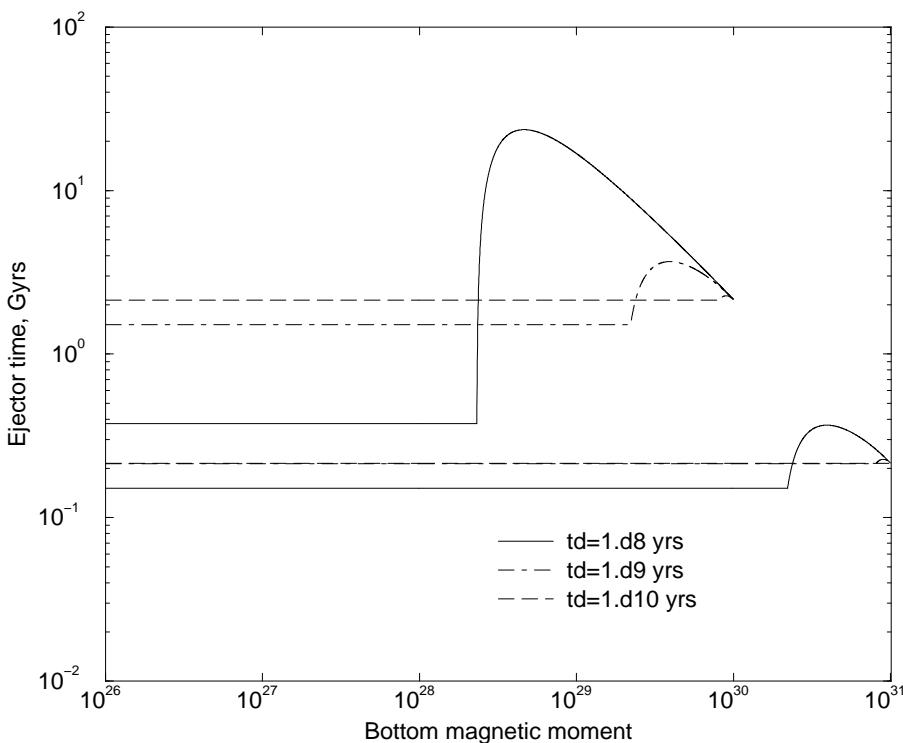


Рис. 2.2: Длительность стадии эжектора (в миллиардах лет) в зависимости от нижнего предела на магнитный момент. Кривые показаны для двух значений начального магнитного момента: 10^{30} Гс см^3 (верхняя кривая) и 10^{31} Гс см^3 .

Как видно из рисунка, для некоторых комбинаций параметров t_E оказывается больше Хаббловского времени. Соответственно, такие ней-

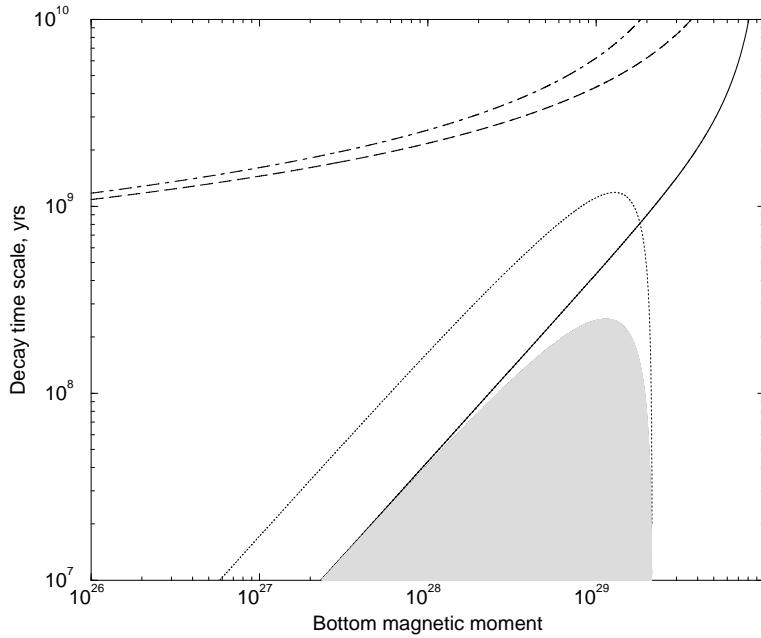


Рис. 2.3: Характерный масштаб времени затухания магнитного поля, t_d , в зависимости от нижнего предела на магнитный момент, μ_b . В заштрихованной области t_E превосходит 10^{10} лет. Штриховая линия соответствует $t_H = t_d \cdot \ln(\mu_0/\mu_b)$, где $t_H = 10^{10}$ лет. Сплошная линия соответствует $p_E(\mu_b) = p(t = t_{cr})$, где $t_{cr} = t_d \cdot \ln(\mu_0/\mu_b)$. Обе линии и заштрихованная область нарисованы для $\mu_0 = 10^{30}$ Гс см³. Штрих-пунктирная линия аналогична штриховой, но для $\mu_0 = 5 \cdot 10^{29}$ Гс см³. Пунктирная линия показывает границу “запрещенной” области для $\mu_0 = 5 \cdot 10^{29}$ Гс см³.

тронные звезды никогда не покидают стадию эжектора. Если удастся обнаружить одиночные аккрецирующие нейтронные звезды, то это будет означать, что такие комбинации t_d и μ_b можно исключить. Эти области параметров показаны на рисунках 2.3, 2.4.

Закрашенные области соответствуют параметрам, при которых t_E больше 10^{10} лет. Будем ниже называть такие области “запрещенными”, предполагая существование одиночных аккрецирующих нейтронных звезд.

В “запрещенных” областях на рисунке 2.3, построенном для $\mu_0 = 10^{30}$ Гс см³, все нейтронные звезды достигают минимального поля за время, меньшее Хаббловского, и дальнейшая эволюция происходит при $\mu = \mu_b$. Левую часть “запрещенной” области можно приблизительно задать урав-

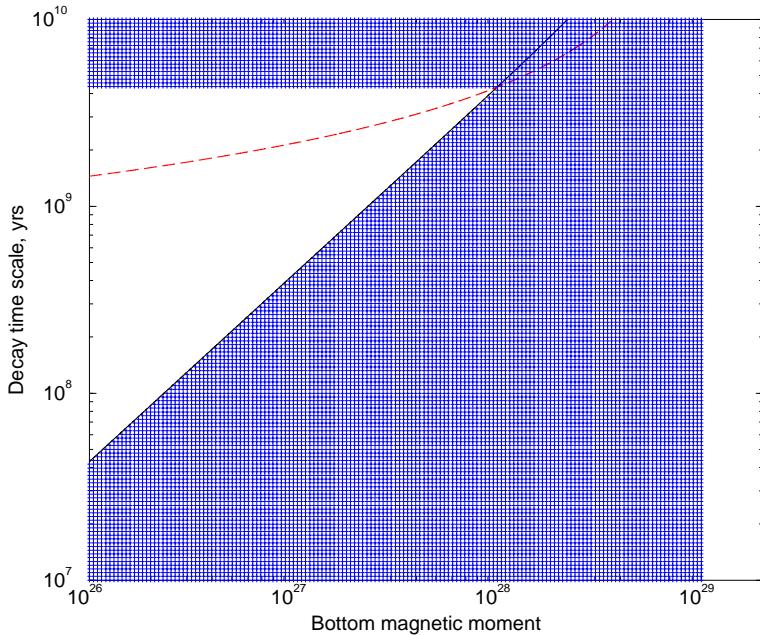


Рис. 2.4: Характерное время затухания магнитного поля, t_d , в зависимости от нижнего предела на магнитный момент, μ_b . В заштрихованной области t_E превосходит 10^{10} лет. Штриховая линия соответствует $t_H = t_d \cdot \ln(\mu_0/\mu_b)$, где $t_H = 10^{10}$ лет. Сплошная линия соответствует $p_E(\mu_b) = p(t = t_{cr})$, где $t_{cr} = t_d \cdot \ln(\mu_0/\mu_b)$. Обе линии и область изображены для $\mu_0 = 10^{29}$ Гс см³.

нением

$$p_E(\mu_b) = p(t = t_{cr}). \quad (2.8)$$

Правая часть этой области грубо определяется значением μ_b , при котором нейтронная звезда может покинуть стадию эжектора при любом t_d . Иными словами, это значение μ_b соответствует минимальному значению μ_0 , при котором объект покидает стадию эжектора без распада поля.

На рисунке 2.4 также показана “запрещенная” область для $\mu_0 = 0.5 \cdot 10^{30}$ Гс см³ (пунктирная линия).

Штриховая линия на рисунке 2.3 показывает, что для наиболее интересных параметров нейтронной звезды с полем $\mu_0 = 10^{30}$ Гс см³ минимальное поле μ_b достигается меньше чем за 10^{10} лет. Штрих-пунктирная

линия показывает то же самое для $\mu_0 = 0.5 \cdot 10^{30}$ Гс см³.

Сплошная линия соответствует $p_E(\mu_b) = p(t = t_{cr})$, где $t_{cr} = t_d \cdot \ln(\mu_0/\mu_b)$. Физический смысл этой линии может быть описан следующим образом. Линия делит рисунок на две части. В верхней левой части t_d относительно велико, а μ_b относительно мало. Так что в итоге нейтронная звезда не достигает минимального поля на стадии эжектора. В правой нижней части ситуация обратна, и μ_b достигается еще на стадии эжекции.

Следующий рисунок 2.4 построен для $\mu_0 = 10^{29}$ Гс см³. Для больших $t_d (> 4 \cdot 10^9$ лет) нейтронная звезда не успевает уйти со стадии эжектора при любом $\mu_b \leq \mu_0$. Поэтому в верхней части рисунка появляется горизонтальная “запрещенная” область.

2.1.2 Затухание поля по степенному закону

Теперь, следуя [206] обсудим другой сценарий затухания поля. Наряду с экспоненциальным степенным законом затухания магнитного поля также нередко обсуждается в литературе [207, 208]. Такой распад поля можно задать формулой:

$$\frac{dB}{dt} = -aB^{1+\alpha}. \quad (2.9)$$

Таким образом, в дискуссии возникает пара параметров: a и α . Поскольку такое затухание поля идет достаточно медленно для всех интересных значений α более или порядка единицы (мы используем такие же единицы, как в работе [133]), то в этом параграфе мы не задаем минимальное значение поля в отличие от случая экспоненциального распада (см. выше). Даже для модели С из [133] (см. таблицу 2.1) с относительно быстрым для степенного закона распадом поля за 10^{10} лет достигается лишь значение $\sim 10^8$ Гс (см. рис. 2.5).

В таблице мы приводим параметры моделей А, В, С из работы [133]. B_∞ – магнитное поле на момент $t = t_{Hubble} = 10^{10}$ лет при начальном поле $B_0 = 10^{12}$ Гс. Модели А и В соответствуют амбиополярной диффузии в irrotational и соленоидальной моде, соответственно. Модель С описывает затухание поля при наличии холловского каскада (эта модель приложима в первую очередь в случае больших полей).

На рисунке 2.6 мы показываем зависимость периода p_E , и асимптотического периода p_∞ от параметра a при $\alpha = 1$ для разных значений начального поля B_0 :

$$p_E = 25.7 B_\infty^{1/2} n^{-1/4} v_{10}^{1/2} \text{ с}, \quad (2.10)$$

Таблица 2.1: Модели А, В, С из работы [133]

Модель	A	B	C
a	0.01	0.15	10
α	$5/4$	$5/4$	1
B_∞	$\approx 1.9 \cdot 10^{11}$ Гс	$\approx 2.4 \cdot 10^{10}$ Гс	$\approx 10^8$ Гс

$$p_\infty^2 = \frac{2}{2 - \alpha} \frac{b}{a} B_0^{2-\alpha}. \quad (2.11)$$

Здесь p_E вычисляется для $t = t_{Hubble} = 10^{10}$ лет, т.е. для момента, когда $B = B_\infty$.

Из рисунка 2.6 понятно, что для начального поля $\gtrsim 10^{11}$ Гс низкоскоростные нейтронные звезды уходят со стадии сверхзвукового пропеллера: для $B_0 = 10^{11}$ Гс линии для p_∞ и p_E для скорости 10 км с⁻¹ совпадают.

Для степенного распада поля мы можем нарисовать “запрещенные” области на плоскости $a-\alpha$, Рис. 2.7. Для моделей А, В, С из [133] нейтронные звезды со скоростями $v < 200$ км с⁻¹ успевают уйти со стадии сверхзвукового пропеллера.

2.2 Стохастическое поведение одиночных акрецирующих нейтронных звезд

Для нейтронных звезд наиболее точно определяются временные характеристики. В первую очередь – период вращения. Это особенно верно для одиночных объектов. Другие характеристики (масса, температура, радиус и тд.) чаще всего определяются модельно зависимым методом. Поэтому важно, во-первых, уметь извлекать из точного тайминга как можно больше информации о свойствах объектов, а во-вторых, иметь ясную картину эволюции периода и его производных. Кроме того, для идентификации новых типов объектов (а здесь речь пойдет о пока не открытых старых одиночных акрецирующих нейтронных звездах) требуется предварительное знание основных свойств, к которым, разумеется, относится и возможная переменность.

В этом разделе мы представляем вычисления распределения старых одиночных нейтронных звезд по периодам вращения, согласно результатам работы [102].

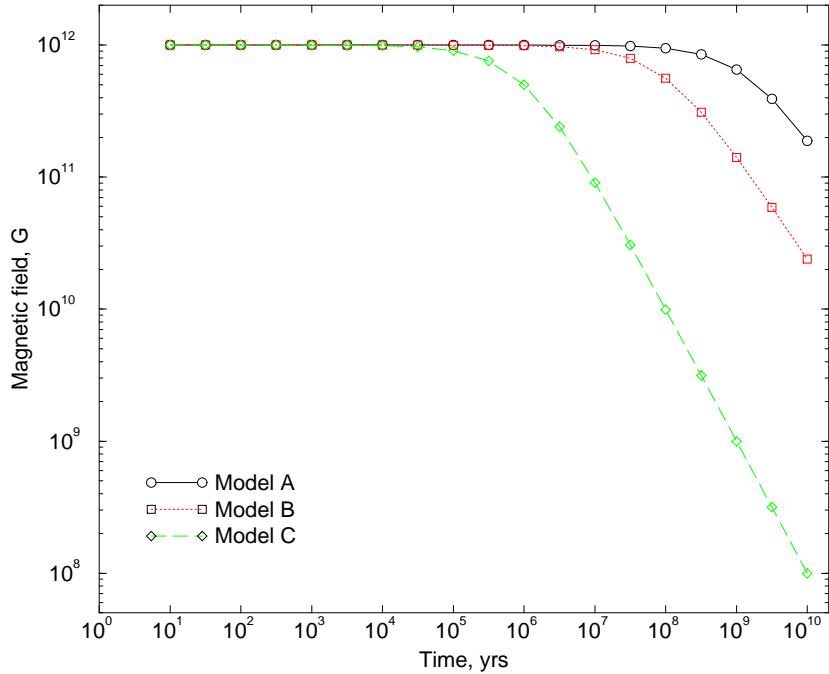


Рис. 2.5: Затухание магнитного поля по степенному закону. Модель А: сплошная линия с кружками; $a = 0.01, \alpha = 1.25$. Модель В: штриховая линия с квадратами; $a = 0.15, \alpha = 1.25$. Модель С: длинные штрихи с ромбами; $a = 10, \alpha = 1$. Модели детально описаны в работе [133], см. также таблицу 2.1.

2.2.1 Магнито-вращательная эволюция и одиночные аккреторы

Магнито-вращательной эволюции нейтронных звезд посвящено немало исследований. В основном в них идет речь о таких известных типах объектов как радиопульсары и рентгеновские двойные системы. Гораздо меньше и с наблюдательной, и с теоретической точки зрения известно о поведении старых одиночных нейтронных звезд. В первую очередь это связано с тем, что нам попросту неизвестны такие объекты (за исключением миллисекундных радиопульсаров, но они являются продуктом эволюции двойных, а потому их не нужно смешивать с изначально одиночными источниками).

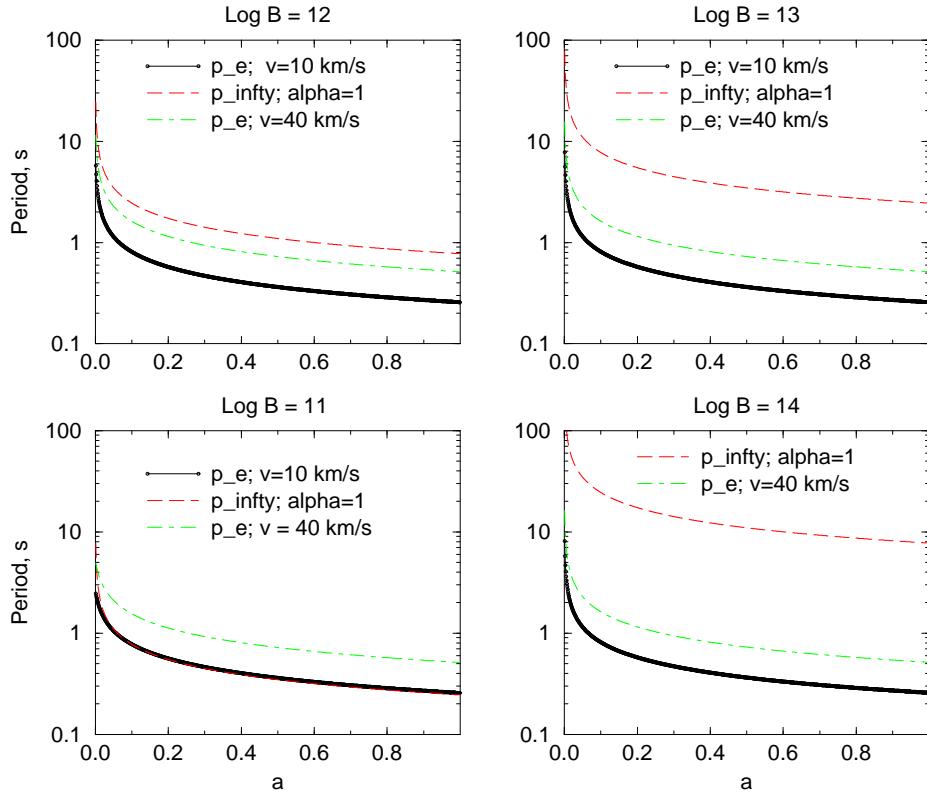


Рис. 2.6: Периоды в зависимости от параметра a для различных начальных магнитных полей: $10^{11}, 10^{12}, 10^{13}, 10^{14}$ Гс.

Старые аккрецирующие нейтронные звезды представляют большой интерес для астрофизики, поскольку обнаружение таких “чистых” объектов позволит протестировать теории магнито-вращательной эволюции на большом масштабе времени (ожидаемый возраст аккрецирующих нейтронных звезд – миллиарды лет) без усложняющего влияния мощной акреции и других процессов в тесных двойных системах и без эффектов селекции, связанных с рождением и эволюцией звезд в двойных.

Возможность акреции на одиночные нейтронные звезды была независимо предложена в 1970 г. В. Шварцманом [82] и Дж. Острайкером с коллегами [209]. Уже тогда было ясно, что обнаружить источники будет крайне трудно. Некоторый энтузиазм возник в начале 90-х гг. ([24], [25], [26], [27], см. обзор в [30]), когда казалось, что спутник ROSAT сможет увидеть тысячи таких источников. Реальность оказалась не столь оптимистичной. Расчеты [94, 95, 217] показывают, что большинство одиночных нейтронных звезд просто не выходят на стадию акреции, мы

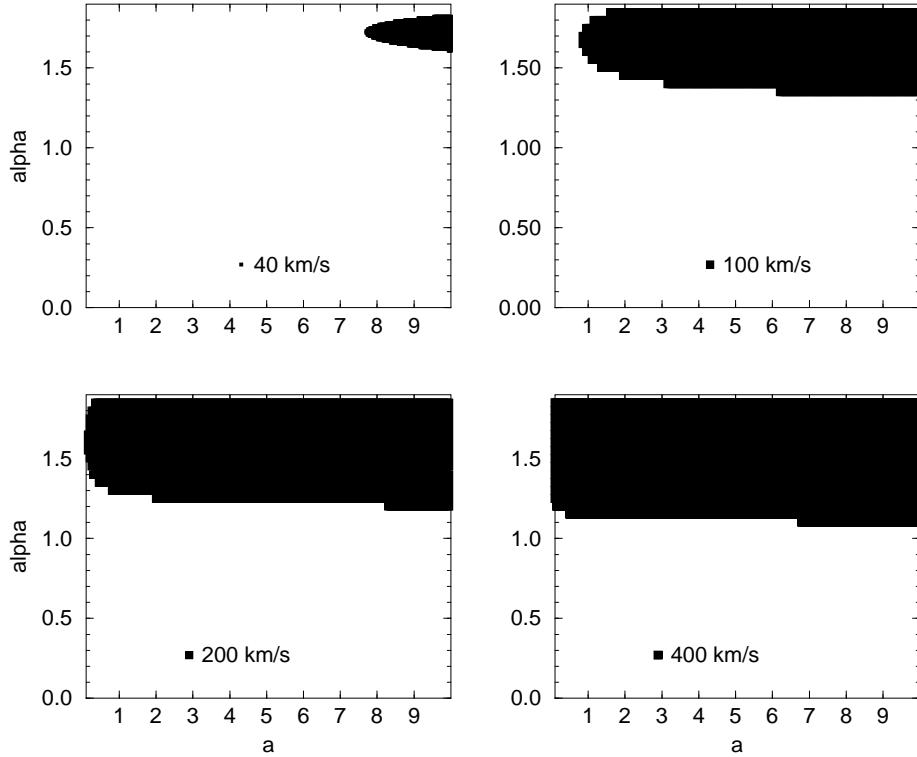


Рис. 2.7: Запрещенные области для начального поля 10^{13} Гс и разных пространственных скоростей нейтронных звезд (40, 100, 200 и 400 км с^{-1}). По осям отложены параметры, описывающие затухание поля: a и α .

обсуждаем это подробнее в других разделах диссертации. Кроме того, есть ряд эффектов, которые приводят к уменьшению светимости в сравнении с оценкой по формуле Бонди.

Несколько обнаруженных спутником ROSAT кандидатов (см., например, [210]) оказались одиночными близкими остывающими молодыми нейтронными звездами, они будут предметом рассмотрения многих разделов диссертации. Тем не менее, можно ожидать, что если акреция на поверхность нейтронной звезды не уменьшена катастрофическим образом, то на слабых потоках $\sim 10^{-13} - 10^{-16}$ эрг с^{-1} акрецирующие нейтронные звезды будут весьма многочисленными источниками с плотностью порядка нескольких объектов на квадратный градус не слишком далеко от плоскости Галактики [280]. Для идентификации таких источников было бы полезно хотя бы примерно знать их распределение по

периодам вращения.

Ранние оценки периодов одиночных аккрецирующих нейтронных звезд [93, 104, 211] давали лишь некоторые критические или характерные значения. Распределение по периодам не строилось. Предполагалось некоторое спиновое равновесие, т.е. было принято, что у нейтронных звезд есть достаточно времени, для того, чтобы их периоды прорелаксировали к равновесному значению (определенному торможением за счет взаимодействия магнитного поля с веществом и ускорением за счет аккреции турбулизованной среды). В этом разделе мы приводим результаты более детального исследования.

2.2.2 Модель

В этом параграфе описывается модель, использовавшаяся для расчетов распределения по периодам вращения старых одиночных нейтронных звезд, аккрецирующих турбулизированное вещество межзвездной среды (МЗС).

Мы рассматриваем случай постоянной плотности МЗС. Турбулентность предполагается имеющей колмогоровский спектр. Колмогоровский спектр турбулентности хорошо описывает состояние вещества в МЗС [212]. Турбулентные ячейки на разных масштабах имеют независимые ориентации. Для турбулентных скоростей мы можем записать:

$$\frac{v_t(r_1)}{v_t(r_2)} = \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^{1/3}.$$

Наблюдения показывают [214], что турбулентная скорость на масштабе $R_t \simeq 2 \cdot 10^{20}$ см $\simeq 70$ пк составляет примерно $v_t \simeq 10$ км s^{-1} . Приведенный масштаб примерно соответствует толщине диска Галактики, а скорость – скорости звука в МЗС. Соответственно, это наибольший масштаб и скорость, которые важны в нашей задаче. Свойства турбулентности на более мелких масштабах получаются использованием закона Колмогорова.

Двигаясь в МЗС, нейтронная звезда захватывает вещество внутри радиуса Бонди, $R_G = 2GM/v^2$. Здесь G – гравитационная постоянная, M – масса нейтронной звезды, $v = \sqrt{v_{NS}^2 + v_s^2}$, v_{NS} – скорость нейтронной звезды относительно МЗС, v_s – скорость звука (здесь принимаем $v_s = 10$ км s^{-1}), $M = 1.4 M_\odot$. Отметим, что v_s может зависеть от светимости нейтронной звезды ([213]), но здесь мы пренебрегаем этим эффектом.

Темп аккреции \dot{M} равен ([215], [216]):

$$\dot{M} = \pi R_G^2 n m_p v,$$

здесь n – концентрация МЗС, m_p – масса протона.

Такой темп акреции соответствует светимости:

$$L = GM\dot{M}/R \sim 10^{32}n(v/10 \text{ км с}^{-1})^{-3} \text{ эрг с}^{-1}$$

Основываясь на популяционных моделях [217], мы можем ожидать, что в среднем аккреционные светимости одиночных нейтронных звезд составляют примерно 10^{29} эрг с $^{-1}$. Простые оценки показывают, что большая часть этой энергии излучается в мягком рентгене (0.1 кэВ) с примерно чернотельным спектром (если нейтронные звезды имеют сильные магнитные поля, то температура может быть выше – до 1 кэВ). Повторим, что формула Бонди дает лишь верхнюю оценку светимости [213], [83].

Из-за турбулентности аккрецируемое вещество приносит ненулевой угловой момент:

$$j_t = v_t(R_G) \cdot R_G = v_t(R_t) R_t^{-1/3} R_G^{4/3}.$$

Для этой оценки принято (см. [104, 211]), что наибольший вклад дают ячейки размером $r = R_G$. Иначе в формуле (2.12) ниже необходимо ввести коэффициент $\alpha \neq 1$.

Если j_t больше кеплеровского значения на границе магнитосферы (т.е. на альвеновском радиусе $R_A = (\mu^2/2M\sqrt{GM})^{2/7}$), то образуется временный аккреционный диск. В диске часть углового момента уносится наружу, а на нейтронную звезду аккрецирует момент $j_K = v_K(R_A) \cdot R_A$, v_K – кеплеровская скорость. Такая ситуация реализуется только в случае очень слабых магнитных полей и одновременно очень низких скоростей нейтронных звезд. Здесь мы пренебрегаем такой возможностью.

За время, необходимое для пересечения турбулентной ячейки размером R_G , $\Delta t = R_G/v_{NS} \simeq 11.8(v/10 \text{ км с}^{-1})^{-3}$ лет, изменение углового момента нейтронной звезды дается формулой:

$$\begin{aligned} |\vec{\Delta J}| &= \dot{M} j_t \Delta t = \pi n m_p v_t(R_t) R_t^{-1/3} R_G^{13/3} \\ &\simeq 1.23 \cdot 10^{39} \text{ г см}^2 \text{ с}^{-1} \times \\ &n \left(\frac{v_t(R_t)}{10 \text{ км с}^{-1}} \right) \left(\frac{R_t}{2 \cdot 10^{20} \text{ см}} \right)^{-1/3} \left(\frac{v}{10 \text{ км с}^{-1}} \right)^{-26/3}. \end{aligned}$$

Соответственно, изменение угловой скорости будет равно:

$$|\vec{\Delta \omega}| = |\vec{\Delta J}| / I$$

$$\simeq 1.23 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1} \times$$

$$n \left(\frac{v_t(R_t)}{10 \text{ км} \text{ с}^{-1}} \right) \left(\frac{R_t}{2 \cdot 10^{20} \text{ см}} \right)^{-1/3} \left(\frac{v}{10 \text{ км} \text{ с}^{-1}} \right)^{-26/3} I_{45}^{-1},$$

здесь $I = I_{45} 10^{45}$ г см² — момент инерции нейтронной звезды. Ориентация $\Delta\omega$ случайная, т.е. мы имеем изотропное распределение по сфере. Изменение угловой скорости сильно зависит от пространственной скорости нейтронной звезды (полагаем, что она не может быть меньше скорости звука, а потому во многих выражениях мы принимаем $v \simeq v_{NS}$): $\Delta\omega \sim v^{-26/3}$. Т.о., максимально значение для $v_{NS} = 10 \text{ км} \text{ с}^{-1}$ составляет $\Delta\omega_{\max} \simeq 6 \cdot 10^{-8} \text{ рад} \text{ с}^{-1}$.

В рамках описаного подхода можно рассматривать вращательную эволюцию аккрецирующей нейтронной звезды как случайное блуждание в трехмерном пространстве угловых скоростей $\vec{\omega}$. Поскольку временные и “пространственные” масштабы Δt и $\Delta\omega$ достаточно малы ($\Delta t \ll t_{gal} \simeq 10^{10}$ лет, $\Delta\omega \ll \omega \sim 10^{-1} \div 10^{-7} \text{ рад} \text{ с}^{-1}$), мы рассматриваем непрерывную задачу. Соответственно, можно использовать соответствующие дифференциальные уравнения для непрерывных процессов.

В таком случае вращательная эволюция аккрецирующей нейтронной звезды в пространстве $\vec{\omega}$ описывается уравнением диффузии со следующим коэффициентом:

$$D = \frac{\alpha}{6} \frac{\Delta\omega^2}{\Delta t}, \quad (2.12)$$

здесь α — коэффициент, учитывающий ячейки с размером $r \neq R_G$ (везде ниже мы полагаем $\alpha = 1$).

Кроме случайного вклада турбулентности на вращение нейтронный звезда влияет также тормозящий момент за счет наличия магнитного поля и его взаимодействия с окружающим веществом:

$$\frac{d\vec{\omega}}{dt} = \kappa_t \frac{\mu^2}{IR_{co}^3} \frac{\vec{\omega}}{|\omega|} + \vec{F}_t = \kappa_t \frac{\mu^2}{IGM} \omega^2 \frac{\vec{\omega}}{|\omega|} + \vec{F}_t. \quad (2.13)$$

Здесь $R_{co} = (GM/\omega^2)^{1/3}$ — радиус коротации, κ_t — постоянная порядка единицы, которая связана с деталями взаимодействия магнитосферы и аккрецирующего вещества (везде ниже полагаем $\kappa_t = 1$), \vec{F}_t — случайная (турбулентная) сила, с нулевым средним значением: $\langle \vec{F}_t \rangle = 0$.

На большом масштабе времени и для относительно коротких периодов вращения мы можем пренебречь моментом аккрецируемого вещества, а также пренебречь начальным периодом p_0 . В этом случае решение уравнения (2.13) выглядит следующим образом:

$$\omega \propto t^{-1}, \quad p \equiv \frac{2\pi}{\omega} \propto t.$$

Магнитное торможение приводит к появлению конвективного члена в эволюционном уравнении для распределения частоты вращения, $f(\omega)$. Поскольку и начальное распределение векторов частот (торможение магнитным полем не изменяет ориентацию $\vec{\omega}$), и турбулентная диффузия изотропны, мы получаем сферически симметричное распределение в пространстве угловых скоростей, т.е.:

$$f(\vec{\omega}) = f_3(\omega)$$

(функция $f_3(\omega)$ описывает трехмерное распределение аккрецирующих нейтронных звезд, размерность функции [с^{-3}]).

Из уравнений (2.12) и (2.13) мы получаем эволюционное уравнение:

$$\frac{\partial f_3}{\partial t} = \frac{A}{\omega^2} \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega^4 f_3) + \frac{D}{\omega^2} \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\omega^3 \frac{\partial f_3}{\partial \omega} \right), \quad (2.14)$$

здесь $A = (\mu^2 / IGM)$.

Границочное условие на $\omega = 0$ может быть получено из равенства нулю потока частиц в этой точке:

$$\left. \frac{\partial f_3}{\partial \omega} \right|_{\omega=0} = 0.$$

Нетрудно найти стационарное решение уравнения (2.14) на полубесконечной оси¹ ($\omega \geq 0$)

$$f_3^{\text{st}} = C_{st} \exp \left(-\frac{\mu^2}{3IGMD} |\omega|^3 \right), \quad (2.15)$$

здесь константа нормировки C_{st} может быть получена из условия

$$4\pi \int f_3^{\text{st}}(\omega) \omega^2 d\omega = N,$$

где N — полное число аккрецирующих нейтронных звезд в распределении. Полное число нейтронных звезд в Галактике известно недостаточно точно: $N \sim 10^8$ – 10^9 . Здесь мы не используем абсолютной нормировки. По графикам, приводимым ниже, можно получить числа объектов в нужном диапазоне периодов, задав абсолютную нормировку.

¹Поскольку нейтронные звезды попадают на стадию акреции с относительно короткими — относительно максимума стационарного распределения — периодами вращения $\omega_A \gg \langle \omega(f_3^{\text{st}}) \rangle$, полученное приближенное распределение отличается от точного только на высоких частотах $\omega \simeq \omega_A$.

Положение максимума распределения $f_3^{\text{st}}(p)$ зависит от v , μ , n и M . Увеличение v и μ сдвигает максимум в сторону больших периодов, увеличение n и M — в сторону меньших p .

Если мы решаем задачу для постоянного темпа образования звезд, то второе граничное условие можно записать в виде:

$$f_3(\omega_A) = \frac{IGM}{4\pi\kappa_t\mu^2} \cdot \frac{\dot{N}}{\omega_A^4},$$

здесь \dot{N} — темп, с которым нейтронные звезды попадают на стадию акреции, $\omega_A = 2\pi/p_A$ — критическая частота *аккрематоров*, при достижении этого значения (в пренебрежении стадией дозвукового пропеллера) для данных v и n начинается акреция,

$$p_A = 2^{5/14}\pi(GM)^{-5/7}(\mu^2/\dot{M})^{3/7} \simeq 300\mu_{30}^{6/7}(v/10 \text{ км с}^{-1})^{9/7}n^{-3/7} \text{ с}$$

Функция $f_3(\omega)$ связана с распределением абсолютных значений угловой скорости, $f_1(\omega)$, и с распределением по периодам, $f(p)$, следующими формулами:

$$\begin{aligned} f_1(\omega) &= 4\pi\omega^2 f_3(\omega), \\ f(p) &= \frac{32\pi}{p^4} f_3\left(\frac{2\pi}{p}\right). \end{aligned}$$

На рисунке 2.8 показана эволюция $f(p)$ как функция времени для типичных параметров акрецирующей нейтронной звезды в межзвездной среде.

Для данных v , μ и n нейтронная звезда попадает на стадию акреции после прохождения стадий эжектора и пропеллера, замедлившись до p_A . Этот период соответствует $R_A = R_{\text{co}}$. В этом разделе мы пренебрегаем стадией дозвукового пропеллера, см. ниже.

Для $p_A < p < p_{cr}$ влияние турбулентности мало, и акрецирующая нейтронная звезда замедляется согласно $p \propto t$. Здесь p_{cr} определяет момент, когда изменения периода за счет магнитного торможения и за счет влияния турбулентности сравниваются (см. также обсуждение ниже). Можно ввести удобный временной интервал Δt_{cr} . Это время, необходимое для достижения, $p = p_{cr}$, т.е. для достижения турбулентного режима изменения периода. Левая часть распределения по периодам (см. рис. 2.8) $f(p) = \text{const}$ определяется постоянным темпом рождения звезд и монотонной эволюцией в течение Δt_{cr} .

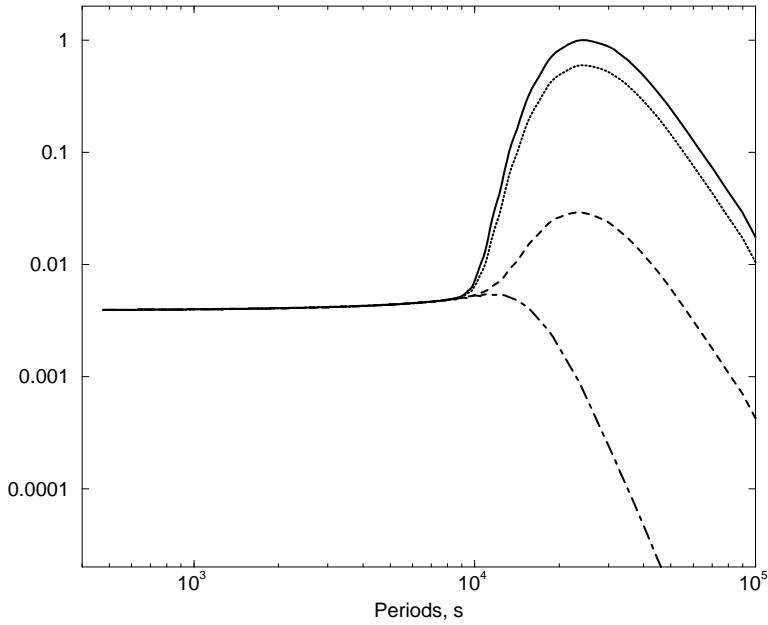


Рис. 2.8: Эволюция распределения по периодам со временем; $\mu = 10^{30}$ Гс см³, $n = 1$ см⁻³, $v_{NS} = 10$ км с⁻¹. Кривые рассчитаны для четырех моментов времени от $1.72 \cdot 10^9$ лет до $9.8 \cdot 10^9$ лет (для выбранных параметров t_A равняется $\simeq 1.7 \cdot 10^9$ лет). Аккурецирующая нейтронная звезда пересекает горизонтальную часть (от $\simeq 10^2$ с до 10^4 с) за $\sim 6 \cdot 10^7$ лет. Кривые нормализованы на 1 в максимуме самой высокой.

По мере роста периода турбулентность становится все более и более существенной. Наконец, первые нейтронные звезды достигают $\omega = 0$ ($p = \infty$), быстро формируется равновесная компонента распределения, описываемая уравнением (2.15). Эта компонента спадает степенным образом ($f(p) \propto p^{-4}$) при $p \gg p_{turb}$ (где p_{turb} определяется шириной распределения (2.15)). А при $p \ll p_{turb}$ спадает быстрее экспоненты. Количество нейтронных звезд, достигших равновесной части распределения линейно растет со временем. Соответственно, растет амплитуда этой компоненты. Если же время, необходимое для достижения стадии аккуреции велико ($t_{gal} - t_A \ll t_{gal}$), то равновесная компонента не успевает сформироваться. Очевидно, при $t_A > t_{gal}$ нейтронные звезды вообще не оказываются на стадии аккуреции.

Аналогичные рассуждения можно провести для нейтронных звезд в

аккремицирующих двойных системах (см. [77]). В двойных системах нейтронные звезды быстро успевают достичь равновесия [219]. Соответственно, там следует применять решение для стационарного случая. В такой ситуации наблюдения флюктуаций периода могут дать важную информацию о физических параметрах системы, например о скорости звездного ветра в рентгеновских пульсарах, питаемых аккремицией из ветра без образования диска [220].

2.2.3 Расчеты и результаты

Основной целью рассмотренной в данном разделе работы является построение распределения по периодам вращения для старых одиночных нейтронных звезд, аккремицирующих вещество турбулизованной МЗС. Мы предполагаем, что нейтронные звезды рождаются с периодами $\ll 1$ с. Распределение по магнитным моментам предполагается гауссовым в логарифмическом масштабе:

$$f(\mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_m} \exp\left(\frac{(\log \mu - \log \mu_0)^2}{2\sigma_m^2}\right), \quad (2.16)$$

где $\log \mu_0 = 30.06$ и $\sigma_m = 0.32$ (см. [60] и ссылки там). Магнитные поля предполагаются постоянными.

Распределение нейтронных звезд по скоростям максвелловское:

$$f(v_{NS}) = \frac{6}{\sqrt{\pi}} \frac{v_{NS}^2}{v_m^2} \exp\left(\frac{3}{2} \frac{v_{NS}^2}{v_m^2}\right) \quad (2.17)$$

где $v_m = 200$ км с⁻¹, что соответствует $\sigma_v \simeq 140$ км с⁻¹.

Мы используем два значения концентрации межзвездной среды $n = 1$ см⁻³ и $n = 0.1$ см⁻³, являющиеся достаточно типичными для диска Галактики (высокоскоростные нейтронные звезды заполняют больший объем, но они не выходят на стадию аккремии, поэтому можно использовать плотность типичную для диска).

Нейтронные звезды разделены на 30 групп по μ в интервале от $10^{28.6}$ до $10^{31.6}$ Гс·см³ с шагом 0.1 dec, и на 49 групп по скорости от 10 до 500 км с⁻¹ с шагом 10 км с⁻¹.

Для каждой группы мы вычисляем время, необходимое для достижения стадии аккремии, t_A :

$$t_A = t_E + t_P,$$

где t_E и t_P — продолжительности стадий эжектора и пропеллера, соответственно.

На стадии эжекции нейтронная звезда замедляется согласно магнито-дипольной формуле:

$$t_E \simeq 10^9 n^{-1/2} \left(\frac{v}{10 \text{ км с}^{-1}} \right) \left(\frac{\mu}{10^{30} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3} \right)^{-1} \text{ лет.}$$

Замедление на стадии пропеллера известно плохо, но при постоянном поле $t_P < t_E$ ([93] – “теорема о замедлении”). Поэтому мы пренебрегаем t_P и ниже просто полагаем $t_A = t_E$. Также, как указано выше, мы пренебрегаем стадией дозвукового пропеллера.

Если скорость нейтронной звезды велика, то вместо стадии акреции она оказывается на стадии георотатора. На этой стадии $R_A > R_G$, т.е. окружающее вещество “не чувствует” гравитацию компактного объекта, и образуется магнитосфера, обтекаемая веществом подобно земной. Из-за этого эффекта (а также из-за маловероятности выхода на акрецию высокоскоростной звезды) мы не рассматриваем скорости выше 500 км с^{-1} .

Для систем с $t_A < t_{gal} = 10^{10}$ лет мы решаем уравнение (2.14) на интервале времени $t_{gal} - t_A$. Для угловых скоростей мы используем сетку с 200 ячейками от $\omega = 0$ до ω_A . Используется консервативная неявная схема. Полученные для разных групп распределения усредняются с весами, определяемыми уравнениями (2.16) и (2.17).

Итоговое распределения для $n = 1 \text{ см}^{-3}$ и $n = 0.1 \text{ см}^{-3}$ показаны на рисунке 2.9. Оно существенно отличается от распределения, полученного для одного фиксированного значения каждого из параметров n, μ, v (ср. рис. 2.8 и 2.9). В итоговом мы видим степенной завал ($f \propto p^{-4}$) на длинным периодах ($p > 10^7 \text{ с}$), подобный завалу на рисунке 2.8. На промежуточных периодах ($10^4 < p < 10^7 \text{ с}$) кривая демонстрирует степенной подъем из-за суммирования индивидуальных максимумов кривых для фиксированных n, μ, v . Наконец, виден резкий завал на коротких периодах ($p < 10^4 \text{ с}$), возникающий из-за того, что разные нейтронные звезды (разные n, μ, v) начинают акрецировать на разных периодах, $p_A = p_A(n, \mu, v)$.

2.2.4 Обсуждение и выводы

После того, как нейтронная звезда оказывается на стадии акреции ($p > p_A$), ее период определяется двумя процессами, см. уравнение 1.7: замедлением за счет магнитного поля и турбулентным изменением периода. Схематически такая эволюция представлена на рисунке 1.2.

Для этих двух процессов можно выписать два характерных временных масштаба: t_{mag} и t_{turb} . Они имеют разные зависимости от периода вра-

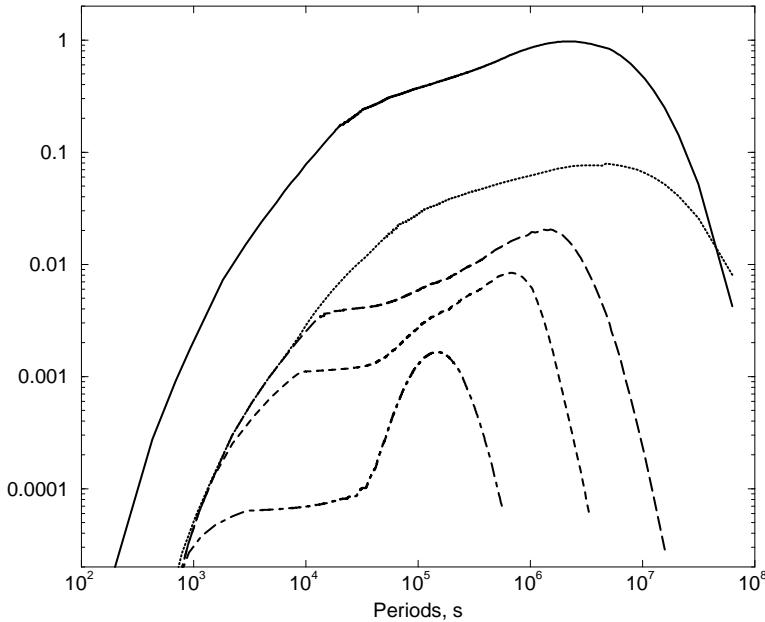


Рис. 2.9: Распределение по периодам для популяций одиночных аккрецирующих нейтронных звезд. Верхняя кривая соответствует плотности межзвездной среды $n = 1 \text{ см}^{-3}$. Вторая сверху (пунктирная) кривая соответствует $n = 0.1 \text{ см}^{-3}$. Под ней расположены кривые, соответствующие низкоскоростной части распределения для случая $n = 0.1 \text{ см}^{-3}$ ($v < 60, 30, 15 \text{ км с}^{-1}$, см. обсуждение в тексте). Кривые нормированы на единицу в максимуме самой высокой.

шения компактного объекта: $t_{mag} \sim p$ и $t_{turb} \sim p^{-1}$. Здесь мы оцениваем характерное время как $t = p/\dot{p}$. Для турбулентного изменения периода $\dot{p}_{turb} = p^2 \dot{M} j / (2\pi I)$. Поскольку возможна ситуация, когда j_t больше кеплеровского на границе магнитосферы, $j_K = v_K(R_A), R_A$, мы пишем ниже j вместо j_t : $j = \min(j_K, j_t)$.

Для магнитного торможения мы используем стандартное выражение:

$$\dot{p}_{mag} = 2\pi\mu^2 / (IGM). \quad (2.18)$$

Сразу после выхода на акрецию (сразу после $p = p_A$) более важно торможение за счет магнитного поля. Из двух характерных масштабов меньше t_{mag} :

$$t_{mag} = \frac{IGM}{2\pi\mu^2} p. \quad (2.19)$$

Два масштаба эволюции сравниваются при $p = p_{cr}$, а для более длинных периодов важнее роль турбулентности.

Для p_{cr} можно записать:

$$p_{cr}^2 = \frac{4\pi^2\mu^2}{GM\dot{M}j}. \quad (2.20)$$

Этот период лежит между p_A и p_{turb} . Нейтронная звезда достигает p_{cr} за время $\Delta t_{cr} \sim 10^5\text{--}10^7$ лет после начала аккреции:

$$\Delta t_{cr} = \frac{I\sqrt{GM}}{\mu\sqrt{\dot{M}j}}. \quad (2.21)$$

Здесь Δt_{cr} оценивается как p_{cr}/\dot{p}_{mag} .

В приведенных в предыдущем параграфе расчетах не принимались во внимание различные эффекты селекции. Например, если учесть, что любая наблюдаемая выборка одиночных аккрецирующих нейтронных звезд будет ограничена снизу по светимости, при этом светимость зависит от скорости нейтронной звезды и плотности МЗС, от чего зависит и период, то распределение по периодам в такой выборке может отличаться от расчетного. Можно указать и другие возможные эффекты, но пока ни один источник этого класса не обнаружен, и детальное обсуждение многих эффектов преждевременно.

Однако в качестве иллюстрации на рисунке 2.9 мы приводим распределения для популяций нейтронных звезд с верхним пределом на скорость ($v < 60, 30, 15$ км s^{-1}). При фиксированной плотности МЗС это дает нижний предел на светимость. Очевидно, чем ярче источники, тем короче в среднем их периоды.

Заметную часть жизни одиночной аккрецирующей нейтронной звезды с низкой скоростью ее период контролируется межзвездной турбулентностью. Характерный масштаб времени изменения периода при этом равен: $t_{turb} = I\omega/(\dot{M}j)$. Для типичных параметров это соответствует $10^4\text{--}10^5$ лет.

Для затухающих полей картина будет существенно иной [104, 211]. Соответственно, обнаружение и определение параметров старых аккрецирующих одиночных нейтронных звезд позволит дать важные ограничения на модели затухания поля [96]. В некоторых моделях затухания магнитных полей аккрецирующие одиночные нейтронные звезды имеют периоды порядка 10 секунд и производные периода порядка 10^{-13}

с/с [211]. Значение и знак (!) производной периода будет флюктуировать при движении нейтронной звезды сквозь турбулентную среду на масштабе R_G/v_{NS} , что составляет порядка года для разумных параметров. Иррегулярные флюктуации \dot{r} на таком масштабе (он сильно зависит от скорости) могут явиться важным моментом, позволяющим отличить останавливающую одиночную нейтронную звезду от аккрецирующей.

Грубо \dot{r} можно оценить следующим образом:

$$|\dot{r}| \leq p^2 \frac{\dot{M}j}{2\pi I} \sim v^{-17/3}. \quad (2.22)$$

Здесь мы пренебрегли магнитным торможением. Это выражение применимо для турбулентного режима изменения периода, т.е. для $p \gg p_{turb}$. Для данного p значение \dot{r} флюктуирует между $+p^2 \frac{\dot{M}j}{2\pi I}$ и $-p^2 \frac{\dot{M}j}{2\pi I}$, и зависит от n, v , но не от μ (если $j = j_t$, а не $j = j_A$). В таком сценарии распределение \dot{r} на описанном интервале (уравнение 2.22) является плоским.

Поведение r и \dot{r} аккрецирующих нейтронных звезд в молекулярных облаках может быть отличным от описанного выше. Некоторые из сделанных выше предположений будут там неверны. Однако пролеты сквозь облака относительно редки и непродолжительны для большинства одиночных нейтронных звезд.

В заключение, подчеркнем некоторые важные выводы раздела.

- получено распределение по периодам вращения для старых одиночных аккрецирующих нейтронных звезд с постоянным магнитным полем и “пульсарными” свойствами (распределения по начальным периодам, полям и скоростям).
- распределения показаны на рисунке 2.9. Для них характерен широкий максимум на периодах порядка $\sim 10^6 - 10^7$ с. Это означает, что обнаружить столь долгопериодическую переменность будет очень сложно.
- периоды этих объектов флюктуируют на масштабе $R_G/v_{NS} \sim 1$ года.

2.3 Режим трансзвукового пропеллера

Как было описано во Введении, наблюдательные проявления нейтронных звезд в основном определяются характером взаимодействия компактного объекта (в основном его магнитосферы) с окружающей плаз-

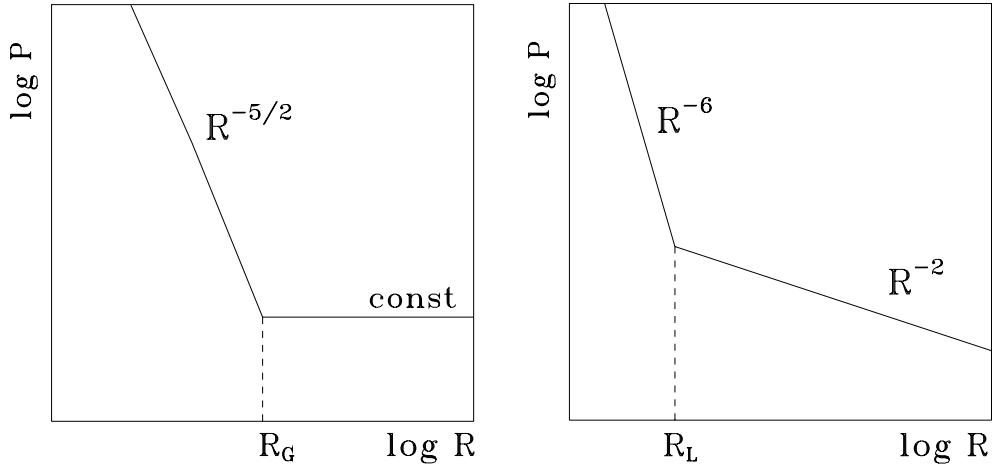


Рис. 2.10: Зависимость давления от расстояния от нейтронной звезды. Левая панель: внешнее давление. Правая панель: “внутреннее” давление.

мой. В стандартном сценарии нейтронная звезда после рождения оказывается на стадии эжектора. Затем, замедляясь, переходит на стадию пропеллера. И, наконец, начинает аккрецировать, после того как ее период увеличился до некоторой критической величины.

В упрощенной модели различные стадии и переходы между ними можно описать, сравнивая давление “внутри” и “снаружи” (см. рис . 2.10). Внешнее давление связано с потоком плазмы (лобовое давление), или же (для расстояний меньше радиуса гравитационного захвата, r_G), с давлением гравитационно захваченного вещества, падающего на нейтронную звезду. Внутреннее давление внутри светового цилиндра, r_ℓ , связано с давлением, обеспечиваемым магнитным полем.

В этом разделе мы обсудим стадию пропеллера, следя за работой [221, 222]. Сама стадия была впервые предложена Шварцманом [82]. Затем она была детально исследовано Илларионовым и Сюняевым [81]. Здесь мы вводим и обсуждаем новую промежуточную подстадию стадии пропеллера - трансзвуковой пропеллер.

2.3.1 Некоторые особенности стадии пропеллера

Дэвис и др. [223] и Дэвис и Прингл [99] указали, что на стадии пропеллера возможно существенное энерговыделение на границе магнитосферы. Этой энергии может быть достаточно для возникновения своего рода турбулентной атмосферы (оболочки). Эти авторы выделили три режима пропеллера:

1. *Очень быстрый ротатор:*

$$c_s(r_{\text{in}}) \simeq r_{\text{in}}\Omega \gg v_{\text{ff}} . \quad (2.23)$$

здесь c_s — скорость звука, $\Omega = 2\pi/P$ — угловая частота вращения, v_{ff} — скорость свободного падения.

2. *Сверхзвуковой пропеллер:*

$$r_{\text{in}}\Omega \gg c_s(r_{\text{in}}) . \quad (2.24)$$

3. *Дозвуковой пропеллер:*

$$r_{\text{in}}\Omega \ll c_s(r_{\text{in}}) \quad (2.25)$$

и

$$v_t(r) < c_s(r) \quad r_{\text{in}} < r < r_{\text{out}} = r_G , \quad (2.26)$$

здесь r_{in} и r_{out} — внутренний и внешний радиусы оболочки, соответственно, v_t — турбулентная скорость.

Ниже мы не будем обсуждать стадию очень быстрого ротатора, т.к. в случае одиночных нейтронных звезд ею можно пренебречь. Мы сосредоточимся на стадиях сверхзвукового и дозвукового пропеллера и на переходе между ними.

Режим сверхзвукового пропеллера можно назвать “классическим пропеллером”. На этой стадии акреция невозможна из-за существования центробежного барьера (альвеновский радиус больше радиуса коротации). Именно такой режим обсуждался в ранних работах в 70-е гг.

На стадии дозвукового пропеллера коротационный радиус, r_c , пре-восходит магнитосферный. Однако мощная акреция невозможна, поскольку температура в оболочке еще высока из-за энерговыделения на границе магнитосферы (см. оригинальную работу [99] и более позднюю детальную дискуссию и уточнения в [98]).

Законы торможения (замедления вращения) при разных режимах различаются. На стадии сверхзвукового пропеллера торможение может быть очень эффективным. Оно может не зависеть от периода вращения [99]. Для этого режима было предложено несколько различных формул, описывающих замедление вращения (см. [93]), и полной ясности пока нет. На дозвуковом пропеллере торможение всегда менее эффективно. Обычно период вращения на этой стадии растет пропорционально времени: $P \propto t$.

2.3.2 Почему должен существовать промежуточный режим?

Подстадии сверхзвукового и дозвукового пропеллера формально покрывают весь диапазон угловых скоростей $\Omega = 2\pi/P$. Сверхзвуковой пропеллер, согласно определению, работает пока $r_{\text{in}}^{\text{super}}\Omega \geq c_s(r_{\text{in}}^{\text{super}})$. Здесь $r_{\text{in}}^{\text{super}} = r_G^{2/9} r_M^{7/9}$ [99], $r_M = (\mu^2/(\dot{M}\sqrt{2GM}))^{2/7}$ – магнитосферный (альвениновский) радиус.

Дозвуковой пропеллер имеет место, когда

$$r_{\text{in}}^{\text{sub}}\Omega \leq c_s(r_{\text{in}}^{\text{sub}}) \text{ и } v_t(r) \leq c_s(r) \quad r_{\text{in}}^{\text{sub}} \leq r \leq r_{\text{out}} = r_G, \quad (2.27)$$

здесь $r_{\text{in}}^{\text{sub}} = r_M$ [99]. Поскольку для дозвуковой стадии $v_t(r_{\text{in}}^{\text{sub}}) \simeq r_{\text{in}}^{\text{sub}}\Omega$ и $v_t/c_s \propto r^{1/3}$, то этот режим действителен для $r_{\text{in}}^{\text{sub}}\Omega \leq c_s(r_{\text{in}}^{\text{sub}}) (r_{\text{in}}^{\text{sub}}/r_G)^{1/3}$.

Отметим еще следующие свойства рассмотренных стадий.

1. На обеих стадиях внутренний радиус оболочки r_{in} не зависит от Ω , и всегда $r_{\text{in}}^{\text{super}} > r_{\text{in}}^{\text{sub}}$.
2. Структура оболочки при двух рассмотренных режимах различна.
3. Легко проверить, что частота вращения на момент окончания стадии сверхзвукового пропеллера такая же, как и частота, соответствующая началу дозвукового пропеллера:

$$\Omega = \sqrt{2GM}r_M^{-7/6}r_G^{-1/3}, \quad (2.28)$$

$$P \sim 1.15 \cdot 10^4 c \mu_{30}^{2/3} v_6^{1/3} \rho_{-24}^{-1/3}.$$

Однако даже в сценарии Дэвиса и Прингла нужно говорить о необходимости промежуточной стадии между сверхзвуковым и дозвуковым пропеллером, на которой происходит перестройка структуры оболочки. Мы называем такую промежуточную стадию *трансзвуковым пропеллером*. Как будет показано ниже, эта стадия представляет собой короткий эпизод в жизни нейтронной звезды, за время которого не происходит существенного изменения периода вращения, а также полное энерговыделение на этой стадии невелико.

2.3.3 Трансзвуковой пропеллер

Рассмотрим структуру квазистационарной оболочки на промежуточной стадии трансзвукового пропеллера. В атмосфере вокруг магнитосферы нейтронной звезды $c_s(r) \simeq v_{\text{ff}}$ [99]. (Это условие верно также для сверх- и дозвукового пропеллера.) Процессы в нижней части оболочки трансзвукового пропеллера такие же, как на стадии дозвукового пропеллера:

$$v_t(r_{\text{in}}) \simeq r_{\text{in}}\Omega < c_s. \quad (2.29)$$

Если атмосфера адиабатична, то для нижней части политропный индекс равен $n = 3/2$ и

$$\rho(r) \propto r^{-3/2}, \quad p(r) \propto r^{-5/2}. \quad (2.30)$$

Мы принимаем, следуя [99], что вращательная энергия нейтронной звезды диссирирует на границе магнитосферы, и затем переносится наружу турбулентностью. Для таких предположений можно записать:

$$v_t(r) \propto r^{-1/6} \quad (2.31)$$

и турбулентное число Маха равно:

$$\mathcal{M}_t(r) \equiv \frac{v_t(r)}{c_s(r)} \propto r^{1/3}. \quad (2.32)$$

Структура оболочки неизменна пока $\mathcal{M}_t < 1$, т.е. до тех пор пока $r < r_s$, где r_s – граница между двумя частями оболочки ($r_{\text{in}} < r_s < r_G$). Для больших расстояний турбулентность становится сверхзвуковой. Образуются мелкомасштабные ударные волны, и они быстро диссирируют часть энергии, так что турбулентная скорость уменьшается до звуковой. В диапазоне $r_s < r < r_G$ структура оболочки отличается от нижней части:

$$\mathcal{M}_t(r) \simeq 1, \quad (2.33)$$

$$\rho(r) \propto r^{-1/2}, \quad p(r) \propto r^{-3/2}. \quad (2.34)$$

В верхней части оболочки физические условия подобны условиям в оболочке сверхзвукового пропеллера.

Чтобы определить параметры всей атмосферы, необходимо вычислить положение границы между двумя частями оболочки, r_s , и положение нижней границы внутренней части, r_{in} (во время перехода от сверхзвукового к дозвуковому пропеллеру она уменьшается от $r_G^{2/9} r_M^{7/9}$ до r_M). Для этого необходимо решить следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\mu^2}{8\pi} \frac{1}{r_{in}^6} = \frac{1}{2} \frac{\dot{M}v_\infty}{4\pi r_G^2} \left(\frac{r_G}{r_s}\right)^{3/2} \left(\frac{r_s}{r_{in}}\right)^{5/2} \\ \Omega r_{in}^{7/6} r_s^{-1/6} = \sqrt{\frac{2GM}{r_s}} \end{cases} \quad (2.35)$$

Заметим, что система вырождена, и каждое уравнение можно свести к: $r_s \propto r_{in}^{-7/2}$. Если выполнено условие:

$$\frac{\mu^2}{8\pi} = \left(\frac{1}{2} \frac{\dot{M}v_\infty}{4\pi r_G^{1/2}} \right) \frac{(2GM)^{3/2}}{\Omega^3} \quad (2.36)$$

то система совместна, т.е. для всех r_{in} в диапазоне $r_M < r_{in} < r_M^{7/9} r_G^{2/9}$ существует некоторое значение r_s , которое является решением уравнения (2.35).

Условие совместности выполняется в конце стадии сверхзвукового пропеллера. Позднее (во время перехода) в каждый данный момент (для любого Ω) левая часть уравнения (2.36) меньше, чем правая часть. Это означает, что магнитосферное давление и давление оболочки имеют одинаковые зависимости от r_{in} , но последнее всегда больше (первое уравнение в системе (2.35)).

В течение трансзвуковой стадии период вращения нейтронной звезды не успевает существенно измениться (типичное значение определяется уравнением (2.28)), т.о., в терминах вращательной эволюции стадия дозвукового пропеллера следует практически сразу после сверхзвуковой. Закон торможения на трансзвуковой стадии такой же, как на дозвуковой.

Полное энерговыделение на трансзвуковой стадии невелико в следствие короткой продолжительности стадии и малой эффективности выделения энергии. Оценки для реалистичных случаев с одиночными нейтронными звездами дают значения порядка $\Delta E \lesssim 10^{30}$ эрг.

2.3.4 Обсуждение

Необходимо отметить, что вычисления, приведенные выше в этом разделе, следует рассматривать как приближенные оценки. Для этого есть несколько причин.

Первая связана с неопределенностью ряда параметров (даже на уровне их точного определения). Так например, темп акреции (его можно вычислить формально как характеристику взаимодействия с внешней средой) обычно используется в виде $\dot{M} = \pi r_G^2 \rho_\infty v_\infty$. Однако это не более

чем оценка. Для разных скоростей в формулу могут войти разные коэффициенты порядка 2-3.

Также небольшие вариации некоторых недостаточно хорошо определенных параметров могут привести к сильным вариациям в других. Например, в работе Ихсанова [224] обсуждалось значение критического периода, при котором оканчивается стадия дозвукового пропеллера (т.е., начинается мощная акреция). Вычисления автора показали, что значение должно отличать в 7.5 раза от приведенного в оригинальной статье [99]. Соответственно, существенно изменяются и эволюционные масштабы времени. Однако важно заметить, что столь существенная коррекция связана с тем, что, как было показано Ихсановым, в работе Дэвиса и Прингла в оценке магнитосферного радиуса была допущена неточность порядка 2! Учитывая сложность процессов на стадии пропеллера, трудно рассчитывать на то, что основные параметры известны с такой точностью. Соответственно, и расчеты в рамках простых моделей дают в большинстве случаев лишь оценки по порядку величины.

Собственно, идеализация процессов является второй причиной, по которой даже при точном знании входных параметров невозможно получить полностью адекватные значения интересующих величин. Так например, в моделях пренебрегают тем, что роторы не соосны, что соответствующий угол между осью вращения и осью диполя может эволюционировать, что поле может не иметь идеальной симметричной дипольной топологии, что симметрия в системе может нарушаться из-за углового момента в падающем веществе (например, из-за турбулентности в межзвездном газе, если мы рассматриваем поведение одиночной нейтронной звезды) и т.д. Например, на стадии пропеллера часть магнитосферы находится внутри радиуса коротации. т.к. последним задается цилиндр, а не сфера, соответственно течение не будет сферически симметричным. Кроме того, учитывая большую продолжительность стадии дозвукового пропеллера, изменение угла между осью вращения и осью диполя может играть свою роль (см. об эволюции этого угла, например, работы [86], [65]).

Обнаружить одиночную нейтронную звезду на стадии пропеллера, тем более на стадии дозвукового пропеллера, практические невозможно. Это связано с незначительностью энерговыделения. Даже учет слабой акреции из-за диффузии плазмы (этот механизм рассмотрен в [98]) не дает повода для оптимизма, хотя дополнительное энерговыделение, связанное с такой акрецией, может превосходить диссиацию вращательной энергии звезды на границе магнитосферы. Шанс обнаружить стающую одиночную нейтронную звезду появляется только, если она начинает полноценно акрецировать вещество межзвездной среды. (Отметим, что

открытие таких старых одиночных компактных объектов позволило бы проверить сценарии эволюции, что крайне важно). Поэтому ключевым становится вопрос о продолжительности стадии пропеллера.

Очевидно, что нейтронная звезда, если она когда либо начинает аккрецировать, выходит на эту стадию спустя

$$t_A = t_E + t_P, \quad (2.37)$$

где t_E – время, которое звезда проводит на стадии эжекции, и t_P – продолжительность стадии пропеллера. Даже t_E плохо определено, хотя о стадии эжекции мы знаем гораздо больше, чем о пропеллере. Обычно для расчета этой величины используется темп замедления согласно магнито-дипольной формуле с постоянным индексом торможения равным тройке. При этом не лишним будет напомнить, что измерения индекса торможения дают различные величины, сильно отличающиеся от стандартного (для хорошо промерянных молодых пульсаров индексы меньше 3). Эволюция угла между осями вращения и диполя обычно игнорируется, равно как и затухание магнитного поля.

Продолжительность стадии пропеллера, включающей несколько режимов, удобно записать в следующем виде:

$$t_P = t_{\text{super}} + t_{\text{trans}} + t_{\text{sub}}. \quad (2.38)$$

Если t_E и t_P определены, то судьба нейтронной звезды для различных параметров может быть продемонстрирована на плоскости $t_E - t_P$ (предложена в работе [225]). На рисунке 2.11 показан пример такой диаграммы.

Для этой иллюстрации мы приняли, что аккреция начинается при критическом периоде

$$P_{\text{br}} = 4.5 \cdot 10^7 \mu_{30}^{16/21} \dot{M}_8^{-5/7} m^{-4/21} \text{ с}, \quad (2.39)$$

$\dot{M}_8 = \dot{M}/10^8 \text{ г с}^{-1}$, $m = M_{\text{NS}}/M_{\odot}$. Здесь мы использовали работу [224].

Времена эволюции определяются следующим образом [225]:

$$t_E = 0.8 \cdot 10^9 \mu_{30}^{-1} n^{-1/2} v_6 \text{ лет}, \quad (2.40)$$

здесь $n = \rho m_p^{-1}$ – концентрация МЗС, m_p – масса протона.

$$t_{\text{super}} = 1.3 \cdot 10^6 \mu_{30}^{-8/7} n^{-3/7} v_6^{9/7} \text{ лет}, \quad (2.41)$$

это очень эффективное замедление, предложенное в работе [228]. Т.о., наша оценка t_{super} является пределом снизу.

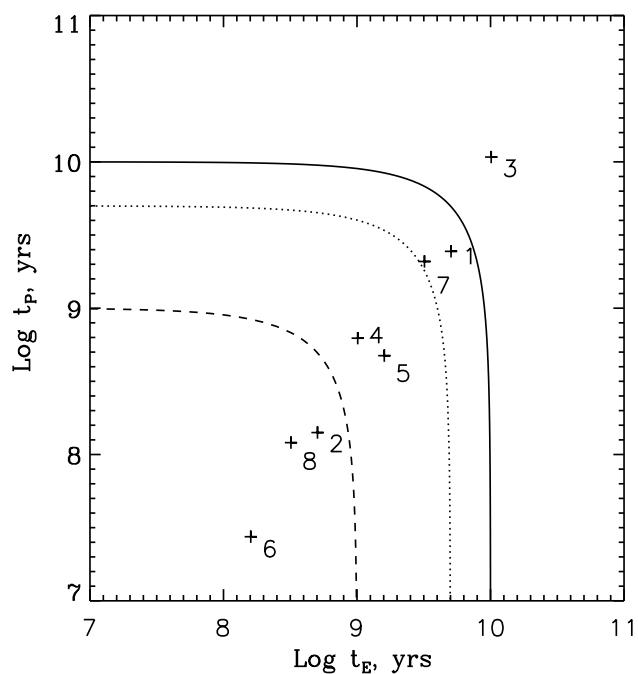


Рис. 2.11: Диаграмма $t_E - t_P$ для одиночных нейтронных звезд. Квазилинейное распределение точек на плоскости $\log t_E - \log t_P$ детально обсуждалось в работе [225].

$$t_{\text{trans}} + t_{\text{sub}} = 10^3 \mu_{30}^{-2} m P_{\text{br}} \text{ лет.} \quad (2.42)$$

Масса нейтронной звезды везде примается равной $M_{\text{NS}} = 1.4 M_{\odot}$.

На рисунке показаны линии для $t_E + t_P$ равных 1, 5 и 10 миллиардов лет. Восемь символов соответствуют восьми разным комбинациям n, v, μ (см. таблицу 2.2).

Таблица 2.2: t_E и t_P для разных типичных значений n, v и μ

Номер	n	$v, \text{ км с}^{-1}$	μ_{30}	$\log t_E, \text{ годы}$	$\log t_P, \text{ годы}$
1	0.1	20	1	9.70	9.39
2	0.1	20	10	8.70	8.15
3	0.1	40	1	10.0	10.0
4	0.1	40	10	9.01	8.79
5	1.0	20	1	9.20	8.68
6	1.0	20	10	8.20	7.44
7	1.0	40	1	9.51	9.32
8	1.0	40	10	8.51	8.08

2.3.5 Выводы

В этом разделе мы показали, что должна существовать промежуточная стадия трансзвукового пропеллера. Однако этот эпизод в жизни нейтронной звезды весьма короткий. За время существования этого режима не происходит существенного изменения периода вращения и выделения энергии.

Некоторые другие выводы таковы:

- Промежуточная стадия трансзвукового пропеллера нестационарна.
- продолжительность режима трансзвукового пропеллера можно грубо оценить как $\sim r_G/v_{ff}$, что в случае одиночных нейтронных звезд составляет от нескольких недель до нескольких лет.

2.4 Эволюция периодов нейтронных звезд и их эволюционный статус на стадии, предшествующей классическим маломассивным рентгеновским двойным

Новое поколение космических рентгеновских телескопов – Chandra и XMM-Newton – дало возможность исследовать очень слабые источники. Это вызвало интерес к системам со слабой аккрецией, идущей в темпе $\sim 10^{10}\text{--}10^{12} \text{ г с}^{-1}$. Это могут быть тесные двойные системы некоторых типов или самые яркие одиночные аккрецирующие компактные объекты. Последние, однако, пока ускользают от исследователей. Не ясно связано ли это с трудностью отождествления таких объектов, их малым числом или же переоценкой светимости (см. Главу 7). Поэтому более прагматично будет обсудить двойные системы с низким темпом аккреции.

Несколько лет назад в работе [226] (см. также [227]) обсуждались наблюдательные проявления и эволюция рентгеновских двойных систем на стадии, предшествующей классическим маломассивным рентгеновским двойным (LMXB). Авторы назвали такие источники “до-маломассивные-рентгеновские-двойные” (pre-LMXB). Это разделенные системы, в которых источником вещества является слабый звездный ветер еще непроэволюционировавших компонентов. Несмотря на низкий темп переноса вещества такие системы потенциально могут регистрироваться с помощью мощных рентгеновских детекторов.

Виллемс и Колб [226] в своей работе выявили два максимума в распределении pre-LMXB по светимости. Первый соответствует $\sim 10^{31}$, а второй – $\sim 10^{28} \text{ эрг с}^{-1}$ (это, кстати, соответствует ожидаемым светимостям при аккреции Бонди на одиночные нейтронные звезды из МЗС). Может возникнуть вопрос: а не могут ли объекты вообще избежать перехода на стадию аккреции при столь низком темпе переноса массы? Авторы [226] не обсуждают этот вопрос, принимая наличие режима аккреции как данность. В этом разделе мы анализируем это. В рамках простой (стандартной) модели мы рассматриваем, как протекала эволюция pre-LMXB, и могут ли эти системы находиться на стадии аккреции при низком темпе звездного ветра, или же они остаются на стадии пропеллера или даже эжектора (см. описание стадий выше, краткое изложение можно также найти в [230], а детальное обсуждение – в [77]).

2.4.1 Модель

Мы принимаем, что эволюция нейтронной звезды начинается на стадии эжекции. Затем она переходит на режим пропеллера (включая, что важно для нижеследующего обсуждения, стадию дозвукового пропеллера, см. [99, 224, 98], и, наконец, нейтронная звезда может достигнуть стадии акреции. Стадии разделены критическими периодами (см. детальное определение в [77]).

Нейтронная звезда, родившись как радиопульсар (в более общем случае – как эжектор), начинает замедляться согласно магнито-дипольной формуле. Первый этап в жизни компактного объекта заканчивается при достижении периода $P = P_E$:

$$P_E = 2\pi \left(\frac{2\mu^2}{c^4 V \dot{M}_{\text{acc}}} \right)^{1/4} \approx 10 \mu_{30}^{1/2} n^{-1/4} V_6^{1/2} \text{ с}, R_l < R_G.$$

Здесь $R_l = cP/2\pi = 4.8 \cdot 10^9 P \text{ см}$ – радиус светового цилиндра, $R_G = 2GM_{\text{NS}}/V^2 = 3.7 \cdot 10^{14} V_6^{-2} \text{ см}$ – радиус гравитационного захвата (он же – радиус Бонди), $\mu_{30} = \mu/10^{30} \text{ Гс см}^3$ – магнитный момент нейтронной звезды, $V_6 = V_{\text{Total}}/10^6 \text{ см с}^{-1}$, $V_{\text{Total}} = \sqrt{V_{\text{wind}}^2 + (V_{\text{orb}})^2}$, n – концентрация звездного ветра в месте положения нейтронной звезды. Во всех формулах здесь и ниже момент инерции нейтронной звезды принят равным 10^{45} г см^2 .

Заметим, что принятое выше при выводе формулы для критического периода предположение о том, что $R_l < R_G$ может не выполняться, такая возможность обсуждается ниже.

Режимы сверхзвукового и дозвукового пропеллера разделены условием равенства коротационного радиуса, $R_{\text{co}} = (GMP^2/4\pi^2)^{1/3}$, магнитосферному, R_A . Это соответствует критическому периоду:

$$\begin{aligned} P_{\text{ss}} &= 2^{5/14} \pi (GM_{\text{NS}})^{-5/7} (\mu^2 / \dot{M}_{\text{acc}})^{3/7} \approx \\ &\approx 300 \mu_{30}^{6/7} n^{-3/7} V_6^{9/7} \text{ с}, R_A < R_G. \end{aligned}$$

Для некоторых систем сделанное при выводе формулы предположение $R_A < R_G$ может нарушаться. Это также обсуждается ниже.

Акреция начинается при достижении $P = P_{\text{br}}$ (если только нейтронная звезда не оказывается на стадии георотатора):

$$P_{\text{br}} = 6 \cdot 10^6 \mu_{30}^{16/21} \dot{M}_8^{-5/7} m^{-4/21} \text{ с}. \quad (2.43)$$

Здесь $\dot{M}_8 = \dot{M}_{\text{acc}}/10^8 \text{ г с}^{-1}$ – темп акреции, $m = M_{\text{NS}}/M_{\odot}$. Мы используем численный коэффициент $6 \cdot 10^6$ в уравнении (2.43), следуя Дэвису

и Принглу [99]. Как отмечалось выше, Ихсанов [98] показал, что коэффициент должен быть в 7.5 раз больше. Если это так, то возрастает и продолжительность стадии дозвукового пропеллера. Однако, учитывая возможные неопределенныености и стремясь быть консервативными в оценке времени выхода на аккрецию, мы используем меньшее значение.

Мы рассчитываем два временных масштаба эволюции нейтронной звезды: время жизни на эжекторе, t_E , и продолжительность стадии пропеллера, t_P .

На эжекторе нейтронная звезда в нашей модели замедляется по магнито-дипольной формуле. Период растет как $P = 3 \cdot 10^{-4} \mu_{30} t_{\text{yrs}}^{1/2}$ для значений не слишком близких к начальному периоду, который предполагается пре-небрежимо малым.

Стадия пропеллера состоит из сверх- и дозвуковой подстадий (трансзвуковой пренебрегаем ввиду ее кратковременности). Т.о., для продолжительности записываем: $t_P = t_{\text{super}} + t_{\text{sub}}$. Можно ожидать, что сверхзвуковая подстадия короче дозвуковой. Для сверхзвуковой, как и в других наших расчетах, выбираем очень эффективный режим торможения.

Т.о., мы можем записать следующие уравнения для t_E , t_{super} и t_{sub} :

$$t_E = 0.8 \cdot 10^9 \mu_{30}^{-1} n^{-1/2} V_6 \text{ лет}, \quad (2.44)$$

$$t_{\text{super}} = 1.3 \cdot 10^6 \mu_{30}^{-8/7} n^{-3/7} V_6^{9/7} \text{ лет}, \quad (2.45)$$

$$t_{\text{sub}} = 10^3 \mu_{30}^{-2} m P_{\text{бр}} \text{ лет}. \quad (2.46)$$

Уравнение (2.44) выписано, следуя [217], уравнение (2.45) – из [228], и уравнение (2.46) – из [99].

Для вычисления орбитальной скорости, V_{orb} , мы принимаем орбиты двойных систем круговыми, а массы компонент равными $M_{\text{NS}} = M_* = 1.4 M_\odot$ (Виллемс и Колб [226] обсуждали массы звезд $M_\odot < M_* < 2 M_\odot$). В наших расчетах всегда орбитальная скорость меньше скорости звездного ветра.

Темп аккреции рассчитывался также, как в работе [226]:

$$\dot{M}_{\text{acc}} = \frac{3}{16} \left(\frac{R_*}{a} \right)^2 \frac{q^2}{\beta^4} \left(1 + \frac{1+q}{2\beta^2} \frac{R_*}{a} \right)^{-3/2} \dot{M}_*.$$

Здесь R_* – радиус звезды-донора, $q = M_{\text{NS}}/M_*$, \dot{M}_* – темп потери вещества за счет звездного ветра. Мы использовали несколько разных значений для \dot{M}_* и $V_{\text{wind}} = \beta \sqrt{2GM_*/R_*}$ (см. таблицы, 330 км с^{-1} соответствует $\beta = 0.5$, 660 км с^{-1} – $\beta = 1$ и 1320 км с^{-1} – $\beta = 2$). Отметим,

Таблица 2.3: Параметры для моделей на рисунке 2.12

\dot{M}_* , M_\odot^{-1}	\dot{M}_{acc} , г с $^{-1}$	μ_{30}	T_{orb} , дни	V_{wind} , км с $^{-1}$	$\frac{t_{\text{super}}}{t_{\text{sub}}}$	Номер модели
10^{-13}	$3.8 \cdot 10^{10}$	0.1	1	660	0.03	1
10^{-13}	$3.8 \cdot 10^{10}$	1	1	660	0.04	2
10^{-13}	$3.8 \cdot 10^{10}$	10	1	660	0.04	3
10^{-13}	$5.2 \cdot 10^8$	0.1	30	660	0.008	4
10^{-13}	$5.2 \cdot 10^8$	1	30	660	0.01	5
10^{-13}	$5.2 \cdot 10^8$	10	30	660	0.01	6
10^{-13}	$5.0 \cdot 10^6$	0.1	700	660	0.003	7
10^{-13}	$5.0 \cdot 10^6$	1	1000	660	0.003	8
10^{-13}	$5.0 \cdot 10^6$	10	1000	660	0.003	9

что также как у одиночных звезд реальный темп акреции может быть несколько ниже из-за прогрева, магнитосферных и гидродинамических эффектов (см. обсуждение и ссылки в [229], [230]).

Также мы используем уравнение, выражающее темп акреции через концентрацию вещества “на бесконечности” n и скорость этого вещества относительно нейтронной звезды V_{Total} :

$$\dot{M}_{\text{acc}} = 7 \cdot 10^{11} n V_6^{-3} \text{ гс}^{-1}.$$

$n = \rho m_p^{-1}$, $\rho = \dot{M}_*/(4\pi a^2 V_{\text{wind}})$ – плотность вещества, m_p – масса протона.

Для \dot{M}_* на стадии главной последовательности Виллемс и Колб [226] использовали значение $10^{-13} M_\odot \text{ год}^{-1}$. Мы следуем в этом им, а также проводим расчеты для более высокого значения $10^{-12} M_\odot \text{ год}^{-1}$, которое обсуждалось и в [226]. Разумеется, для меньших значений \dot{M}_* все интервалы времени (t_E , t_{super} , t_{sub}) возрастают, для больших – уменьшаются.

Темп потери вещества звездой-донором (и, соответственно, темп акреции на нейтронную звезду) существенно возрастает после ухода нормального компонента двойной с главной последовательностью. Мы не включаем эти стадии в наш анализ. Также мы не рассматриваем системы, которые образовались в результате захвата (в таком случае в систему может попасть старая, уже существенно проэволюционированная, нейтронная звезда).

Прежде чем перейти к изложению результатов еще раз отметим, что наша модель достаточно упрощенная, т.к. в первую очередь призвана

Таблица 2.4: Параметры для моделей на рисунке 2.13

\dot{M}_* , M_{\odot}^{-1}	\dot{M}_{acc} , г с $^{-1}$	μ_{30}	T_{orb} , дни	V_{wind} , км с $^{-1}$	$\frac{t_{\text{super}}}{t_{\text{sub}}}$	Номер модели
10^{-13}	$3.3 \cdot 10^{11}$	1	1	330	0.07	1
10^{-13}	$3.3 \cdot 10^{11}$	10	1	330	0.08	2
10^{-13}	$7.6 \cdot 10^9$	1	30	330	0.02	3
10^{-13}	$7.6 \cdot 10^9$	10	30	330	0.03	4
10^{-12}	$3.3 \cdot 10^{12}$	1	1	330	0.13	5
10^{-12}	$3.3 \cdot 10^{12}$	0.1	1	330	0.1	6
10^{-12}	$7.6 \cdot 10^{10}$	1	30	330	0.04	7
10^{-12}	$7.6 \cdot 10^{10}$	10	30	330	0.05	8
10^{-12}	$2.9 \cdot 10^{10}$	1	1	1320	0.03	9

лишь проиллюстрировать важность детального учета магнито-вращательной эволюции нейтронных звезд для оценки параметров и наблюдательных проявлений pre-LMXB. Некоторые возможные усложнения сценария обсуждаются ниже.

2.4.2 Результаты

Основные результаты представлены на рисунках. Каждый символ представляет одну из рассмотренных моделей (см. таблицы). Три линии соответствуют полным временам эволюции до стадии аккреции ($t_{\text{Total}} = t_E + t_P$), равным 1, 5 и 10 миллиардов лет.

Отметим, что $t_P \propto t_E^a$, $a \approx 1.3$. Это происходит из-за следующей причины. В уравнении (2.44) $t_E \propto \mu^{-1} n^{-1/2}$, а величина V_{Total} в нашей модели практически не изменяется, поскольку $V_{\text{wind}} > V_{\text{orb}}$. Если мы подставим уравнение (2.43) в (2.46), то мы получим, что $t_{\text{sub}} \propto \mu^{-26/21} n^{-5/7}$. (Напомним, что в t_P мы имеем $t_{\text{super}} \ll t_{\text{sub}}$, см. таблицы.) Как видно, в итоге мы имеем $t_P \propto t_E^{1.3}$.

Вертикальная линия на рисунках соответствует $t_E = 2.3 \cdot 10^9$ лет. Это время жизни на главной последовательности звезды с массой $M_* = 1.4 M_{\odot}$. (Данный интервал может быть грубо оценен с помощью уравнения $\log t_{\text{MS}} = 9.9 - 3.8 \log(M_*/M_{\odot}) + \log^2(M_*/M_{\odot})$, см., например, [77].) Если стадия пропеллера достаточно коротка, то системы слева от этой линии в нашей модели могут начать аккрецировать.

Как видно, большая часть моделей из таблицы 2.3 имеет $t_{\text{Total}} > 2.3 \cdot 10^9$ лет. Т.е., нейтронные звезды в них не выходят на стадию акреции. Акреция более вероятна в системах, где нейтронные звезды имеют большое магнитное поле, т.к., несмотря на увеличение всех критических периодов эволюция в них протекает быстрее из-за более эффективного торможения вращения: и стадия эжектора, и стадия пропеллера в них короче. Если же нейтронная звезда имеет стандартное поле $B \sim 10^{12}$ Гс, то при темпе акреции $\sim 10^{10}$ г с⁻¹ необходимо замедлиться до периодов порядка $\sim 10^5$ с, что занимает очень большой промежуток времени.

На рисунке 2.13 мы представляем модели, для которых $t_{\text{Total}} < 5 \cdot 10^9$ лет. Это системы с сильно замагниченными нейтронными звездами и/или короткими орбитальными периодами и/или низкой скоростью звездного ветра.

2.4.3 Обсуждение и подведение итогов

Наши вычисления проведены для случая постоянных магнитных полей. Как было показано в работах [94, 95, 96], реалистичные параметры затухания полей одиночных нейтронных звезд приводят к увеличению продолжительности стадии пропеллера (эти авторы не рассматривали дозвуковой пропеллер, его учет удлиняет время до начала акреции еще больше). Параметры эволюции одиночных нейтронных звезд и нейтронных звезд в pre-LMXBs достаточно похожи (кроме всего прочего, в обоих случаях нет ускоренного затухания поля из-за мощной акреции), поэтому оценки, сделанные для одного класса объектов, приложимы к другому. В этом смысле наши оценки t_E и t_P для случая $B = \text{const}$ следует рассматривать как нижние пределы, если поле уменьшается с течением времени. Для затухающих магнитных полей подавляющее большинство нейтронных звезд в pre-LMXBs должны оставаться на стадии пропеллера. Если же скорость ветра V_{wind} велика, то многие нейтронные звезды в pre-LMXBs должны оказаться на стадии георотатора. Это происходит при $V_{\text{Total}} \gtrsim 470 \mu_{30}^{-1/5} n^{1/10}$ км с⁻¹ [230]. В обоих случаях обнаружить нейтронную звезду будет очень непросто.

В этом разделе мы пренебрегли некоторыми другими эффектами, которые могут изменить значение критических периодов, радиусов или темпа замедления. Хотя тем не менее качественно наши оценки должны остаться неизменными, мы кратко обсудим некоторые из них.

Во-первых, могут нарушаться неравенства $R_l < R_G$, $R_A < R_G$ (см. [77]). Начнем с первого из них.

Для больших магнитных полей возрастает величина P_E . Это означает возрастание значения радиуса светового цилиндра R_l . С другой стороны,

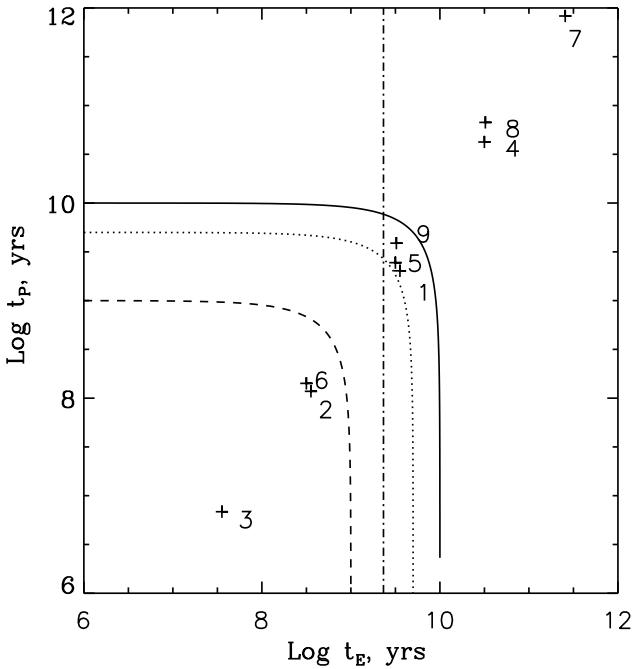


Рис. 2.12: Символы с номерами представляют различные наборы параметров нейтронных звезд (см. таблицу 2.3). Три кривые соответствуют $t_{\text{Total}} = t_E + t_P$ равному 1 млрд. лет (штриховая кривая), 5 млрд. лет (пунктир) и 10 млрд. лет (сплошная). Вертикальная линия соответствует $t_E = 2.3 \cdot 10^9$ лет.

если скорость звездного ветра также высока, то радиус гравитационного захвата становится маленьким. Для систем 3, 6, 8, 9 из таблицы 2.3 и системы 9 из таблицы 2.4, в самом деле, $R_l > R_G$ на момент перехода со стадии эжекции на пропеллер. В этом случае уравнения для P_E и t_E выглядят следующим образом:

$$P_{E2} \approx 180 \mu_{30}^{1/3} n^{-1/3} V_6^{-1/3} c, \quad (2.47)$$

$$t_{E2} \approx 3.5 \cdot 10^{11} \mu_{30}^{-4/3} n^{-1/3} V_6^{-2/3} \text{ лет.} \quad (2.48)$$

Для больших скоростей и магнитных полей обычно $t_E > t_{E2}$, т.о., стадия эжекции короче для $R_l > R_G$ (ср. уравнения 2.44, 2.48). Для нашего исследования критично понять, достаточно ли силен этот эффект, чтобы система успела пересечь линию $t_E = 2.3 \cdot 10^9$ лет на приведенных

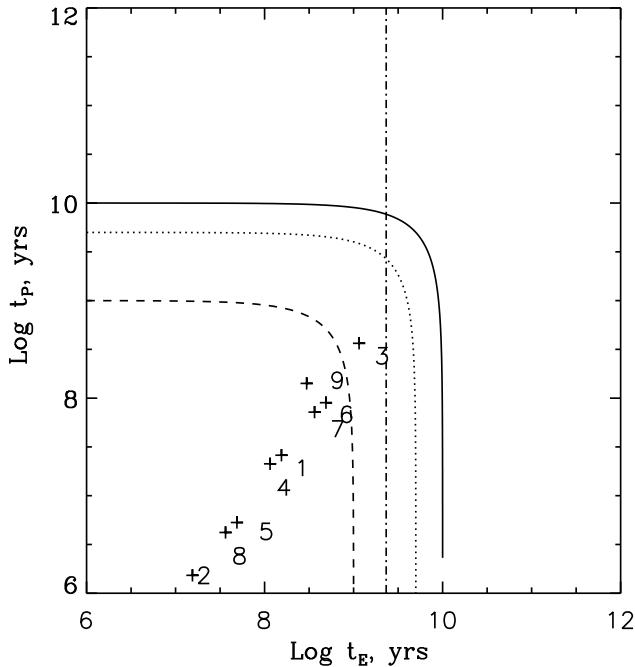


Рис. 2.13: То же, что на рисунке 2.12 по данным таблицы 2.4

рисунках. Только для модели 9 из первой таблицы этого раздела (напомним, что на всех рисунках символы соответствуют $R_l < R_G$) эффект настолько существенен. Для всех других эффект недостаточно силен, чтобы изменить сделанные выше выводы о невыходе этих систем на стадию акреции. Также необходимо отметить, что даже если система выходит на акрецию за счет того, что $R_l < R_G$, темп акреции (а, значит, и светимость) оказывается очень мал.

Теперь обсудим соотношение между R_A и R_G . Чаще всего выполняется неравенство $R_A < R_G$. Однако для систем с большим полем нейтронной звезды и/или очень быстрым звездным ветром возможна ситуация, когда $R_A > R_G$. Это важно для оценок P_{ss} и t_{sub} , t_{super} . Альвеновский радиус для двух вариантов соотношения можно оценить следующим образом:

$$R_A = \left(\frac{\mu^2}{2\dot{M}_{acc}\sqrt{GM_{NS}}} \right)^{2/7} \approx$$

$$8.2 \cdot 10^9 \mu_{30}^{4/7} n^{-2/7} V_6^{6/7} \text{ см}, R_A < R_G,$$

$$R_{A2} = \left(\frac{4\mu^2 G^2 M_{\text{NS}}^2}{\dot{M}_{\text{acc}} V^5} \right)^{1/6} \approx$$

$$7.6 \cdot 10^{11} \mu_{30}^{1/3} n^{-1/6} V_6^{-1/3} \text{ см}, R_{A2} > R.$$

В последнем случае для критического периода имеем уравнение:

$$P_{\text{ss2}} = 2\pi \left(\frac{2\mu^2}{\dot{M}_{\text{acc}} V^5} \right)^{1/4} \approx 2.5 \cdot 10^6 \mu_{30}^{1/2} n^{-1/4} V_6^{-1/2} \text{ с.}$$

Для систем с $R_A > R_G$ продолжительности подстадий режима пропеллера отличаются от приведенных в уравнениях (2.45, 2.46). Такие системы затем переходят не на стадию акреции, а на режим георотатора [77]. Эта ситуация нас не интересует в данном анализе. Заметим, тем не менее, что режим георотатора в двойных системах представляет отдельный интерес. Возможно существование т.н. магнитной акреции, см. [85].

В рассмотренном типе двойных систем – pre-LMXBs – возможна эпизодическая акреция, поскольку маломассивные звезды проявляют эруптивную активность, существует вероятность акреции из-за флюктуаций параметров звездного ветра. Кроме того, если система находится на плоскости t_E-t_P близко от критической линии $t_E = 2.3 \cdot 10^9$ лет, то она может перейти на стадию акреции вскоре после ухода звезды-донора с главной последовательности, даже если система все еще остается разделенной (это относится, например, к моделям 1, 5, 9 на первом рисунке в этом разделе). Сильно эксцентричные системы могут демонстрировать эпизоды акреции в периастре.

В заключение раздела подчернем основной вывод. Большинство нейтронных звезд в pre-LMXBs (по-крайней мере, пока нормальная звезда находится на стадии главной последовательности) не находятся на стадии акреции из ветра. Акреция возможна только для сильно замагниченных нейтронных звезд или в очень тесных системах.

2.5 Роль двойных систем в вопросе о корреляции между осью вращения и вектором пространственной скорости одиночных нейтронных звезд

Нейтронные звезды наблюдаются как очень разные источники, часть из которых входит в двойные системы, а часть является одиночными. В вопросе о начальных параметрах нейтронных звезд (и, соответственно, механизме их формирования) остается много неясного. Для оценки распределений начальных параметров в случае разных типов источников используют разные подходы. Наиболее многочислена сейчас популяция радиопульсаров. В основном это одиночные объекты. Для них известны современные распределения параметров и корреляции между ними. Это позволяет, задавшись эволюционными законами, восстанавливать начальные распределения. Однако одно из усложнений связано с тем, что значительная часть одиночных (на данный момент) радиопульсаров появилась в двойных системах, которые распались после взрыва сверхновой. В этом разделе мы рассматриваем роль рождения пульсаров в двойных системах на формирование вида известной корреляции между направлениями оси вращения и вектора пространственной скорости, следуя [233].

Для подавляющего большинства пульсаров непосредственно измеряется лишь модуль частоты вращения и трансверсальная (в проекции на небесную сферу) скорость. Однако в некоторых хорошо изученных случаях удается достаточно точно определить направление вектора трехмерной пространственной скорости и ориентацию оси вращения. Оказывается, что эти два вектора имеют не случайную ориентацию друг относительно друга. Для пульсара в Крабовидной туманности, пульсара в Парусах и еще для нескольких объектов с пульсарными туманностями надежно показано, что имеется тенденция к соосности [234, 235]. Несколько менее точные поляриметрические измерения позволили определить угол δ между осью вращения и вектором скорости для заметного количества (десятка) источников [231, 232]. Разумеется, корреляция имеет смысл только для достаточно молодых пульсаров, т.к. направление вектора скорости изменяется при движении нейтронной звезды в галактическом потенциале.

Недавно Джонстон и соавторы [264] представили новые данные по 14 радиопульсарам. У половины из них обнаружена сильная тенденция к соосности, в то время как у других она не выражена. Список пульсаров

с хорошими оценками угла δ продолжает расти [232].

Происхождение тенденции к соосности обычно связывают с механизмом взрыва сверхновой и приобретением нейтронной звездой дополнительной скорости (киком). Существует несколько моделей для кика нейтронных звезд (см., например, таблицу в [236] и обзоры в [237, 238]).

Исторически первый предложенный механизм кика был связан с идеей об асимметричном выбросе вещества во время взрыва [239]. Недавно модифицированная версия этого механизма детально изучалась с помощью численного моделирования [240, 241]. Результаты вычислений показали, что можно неплохо воспроизвести величину кика, однако направление итоговой пространственной скорости слабо коррелирует с направлением оси вращения. Тем не менее, для очень коротких периодов ($P < 1$ мсек) в рамках данного сценария все-таки возможно получить некоторую корреляцию, поскольку очень быстрое вращение усредняет кик во всех направлениях, кроме как вдоль оси вращения [237], и анизотропия возникает вдоль этого направления [241].

В некоторых моделях появление дополнительной скорости связано с асимметричным излучением нейтрино в сильном магнитном поле. Первый сценарий этого типа был предложен в работе [242] (см. также [243]). Несколько вариантов этого механизма обсуждались в [237]. В сценарии с излучением нейтрино корреляция между направлением скорости и оси вращения естественным образом возникает для времени испускания нейтрино существенно большего, чем период вращения. Также корреляция возникает, если магнитный диполь изначально соосен с вращением нейтронной звезды.

Сильная соосность пространственной скорости и вектора собственного вращения возникает в двух следующих механизмах. В первом из них кик появляется из-за асимметрии двух противоположно направленных джетов [244, 245]. Второй – это т.н. “электромагнитная ракета” (механизм Тадемару, [246]).

Наконец, в магнито-вращательном механизме взрыва сверхновой также ожидается сильная корреляция между направлением оси вращения и вектором скорости [471].

Обратная ситуация возникает, если задействована фрагментация ядра протоннейтронной звезды [247, 249, 248, 584]. В таком случае скорость всегда лежит в экваториальной плоскости нейтронной звезды. Заметим, однако, что этот механизм сталкивается с некоторыми проблемами, что вызывает сомнение в том, что он может быть связан с заметной долей нейтронных звезд.

Если бы все нейтронные звезды рождались только из одиночных звезд (или звезд в широких парах), то степень соосности зависела бы

только от свойств механизма(ов) кика и поведения нейтронной звезды непосредственно после взрыва сверхновой (заметим, что типичная скорость массивных звезд – прародителей нейтронных – слишком мала, $\sim 10 - 30 \text{ км с}^{-1}$, чтобы существенно повлиять на соосность). Такая ситуация рассматривалась, например, в работе [235]. Однако более половины нейтронных звезд рождается в двойных системах, многие из которых являются довольно тесными. Т.о., к кику добавляется орбитальная скорость после распада двойной. Дополнительный вклад, связанный с орбитальным движением, может также повлиять и на вид распределения нейтронных звезд по скоростям (в области малых скоростей, менее $\sim 100 \text{ км с}^{-1}$). Это необходимо исследовать количественно. Особенно интересно посмотреть на вклад двойственности прародителей одиночных нейтронных звезд в распределение по углам между осью вращения и пространственной скоростью. В этом разделе, следуя [233] мы рассматриваем роль двойных систем в корреляции направлений оси вращения.

2.5.1 Популяционная модель

Для расчетов использован набор программ “Машина сценариев” [78]. Были использованы стандартные предположения о начальных параметрах и эволюционных законах. Масса более массивного компаньона двойной имела солпитеровское распределение: $dN/dM_1 \sim M_1^{-2.35}$. Для начального распределения по большим полуосям использовался закон Эпика: $dN/d \log a = \text{const}$,

$$\max \left\{ \frac{10R_\odot}{R_L(M_1)} \right\} < a < 10^7 R_\odot,$$

где $R_L(M_1)$ – радиус полости Роша более массивного компонента двойной.

Вычисления проводились для двух видов распределения по отношению масс компонент $dN/dq \sim q_q^\alpha$ ($q = M_2/M_1 < 1$): плоского $dN/dq \sim q^0$ и $dN/dq \sim q^2$. Второе распределение имеет больше систем с равными массами. Этот выбор связан с результатами работы [250], в которой на основе детального изучения двадцати одной затменной двойной в Малом Магеллановом Облаке было найдено большое количество пар с равными массами звезд. Разумеется, точное значение параметра α_q для двойных систем в нашей Галактике остается неизвестным. Однако два выбранных случая иллюстрируют насколько результаты наших расчетов зависят от этого параметра.

Стадия общей оболочки рассматривает стандартным образом в соот-

ветствии с сохранением энергии [238] с коэффициентом, характеризующим эффективность, равным $\alpha_{\text{CE}} = 0.5$.

Для нашего исследования наиболее важными являются параметры, характеризующие дополнительную скорость (кик). Мы принимаем, что вектор дополнительной скорости может находиться лишь внутри конуса вокруг оси вращения. Конус характеризуется углом полурасщора $\theta \leq \pi/2$. Мы рассматриваем только центральные кики (вектор проходит через центр масс звезды), игнорируя эффекты нецентральности, которые могут быть важны для вращения нейтронной звезды [251, 252, 257].

Таблица 2.5: Модель кика

Модель	Прародитель	v_p км с ⁻¹	Начальная масса
SA	одиночный	100 ... 500	$> 10M_\odot$
BA	двойной	100 ... 500	$> 10M_\odot$
BB	двойной	30 100...500	$8M_\odot - 11M_\odot$ $> 11M_\odot$
BAS (BA + SA)	50% двойных + 50% одиночных	100...500	$> 10M_\odot$
BBS (BB + SA)	50% двойных + 50% одиночных	30 100...500 100...500	$8M_\odot - 11M_\odot$ $> 11M_\odot$ $> 10M_\odot$

Мы сделали два предположения относительно кика:

(а) Кик типа А. Скорость имеет максвелловское (одномодовое) распределение $f(v) \sim (v^2/v_p^3) \exp(-(v/v_p)^2)$, что соответствует некоторым измерениям скоростей пульсаров [6]. Параметр v_p арьировался нами в диапазоне 100-500 км с⁻¹. Для нейтронных звезд, имевших одиночных

прародителей, всегда применяется эта модель кика.

(б) Кик типа В. В этой модели для нейтронных звезд, родившихся в двойных системах из прародителей с начальной массой менее 11 солнечных (нижний предел для прародителя нейтронной звезды принимался равным 8 масс Солнца), которые (прародители) прошли через стадию заполнения полости Роша, использовалась небольшая величина дополнительной скорости, равная 30 км с^{-1} . Эта модель соответствует гипотезе, высказанной в работах [253, 254, 255], о том, что сверхновые с электронным захватом могут возникать в таких системах и приводить к маленькому кику.

В соответствии с выбранной моделью кика нами проводились расчеты для различных популяций (см. таблицу 2.5). Модель SA соответствует популяции нейтронных звезд, имевших только одиночных прародителей, и кик рассчитывался по модели А. ВА соответствует популяции, имевшей только двойных прародителей, и кик снова берется по модели А. ВВ – это двойные прародители и кик в соответствии с моделью В. Наконец, в модели BAS половина прародителей была одиночными, половина – двойными; для одиночных использовался кик типа А, а для двойных – типа В. Мы полагаем, что модель кика В более реалистична, а потому основные результаты ниже приводятся для нее.

Нужно отметить, что некоторая доля нейтронных звезд с одиночными прародителями может возникать в результате сверхновых с электронным захватом. В работе [256] их доля оценивает в 4 процента (однако авторы обсуждают неопределенность этой оценки, доля может быть и выше). В статье [255] авторы пишут, что доля нормальных радиопульсаров, образовавшихся в результате сверхновой с захватом электронов, не может быть большой, т.к. распределение по скоростям не дает оснований предполагать наличие большого количества низкоскоростных пульсаров. Здесь можно высказать следующее предположение. Нейтронные звезды, которые возникли в результате сверхновых с электронным захватом, чаще всего не проявляют себя как радиопульсары. Они могут быть среди различных радиотихих подклассов. Например, к таковым относят объекты типа Великолепной семерки и центральные компактные объекты в остатках сверхновых. Нейтронные звезды, возникшие после коллапса с захватом электронов, должны быть наиболее легкими, т.к. образуются из ядер самых легких звезд, взрывающихся как сверхновые. Легкие нейтронные звезды остывают медленно [258]. Объекты Великолепной семерки и компактные центральные источники как раз относятся к наиболее горячим (для своего возраста) нейтронным звездам (не считая магнитаров, в нагрев которых большой вклад вносит затухающее магнитное поле). Суммарный темп рождения источников типа Великолепной семерки

и компактных центральных объектов может быть весьма велик (сравним с пульсарным или даже превосходит его). Соответственно, заметная доля низкоскоростных нейтронных звезд может входить в радиотихие популяции.

Как бы то ни было, в данном исследовании мы пренебрегаем возможным избытком низкоскоростных нейтронных звезд, происходящих из одиночных прародителей, поскольку результаты прилагаются лишь к популяции радиопульсаров.

И в случае одиночных, и в случае двойных прародителей к скорости нейтронной звезды добавлялась скорость, типичная для массивных звезд в диске Галактики. Для этой скорости мы использовали максвелловское распределение с $v_p = 10 \text{ км с}^{-1}$. Результаты наших вычислений не зависят от точного (фактор порядка 2) значения этого параметра. Детальные данные о скоростях массивных звезд можно найти в работах [259, 260].

Предполагается, что до первого взрыва в двойной системе оси вращения звезд строго соосны с осью орбитального вращения. Потеря массы при взрыве сверхновой считается мгновенной. Влияние кика на параметры системы после взрыва производится стандартным образом (сохранение энергии и импульса в системе двух тел, см. [261, 262, 73]). Вероятнее всего первый взрыв происходит, когда орбита двойной круговая (если только система не слишком широкая, так что приливная циркуляризация не эффективна). Второй взрыв может происходить до того, как произойдет циркуляризация. Однако принимается, что предшествующие второму взрыву эпизоды с переносом вещества (общая оболочка, переполнение полости Роша при прохождении периастра) эффективно уменьшают эксцентриситет. В отсутствие переноса вещества эволюция орбитального эксцентриситета описывается согласно [263]. При взрыве сверхновой в системе с ненулевым эксцентриситетом место взрыва определяется случайным образом, используя равномерное распределение по средней аномалии.

2.5.2 Результаты расчетов

Основной задачей работы является выяснение влияния двойственности прародителей на распределение одиночных радиопульсаров по скоростям, а также на распределение по углу между векторами угловой и пространственной скоростей. Для этого были проведены расчеты (для разных параметров) четырех популяций (см. таблицу):

- все прародители одиночные (SA);

- все прародители двойные (BB);
- равные доли двойных и одиночных прародителей (BAS, BBS).

Вначале рассмотрим распределение скоростей. Нейтронная звезда, родившаяся в распавшейся двойной (подчеркнем, мы рассматриваем только одиночные нейтронные звезды, т.е. система должна была распасться, чтобы компактный объект стал предметом нашего исследования), в дополнение к кику и скорости центра масс приобретает дополнительную скорость, связанную с орбитальным движением. Итоговая скорость зависит не только от величин слагаемых, но и от их взаимной ориентации. На рисунке 2.14 показаны распределения скоростей для нейтронных звезд разных популяций (SA, BB, BBS). Как можно было ожидать, при больших характерных скоростях (рисунок соответствует ($v_p \sim 300 \text{ км с}^{-1}$) вклад орбитальной скорости малосущественен. Лишь в моделях B, где заметная часть нейтронных звезд в двойных получает слабый кик, на малых скоростях появляется едва заметное отклонение от идеально-го максвелловского распределения, которые вряд ли можно заметить в имеющейся выборке наблюдаемых объектов.

Теперь перейдем к основному вопросу о распределении по углу между осью вращения и вектором пространственной скорости. Именно здесь можно ожидать, что эффект двойственности части прародителей даст заметный вклад.

Угол между осью вращения и пространственной скоростью будем обозначать δ , а угол, характеризующий конус, в котором сосредоточен вектор кика, $-\theta$. На рисунке 2.15 показано распределение по δ для разных θ для модели BBS. Разумеется, соосность выше (δ в среднем меньше) для киков, близких к оси (маленькие θ).

Эффект двойственности прародителей также можно проиллюстрировать, показав относительный вклад двойных и одиночных прародителей в популяцию пульсаров с заданными v и δ , см. рисунок 2.16. Показаны результаты расчетов для моделей SA, BB с $v_p = 300 \text{ км с}^{-1}$ и $\theta = 8^\circ$. Видно, что нейтронные звезды с одиночными прародителями (SA) относительно более обильны (т.е., отношение больше единицы) на малых скоростях (кроме самых малых) и углах. А вот пульсары с $v \gtrsim 100 \text{ км с}^{-1}$ и $\delta \gtrsim 15^\circ - 20^\circ$ в среднем чаще имеют двойных прародителей.

Рассмотрим детальнее свойства распределения по углу δ для нейтронных звезд с разными прародителями. Если нейтронная звезда образовалась в результате коллапса более массивного компонента двойной системы M_1 (NS1), то она может стать одиночным радиопульсаром сразу же после первого взрыва ($M_1 \rightarrow NS1 = PSR1 I$), или же система распадется только после второй вспышки сверхновой ($M_1 \rightarrow NS1 = PSR1 II$) [на

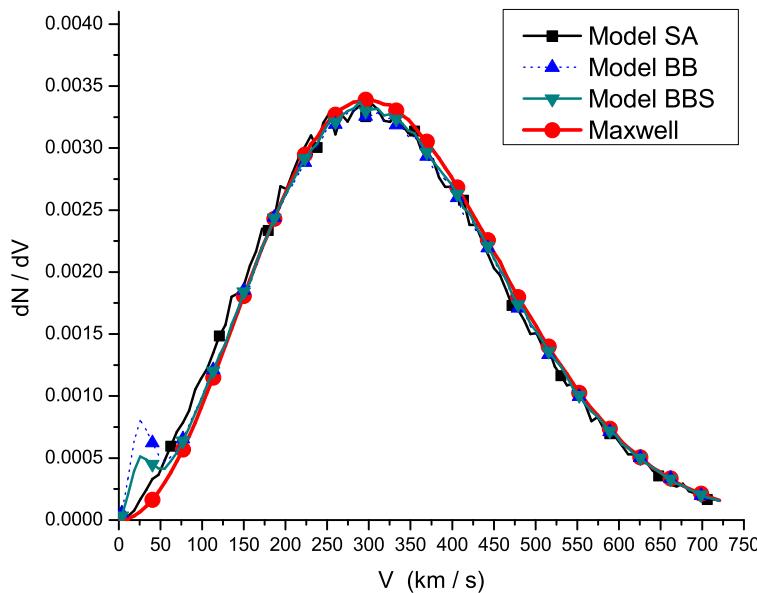


Рис. 2.14: Распределение пространственной скорости одиночных молодых нейтронных звезд (пульсаров). Результаты показаны для модели SA (черные квадраты), модели BB (черные треугольники) и модели BBS (серые перевернутые треугольники). Везде $v_p = 300$ км с^{-1} . Для сравнения приведено максвелловское распределение (кружки). Обратите внимание на отклонения от максвелловского распределения на малых скоростях в случае моделей BB и BBS.

Рис. 2.17 такие объекты показаны закрашенными квадратами и крестами, соответственно]. Также одиночный радиопульсар может иметь своим прародителем менее массивный компонент двойной системы M_2 . При этом система может быть как уже разрушенной в результате первого коллапса ($M_2 \rightarrow NS2 = PSR2\text{ I}$), так и связанной на момент второй вспышки, в результате которой она распадется ($M_2 \rightarrow NS2 = PSR2\text{ II}$). Эти два случая показаны на рисунке 2.17 закрашенными кружками и треугольниками, соответственно. Для сравнения незакрашенными кружками показаны объекты, имевшие одиночных прародителей.

Рисунок 2.17 показывает, что в популяции одиночных радиопульсаров, имевших прародителей, входивших в состав двойной, доминируют объекты, рожденные в системах, распавшихся после первого взрыва: $PSR1\text{ I}$ и $PSR2\text{ I}$. Они составляют 50 и 40 процентов объектов, соответственно.

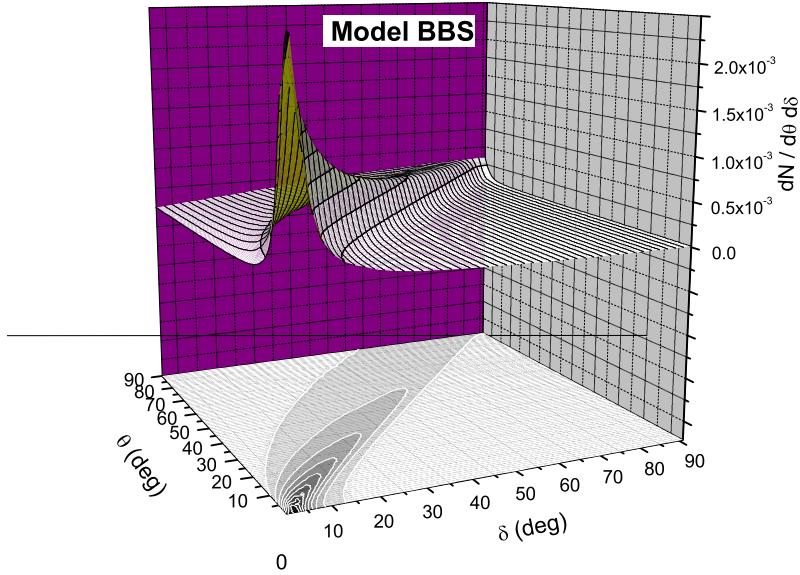


Рис. 2.15: Распределение угла δ между осью вращения и направлением пространственной скорости для разных углов θ между скоростью отдачи (киком) и осью вращения звезды. Расчеты проведены для модели BBS с $v_p = 300 \text{ км с}^{-1}$, $dN/dq \sim q^2$.

Еще раз остановимся на эффектах, связанных с учетом возможности низкого значения кика у большого процента объектов, рожденных в двойных, из-за коллапса с захватом электронов (модели BB, BBS). В этих моделях первичные (более массивные) компоненты с массами менее $11 M_\odot$ не могут дать одиночный радиопульсар (*PSR1 I*), т.к. при слабом кике система всегда выживает (из-за перетекания взрываются менее массивный компонент). Пульсары *PSR2 II* в моделях BB, BBS в основном появляются в системах, где первый взрыв был с электронным захватом (малый кик), а второй – нормальный. Т.е., второй компонент увеличил свою массу до 11 солнечных и более за счет перетекания.

Хотя пульсары, возникающие после второго взрыва (*PSR1 II* and *PSR2 II*), дают относительно небольшой вклад в полную популяцию (во всех моделях), они в среднем имеют большие углы δ . Заметим, что миллисекундные (recycled) пульсары попадают в наших расчетах в *PSR1 II*, однако их доля там очень мала (менее нескольких процентов).

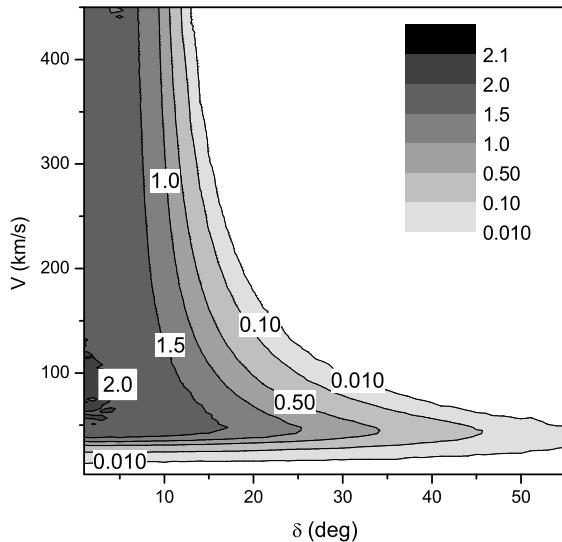


Рис. 2.16: Отношение числа одиночных и двойных звезд-прародителей в популяции одиночных нейтронных звезд для разных δ и v . Показано $N(\text{model SA})/N(\text{model BB})$ для $v_p = 300 \text{ км с}^{-1}$ и узкого конуса кика: $\theta = 8^\circ$, $dN/dq \sim q^2$. Значения больше единицы соответствуют преобладанию одиночных прародителей. Видно, что нейтронные звезды с одиночными прародителями преобладают на низких скоростях (кроме совсем небольших значений $\lesssim 30 \text{ км с}^{-1}$) и углах δ . Напротив, пульсары с большими скоростями $v \gtrsim 100 \text{ км с}^{-1}$ и углами $\delta \gtrsim 15^\circ - 20^\circ$ с большей вероятностью порождены в тесных двойных системах.

2.5.3 Обсуждение

Интересно сравнить модельное распределение по углам δ с данными наблюдений. Ввиду сложности определения угла δ у радиопульсаров существует небольшое количество достаточно точных оценок. В работах [235] и [232] представлены данные по измеренным углам δ . На рисунке 2.18 мы показываем эти данные в виде кумулятивного нормированного распределения. При построении была проведена следующая операция: распределение было свернуто относительно 45 градусов, т.к. есть указания на то, что данные по поляризации, говорящие о больших значениях углов, на самом деле соответствуют малым углам δ . Эти указания получены на основании исследования хорошо изученных нейтронных звезд,

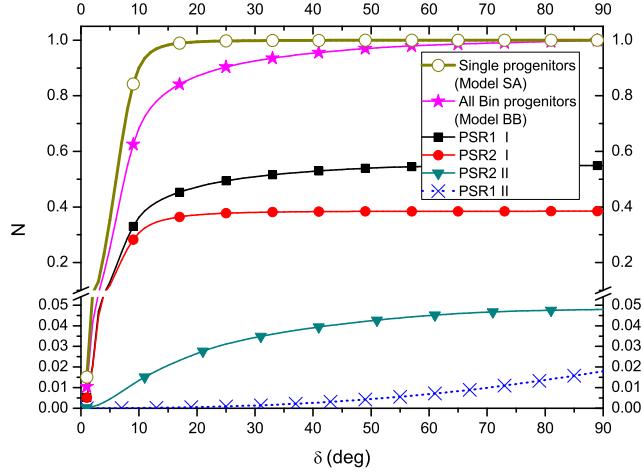


Рис. 2.17: Кумулятивное распределение углов δ для различных типов прародителей пульсаров. Снизу вверх: пульсары из первичных (более массивных) компонент двойных, разрушенных после второго взрыва (*PSR1 II*, кресты); пульсары из вторичных компонент двойных, разрушенных после второго взрыва (*PSR2 II*, треугольники); пульсары из вторичных компонент, разрушенных после первого взрыва (*PSR2 I*, кружки); пульсары из первичных компонент двойных, разрушенных после первого взрыва (*PSR1 I*, квадраты). Звездочками показано полное распределение из всех типов прародителей в двойных. Пульсары с одиночными прародителями показаны пустыми кружками. Расчеты проведены для моделей SA и BB с $v_p = 300 \text{ км с}^{-1}$ и $\theta = 8^\circ$, $dN/dq \sim q^2$.

для которых можно провести трехмерное моделирование с учетом рентгеновских данных по пульсарной туманности и тп. (см. [235] и ссылки там). Однако для большинства пульсаров такие подробные наблюдения отсутствуют, и оценка делается исключительно на основе радиоданных. В таком случае угол δ определяется исходя из измерений собственного движения и поляризации. Углы, определенные как разность между направлением собственного движения и углом поляризации импульсов, занимают диапазон от $\sim -60^\circ$ до $\sim 100^\circ$ [264, 232]. Однако, нас интересует лишь сам угол между осью вращения и вектором скорости, без учета направления последней (т.е., мы не различаем углы, скажем, 10° и 190°). Поэтому мы определяем δ как угол от 0 до 90 градусов. Также мы производим свертку относительно 45° , как было описано выше.

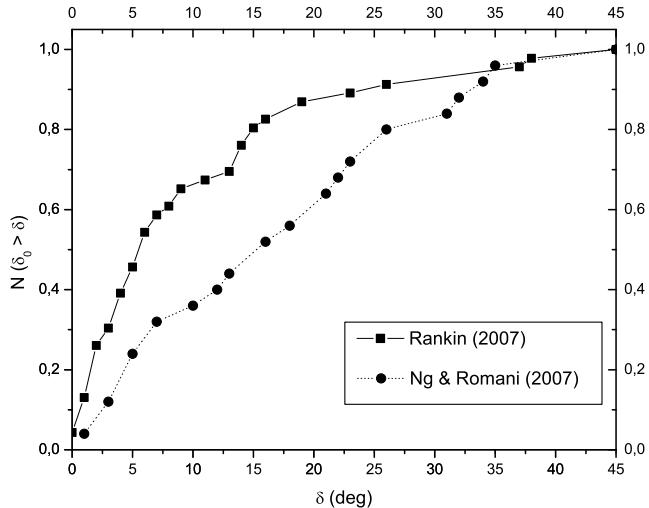


Рис. 2.18: Кумулятивное распределение наблюдаемых углов между осью вращения и вектором скорости после свертки на 45 градусах. Данные [232] – квадраты, и [235] – кружки.

Это связано с тем, что у некоторых пульсаров излучение поляризовано в направлении перпендикулярном к силовым линиям (см. аргументацию также в [235, 264]). В итоге, все углы δ лежат в интервале $0^\circ < \delta < 45^\circ$.

Распределения углов между векторами скоростью и вращения вычисляются для разных распределений направления кика (углы θ), разных распределений модуля скорости, а также для разных предположений о распределении масс двойных. Сравнение проводится с двумя наборами наблюдательных данных: [235, 232]. Для проверки нулевой гипотезы, что наблюдаемые и вычисленные углы принадлежат к одному распределению, использован тест Колмогорова – Смирнова (K-S), результаты сравнения показаны на рисунках 2.19 – 2.21. И вычисленные, и наблюдаемые углы были сгруппированы в 23 бина по два градуса (стандартные рекомендации по тесту K-S предлагают использовать более 20 бинов). Поскольку данные наблюдений свернуты относительно 45 градусов, такая же процедура была проведена и для вычисленных углов.

На рисунке 2.19 показан трехмерный график с результатами теста K-S в зависимости от угла θ и доли двойных (мы смешиваем популяции SA и BB). Обе панели рисунка 2.19 построены для $v_p = 300 \text{ км с}^{-1}$ и $dN/dq \sim q^2$. Левая панель представляет собой сравнение с данными

[235], правая – [232]. Видно, что большая доля двойных дает лучший результат. Особенно в случае [232] малая доля двойных представляется неприемлемой.

Мы изучили для разных распределений кика влияние доли двойных прародителей на результаты теста K-S. Для обеих выборок пульсаров для разумно высоких скоростей ($v_p > 100 \text{ км с}^{-1}$) доля двойных прародителей должна быть выше 50 процентов, чтобы тест был проведен достаточно успешно. Для наиболее реалистичных скоростей ($v_p \sim 200 - 300 \text{ км с}^{-1}$) сравнение вычислений и наблюдений говорит о высокой доле двойных прародителей $\gtrsim 70\%$, в соответствии с данными о доле двойных среди массивных звезд [265, 266].

На рисунке 2.20 показаны результаты теста K-S для моделей SA (верхний рисунок) и BB (нижний) как функции угла θ . Слева показано сравнение с данными [235], справа – [232]. На рисунке 2.21 показаны результаты для моделей BAS и BSS с различными предположениями о начальном отношении масс $f(q)$.

Как видно из рисунков 2.20 – 2.21, тест K-S во всех случаях не показывает очень хорошего согласия данных расчетов и наблюдений. Это может объясняться малой наблюдательной статистикой (мало пульсаров с измеренными углами δ). Тем не менее, максимумы четко идентифицируются на всех рисунках. Т.о., тест K-S можно использовать для обсуждения представленных результатов.

Для всех моделей кика и распределения масс компонент данные из [235] наиболее хорошо описываются при кике, сосредоточенном в угле $\theta \sim 20^\circ$. А сравнение с (более многочисленными) данными [232] указывает на более узкий конус кика $\theta \sim 5 - 10^\circ$. Исходя из последнего мы для ряда построений используем значение $\theta = 8^\circ$ (см. рисунки 2.16, 2.17).

На рисунке 2.21 видно, что результаты не слишком сильно зависят от модели кика и величины характерной скорости, и совсем мало от вида распределения масс $f(q)$.

В нашем исследовании мы включили существование небольших киков только для случая нейтронных звезд, родившихся во взаимодействующих двойных системах. Если такая же доля компактных объектов с одиночными прародителями имеет столь маленькую дополнительную скорость, то это существенно повлияет на результаты для отношения числа объектов с одиночными и двойными прародителями (рис. 2.16).

2.5.4 Заключение

В этом разделе мы рассмотрели роль двойных систем в формировании вида распределения нейтронных звезд по скоростям, а также в распре-

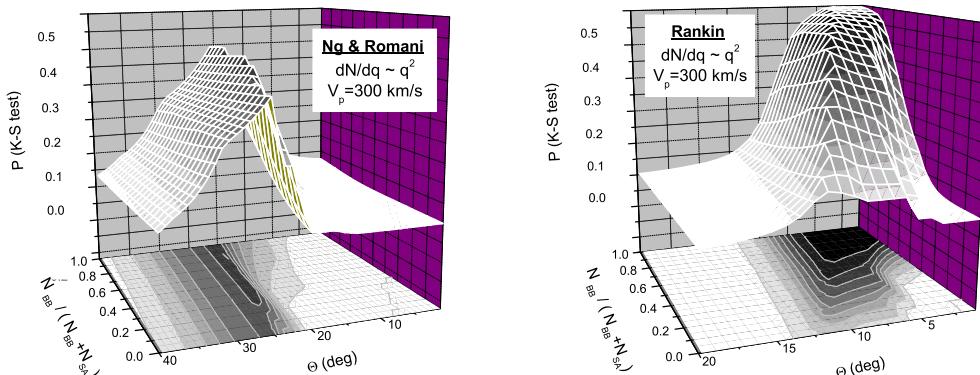


Рис. 2.19: Тест Колмогорова-Смирнова для наблюдаемого и вычислennого распределения по углам δ . Рассмотрена зависимость от степени соосности кика и вектора вращения (угол θ) и отношения двойных и одиночных прародителей одиночных нейтронных звезд (здесь использована величина $N(\text{model BB})/[N(\text{model BB})+N(\text{model SA})]$). Вычисления приведены для модели BBS. Начальное отношение масс в двойных $f(q) \sim q^2$. На левой панели: сравнение с данными [235]. На правой: сравнение с данными [232].

делении по углам между вектором пространственной скорости и осью вращения. Для итого были проведены популяционные расчеты методом Монте-Карло для различных параметров, описывающих кик (дополнительную скорость, получаемую нейтронной звездой при взрыве сверхновой), а также для вариаций других параметров двойных систем. Результаты расчетов были сопоставлены с данными наблюдений.

Основные выводы данного раздела таковы:

- 1.) Роль двойных в формировании распределения пульсаров по скоростям мала (рис. 2.14).
- 2.) Характер распределения направления кика относительно оси вращения сильно влияет на вид распределения по углам между пространственной скоростью и осью вращения. Учет величины угла δ позволяет статистически выделить компактные объекты с одиночными и двойными прародителями. Первые более вероятны при $> 50 \text{ км с}^{-1}$ и ($< 10^\circ$) (Рис. 2.16). Вторые – при $\delta \gtrsim 15^\circ$ и $v \gtrsim 100 \text{ км с}^{-1}$, и в случае низкоскоростных пульсаров ($< 30 \text{ км с}^{-1}$) при любых значениях δ .
- 3.) Сравнение с данными наблюдений (углы δ) [235, 232] не позволяет уверенно выделить модель кика и ее параметры. Существенно, однако, что вид распределения по модулю скорости менее важен, чем параметр,

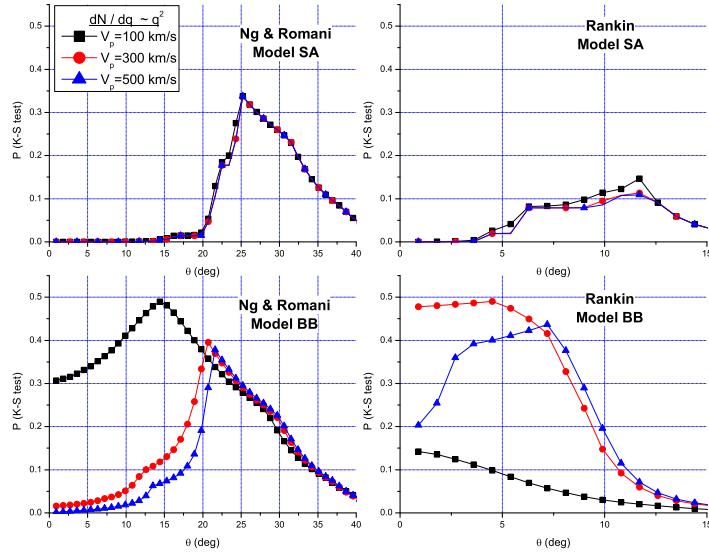


Рис. 2.20: Тест Колмогорова-Смирнова для наблюдаемого и промоделированного распределений по углам δ как функция параметра θ , определяющего степень соосности кика и оси вращения. Показаны расчеты для моделей SA и BB. Квадраты, круги и треугольники показывают результаты для параметра скорости, равного 100, 300 и 500 км с^{-1} , соответственно. Начальное распределение масс в двойных описывается функцией $f(q) \sim q^2$. Левые рисунки – сравнение с данными [235]. Правые – с данными [232].

характеризующий степень соосности кика и оси вращения.

Одни одиночные прародители (модель SA, Рис. 2.20) не могут описать данные наблюдений [232], а для данных [235] дают существенно худший фит, чем модели с добавлением большой доли двойных прародителей. Модель с исключительно двойными прародителями (BB, Рис. 2.20) может одинаково хорошо описать оба набора данных наблюдений при кике, сконцентрированном в узком конусе относительно оси вращения $\theta \sim 5 - 20^\circ$. Модели BAS, BBS с равной долей двойных и одиночных прародителей одинаково хорошо описывают оба набора данных вне зависимости от распределения по отношению масс компонент $f(q)$ (Рис. 2.21). Модели без двойных прародителей очень плохо описывают данные при стандартном кике $v_p \sim 300 \text{ км с}^{-1}$.

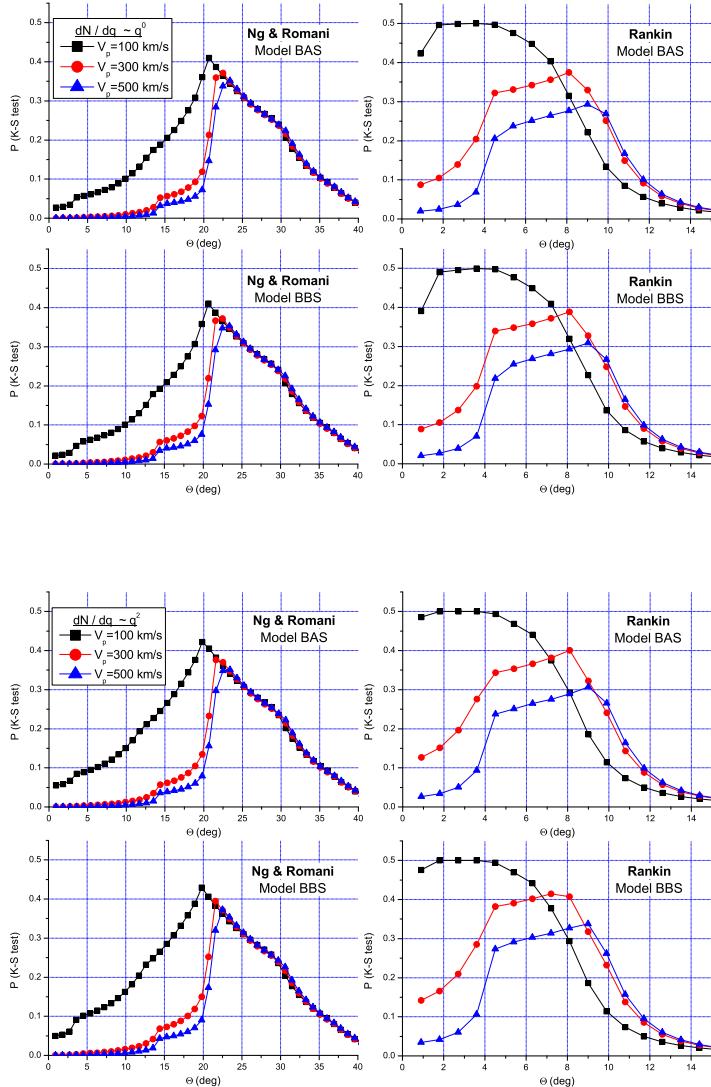


Рис. 2.21: Тест Колмогорова-Смирнова для наблюдаемых и вычисляемых распределений углов δ как функция параметра θ , определяющего степень соосности кика и оси вращения. Начальное распределение масс в двойных описывается функциями $f(q) \sim q^0$ и $f(q) \sim q^2$ (верхние и нижние панели, соответственно). Показаны расчеты для моделей BAS и BBS. Квадраты, круги и треугольники показывают результаты для параметра скорости, равного 100, 300 и 500 км с^{-1} , соответственно. Левые рисунки – сравнение с данными [235]. Правые – с данными [232]. Видно, что вид начального распределения масс и тип модели кика (BAS,BBS) слабо влияют на результат.

Глава 3

Популяционный синтез близких молодых компактных объектов

Сегодня, благодаря спутнику ROSAT, мы знаем более десятка горячих нейтронных звезд различной природы в солнечной окрестности (см. их список в [268]). Среди них присутствуют три нормальных радиопульсара (Вела, PSR B1055-52, PSR B0656+14), Геминга плюс еще один похожий на нее источник (3EG J1834+5918) и семь радиотихих нейтронных звезд (так называемая “Великолепная семерка”). Конечно, этот список неполон – в окрестности Солнца должно быть больше одиночных нейтронных звезд [105, 267]. Однако в плоскости Галактики отождествить подобные источники очень тяжело. Данный список источников можно считать однородным, поскольку все они были зарегистрированы на одном инструменте, и при этом существуют ограничения на максимальное расстояние, на котором можно увидеть такие объекты (за счет сильного поглощения мягкого рентгеновского излучения межзвездной средой). Это очень полезные при проведении популяционного синтеза свойства, поскольку данные источники будут одинаково подвержены эффектам селекции, связанным непосредственно с процессом их детектирования.

Цель подобного исследования может быть двойкой: понять природу наблюдаемой группы источников и проверить, можно ли объяснить их наблюдаемые свойства с помощью теоретических кривых охлаждения. Первый вопрос исследовался в [268, 269], последний – в [270].

Для популяционного синтеза данной группы источников необходимо задать следующие данные:

- начальное пространственное распределение нейтронных звезд (или породивших их массивных звезд);
- распределение пространственных скоростей;

- спектр масс нейтронных звезд;
- кривые охлаждения;
- излучаемые спектры нейтронных звезд;
- свойства межзвездной среды (для учета поглощения);
- параметры детектора, с наблюдениями на котором сравниваются результаты расчетов.

Некоторые из этих соотношений известны достаточно хорошо, поскольку они исследовались независимо в связи с другими проблемами (например, распределение пространственных скоростей или структура локальной межзвездной среды), остальные — гораздо хуже. Например, спектр масс нейтронных звезд, чьи свойства крайне важны для рассматриваемого подхода, известен плохо. Поэтому в [269, 270] были сделаны оценки спектра масс на основе данных о массивных звездах в окрестностях Солнца и расчетов эволюции массивных звезд. Существенным свойством оказалась малая доля молодых нейтронных звезд в окрестности Солнца с массой более $\sim 1.4 - 1.5 M_{\odot}$.

В этой и двух следующих главах описываются популяционные модели для разных популяций одиночных нейтронных звезд и рассматриваются результаты моделирования. Кроме этого обсуждаются работы, непосредственно связанные с изучением рассмотренных популяций. Перечислим некоторые результаты, полученные методом популяционного синтеза, о которых речь пойдет в следующих параграфах этой главы, а также в четвертой и пятой главах.

I.) В [268] было показано, что локальная популяция горячих нейтронных звезд, от которых зафиксировано тепловое излучение, генетически связана с поясом Гулда. Это локальная структура, выделяющаяся повышенным числом массивных звезд (и, соответственно, молодых компактных объектов) в Солнечной окрестности (см., например, [271]). Вклад пояса Гулда не учитывался в ранних работах [31, 217], поэтому наблюдавшаяся популяция источников была трудно объяснимой, требовалось изменение параметров всей галактической популяции нейтронных звезд. Выявление вклада пояса Гулда позволило разрешить эту проблему.

II.) В [270] предложено использовать распределение $\log N - \log S$ как дополнительный независимый тест тепловой эволюции нейтронных звезд. Действительно, если считать, что все соотношения, используемые при популяционном синтезе, кроме кривых охлаждения, хорошо известны, то результаты популяционного синтеза можно использовать для проверки оставшегося соотношения.

Сегодня в основном используется один способ сравнения теоретического описания тепловой эволюции нейтронных звезд с наблюдениями: так называемая $T-t$ диаграмма (температура–возраст). Этот самый естественный тест имеет ряд недостатков:

- существуют неопределенности в температурах и возрастах индивидуальных источников, т.к. оба параметра не наблюдаются непосредственно;
- тест имеет малую чувствительность для объектов с возрастами выше ста тысяч лет;
- тест использует неоднородный набор источников (нейтронные звезды различных типов).

Соотношение $\log N - \log S$ удачно дополняет $T-t$ тест.

- Используются только непосредственно наблюдаемые величины (т.е. меньше неопределенность данных);
- Для данного теста наблюдаемый набор источников является однородным (все объекты входят в синтезируемую популяцию нейтронных звезд);
- Тест наиболее чувствителен как раз к звездам с возрастами большими нескольких сотен тысяч лет.

С другой стороны тест по распределению $\log N - \log S$ обладает и собственными недостатками (подробнее см. [270]).

Предварительные результаты показывают, что $\log N - \log S$ хорошо дополняет стандартный $T-t$ тест (т.е. данные тесты надо использовать совместно, использование только $\log N - \log S$ теста гораздо менее информативно). Это хороший пример того, как астрофизический популяционный синтез может быть использован для исследования свойств вещества в экстремальных условиях.

III.) Исследована роль разных параметров в популяционных моделях. Особый интерес представляет распределение нейтронных звезд по массам, поскольку кривые остывания существенно зависят от массы компактного объекта.

IV.) Рассчитано ожидаемое количество новых нейтронных звезд, которые могут быть обнаружены прибором eROSITA на борту будущего российского спутника Спектр-РГ.

V.) С помощью новой версии программы рассчитано детальное распределение близких остивающих нейтронных звезд по расстоянию от Солнца и по возрастам в зависимости от рентгеновских потоков.

VI.) Проведен многокомпонентный популяционный синтез: близкие остивающие нейтронные звезды, магнитары, радиопульсы. В модели с затуханием магнитного поля показано, что существует уникальная комбинация параметров для гауссового (в логарифмическом масштабе) распределения по начальным магнитным полям, которая позволяет удовлетворительно описать сразу три популяции: близкие остивающие нейтронные звезды, магнитары, радиопульсы.

Кроме этого изучено пространственное распределение нейтронных звезд в Галактике; изучена возможность локализации близких молодых черных дыр, родившихся в массивных двойных системах, разрушившихся после взрыва сверхновой; исследована взаимосвязь между разными популяциями молодых одиночных нейтронных звезд, в первую очередь между объектами типа Великолепной семерки и RRATs.

Начнем рассмотрение с моделирования пространственного распределения нейтронных звезд.

3.1 Пространственная плотность одиночных нейтронных звезд в Галактике

Начнем с обсуждения полной пространственной плотности одиночных нейтронных звезд в солнечной окрестности, включая очень старые объекты.

В литературе можно найти много различных расчетов плотности нейтронных звезд в Галактике (отметим работы [272, 273, 274], а также интересные полуаналитические расчеты Прохорова и Постнова [278]).

Гравитационный потенциал Галактики не является критичным ингредиентом в таком расчете, т.к. во-первых, даже несложные модели хорошо описывают основные его свойства, а во-вторых, другие параметры известны гораздо хуже.

Для расчета необходимо задать распределение по начальным скоростям, темп рождения нейтронных звезд (туда войдет и полная нормировка числа этих объектов), и пространственное распределение мест рождения.

Для усредненных значений пространственной плотности в большой солнечной окрестности разные модели дают хорошо согласующиеся результаты (при одинаковой нормировке). В качестве иллюстрации приве-

дем данные расчетов из работы [269].

В описываемой ниже нашей работе нами использовался гравитационный потенциал Мицумото-Нагаи [279]. В качестве начального распределения по скоростям было использовано двухмодовое распределение из работы [5]. Темп рождения нейтронных звезд был постоянным. Рассматривались только звезды, рожденные в диапазоне расстояний от центра Галактики от 2 до 16 кпк (основной целью было установление плотности в окрестности Солнца, а здесь вклад звезд из центральной области Галактики пренебрежим). Полное число таких объектов было выбрано равным $5 \cdot 10^8$. Нейтронные звезды рождались в тонком диске с полутощиной 75 пк. Для начального распределения звезд вдоль радиуса Галактики использовалось две модели. В одной вероятность рождения нейтронной звезды бралась прямо пропорциональной квадрату локальной плотности МЗС. Во втором рассматривался экспоненциальный диск $\sim e^{-R/R_0}$, $R_0 = 4$ кпк. Возраст Галактики принят равным 10 миллиардам лет.

На рисунках показано распределение в плоскости $z - R$. В окрестности Солнца пространственная плотность старых нейтронных звезд составляет около $3 \cdot 10^{-4}$ пк $^{-3}$.

Результаты этих расчетов подтверждаются новыми исследованиями, проведенными как в работах независимых групп [273, 274], так и нашим новым моделированием [275].

3.2 Ранние расчеты $\log N - \log S$ для одиночных нейтронных звезд

В конце 90-х гг. природа источников, известных сейчас как “Великолепная семерка”, была до конца не ясна. Рассматривались две альтернативы: молодые остывающие (как оно и оказалось) и старые аккрецирующие одиночные нейтронные звезды.

Простая оценка $\log N - \log S$ для остывающих нейтронных звезд на основе статистики радиопульсаров была сделана в работе [31]. Вывод состоял в том, что пульсаров не хватает для объяснения всех источников. Авторы высказали предположение, что часть объектов может быть старыми аккрецирующими нейтронными звездами. Несколько детальнее вопрос был рассмотрен нами в работе [280], см. также [276].

Для расчета $\log N - \log S$ в случае аккрецирующих одиночных нейтронных звезд использовалась модификация программы, описанной в [217]. С ее помощью проводился достаточно детальный популяционный

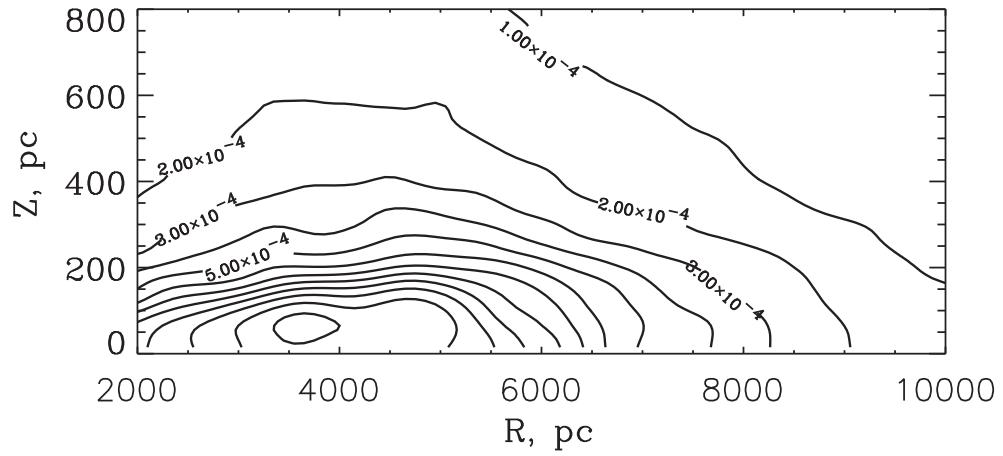


Рис. 3.1: На рисунке показано распределение нейтронных звезд всех возрастов в плоскости, перпендикулярной плоскости Галактики и проходящей через ее центр. Контуры проведены через 0.0001 пк^{-3} . Темп рождения нейтронных звезд был принят пропорциональным квадрату локальной плотности МЗС. Рассматривались только нейтронные звезды, родившиеся на расстояниях от 2 до 16 кпк от центра Галактики. Распределение скоростей отдачи (kick) было взято из работы [5]. Результаты были нормированы на $5 \cdot 10^8$ нейтронных звезд, родившихся в данной области. На солнечном расстоянии (порядка 8 кпк) вблизи плоскости Галактики плотность составляет примерно $2.8 \cdot 10^{-4}$ нейтронных звезд на кубический парсек. Рисунок из работы [269].

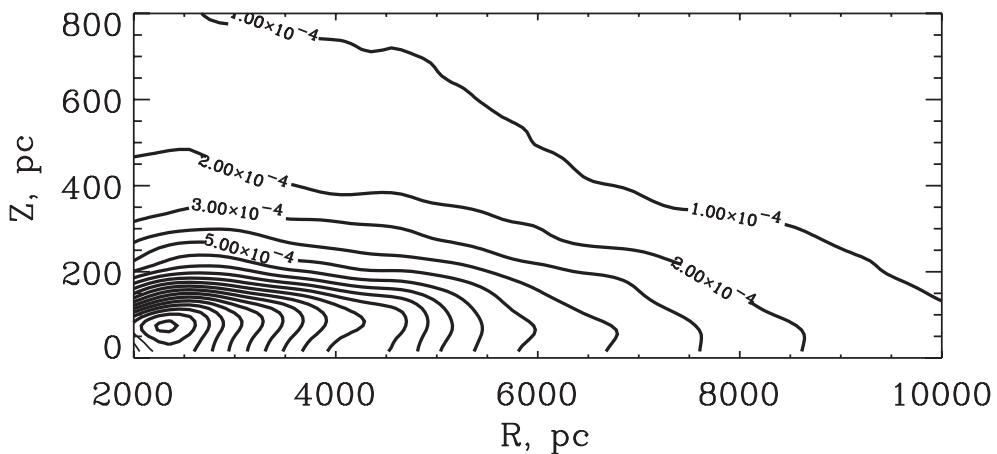


Рис. 3.2: То же, что на предыдущем рисунке. Отличие состоит в другом распределении темпа рождения нейтронных звезд по радиусу и по z . Здесь темп был пропорционален $[\exp(-z/75 \text{ пк}) \exp(-R/4 \text{ кпк})]$ и не зависел от распределения МЗС. Видно, что в этом случае сильнее концентрация в центре Галактики, а не к молекулярному кольцу на $\sim 4 \text{ кпк}$. На солнечном расстоянии плотность составляет примерно $2.1 \cdot 10^{-4} \text{ пк}^{-3}$.

синтез одиночных нейтронных звезд. Большое количество треков рассчитывалось вплоть до времени $\sim 10^{10}$ лет. Рассматривалась магнито-вращательная эволюция (в том числе и с учетом затухания магнитного поля) источников в реалистичной межзвездной среде.

В программе были сделаны достаточно оптимистичные предположения относительно выхода на режим аккреции (игнорировался режим до-звукового пропеллера) и относительна темпа аккреции (использовалась формула Бонди). С другой стороны, не учитывались звезды с большим магнитным полем, которые быстрее выходят на аккреционную стадию. Это связано с тем, что в том время считалось, что доля таких объектов мала (см. подробнее Гл. 5 и 7). Кроме того, использовалось одномодовое максвелловское распределение по скоростям, в котором доля низкоскоростных объектов меньше, чем, например, в двухмодовом распределении [5].

Для увеличения статистики рассматривались только звезды с низкими пространственными скоростями, которые только и могут стать достаточно яркими аккреторами. Рассчитывались светимости и эффективные температуры источников в предположении аккреции на полярную шапку. Типичный аккретор в модели имеет светимость порядка $10^{29} - 10^{30} \text{ эрг с}^{-1}$ (самые яркие имели светимость $10^{32} \text{ эрг с}^{-1}$) и температуру $\sim 400 \text{ эВ}$.

Для расчета $\text{Log } N - \text{Log } S$ остывающих молодых нейтронных звезд была использована “игрушечная” модель, в которой кривая охлаждения представлялась ступенькой, соответствующей светимости 10^{32} эрг с^{-1} с длительностью 10^6 лет. Пространственное распределение было принято однородным вплоть до расстояния 450 пк от плоскости Галактики. Использовалось два значения пространственной плотности: $3.3 \cdot 10^{-3}$ и $3.3 \cdot 10^{-4}$ пк $^{-3}$.

Результаты показали, что во-первых, число аккреторов недостаточно для объяснения объектов “Великолепной семерки” (кроме того, аккреторы должны быть более горячими источниками из-за выпадения вещества на относительно небольшие полярные шапки). Во-вторых, пространственной плотности $3.3 \cdot 10^{-4}$ пк $^{-3}$ также недостаточно для объяснения наблюданной популяции. Поэтому было высказано предположение, что солнечная окрестность обогащена (в несколько раз) молодыми остывающими нейтронными звездами. Последнее предположение оказалось верным и нашло свое подтверждение в более детальных расчетах нашей группы, о чём будет рассказано в следующем параграфе.

Согласно результатам наших расчетов 2000 года, аккреторы становятся более обильными на низких рентгеновских потоках, что связано как с их большим полным числом (вкупе с относительно низкой светимостью), так и с тем, что будучи более жесткими источниками, они менее подвержены влиянию межзвездного поглощения, соответственно, кривая $\text{Log } N - \text{Log } S$ для них более крутая.

3.3 Роль Пояса Гулда

Качественно новый шаг в исследовании популяции близких остывающих нейтронных звезд был сделан нами с разработкой нового пакета программ, который изначально включал подробные кривые остыивания для компактных объектов разных масс и детальное начальное пространственное распределение. Касательно последнего, ключевым моментом стало включение в расчеты т.н. Пояса Гулда (см. подробное описание в [281]).

Пояс Гулда – это хорошо известная локальная структура, в основном сформированная OB-ассоциациями. Пояс представляет собой дискообразную структуру слегка вытянутой формы, наклоненную к галактической плоскости на 18-20 градусов (Пояс находится над плоскостью Галактики в направлении ее центра). Внутри 600 пк примерно 2/3 массивных звезд относится к Поясу [282]. Соответственно, примерно две трети близких молодых компактных объектов рождается в Поясе, и, таким образом,

относительно средней плотности молодых нейтронных звезд в солнечной окрестности мы имеем избыток примерно в три раза. Забегая вперед, можно сказать, что именно Пояс Гулда ответственен за тот избыток молодых остывающих компактных объектов, который был предложен в работе [280].

Мы рассчитали эволюцию локальной (< 3 кпк) популяции молодых ($<$ неск. млн. лет) нейтронных звезд, учитывая наличие Пояса Гулда. Для сравнения данных расчета с наблюдениями мы использовали диаграмму $\text{Log } N - \text{Log } S$. Далее мы подробно описываем нашу модель и расчеты.

3.3.1 Модель

Наша первая модель популяционного синтеза близких одиночных остывающих нейтронных звезд [268] содержала следующие основные элементы:

- Начальное пространственное распределение.
- Темп образования нейтронных звезд.
- Распределение по начальным скоростям.
- Распределение по массам.
- Кривые остывания.
- Гравитационный потенциал Галактики.
- Распределение межзвездной среды.
- Поглощающие свойства межзвездной среды.
- Свойства детектора.

Соответственно, после того, как в программе разыграно место рождения нейтронной звезды и ее начальная скорость, рассчитывается движение компактного объекта в галактическом потенциале с шагом по времени, равным 10 000 лет. На каждом шаге для восьми выбранных масс определяется температура, исходя из которой рассчитывается рентгеновская светимость. После учета поглощения в межзвездной среде определяется темп счета для детекторов ROSAT. Статистика аккумулируется. В конце производится нормализация на темп рождения нейтронных звезд

разных масс и строится распределение $\text{Log } N - \text{Log } S$, которое сравнивается с наблюдаемым.

Самым ключевым моментом работы [268] был учет Пояса Гулда в начальном распределении звезд-прародителей. Нейтронные звезды рождаются в плоскости галактического диска и в Поясе Гулда (который представлен как плоский диск, см. рис 3.3) с постоянным темпом. Это разумное предположение, учитывая, что нас интересует относительно короткий промежуток времени (несколько миллионов лет).

Пояс Гулда в нашей модели имеет радиус 500 пк и наклонен к плоскости Галактики на 18 градусов. Солнце смещено относительно центра диска на 100 пк. В центральной части диска (150 пк) темп рождения нейтронных звезд принят равным нулю (см. [281] для детального описания Пояса Гулда и [282] – для краткого, об отсутствии массивных прародителей в непосредственно окрестности Солнца см. [304]).

Темп рождения нейтронных звезд на единицу площади в Поясе Гулда и в диске Галактики был принят постоянным и равномерно распределенным. Для оценки мы использовали следующие данные. Согласно [303] за один миллион лет в Поясе Гулда происходит 20-27 вспышек сверхновых. Мы приняли, что число образующихся нейтронных звезд в Поясе равно 20 за миллион лет. Согласно [282] 2/3 массивных звезд внутри 600 пк от Солнца принадлежит Поясу Гулда. Соответственно, в галактическом диске плоть до расстояния 600 пк от Солнца темп рождения нейтронных звезд в расчетах соответствовал 10 объектам за миллион лет. Таким образом, внутри 600 пк полный темп составил 30 нейтронных звезд за миллион лет, что согласуется с темпом 2.9×10^{-11} сверхновых за год на пк^2 [354], предполагая, что нейтронные звезды образуются примерно в 90% взрывов.

Темп рождения нейтронных звезд в диске Галактики внутри 600 пк от Солнца – 10 нейтронных звезд за миллион лет – был экстраполирован на весь галактический диск в рассматриваемой в задаче области (3 кпк от Солнца). В области от 600 пк до 3 кпк он составил 240 нейтронных звезд за миллион лет. Внутри 1 кпк мы получаем темп, находящийся в соответствии с результатами [354].

Т.о., в нашей модели в рассматриваемой области с радиусом 3 кпк за миллион лет рождается 270 нейтронных звезд. Из них 20 – лежат в Поясе Гулда, а 250 – в тонком галактическом диске. Такой подход несколько недооценивает число нейтронных звезд на больших расстояниях. Более детальные модели начального распределения (с учетом неравномерности распределения) рассмотрены ниже.

Для расчета движения нейтронных звезд в потенциале Галактики нами использовались те же предположения, что и в наших ранних работах

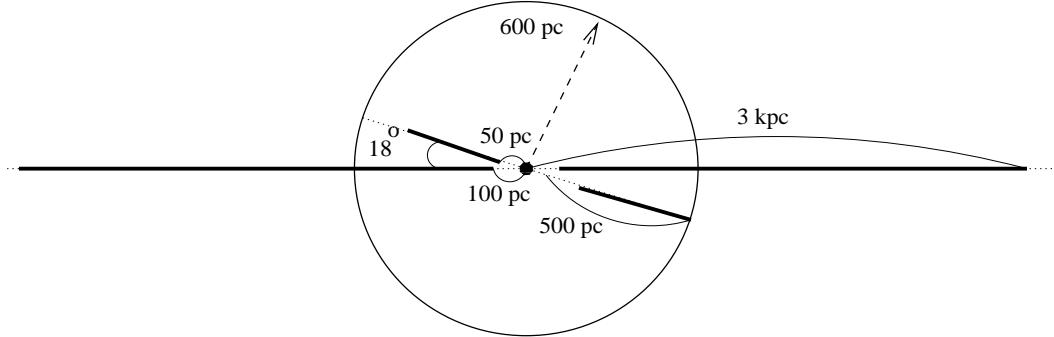


Рис. 3.3: На рисунке показана $R-z$ проекция начального пространственного распределения нейтронных звезд. Жирные линии показывают Пояс Гулда и часть диска Галактики (< 3 кпк), где рождались нейтронные звезды, рассматриваемые в модели. Отметим две области, в которых темп рождения нейтронных звезд был положен равным нулю. Это область (окружность) в галактическом диске с радиусом 100 пк вокруг Солнца, и область с радиусом 150 пк в центре Пояса Гулда. Для удобства восприятия выделена сфера с радиусом 600 пк от Солнца.

[217, 280]. Использовался трехкомпонентный потенциал (диск, балдж, гало), предложенный Мицумото и Нагаи [279]. Именно этот вид применялся во многих работах по исследованию одиночных нейтронных звезд [26, 272, 25]. Разумеется, существуют более детализированные виды потенциала, однако для наших расчетов эти уточнения не имеют решающего значения, т.к. рассматриваются молодые объекты, и высокоточные кинематические характеристики или положения объектов не влияют на результат.

Треки рассчитывались от $t = 0$ до $t_{\max} = 4.25 \cdot 10^6$ лет. Это время соответствует моменту, когда наиболее горячая (легкая) нейтронная звезда из использованного спектра масс, достигает $T = 10^5$ К. Шаг по времени составлял $\Delta t = 10^4$ лет. Для такого выбора есть три аргумента. Во-первых, это достаточно мелкий шаг, чтобы отследить все основные этапы остывания. Во-вторых, темп рождения нейтронных звезд в рассматриваемой области примерно соответствует величине “одна звезда раз в несколько тысяч лет”. В-третьих, самая молодая звезда в наблюдаемой выборке (Вела) имеет возраст около 10^4 лет.

Нами использовался трек на всем его протяжении. В каждой точке собиралась статистика для всех восьми рассматриваемых масс. Т.о., каждый трек представлял собой популяцию нейтронных звезд, рождающихся с одинаковыми начальными параметрами (но всевозможными

массами). Рассчитывалось несколько тысяч треков. В итоге эффективное количество моделируемых нейтронных звезд составляло примерно $10^{7.5}$. Это гораздо больше ожидаемого числа объектов ($\sim 10^3$), поэтому статистические флуктуации в расчетной популяции малы.

Начальное распределение по скоростям (кик) имело максвелловский вид. Средняя скорость 225 км с^{-1} . Детальный вид этого распределения не критичен для наших расчетов, т.к. нами рассматриваются молодые объекты. Для проверки мы варьировали начальное распределение в разумных пределах, но влияние на результаты было мало.

Использовался плоский спектр масс от 1.1 до 1.8 масс Солнца (с шагом 0.1). В последующих расчетах (см. ниже гл. 4) мы существенно модифицировали спектр масс.

Мы использовали кривые остывания из работы [165] (см. обзор в [140]).

Уравнение состояния, использованное авторами [165], было предложено в работе [306]. Это нуклонное уравнение состояния без экзотики (без кваркового вещества, гиперонов и т.д.). Массы в интервале $1.1M_{\odot} < M < 1.8M_{\odot}$ соответствуют радиусам $12.2 \text{ км} < R < 13.2 \text{ км}$. Максимально возможная масса нейтронной звезды в такой модели $1.977 M_{\odot}$. Однако довольно очевидно, что доля самых массивных среди новорожденных компактных объектов не может быть велика. Диапазон, использованный нами, грубо отражает центральные значения оценок масс одиночных нейтронных звезд или звезд в массивных двойных системах. Также нами было протестировано распределение с резким пиком на 1.35 масс Солнца. Качественно результаты не изменились. Число потенциально наблюдаемых объектов возросло примерно на 30 процентов.

Мы считали, что спектр нейтронной звезды чернотельный, и что вся поверхность имеет одинаковую температуру. Т.к. нас интересует интегральный поток за много периодов вращения, это разумное предположение.

Поскольку максимум в спектре остивающей нейтронной звезды интересующего нас возраста приходится на мягкий рентгеновский диапазон (или даже на экстремально жесткий ультрафиолет), то крайне важно правильно учесть межзвездное поглощение. Для распределения межзвездной среды мы использовали модель, применявшуюся нами ранее [307, 217, 280]. Типичная колонковая плотность (число атомов на луч зрения) составляла $N_{\text{H}} \sim 10^{19}\text{--}10^{21} \text{ см}^{-2}$. После расчета непоглощенного потока и определения колонковой плотности для текущего положения нейтронной звезды относительно Солнца нами применялась стандартная процедура по вычислению отсчетов спутника ROSAT с учетом межзвездного поглощения.

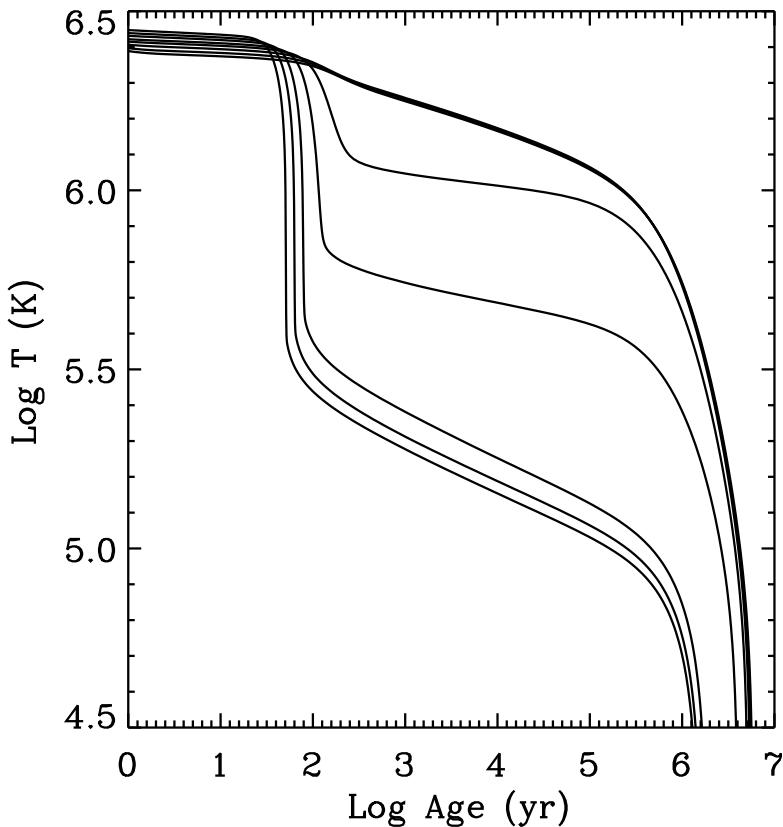


Рис. 3.4: Кривые остыния нейтронных звезд [165]. Показана темпера-тура, наблюдаемая “на бесконечности”.

3.3.2 Результаты расчетов и обсуждение

На основе описанной выше модели мы можем рассчитать распределение Log N – Log S отдельно для звезд, родившихся в галактическом диске и в Поясе Гулда. Главным результатом является то, что подавляющая часть наблюдаемых останавливающих нейтронных звезд в Солнечной окрестности генетически связана с Поясом Гулда.

На рисунке 3.5 показано два распределения Log N – Log S и наблюдательные данные. Данные относятся к двум основным типам источников: объекты Великолепной семерки и радиопульсары. Если самый слабый объект на данном потоке является объектом Семерки, то символ черный, если же это радиопульсар, то символ белый. К радиопульсарам мы отнесли также Гемингу и источник 3EG J1835+5918 (т.н. “вторая Гемин-

га") [51, 277]. Первые демонстрируют чисто тепловой спектр, без примеси магнитосферного излучения. Последние имеют смешанный спектр, однако в области чувствительности спутника ROSAT вклад теплового излучения доминирует. Мы использовали для пульсаров полный поток. Однако очевидно, что незначительное уменьшение этой величины (при выделении чисто теплового вклада) не скажется на виде наблюдательного распределения, т.к. в интересующей нас области (от 0.1 до 10 отсчетов в секунду) самым ярким и самым слабым источников останутся объекты Семерки. "Усы" у точек соответствуют пуассоновским ошибкам, что хорошо отражает уровень неопределенности $\text{Log } N - \text{Log } S$. Расчетные кривые построены для большого числа модельных источников, т.о. эти кривые не зашумлены.

Видно, что без учета Пояса Гулда теоретическая кривая идет слишком низко (что впервые в рамках более простых моделей было показано в работах [31, 280]). Разница особенно велика на больших потоках (больше нескольких десятых отсчета в секунду), здесь полностью доминируют объекты, рожденные в Поясе Гулда. На слабых потоках разница между кривыми постепенно уменьшается. В конце концов (на графике не показано) кривые должны сойтись, т.к. на слабых потоках уже полностью доминируют звезды из далеких частей галактического диска. Детальный анализ пространственного распределения источников в разных диапазонах потоков приведен ниже.

С учетом вклада звезд, рожденных в Поясе Гулда, в рамках очень консервативной гипотезы нам удалось без подгонки описать наблюдательные данные. Разумеется, на низких потоках не все звезды отождествлены. Поэтому ниже примерно 0.1 отсчета в секунду рассчитанная кривая идет выше данных наблюдений.

Наши расчеты показали, что в данных ROSAT может быть 10-50 неотождествленных оставающихся нейтронных звезд на потоках $\gtrsim 0.015$ отсч s^{-1} . Это находится в хорошем согласии с верхним пределом, установленным в работе [305]. Он составляет 67 источников на потоках выше 0.05 отсчетов в секунду. Это могут быть как источники типа Великолепной семерки, так и радиопульсары, чей пучок радиоизлучения не попадает на Землю. Основная часть неидентифицированных источников должна находиться на низких галактических широтах $\pm 20^\circ$. Возможно, данные гамма-обсерваторий помогут в идентификации. Обнаружение новых источников представляется крайне важным, т.к. увеличение статистики позволит детальнее изучить модели остывания нейтронных звезд и свойства их атмосфер.

Из рисунка видно, что распределение $\text{Log } N - \text{Log } S$ очень плоское. Для этого есть несколько причин. Первой является сильное поглощение

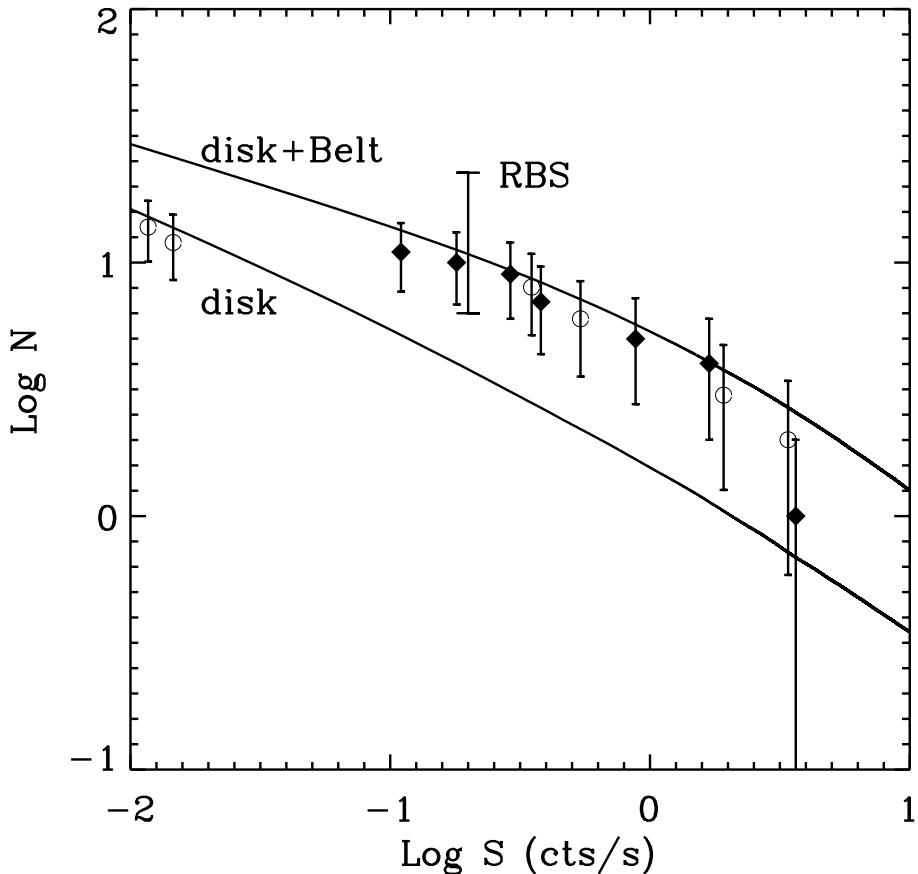


Рис. 3.5: Распределение $\log N - \log S$ для обзора всего неба с равномерным покрытием. Символами показаны наблюдательные данные. Вид символа отражает тип последней добавленной в распределение нейтронной звезды. Черными ромбами показаны объекты Великолепной семерки. Пустыми кружками – Геминга, “Три мушкетера” (три близких пульсара, для которых измерен тепловой поток от поверхности), PSR 1929+10 и т.н. “Вторая Геминга” (источник 3EG J1835+5918). Также показан предел, соответствующий каталогу ярких источников ROSAT (RBS) [283]. Верхняя кривая: результаты модельных расчетов с учетом Пояса Гулда. Полный темп рождения равен 270 нейтронных звезд за миллион лет в рассматриваемой области (до 3 кпк). Нижняя кривая: результаты расчетов без учета вклада Пояса Гулда. Темп рождения нейтронных звезд – 250 за миллион лет.

в мягком рентгеновском диапазоне. Второй – плоское начальное распределение источников (галактический диск). Также кривая становится заметно более плоской, когда мы выходим за пределы Пояса Гулда.

Известно около 20 близких (менее 1 кпк) молодых (мологе 4.25 миллиона лет) нейтронных звезд. Они принадлежат, с наблюдательной точки зрения, к разным популяциям. Как было указано в работах [31, 280] число рентгеновских оставающих близких нейтронных звезд слишком велико, чтобы быть объясненным статистикой, основанной на усредненных данных по радиопульсарам. Высказывались различные идеи для объяснения этого противоречия. Здесь мы показали, что данные можно объяснить локальной “флуктуацией”, связанной с присутствием Пояса Гулда, т.е. с избытком молодых массивных звезд в окрестности порядка 500 пк.

Суммарный вклад галактического диска и Пояса Гулда в популяцию близких молодых оставающих нейтронных звезд позволяет объяснить все яркие источники и не оставляет места для неотождествленных источников с потоком более 1 отсчета в секунду. Разумеется, модель не обладает абсолютной точностью. Поэтому нельзя исключить идентификацию 1-2 ярких источников в областях с большим числом объектов (что затрудняет идентификацию). Отсутствие источников ярче RX J1856 ($\log S > 0.56$) соответствует нашим результатам на уровне 2σ .

Мы пренебрегали в расчете звездами мологе 10 000 лет. При темпе рождения, использованном в нашей модели, одна такая звезда должны попадать в сферу с радиусом 2.5 кпк. Влияние молодых звезд на яркий конец распределения $\log N - \log S$ крайне маловероятно. Кривая $\log N - \log S$ в любом случае может измениться за счет учета таких молодых звезд лишь незначительно. Различные неопределенности самой модели (детали спектра масс, неучет свойств атмосфер, статистические флуктуации и т.д.) могут оказывать более существенное влияние.

В работе 2003 года мы не проводили отдельный популяционный синтез радиопульсаров (см. ниже Гл. 5), однако полученные результаты позволили нам говорить о том, что заметная часть нейтронных звезд рождается со свойствами отличающимися от стандартных пульсарных. Согласно нашей модели, хорошо описывающей данные по оставающим нейтронным звездам, в области с радиусом около 1 кпк должно быть около сотни нейтронных звезд с возрастом менее 4 миллионов лет. Даже учет направленности излучения пульсаров не позволяет говорить о том, что предсказываемое число находится в соответствии с числом обнаруженных объектов этого типа. Более современные и полные расчеты (см. раздел 5.2) подтверждают это.

3.4 Близкие молодые черные дыры

В настоящее время обнаружены черные дыры звездных масс в тесных двойных системах [284] и сверхмассивные черные дыры в ядрах галактик [285]. Было бы крайне интересно обнаружить одиночную черную дыру звездной массы, однако это технически очень сложная задача. В связи с этим представляют интерес близкие одиночные черные дыры. Существуют различные подходы к поиску одиночных черных дыр [286, 287, 288]. Единственные кандидаты в объекты этого типа обнаружены с помощью микролинзирования [289, 290, 291]. Для обнаружения таких объектов было бы желательно уменьшить область поиска, т.е. заранее оценить координаты возможных источников. Ниже мы предлагаем метод такой оценки и иллюстрируем его на конкретных примерах.

В работе [292] мы кратко обсуждали близкие молодые компактные объекты (нейтронные звезды и черные дыры) и предположили связь радиотихих нейтронных звезд в солнечной окрестности с недавними вспышками сверхновых, породившими структуры в локальной межзвездной среде (Local Bubble, Loop I и др.). Рассмотрим близкие молодые черные дыры более детально, следуя работе [293].

Основная идея нашей работы состоит в следующем. Мы оцениваем современные координаты близких ($r < 1$ кпк) молодых (возраст < 6 миллионов лет) черных дыр, образовавшихся в тесных двойных системах с массивными вторыми компонентами, распавшихся после первого взрыва сверхновой. После распада системы появляется т.н. “убегающая звезда” [294]. Зная современные координаты и скорость убегающей звезды и задавая параметры двойной системы и вспышки сверхновой (об эволюции двойных см., например, [200]), мы можем оценить положение черной дыры в настоящий момент.

3.4.1 Молодые массивные звезды в окрестностях Солнца

Солнце находится в не вполне обычной области Галактики. В солнечных окрестностях доминирует т.н. Пояс Гулда [281]. Это дискообразная структура размером порядка 750-1000 пк. Центр лежит в 150-250 пк от Солнца. Плоскость Пояса наклонена к плоскости Галактики на $\sim 18^\circ$. Возраст Пояса Гулда оценивается в 30-70 миллионов лет, т.о. в последнее время там заканчивается жизнь наиболее многочисленных звезд из числа тех, которые могут породить вспышку сверхновой ($M \approx 8-10 M_\odot$). С Поясом Гулда связаны одиночные радиотихие нейтронные звезды, открытые спутником ROSAT [268] и некоторые из неотождествленных ис-

Таблица 3.1: Параметры четырех наиболее массивных убегающих звезд Солнечной окрестности [296]

Звезда	Масса, M_{\odot}	Скорость, км/с	Кинем. возраст, млн лет
ξ Per	33	65	1
HD 64760	25–35	31	6
ζ Pup	67	62	2
λ Сер	40–65	74	4.5

точников каталога EGRET [295].

На расстоянии ~ 700 пк от Солнца известно 56 убегающих звезд [296]. Они образовались либо при динамической эволюции скоплений и ассоциаций, в которых они родились (наиболее вероятная причина — тесное сближение двойных), либо — в результате распада двойной системы при взрыве сверхновой. Четыре звезды из этой группы обладают массами больше $\sim 30 M_{\odot}$ (следует отметить, что т.к. эти звезды одиночные и массивные, масса для них определяется с не очень высокой точностью).

Данные по рассматриваемым здесь убегающим звездам приведены в табл. 3.1, где мы использовали параметры, приведенные в работе [296].

В работе [296] авторы детально исследовали все 56 близких убегающих звезд. Эти звезды “близки” в том смысле, что они были промерены спутником Hipparcos, и мы знаем их положения на небе, собственные движения и параллаксы с миллисекундной точностью (в этой работе мы пренебрегаем ошибками определений скоростей и др. параметров убегающих звезд). Авторы проследили движение этих звезд в Галактике и для большинства из них (в том числе для всех четырех массивных) нашли, когда и из какой ассоциации эти звезды вылетели, а также какой из двух возможных механизмов выброса действовал для каждой конкретной звезды.

Наиболее вероятно, что все четыре массивные убегающие звезды приобрели свою высокую пространственную скорость в результате распадов двойных систем после взрывов сверхновых (пятая очень массивная звезда — ι Ori — по всей видимости была выброшена из ассоциации в результате динамического взаимодействия, см. [296]). Можно привести сразу несколько аргументов в пользу такого вывода:

- Эти звезды очень массивные. Для того, чтобы быть выкинутыми из скопления (ассоциации) им надо было пролететь вблизи звезд сравнимой массы. Иначе, по закону сохранения импульса, выброшенными из системы оказались бы именно менее массивные звезды.

ды, а столь массивных звезд очень мало при любой разумной функции масс. Близкий пролет нескольких массивных звезд оказывается чрезвычайно редким событием, по сравнению с достаточно редкими тесными тройными сближениями звезд малых масс.

- Массивные звезды живут всего несколько миллионов лет. Этот факт накладывает на описанное в предыдущем пункте редкое событие дополнительное ограничение — сближение должно успеть произойти пока массивные звезды не взорвались как сверхновые.
- И, наконец, все эти звезды летят со скоростями в несколько раз выше дисперсии скоростей тех ассоциаций, в которых они родились. Сам по себе этот факт ничему не противоречит, после удачного тесного сближения звезды могут приобретать достаточно высокие скорости. Однако это происходит только в редких случаях, средняя величина приобретаемой в таких процессах скорости существенно ниже.

За более детальными аргументами для каждой из четырех звезд этой группы мы отсылаем читателя к уже упоминавшейся работе [296].

Итак, по всей видимости каждая из этих четырех звезд входила в двойную систему, в которой некоторое время назад взорвалась ее соседка. Взорвавшаяся звезда прошла весь свой эволюционный путь быстрее, то есть была еще более массивной, чем наблюдаемая нами убегающая звезда. Как считается сейчас, именно такие очень массивные звезды ($M > 30\text{--}40 M_{\odot}$) при своем коллапсе образуют не нейтронные звезды, а черные дыры [297, 298]. Более того, у звезд со слегка большими массами ($M \gtrsim 40\text{--}50 M_{\odot}$) скорее всего происходит прямой коллапс ядра в черную дыру без промежуточной стадии горячей нейтронной звезды (см., например, [299]).

3.4.2 Распад двойной системы после взрыва сверхновой

Если сверхновая взрывается симметрично, а двойная система, в которой этот взрыв произошел, обращалась по круговой орбите, то для распада двойной необходимо сбросить *по крайней мере половину массы системы* (все аспекты распада двойной системы при сбросе массы подробно рассмотрены в статье [300]). Например, если масса убегающей звезды равна $M_{\text{opt}} = 30M_{\odot}$ и не изменилась существенно с момента распада системы, а масса черной дыры равна $M_{\text{BH}} = 10M_{\odot}$, то масса сброшенной оболочки

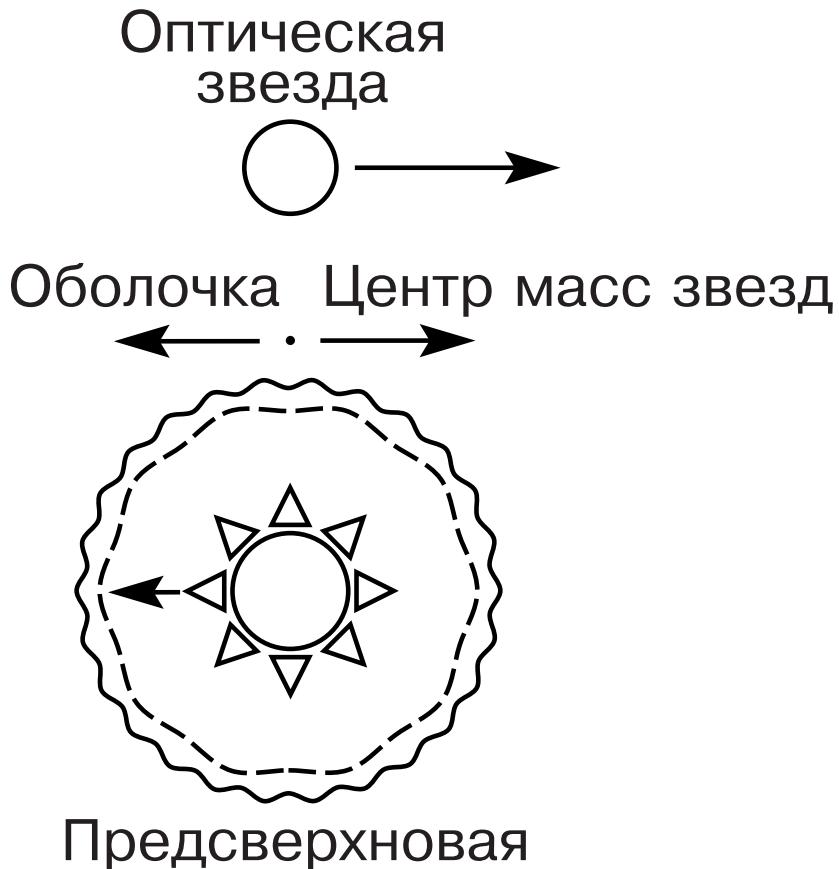


Рис. 3.6: Схема распада двойной системы после взрыва сверхновой.

должна быть не меньше $\Delta M \geq M_{\text{opt}} + M_{\text{BH}} = 40M_{\odot}$, а масса взорвавшейся предсверхновой $M_{\text{SN}} = M_{\text{BH}} + \Delta M \geq 50M_{\odot}$. Так как столь массивные звезды очень сильно теряют вещество за время своей жизни (как минимум 30% начальной массы), то каждая из рассматриваемых нами звезд входила в *чрезвычайно массивную* двойную систему. Масса предсверхновой для ζ Рири получается из подобного рассуждения равной $87.5M_{\odot}$, т.е. или это была особо массивная звезда ($> 100M_{\odot}$ при рождении), или потеря массы была существенно ниже ожидаемой.

Мы рассматриваем только системы с двумя массивными звездами и предполагаем, что ни одна из них до взрыва Сверхновой не заполняла полости Роша. Следует заметить, что прохождение этих систем через стадию обмена массой маловероятно. Однако если такой процесс будет иметь место, то как при устойчивом, так и при неустойчивом (с общей оболочкой) перетекании первичный компонент потеряет часть своей массы, а масса вторичного останется неизменной или увеличится. В резуль-

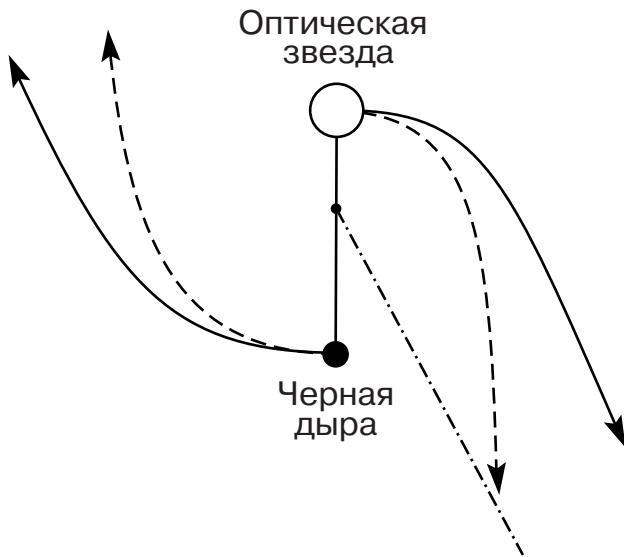


Рис. 3.7: Разлет звезд после взрыва сверхновой в системе их центра масс.

тате чего отношение масс компонент двойной уменьшится и симметричный взрыв сверхновой скорее всего уже не может разорвать систему. Другое условие, используемое нами — круговая орбита — после стадии обмена массой гарантированно выполняется.

Так как наши системы были достаточно тесными (скорости, с которыми летят сейчас убегающие звезды, порядка их орбитальных скоростей в двойных системах), то предположение о круговых орбитах выглядит приемлемым, а очень высокая масса предсверхновой делает вероятным прямой коллапс ядра сверхновой в черную дыру [297]. Как принято считать сегодня, такой коллапс идет симметрично и не сопровождается отдачей (т.е. скорость черной дыры такая же, как скорость предсверхновой перед взрывом), в отличие от процесса образования нейтронных звезд, которые рождаются с пространственными скоростями в несколько сот километров в секунду [301].

Распады двойных систем из-за взрывов сверхновых рассматривались в целом ряде работ (см., например, [302, 300]). Однако, поскольку два приведенных выше условия скорее всего выполняются, то распад происходит самым простым образом (см. рис.3.6). Оболочка сбрасывается симметрично относительно центра предсверхновой и уносится по прямой в направлении и со скоростью ее орбитального движения в момент взрыва. Движение относится к центру оболочки, а ее симметричное расширение на него не влияет. Центр масс двух звезд (черной дыры и второго компонента двойной системы, ставшего убегающей звездой) движется

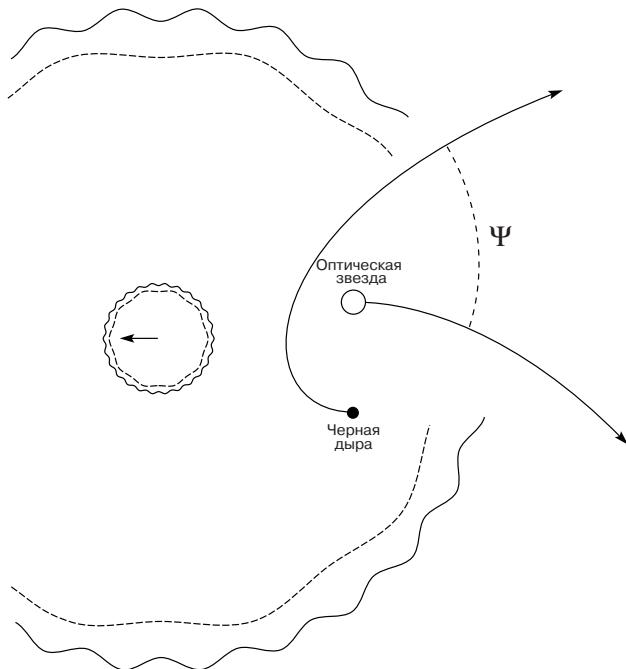


Рис. 3.8: Разлет звезд после взрыва сверхновой в системе предсверхновой.

в противоположном направлении, но с большей скоростью, так как масса сброшенной оболочки превышает сумму масс оставшихся звезд.

В системе центра масс двух звезд (куда не включается сброшенная оболочка) скорости звезд сразу после взрыва направлены перпендикулярно соединяющей их линии, относительная скорость звезды и черной дыры равна относительной орбитальной скорости звезд перед взрывом (см. рис.3.7). И убегающая звезда, и черная дыра движутся по подобным гиперболам с эксцентриситетом $e = \Delta M / (M_{\text{opt}} + M_{\text{BH}}) \geq 1$. По мере удаления звезд друг от друга векторы их скоростей повернутся на угол $\varphi : \sin \varphi = 1/e$. В предельном случае, когда сброшенная масса равна точно половине массы системы, звезды движутся по параболам ($e = 1$) и за время разлета направление их скоростей изменяется на 90° . На рис.3.7 параболические траектории показаны пунктиром.

В системе центра масс предсверхновой (см. рис.3.8) к гиперболическому (параболическому) разлету звезд добавляется равномерное движение их центра тяжести, в результате чего как убегающая звезда, так и черная дыра движутся в сторону противоположную движению сброшенной оболочки.

3.4.3 Расчет положения черных дыр

Погрешности собственных движений и параллаксов звезд достаточно слабо сказываются на *относительных* положениях черной дыры и убегающих звезд. Вклад этих погрешностей в локализации черной дыры не так значителен как неопределенность остальных параметров. Зная положение каждой из звезд на небе, расстояние до нее и компоненты ее скорости, мы можем проинтегрировать назад по времени ее движение в гравитационном потенциале Галактики. Кинематический возраст (время, прошедшее после взрыва сверхновой и распада двойной) мы брали из работы [296]. Т.о. можно найти с какой скоростью v_{opt} относительно ассоциации вылетела каждая из убегающих звезд, и как эта скорость была направлена. По величине v_{opt} нам надо определить скорость черной дыры, v_{BH} . Эта задача имеет однозначное решение, если заданы ΔM и M_{BH} и мы можем найти скорость v_{BH} и угол ψ который она образует с v_{opt} : $\psi(v_{\text{BH}}, v_{\text{opt}}) = \widehat{\vec{v}_{\text{BH}} \vec{v}_{\text{opt}}}$. Движение центра масс оболочки, черной дыры и убегающей звезды происходит в плоскости орбиты двойной системы, ориентация которой нам неизвестна. Т.о., \vec{v}_{BH} оказывается направленной по боковой поверхности конуса, ось которого совпадает с \vec{v}_{opt} , а угол полураствора равен ψ . Конкретное положение вектора \vec{v}_{BH} на конусе мы будем характеризовать азимутальным углом ϕ (угол ϕ связан с ориентацией плоскости орбиты двойной системы, выбор начала его отсчета для дальнейшего рассмотрения несуществен). Определить из наблюдений конкретное положение \vec{v}_{BH} на поверхности конуса (т.е. угол ϕ) мы не можем, поэтому необходимо варьировать этот параметр.

После задания параметров распада двойной системы необходимо проинтегрировать движение черной дыры от момента ее рождения до настоящего времени. Для интегрирования движения в потенциале Галактики мы использовали такой же код и константы, задающие потенциал Галактики, как и в расчетах движения одиночных нейтронных звезд [217].

В этом пункте мы сделали три упрощающих предположения, которые перечислим здесь, а обсудим ниже:

- Симметричный взрыв сверхновой, в ходе которого пространственная скорость остатка (черной дыры) не изменяется.
- Мы предполагали, что ассоциация движется по круговой орбите в диске Галактики.
- Скорость движения двойной системы внутри ассоциации не учитывалась.

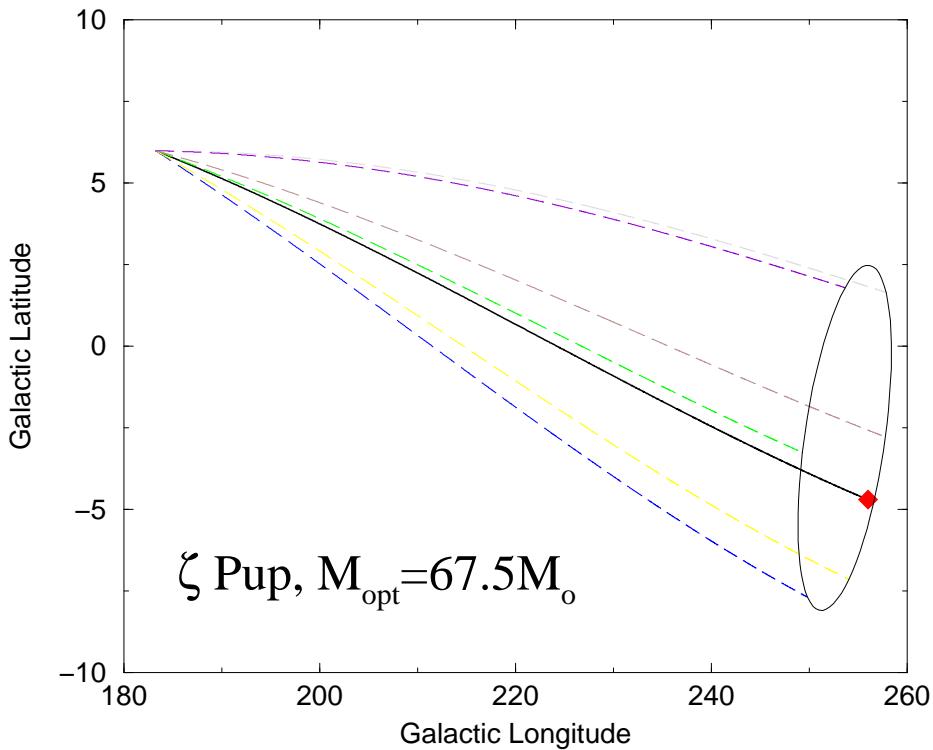


Рис. 3.9: Траектории движения по небу убегающей звезды ζ Pup (сплошная линия) и пять возможных траекторий движения черной дыры (штриховые линии). Масса черной дыры полагалась равной $M_{\text{bh}} = 10M_{\odot}$.

Эти предположения позволяют использовать описанное выше соотношение между скоростями убегающей звезды и черной дыры в точке распада двойной системы. Для каждого набора параметров ϕ , ΔM и M_{bh} мы получаем вектор $\vec{v}_{\text{bh}}(\phi, \Delta M, M_{\text{bh}})$, а проинтегрировав движение черной дыры от момента взрыва сверхновой до настоящего времени — находим ее положение на небе. При переборе допустимых значений параметров эти точки будут заметать на небе область, где надо искать черную дыру.

В табл. 3.2 мы приводим данные о черных дырах по результатам наших расчетов: расстояние от Солнца; скорость черной дыры относительно межзвездной среды (т.е. относительно кругового вращения в данной точке); размер области локализации; число неотождествленных источников EGRET в этой области. Видно, что несмотря на упрощающие предположения для λ Сер и HD 64760 получены неперспективно большие области на небе. Траектория оптической звезды и несколько возможных траекторий черной дыры для системы породившей ζ Pup приведены на

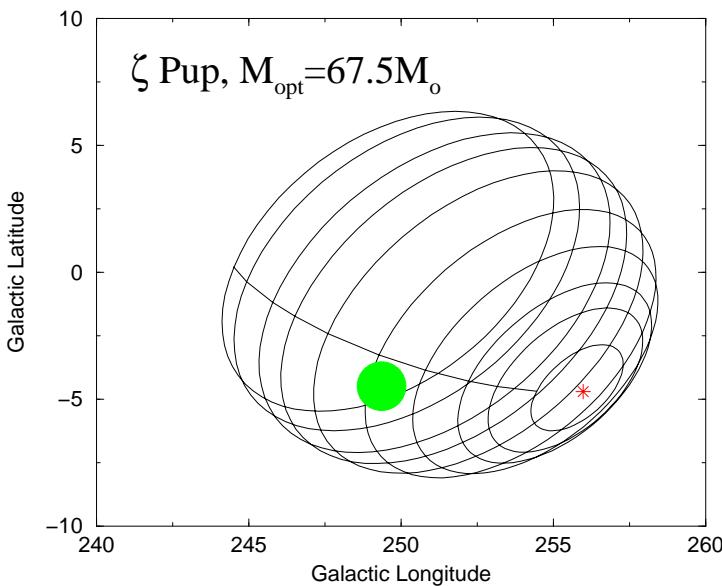


Рис. 3.10: Область возможной локализации черной дыры — происходящей из той же распавшейся двойной системы, что и убегающая звезда ζ Pup. Кольца соответствуют различным значениям сброшенной массы ΔM и ориентации орбиты предсверхновой ϕ . Звездочкой отмечено положение убегающей звезды. Кружком обозначено положение неотождествленного источника каталога EGRET (ZEG J0747-3412). Масса черной дыры полагалась равной $M_{\text{BH}} = 10M_{\odot}$. В табл. 3.3 приведены скорости, соответствующие различным сброшенным массам, ΔM . Различные значения скорости и сброшенной массы в таблице соответствуют различным кольцам на рисунке. Наименьшее значение ΔM соответствует ближайшему к убегающей звезде кольцу.

рис.3.9, а возможная область локализации черной дыры для той же системы — на рис.3.10 (оба рисунка даны в галактических координатах). На рис.3.11 и 3.12 те же результаты приведены для ξ Per. Поскольку для двух других звезд мы получили очень большие области локализации, рисунки для них не приводятся.

3.4.4 Обсуждение и заключение

Погрешности собственных движений и параллаксов достаточно слабо сказываются на *относительном* положении черных дыр и убегающих звезд. Вклад этих погрешностей в ошибку локализации черных дыр не так значителен как неопределенность других параметров ($\Delta M, M_{\text{BH}}, \phi$).

Таблица 3.2: Параметры областей локализации черных дыр, связанных с массивными убегающими звездами.

Название	Расстояние, пк	Скорость, км/с	Область локал.	N_{EGRET}
ξ Per	537-611	19-70	$\sim 7^\circ \times 7^\circ$	1
HD 64760	263-645	11-59	$\sim 45^\circ \times 50^\circ$	12
ζ Pup	404-519	33-58	$\sim 12^\circ \times 12^\circ$	1
λ Сер	223-534	19-70	$\sim 45^\circ \times 45^\circ$	6

Таблица 3.3: Масса сброшенной оболочки ΔM , масса предсмерхновой M_{SN} , и скорость черной дыры относительно межзвездного вещества для “колец”, показанных на рисунках 3.10 и 3.12. Наибольшие значения масс приведены для иллюстрации. Однако следует заметить, что снижение верхнего предела массы предсмерхновой до $100M_\odot$ для ξ Per и до $120M_\odot$ для ζ Pup практически не меняет области локализации черных дыр.

ζ Pup										
$\Delta M, M_\odot$	78	79	80	82	85	90	95	100	110	120
M_{SN}, M_\odot	88	89	90	92	95	100	105	110	120	130
$v, \text{ км/с}$	57-58	56-57	55-56	53-55	51-52	47-49	44-46	41-43	37-38	33-35
ξ Per										
$\Delta M, M_\odot$	44	45	47	50	55	60	70	80	100	120
M_{SN}, M_\odot	54	55	57	60	65	70	80	90	110	130
$v, \text{ км/с}$	69-70	66-68	62-63	56-58	49-51	44-46	33-35	31-32	24-25	19-20

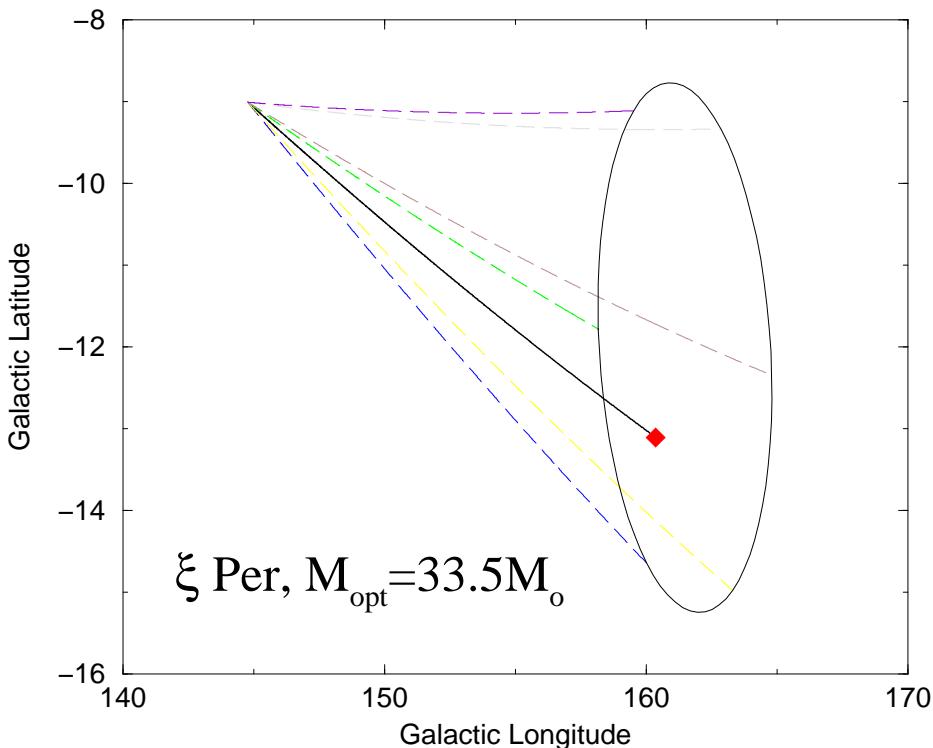


Рис. 3.11: Траектории движения по небу убегающей звезды ξ Per (сплошная линия) и пять возможных траекторий движения черной дыры (штриховые линии). Масса черной дыры полагалась равной $M_{\text{bh}} = 10M_{\odot}$.

Из сделанных нами предположений о скоростях наиболее неопределенным и существенным кажется первое (о нулевой отдаче при образовании черной дыры). Если проводить здесь аналогию с нейтронными звездами (т.е. масштабировать скорость соответственно увеличению массы компактного объекта и изменению других параметров), то черная дыра могла бы приобрести при рождении дополнительную скорость до нескольких десятков километров в секунду, что полностью испортило бы полученную область локализации. Однако, в настоящий момент нет означающих экспериментальных данных, свидетельствующих в пользу малой или большой скорости отдачи черных дыр.

Предположение о круговом движении молодых звездных ассоциаций в диске Галактики выглядит достаточно хорошим, кроме того это движение в принципе можно измерить. Движение двойной внутри ассоциации можно учесть при расчетах (прибавив случайно ориентированную ско-

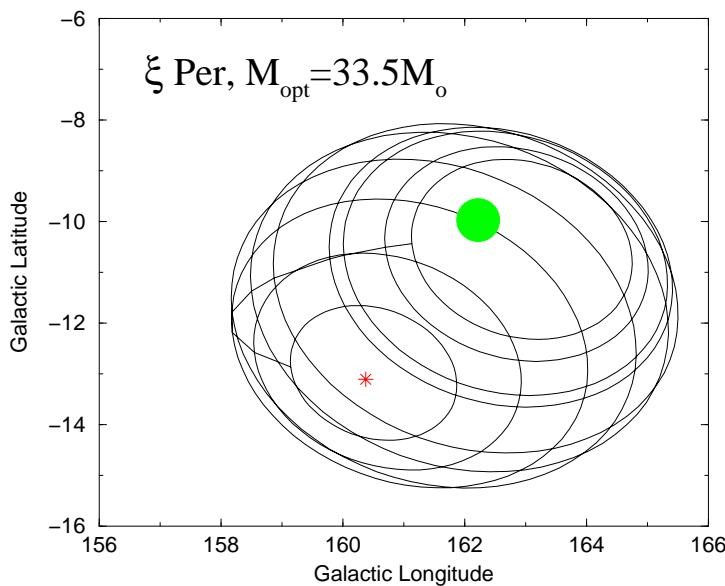


Рис. 3.12: Область возможной локализации черной дыры — происходящей из той же распавшейся двойной системы, что и убегающая звезда ξ Per. Кольца соответствуют различным значениям сброшенной массы ΔM и ориентации орбиты предсверхновой ϕ . Звездочкой отмечено положение убегающей звезды. Кружком обозначено положение неотождествленного источника каталога EGRET (3EG J0416+3650). Масса черной дыры полагалась равной $M_{\text{BH}} = 10M_{\odot}$. В табл. 3.3 приведены скорости, соответствующие различным сброшенным массам, ΔM . Различные значения скорости и сброшенной массы в таблице соответствуют различным кольцам на рисунке. Наименьшее значение ΔM соответствует ближайшему к убегающей звезде кольцу.

рость величиной порядка дисперсии скоростей внутри ассоциации к вектору движения ее центра). Эти скорости невелики и их учет приведет к небольшому увеличению областей локализации (по сделанным оценкам на 15-20 %). Здесь мы пренебрегаем небольшими поправками.

Вероятность обнаружения черной дыры растет при приближении к соответствующей убегающей звезде. Это связано с тем, что более близкое положение двух компонентов на небе соответствует более близким массам звезд до взрыва. При функции масс, спадающей в сторону более массивных звезд, близкое положение черной дыры и убегающей звезды оказывается более вероятным. Однако, функция распределения оказывается достаточно широкой, и резкого максимума в месте современного положения убегающей звезды нет. С наблюдательной точки зрения си-

туация еще сложнее, т.к. более далекое взаимное расположение черной дыры и убегающей звезды соответствует более низкой пространственной скорости черной дыры (см. табл. 3.3), т.е. (при той же плотности межзвездного газа) более высокому темпу акреции, что должно облегчить обнаружение такого объекта.

Активность черной дыры в жестком диапазоне может быть связана с акрецией турбулизованного межзвездного вещества [308]. Такое вещество обладает угловым моментом и не может сразу упасть на черную дыру, а образует вблизи нее акреционное кольцо, которое под действием вязкости превращается в диск. Если вещество из такого кольца не полностью выпадает на черную дыру за время пересечения ею ячейки межзвездной турбулентности, то вблизи черной дыры начнет формироваться новое кольцо вещества с другой ориентацией. Эти кольца “аннигилируют” (т.е. взаимно уничтожают момент друг друга), что приводит к усилению темпа акреции. Темп акреции будет очень сильно меняться на характерных временах пересечения турбулентных ячеек (от суток до лет в зависимости от скорости черной дыры относительно межзвездной среды). Верхние пределы на скорость черных дыр (см. табл. 3.2) довольно велики, и ожидать существенного темпа в этом случае нельзя, однако, нижние пределы делают оценку \dot{M} довольно оптимистичной.

Эффективность акреции на одиночную черную дыру рассматривалась многими авторами (см., например, [309] и ссылки там). Однако, особый интерес в нашем случае представляет нестационарная активность черных дыр (например, [310]). При низкой средней светимости и относительно больших расстояниях (сотни пк, см. табл. 3.2) источник может быть открыт во время кратковременного увеличения потока.

Поскольку для звезд ξ Per и ζ Pup мы получили относительно небольшие области возможной локализации черных дыр, для этих объектов из третьего каталога EGRET можно выделить лишь по одному кандидату. Это источники 3EG J0747-3412 (для ζ Pup) и 3EG J0416+3650 (для ξ Per). Для λ Сер и HD64760, обладающих в наших расчетах большими областями локализации черных дыр, в каталоге EGRET было найдено соответственно 6 и 12 источников. Однако, в последних случаях особый интерес могут вызывать источники особенно близкие к наблюдающейся убегающей звезде. Это 3EG J2227+6122 в случае λ Сер и 3EG J0724-4713, 3EG J0725-5140, 3EG J0828-4954, 3EG J0903-3531 в случае HD64760.

Отметим, что исследование массивных убегающих звезд может пролить дополнительный свет на механизм взрыва массивных звезд. В наиболее популярном на сегодняшний день механизме взрыва сверхновой [298] коллапс звезд с массой $> 40 M_{\odot}$ происходит вообще без выброса вещества и ведет к формированию наиболее массивных черных дыр. Но в

таком случае трудно объяснить распад двойных систем, в которых второй компонент тяжелее $\sim 30M_{\odot}$. Прохоров и Постнов [311] рассмотрели различные механизмы взрывов сверхновых и пришли к заключению, что лучше всего наблюдаемое распределение компактных объектов по массам дает магнито-ротационный механизм. В этом механизме отдача для черных дыр намного меньше, чем для нейтронных звезд, а кроме того происходит сброс оболочки даже в случае образования черной дыры. Изучение продуктов распада тесных двойных систем может дать дополнительные аргументы в пользу того или иного механизма взрыва сверхновых.

Кроме черных дыр, образовавшихся в массивных тесных двойных системах, в солнечной окрестности должно быть еще около 20 черных дыр моложе 10 млн. лет. Это следует из темпа вспышек сверхновых в Поясе Гулда (порядка 20-30 за миллион лет [303]) и отношения числа нейтронных звезд и черных дыр (порядка 10:1). Кроме этого в 1 кпк вокруг Солнца можно ожидать большое число более старых черных дыр. Однако, выявить эти объекты без некоторого априорного знания их координат и других параметров (пространственная скорость, расстояние от Солнца) затруднительно. Именно поэтому мы попытались проиллюстрировать, как можно определить эти параметры по данным об убегающих звездах.

Глава 4

Новый тест кривых остыивания

4.1 Идея теста и первое использование

Идея теста была кратко высказана уже в работе [280] (см. также [312]). В самом деле, если другие ингредиенты популяционной модели определены достаточно хорошо, то самый плохой известный можно проверять, сравнивая предсказания модели с наблюдательными данными. Среди ингредиентов популяционного синтеза останавливающих одиночных нейтронных звезд хуже всего известна именно тепловая эволюция. Поэтому соопоставление расчетного распределения $\log N - \log S$ с наблюдаемым может выступать в качестве эффективного теста моделей охлаждения нейтронных звезд.

В [270] предложено использовать распределение $\log N - \log S$ как дополнительный независимый тест тепловой эволюции нейтронных звезд. Действительно, если считать, что все соотношения используемые при популяционном синтезе, кроме кривых охлаждения, хорошо известны, то результаты популяционного синтеза можно использовать для проверки оставшегося соотношения.

В основном используется один способ сравнения теоретического описания тепловой эволюции нейтронных звезд с наблюдениями: так называемая $T-t$ диаграмма (температура–в возраст) или ее вариант светимость–в возраст. Этот, самый естественный тест, имеет ряд недостатков:

- существуют неопределенности в температурах и возрастах индивидуальных источников, т.к. оба параметра не наблюдаются непосредственно;
- тест имеет малую чувствительность для объектов с возрастами выше ста тысяч лет;

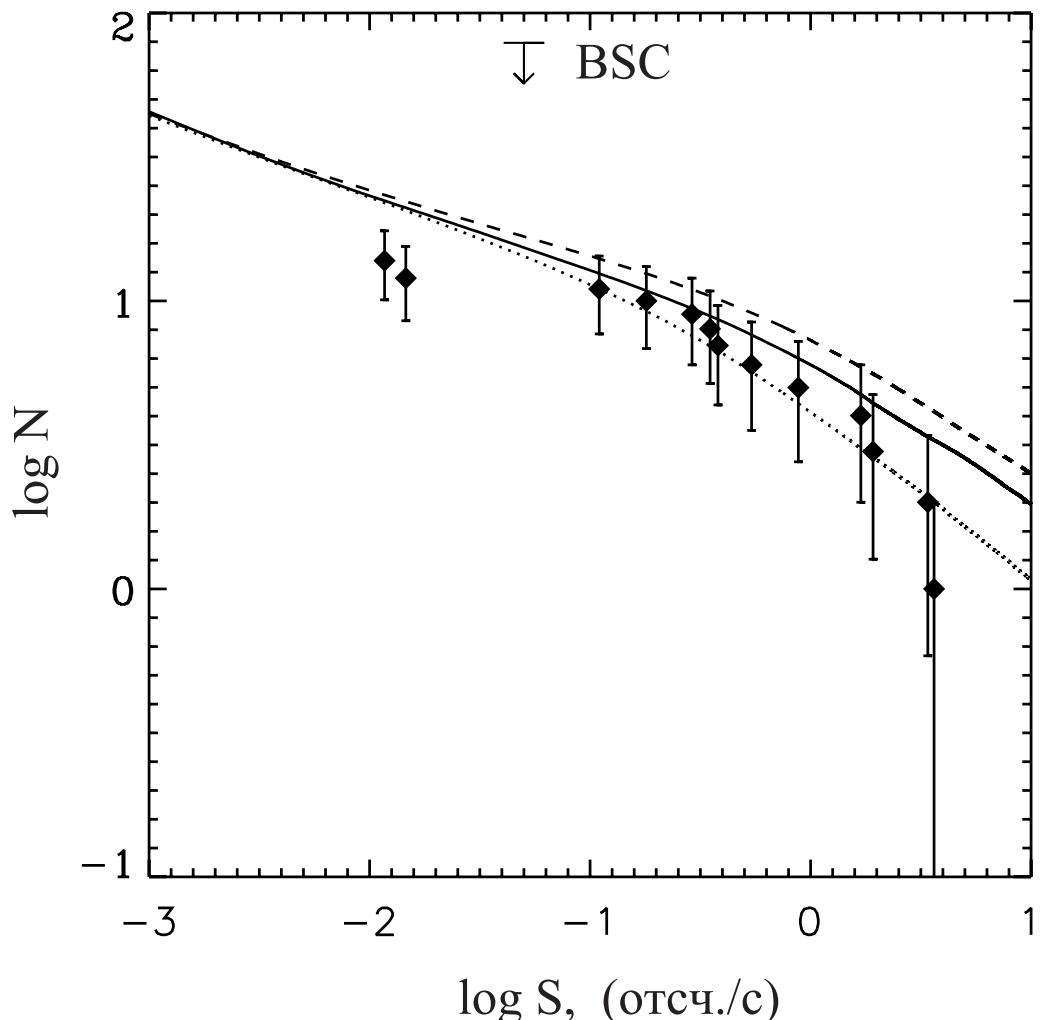


Рис. 4.1: Распределение Log N – Log S для близких остивающих нейтронных звезд. Ромбами показаны наблюдаемые объекты. Указанные неопределенности для числа объектов соответствуют пуассоновскому распределению. Кривые были рассчитаны методом популяционного синтеза для гибридных звезд (модель 4 в работе [318]). Кривые соответствуют разным начальным распределениям нейтронных звезд. Нижняя и верхняя кривая рассчитаны для упрощенной модели, в которой Пояс Гулда рассматривался как плоский диск с радиусом 500 и 300 пк соответственно. Средняя кривая соответствует более реалистичному распределению, определенному по данным о массивных звездах в окрестности Солнца. BSC соответствует верхнему пределу на возможное число неотождествленных источников данного типа в каталоге ярких источников ROSAT (Bright Source Catalogue). (Из работы [319]).

- тест использует неоднородный набор источников (нейтронные звезды различных типов).

Соотношение $\text{Log } N - \text{Log } S$ удачно дополняет $T-t$ тест.

- Используются только непосредственно наблюдаемые величины (т.е. меньше неопределенность данных);
- Для данного теста наблюдаемый набор источников является однородным (все объекты входят в синтезируемую популяцию нейтронных звезд);
- Тест наиболее чувствителен как раз к звездам с возрастами большими нескольких сотен тысяч лет.

С другой стороны тест по распределению $\text{Log } N - \text{Log } S$ обладает и собственными недостатками (подробнее см. [270]).

Предварительные результаты показывают, что $\text{Log } N - \text{Log } S$ хорошо дополняет стандартный $T-t$ тест (т.е. данные тесты надо использовать совместно, использование только $\text{Log } N - \text{Log } S$ теста гораздо менее информативно). Это хороший пример того, как астрофизический популяционный синтез может быть использован для исследования свойств вещества в экстремальных условиях.

На рисунке 4.1 показаны распределения $\text{Log } N - \text{Log } S$ для близких оставающих нейтронных звезд, зарегистрированных спутником ROSAT. Кривые нарисованы для различных начальных распределений нейтронных звезд. Видно, что существенные вариации пространственного распределения прародителей не приводят к значительному изменению распределения $\text{Log } N - \text{Log } S$. При этом вариации кривых оставления могут драматически менять свойства распределения $\text{Log } N - \text{Log } S$. Рассмотрим примеры.

В работе [270] нами было использовано несколько моделей (см. таблицу 4.1) оставления, которые удовлетворительно объясняют данные на плоскости Возраст-Температура ($T - t$). Однако нами было продемонстрировано, что лишь немногие из них могут удовлетворить данным наблюдений близких оставающих нейтронных звезд.

Нами использовалось два разных спектра масс. Один мы называем “необрязанным”. Он приведен ниже на рисунке 4.19 (пунктирная линия). “Обрезанный” спектр масс показан на рис. 4.18. Другие предположения аналогичны модели, представленной в главе 3.

Из приведенных рисунков видно, что только модели I, VIII and IX могут удовлетворительно описать данные по $\text{Log } N - \text{Log } S$.

Модель	Ссылка	π конд.	Щели	Кора	T – t		Log N – – Log S
					без BC	с BC	
I	[313], Рис. 21	Да	A	C	Да	Да	Да
II	[313], Рис. 13	Нет	B	D	Да	Нет	Нет
III	[313], Рис. 15	Да	B	C	Да	Нет	Нет
IV	[313], Рис. 12	Нет	B	C	Да	Нет	Нет
V	[313], Рис. 16	Да	B	D	Да	Нет	Нет
VI	[313], Рис. 14	Нет	B	E	Да	Да	Нет
VII	[313], Рис. 18	Да	B'	C	Да	Нет	Нет
VIII	[313], Рис. 19	Да	B"	C	Да	Да	Да
IX	[313], Рис. 20	Нет	A	C	Да	Да	Да
X	[314], Рис. 2	Да	B	E	Да	Да	Нет
XI	[314], Рис. 2	Да	B'	E	Да	Да	Нет

Таблица 4.1: А – щели из работы [315], для нейтронов в состоянии 3P_2 щель уменьшена в 10 раз; В – щели из [317], для нейтронов в состоянии 3P_2 щель уменьшена в 10 раз; В' – тоже самое, что для В, плюс щель для протонов в состоянии 1P_0 уменьшена в 2 раза; В" – тоже самое, что для В, плюс для протонов в состоянии 1P_0 уменьшена в 5 раз, а щель для нейтронов в состоянии 1P_0 уменьшена вдвое; С – соотношение $T_s - T_{in}$ из работы [313]; D – соотношение $T_s - T_{in}$ из [316]; E – соотношение $T_s - T_{in}$ из [317] и $\eta = 4 \times 10^{-6}$. Последние три столбца говорят, с какими тестами модель совместима, а с какими – нет. BC обозначает brightness constraint – ограничение по яркости.

В таблице суммированы данные о прохождении каждой из моделью нескольких тестов. Для теста Возраст-Температура даны два варианта: с учетом ограничения по яркости (brightness constraint) и без него ([314], см. также ниже).

Тест Log N – Log S более чувствителен к параметрам щелей, чем к параметрам коры (мы использовали несколько вариантов определения температуры поверхности по температуре ядра: соотношение $T_s - T_{in}$). Эта особенность теста также хорошо дополняет свойства теста $T - t$. Совместное применение двух подходов, плюс учет ограничения по яркости и ограничения по массе (см. ниже) позволяет крайне эффективно отбраковывать модели тепловой эволюции и наборы их параметров.

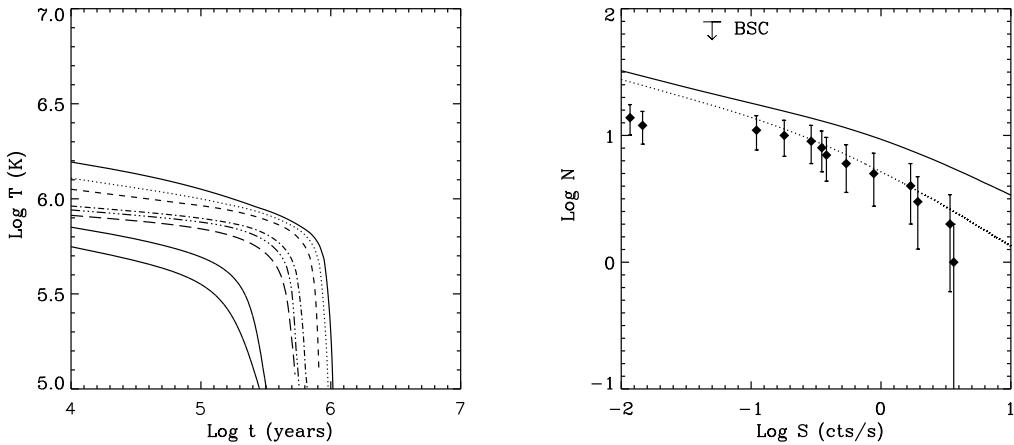


Рис. 4.2: Модель I. Слева: кривые остывания для (сверху вниз) $1.1, 1.25, 1.32, 1.4, 1.48, 1.6, 1.7, 1.76 M_{\odot}$. Справа: Соответствующее распределение $\text{Log } N - \text{Log } S$ для $R_{\text{belt}} = 300$ пк и необрезанного спектра масс (сплошная линия), и для 500 пк и обрезанного спектра масс (пунктирная линия).

4.2 Тест для гибридных звезд

Тест, основанный на получении распределений $\text{Log } N - \text{Log } S$ с помощью популяционного синтеза, может успешно применяться для различных уравнений состояния нейтронных звезд. В этом параграфе мы рассмотрим, следуя работе [318], гибридные звезды.

Описание остывания гибридных звезд можно найти в [320]. Эти компактные объекты имеют кварковое ядро и нормальные внешние слои. Деконфайнмент вещества ядра может приводить к появлению различных фаз. Три основные возможности включают нормальное кварковое вещество (NQ), CFL-фазу (color-flavor-locking) и двухцветовую сверхпроводящую фазу (2SC). Также возможно существование смешанной NQ-2SC фазы. Детальные вычисления можно найти в работах [321, 322, 323, 324].

В наших вычислениях мы использовали модифицированную (дополнительная щель) 2SC-модель. CFL-фаза появляется лишь при очень высоких химических потенциалах (плотностях) [325], 2SC фаза возникает раньше [326, 327]. Кроме того, есть трудности с построением устойчивых конфигураций гибридных звезд с этой фазой [328].

Для описания адронной части компактного объекта использовалось уравнение состояния Argonne $V18 + \delta v + UIX^*$ [329]. Непосредственно применялась аналитическая параметризация, предложенная в работе [330]. Критическая плотность для деконфайнмента соответствует $n_c^{\text{quark}} \simeq$

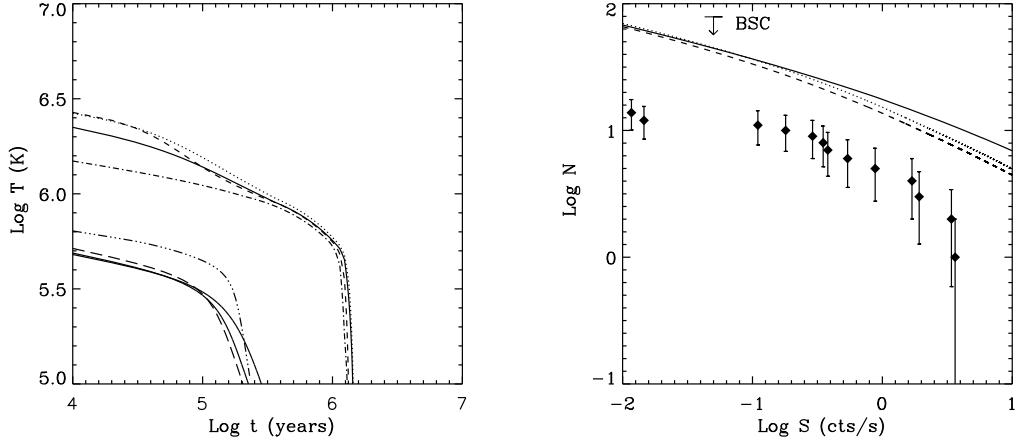


Рис. 4.3: Тоже, что на рис. 4.2, но для модели III. Штриховая линия соответствует необрезанному спектру масс и $R_{\text{belt}} = 500$ пк. Модель X дает аналогичное распределение $\text{Log } N - \text{Log } S$, т.к. отличается только моделью коры.

$2.81 n_0$, где $n_0 = 0.16 \text{ фм}^{-3}$. Т.о., звезды с массой более $M_c^{\text{quark}} = 1.214 M_\odot$ имеют кварковое ядро.

Для механизмов потерь энергии (охлаждения), связанных с адронной частью компактного объекта мы применяли подход, описанный в [313]. Здесь наиболее важны модифицированные УРКА процессы (MURCA), а также процессы, связанные с образованием и разрушением пар нуклонов. Для последних важны параметры щелей (gaps). О $3P_2$ спаривании см. [331]. В описании $1S_0$ спаривания нейтронов и протонов мы следовали работе [313]. В соответствие с результатами [332] $3P_2$ была уменьшена в 10 раз в сравнении с рис. 5 в [313]. Использованные щели показаны на рисунке 4.8.

Возможностью образования пионного конденсата, а также появлением другой “экзотики” в адронном веществе можно пренебречь, т.к. в модели [313] для возникновения таких фаз требуется плотность выше, чем для возникновения кваркового вещества. В частности, прямой УРКА процесс должен был бы начаться при плотности большей $n_c^{\text{DU}} \simeq 5.19 n_0 \approx 1.85 n_c^{\text{quark}}$ (это соответствует адронной звезде с массой $M > 1.839 M_\odot$, а при такой плотности в модели уже возникает кварковая фаза).

Для расчетов остывания кваркового ядра гибридной звезды использовалась модель,веденная в работе [313]. Мы учитываем наиболее важные процессы: кварковый прямой УРКА процесс (QDU) на неспаренных кварках, кварковый модифицированный УРКА процесс (QMU), кварко-

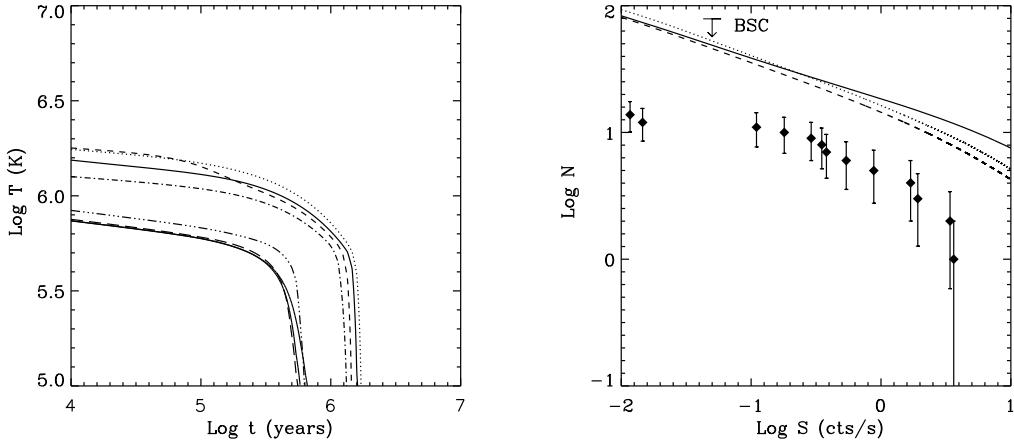


Рис. 4.4: То же, что на рис. 4.3 для модели VI. Модель IV дает аналогичные результаты для $\text{Log } N - \text{Log } S$, т.к. изменения модели коры с C на E не влияет на $\text{Log } N - \text{Log } S$.

вое тормозное излучение (quark bremsstrahlung, QB), электронное тормозное излучение (EB) и распад массивных глюонов (они приобретают массу за счет механизма Хиггса) и фотонов¹ (см. [334]). Следуя работе [335], мы включаем процесс излучения нейтрино при образовании и разрушении кварковых пар (QPFB). Удельная теплоемкость включает вклад кварков, электронов и безмассовых и массивных глюонов и фотонов. Теплопроводность включает в себя процессы с кварками, электронами и глюонами.

В 2SC-фазе один из цветов кварков (для определенности считаем, что синий) не спарен. Для него работает очень эффективный прямой УРКА процесс, что приводит к быстрому остыванию компактных объектов, в противоречии с данными наблюдений (см. обсуждение в [336]). Было предложено существование слабого канала спаривания для синих кварков. Щель для этого спаривания в дальнейшем будет обозначаться Δ_X . На данный момент X-щель остается гипотезой.

$$\Delta_X = \Delta_0 \exp \left[-\alpha \left(\frac{\mu - \mu_c}{\mu_c} \right) \right] \quad (4.1)$$

Здесь μ – химпотенциал кварков, $\mu_c = 330$ MeV. В работе мы используем разные значения α и Δ_0 , которые суммированы в таблице. Все щели,

¹В сверхпроводящем веществе, как было показано в [333], появляется канал испускания нейтрино, связанный с тем, что фотоны приобретают эффективную массу. Такой процесс аналогичен распаду плазмона.

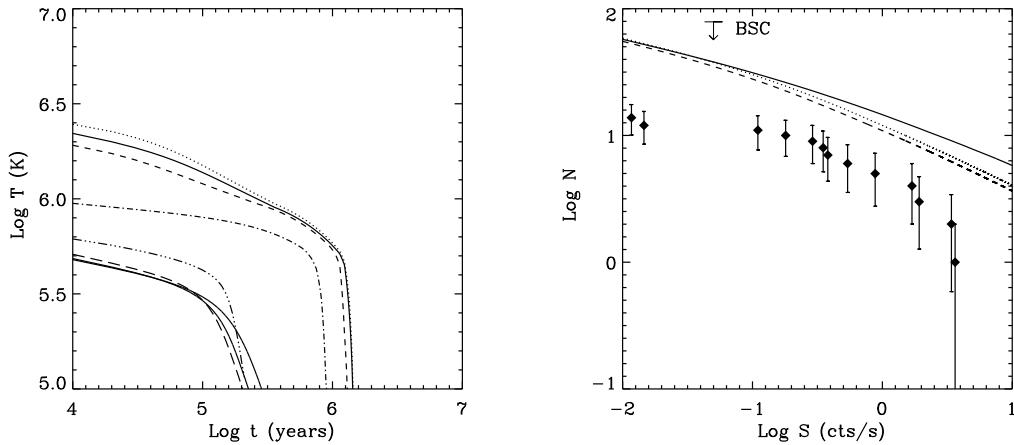


Рис. 4.5: Тоже, что на рис. 4.3 для модели VII. Модель XI дает аналогичный результат, т.к. отличается только моделью коры.

используемые в наших расчетах, приводятся на рисунке 4.8.

На рисунках 4.9-4.12 показаны зависимости возраст-температура ($T-t$) для четырех моделей гибридных звезд с разными параметрами энергетических щелей. На каждом рисунке показаны точки, соответствующие наблюдательным данным. Заметим, что для некоторых источников есть только верхние пределы, для некоторых существует существенная неопределенность в данных по температуре и/или возрасту. Данные брались из [338, 337, 140]. Заштрихованная трапециевидная область соответствует т.н. ограничению по ярким объектам (brightness constraint – BC). Для каждой из моделей показано по девять треков, соответствующих восьми конфигурациям для разных масс, используемым в дальнейших расчетах, плюс – нижняя кривая для $M = 1.79 M_{\odot}$, что соответствует самой массивной нейтронной звезде для выбранной модели.

Все приведенные модели удовлетворяют ограничению по ярким источникам. Однако уже для теста $T-t$ ситуация иная. Так например модель II не проходит это тест, т.к. даже наиболее массивная конфигурация не может объяснить самые низкие (холодные) точки на графике. Ситуация с прохождением каждого из рассмотренных тестов отражена в Таблице 4.2.

Ниже мы представляем попытку провести более детальное исследование относительно того, способна ли какая-то конкретная модель описать данные на плоскости $T-t$. Для этого используются некоторые предположения о спектре масс нейтронных звезд. Используемый нами спектр масс показан на рисунке 4.13 (см. также следующий параграф). На рисунках

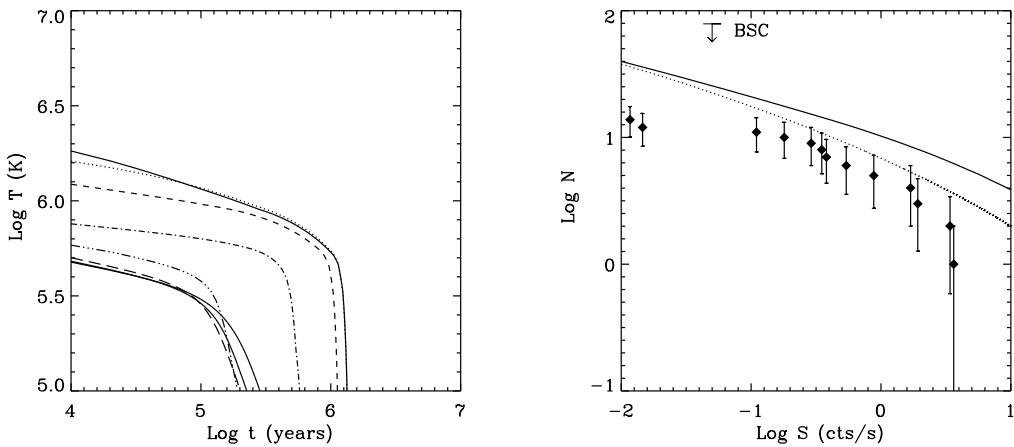


Рис. 4.6: Тоже, что на рис. 4.2 для модели VIII.

Модель	Δ_0 [МэВ]	α	BC	$T - t$	$\text{Log } N - \text{Log } S$	$M_{\text{typ}} \leq 1.5 M_{\odot}$	Все тесты
I	1	10	+	+	○	-	-
II	0.1	0	+	-	+	-	-
III	0.1	2	+	○	+	-	-
IV	5	25	+	+	+	+	+

Таблица 4.2: Символы “+” или “-” обозначают проходит ли данная модель соответствующий тест или нет.

4.9-4.12 различным тоном выделены области, соответствующие разным участкам спектра масс. Так например, самая темная область соответствует интервалу масс $1.35 \div 1.45 M_{\odot}$, где можно предполагать наибольшее количество объектов (в сравнении с другими бинами спектра масс). Идея состоит в том, что оптимальная модель остыивания должна давать большую плотность источников там, где это предсказывает спектр масс. Например, модель IV хорошо соответствует этому критерию. В то время как остальные модели (I-III) используют для объяснения наблюдаемых источников звезды с массами, которые не являются достаточно вероятными с точки зрения анализа спектра масс.

Разумеется, в отсутствии точных данных о спектре масс (см. ниже) такой подход не может являться достаточно эффективным. Однако по мере уточнения свойств распределения нейтронных звезд по массам метод будет становиться более действенным. Кроме того, уже сейчас метод потенциально позволяет отбраковывать некоторые модели, например та-

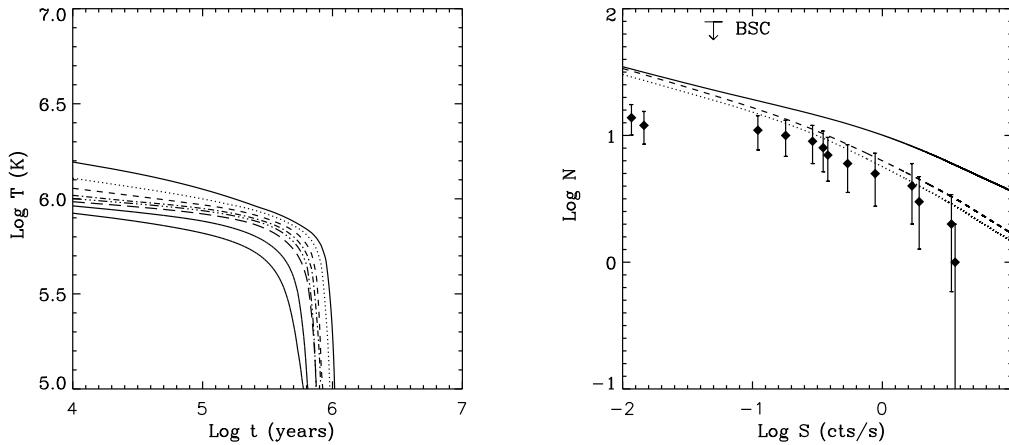


Рис. 4.7: Тоже, что на рисунке 4.3 для модели IX.

кие, в которых основная доля источников объяснялась бы объектами с массами более 1.5 солнечных.

4.2.1 Используемая модель популяционного синтеза

Сценарий, использованный нами для моделей с гибридными звездами практически идентичен применявшемуся в работе [270]. Единственное отличие состоит в деталях спектра масс нейтронных звезд. Было выбрано другое бинирование, более соответствующее новой задаче. И, разумеется, гравитационные массы были рассчитаны для новых конфигураций. Использовалось восемь бинов с границами (гравитационные массы): 1.05; 1.13; 1.22; 1.28; 1.35; 1.45; 1.55; 1.65; 1.75 M_{\odot} , см. рисунок 4.13. Кварковое ядро появлялось при массе $1.22 M_{\odot}$. Т.е., первые два бина представляют чисто адронные звезды. Как и в других наших аналогичных расчетах, верхняя граница достаточно близка к верхнему пределу на массу нейтронной звезды в выбранной модели (кроме того, доля самых массивных новорожденных нейтронных звезд мала). Нижняя граница соответствует наиболее маломассивным компактным объектам, которые могут образовываться в стандартных сценариях финальных стадий эволюции массивных звезд.

Кроме полного спектра масс, мы использовали “обрезанный” спектр. В этом случае вклад первых двух бинов суммирован и добавлен в третий бин. Это соответствует предположению об отсутствии очень легких нейтронных звезд. В настоящее время эта гипотеза не пользуется популярностью.

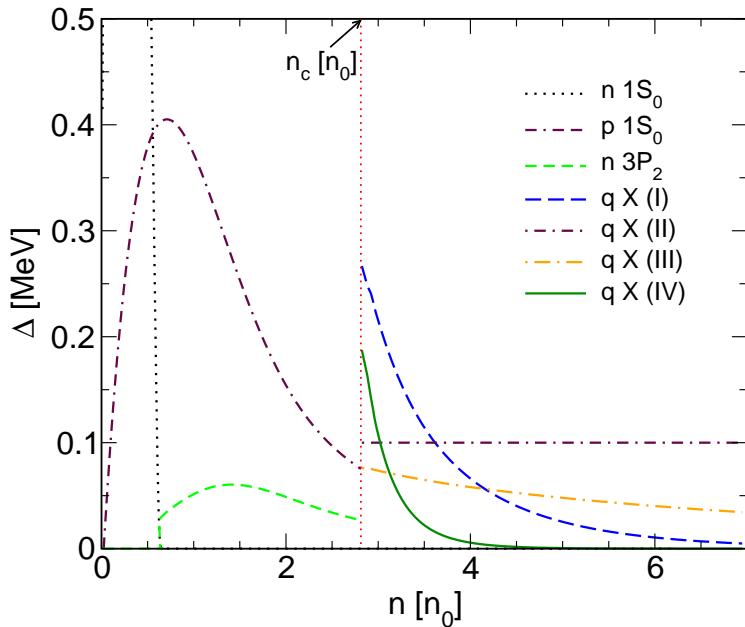


Рис. 4.8: Зависимость щелей от плотности для обычного и кваркового вещества, использовавшихся в вычислениях. Переход в фазу с деконфайнментом происходит при $n = n_c$.

Для каждой модели нами рассчитывалось 5000 треков (движение нейтронных звезд в Галактике), каждый из которых использовался для всех восьми масс. Статистика собиралась вдоль всего трека с шагом 10 000 лет.

Для размера Пояса Гулда использовалось два значения: 300 и 500 пк.

4.2.2 Результаты моделирования

Результатом расчетов являются распределения Log N-Log S, которые со-поставляются с данными наблюдений.

Модель I является наилучшей согласно выводам [336]. Кроме того, в рамках этой модели нет больших противоречий между распределением источников на графике T-t и данными по спектру масс. На рисунке 4.14 видно, что эта модель находится в разумном согласии с данными наблюдений на плоскости Log N-Log S лишь при большом размере Пояса Гулда (отметим, что сейчас полагают, что размер ближе к 300, а не к 500 пк).

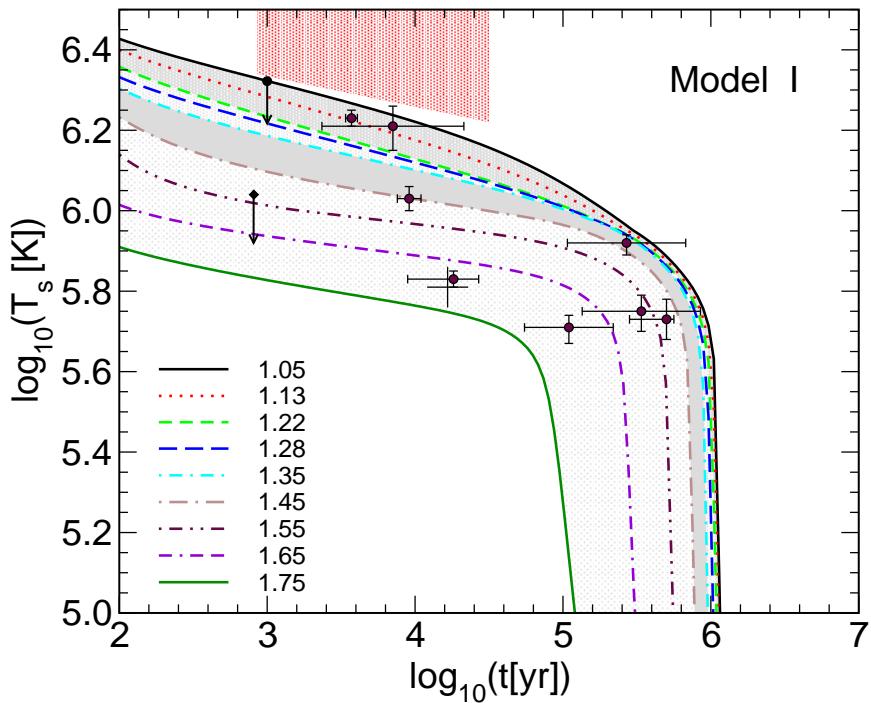


Рис. 4.9: Кривые остывания гибридных звезд в модели I. Различные кривые соответствуют разным массам компактных объектов, указанным в подписи на графике. Точки, соответствующие наблюдательным данным, взяты из работы [337]. Затененные области объяснены в тексте.

Параметры модели II были выбраны таким образом, чтобы продемонстрировать, что набор параметров, позволяющий удовлетворительно описать данные по Log N-Log S на графике T-t приводит к противоречиям. Это иллюстрирует (вместе с противоположными примерами, приводившимися выше), что тесты должны использоваться вместе, а не по отдельности. В данном случае Log N-Log S-тест пройден успешно, а T-t – нет, т.к. для последнего оказалось критичным поведение самых массивных звезд (они в этой модели слишком горячие), в то время как для первого их вклад очень мал.

В модели III использована маленькая энергетическая щель и ненулевая величина параметра α . Модель позволяет отчасти выполнить требования обоих тестов (T-t и Log N-Log S).

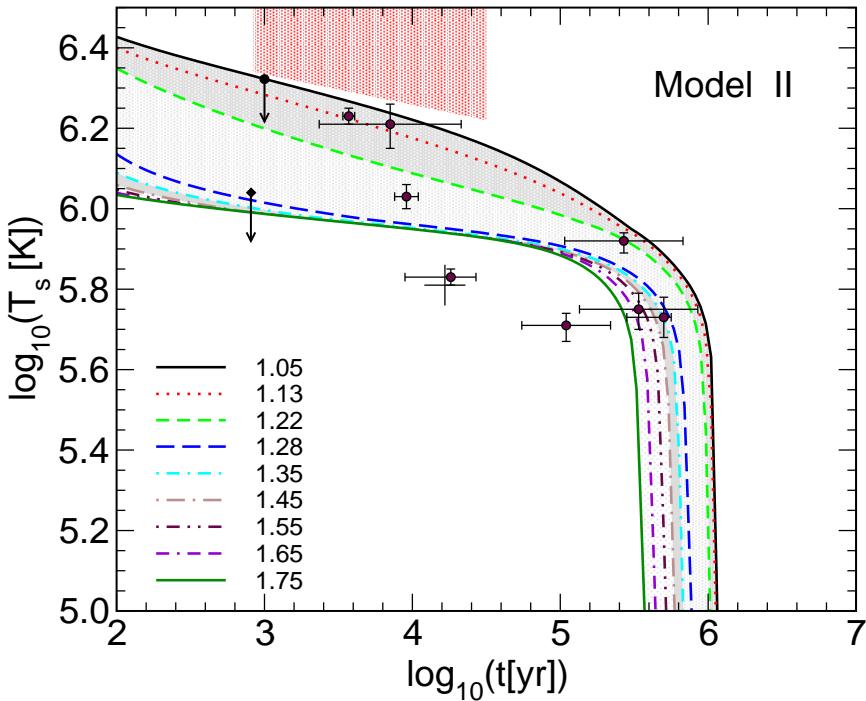


Рис. 4.10: То же, что на Рис. 4.9 для модели II.

В модели IV используется более крутая зависимость X-щели от плотности, чем в трех других. Это позволяет объяснить все источники на графике T-t достаточно узким диапазоном масс в области наиболее вероятных значений: $1.25 \pm 0.25 M_\odot$. В частности, удается объяснить пульсар Vela с помощью достаточно вероятного значения массы.

4.3 Роль спектра масс

Спектр масс новорожденных нейтронных звезд является важнейшей составляющей популяционного синтеза при моделировании тепловой эволюции. В этом разделе будет описан наш подход к определению спектра масс нейтронных звезд, который мы используем в расчетах. Ниже, в гл. 7, мы еще вернемся к вопросу о массах нейтронных звезд, чтобы обсудить сценарии образования очень маломассивных и, наоборот, очень

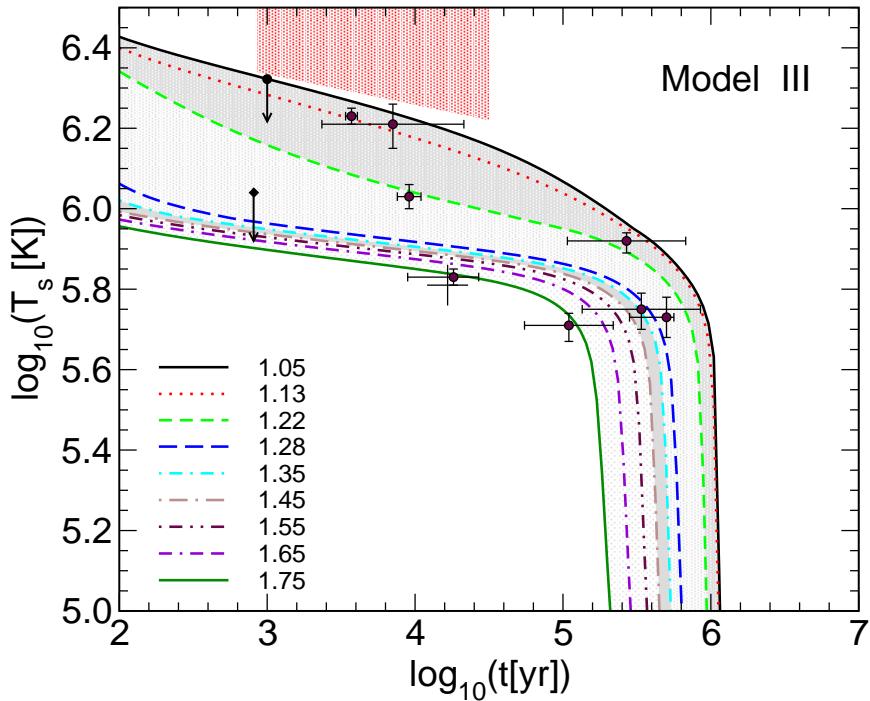


Рис. 4.11: То же, что на Рис. 4.9 для модели III.

массивных объектов этого типа.

Нас интересует спектр масс новорожденных нейтронных звезд в солнечной окрестности (максимум – несколько кпк, в основном же – ближайшие 500 пк), родившихся в последние несколько миллионов лет. Мы исходим из предположения о том, что современная популяция массивных звезд в окрестностях Солнца незначительно отличается от популяции прародителей наблюдаемых молодых нейтронных звезд.

Модельные спектры, используемые в наших расчетах, были получены следуя такой процедуре. Рассматриваются только одиночные звезды. По данным спутника Hipparcos [340] мы определяем массы потенциальных прародителей нейтронных звезд в окрестности 500 пк. Затем, используя данные расчетов Вусли и др., мы пересчитываем массу прародителя в барионную массу остатка. С помощью формулы $M_{bar} - M_{grav} = 0.075M_{grav}^2$ [339] определялась гравитационная масса. Наконец, производится бинирование. Вариант спектра, использовавшийся в работе [270] приведен на

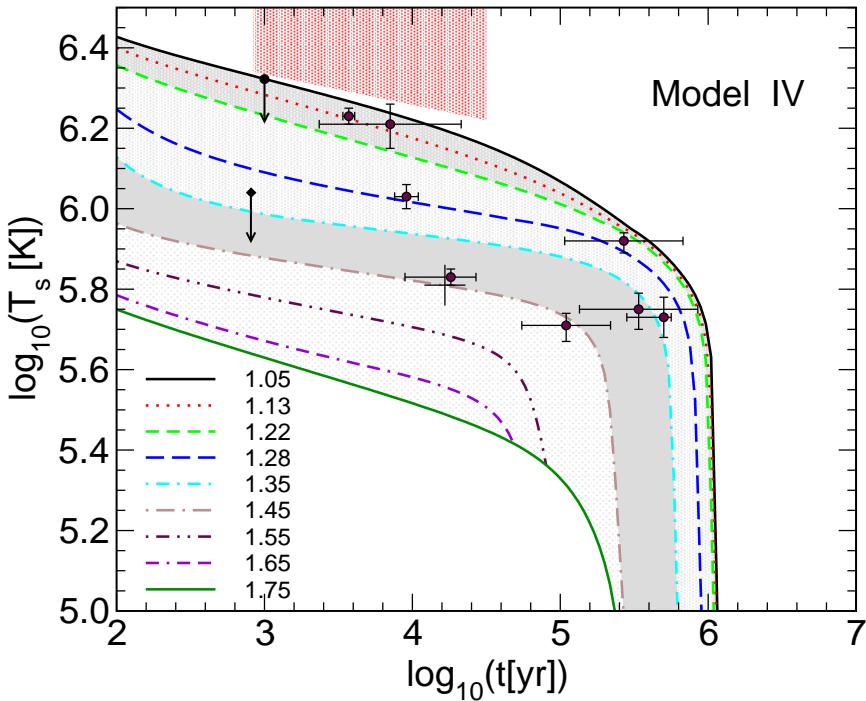


Рис. 4.12: То же, что на Рис. 4.9 для модели IV.

рисунке 4.18.

Знание спектра масс крайне важно, т.к. кривые остывания существенным образом зависят от массы компактных объектов. Однако для расчетов, как правило, нет необходимости в мелкой детализации спектра масс. В наших вычислениях мы обычно использовали 8 бинов, покрывающие массы от 1 до 1.8 масс солнца. Если в модели остывания есть какие-то критические массы, то крайне важно знать относительные доли звезд выше и ниже этих пределов. Например, выше и ниже критической массы, соответствующей началу прямых УРКА-процессов в центральной области компактного объекта, или выше и ниже критической массы, при которой появляется кварковое ядро.

Нами было предложено т.н. “ограничение по массе” (mass constraint) в качестве дополняющего теста кривых остывания нейтронных звезд. Это очень простое утверждение, которое, тем не менее, игнорировалось во многих ранних работах. Оно состоит в том, что наблюдаемые объ-

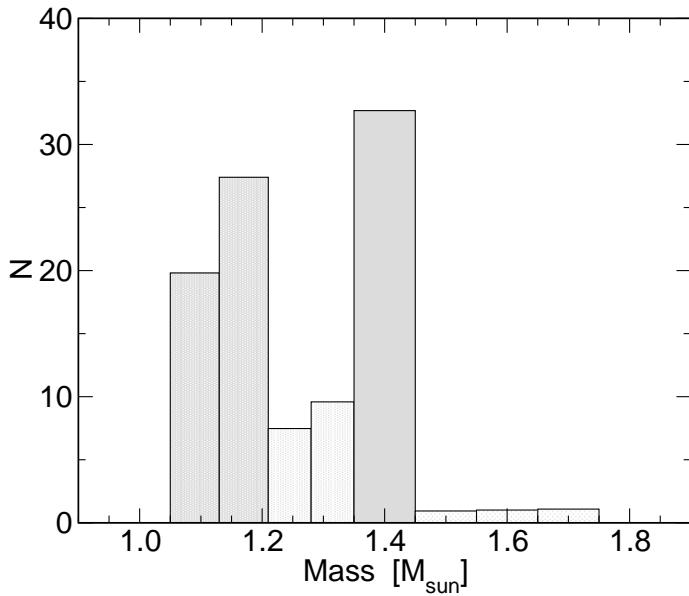


Рис. 4.13: Использовавшийся спектр масс, разбитый на восемь бинов разной ширины. Показан полный (необрезанный) спектр масс. Интенсивность заливки соответствует вкладу звезд из данного бина в полное распределение. Такая же заливка использована на рисунках 4.9-4.12.

екты должны быть объяснены кривыми остывания, соответствующими *типичным* массам. Разумеется, здесь могут быть важны эффекты селекции (основные из них автоматические учитываются в применяемом нами популяционном подходе).

В цикле работ по популяционному синтезу близких остывающих нейтронных звезд мы использовали несколько вариантов спектра масс. Общий принцип расчета оставался неизменным, но некоторые детали менялись. В первом варианте спектр (рис. 4.18) мы использовали рис. 14 из статьи [4]. С его помощью по массе звезды-праородителя определяется барионная масса нейтронной звезды. Для звезд с массой менее 11 солнечных мы принимали, что все нейтронные звезды имеют барионную массу 1.27 солнечных (см. [339]). Для более массивных использовался фит к рисунку:

$$M_{bar} = 0.067M + 0.56711M_{\odot} < M < 15M_{\odot}$$

$$\text{const} = 1.56715M_{\odot} \leq M \leq 20M_{\odot}$$

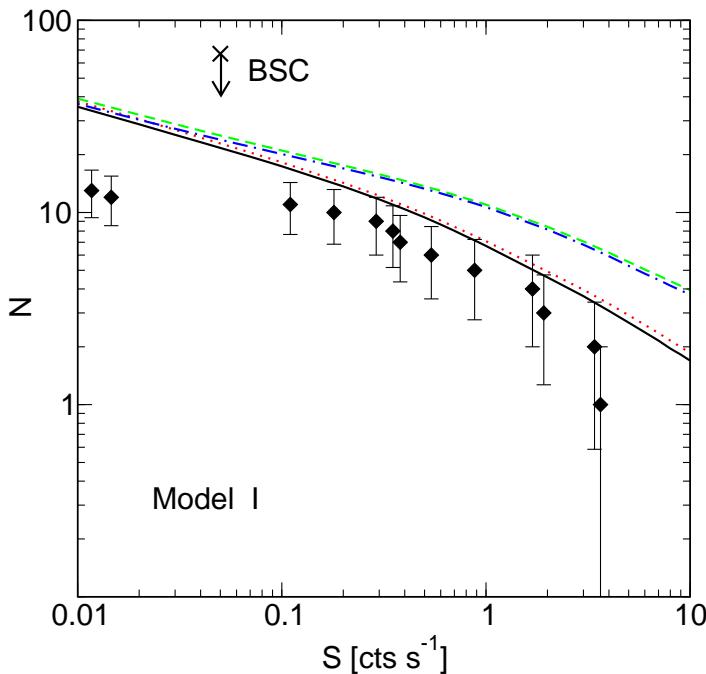


Рис. 4.14: Log N-Log S для модели I. Показано четыре варианта: $R_{\text{belt}} = 500$ пк и обрезанный спектр масс (сплошная линия), $R_{\text{belt}} = 500$ пк и необрезанный спектр масс (пунктирная линия), $R_{\text{belt}} = 300$ пк и обрезанный спектр масс (штрих-пунктирная линия), и наконец $R_{\text{belt}} = 300$ пк и необрезанный спектр масс (штриховая линия).

$$0.0867M - 0.167M > 20M_{\odot}. \quad (4.2)$$

Затем барионная масса переводилась в гравитационную по приведенной выше формуле.

Вклад каждой звезды из каталога Гиппаркос был взвешен с помощью грубо оцененной вероятности ее взрыва за единицу времени. Для этого вес был обратно пропорционален времени жизни, определяемому по массе: $\log t = 9.9 - 3.8 \log M + \log^2 M$.

В солнечной окрестности (500 пк) число звезд с массами $M < 13.85 M_{\odot}$ (соответствует гравитационной массе нейтронной звезды $1.35 M_{\odot}$) примерно вдвое выше, чем ожидается по функции Солпитера. Это связано с присутствием Пояса Гулда. Согласно нашим оценкам $2/3$ нейтронных звезд в окрестностях Солнца имеют массу $< 1.35 M_{\odot}$. Массивных молодых нейтронных звезд ($> 1.5 M_{\odot}$) в итоговом распределении имеется всего лишь около 3 процентов.

Спектр масс на рисунке 4.18 находится в разумном согласии с оцен-

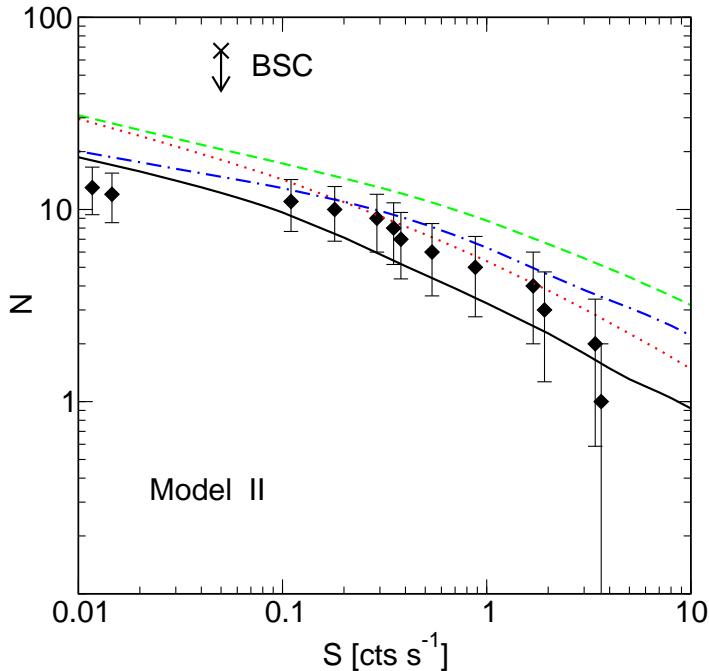


Рис. 4.15: Log N-Log S для модели II. Кодировка линий такая же, как на рис. 4.14.

ками масс нейтронных звезд в двойных системах. Пик на $1.3M_{\odot}$ возникает из-за предположения о том, что прародители с массами менее 11 солнечных дают компактные объекты одной массы ($1.27M_{\odot}$). Ниже мы рассматриваем модификации спектра масс без этого предположения.

В статье [270] мы отказались от предположения о том, что все маломассивные прародители дают компактные объекты одной массы и рассмотрели вариант спектра, который основан на уравнении (4.2) без обрезания снизу. В работе по гибридным звездам [318] мы использовали аналогичный подход, но бинирование было выбрано иным из-за иного набора критических масс. Существенная модификация спектра масс использовалась нами в статье [344] (см. также [343]). Общий подход к расчету спектра остался прежним, но для звезд с массами $> 12 M_{\odot}$ мы использовали данные работы [341]. Новый спектр (в сравнении с описанным выше спектром без обрезания) показан на рисунке 4.19. Исчез резкий пик, поскольку теперь в зависимости барионной массы компактного объекта от массы звезды прародителя нет плоских участков, также здесь не делалось предположения о том, что при низкой массе прародителя существует уникальное значение для масс нейтронных звезд.

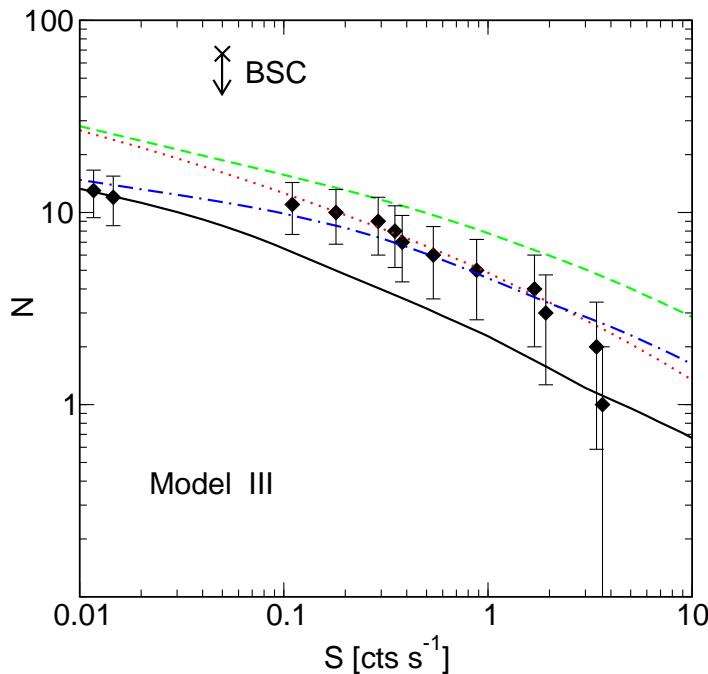


Рис. 4.16: Log N-Log S для модели III. Кодировка линий такая же, как на рис. 4.14.

В работе [270] нами было сформулировано понятие “ограничение по спектру масс” (“mass constraint”). Обсудим его.

Суть этого подхода состоит в том, что, обладая некоторым знанием о спектре масс молодых одиночных нейтронных звезд, мы можем делать ограничения на модели остывания без детальных расчетов, т.к. наблюдаемые объекты должны объяснять кривыми остывания, соответствующими (в среднем) *типичным* массам.

Для наглядного представления удобно отметить (например, оттенками серого) разные диапазоны масс на графиках $T-t$. Далее мы ссылаемся в этом разделе на рисунки из раздела 4.2 (рис. 4.9-4.12). На рисунках выделено четыре интервала масс. В спектре масс, использованном в [270], основная масса компактных объектов относится к первому и третьему (более темным на рисунке) интервалам.

Например, Модель I (рис. 4.9) на первый взгляд неплохо описывает наблюдаемые точки. Однако видно, что согласно этой модели существенная доля компактных объектов должна иметь большую массу (это противоречит не только нашим оценкам, но и, например, измерениям масс нейтронных звезд в двойных системах). Напротив, Модель IV (рис. 4.12)

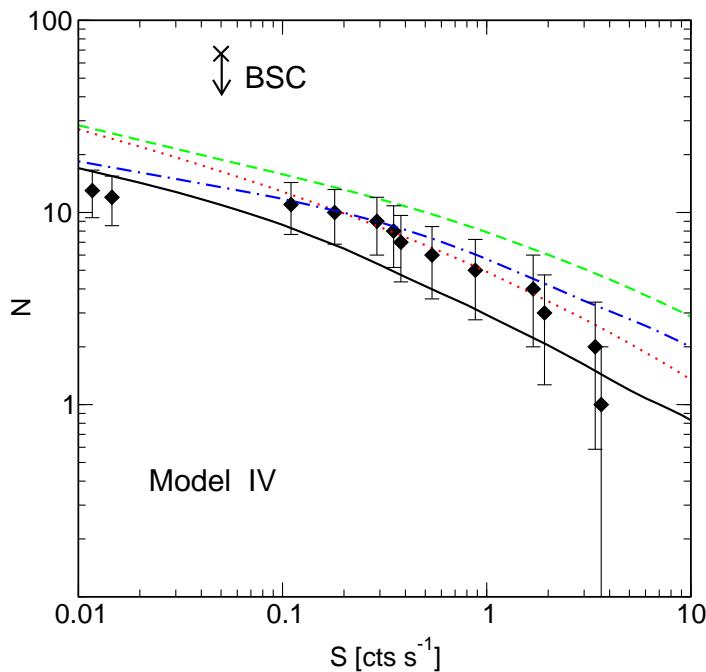


Рис. 4.17: Log N-Log S для модели IV. Кодировка линий такая же, как на рис. 4.14.

объясняет наблюдаемые объекты, не вступая в противоречие с оценками спектра масс.

Разумеется, подход применим к разным моделям остывания и разным спектрам масс. В самом общем грубом виде ограничение по спектру масс сводится к тому, что нельзя объяснить заметную долю наблюдаемых (т.е., достаточно ярких) источников массивными (более примерно 1.4-1.5 масс Солнца) нейтронными звездами.

4.4 Совершенствование модели популяционного синтеза

Ввиду актуальности работ по популяционному синтезу близких остывающих нейтронных звезд (а также других наших популяционных моделей) нами, в составе растущей интернациональной группы, постоянно проводились и проводятся работы по совершенствованию наших программ.

Обновленная версия программы была вначале описана в работах [342, 343], а итогом стала публикация [344] (см. также Erratum [345]). Суще-

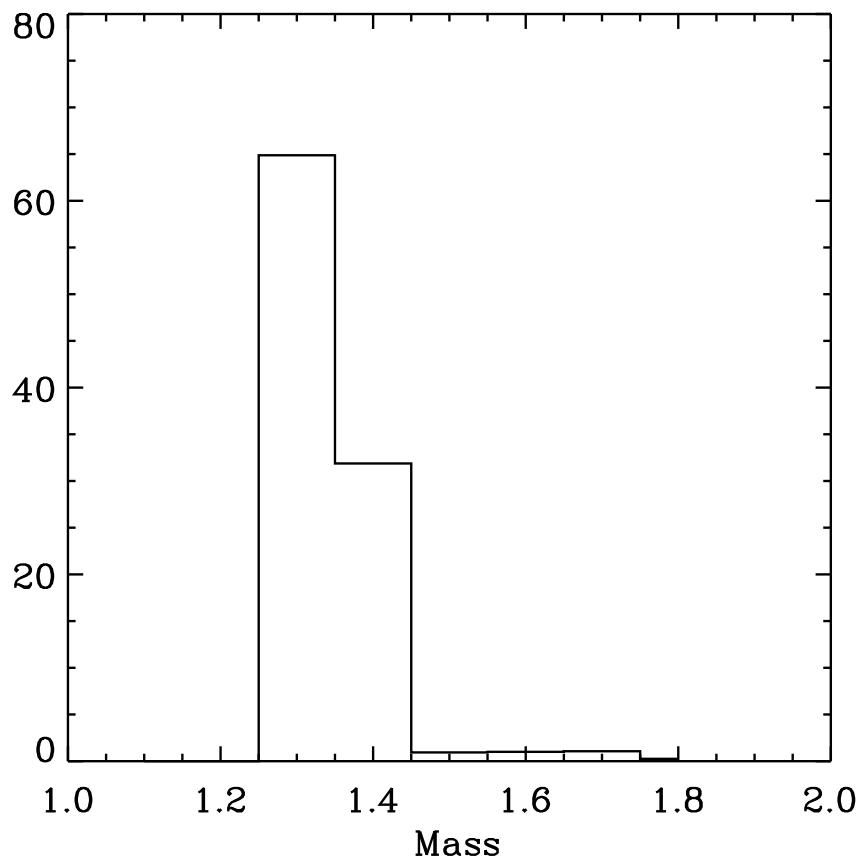


Рис. 4.18: Распределение масс близких молодых нейтронных звезд, использовавшееся в работе [270]. По вертикально оси отложен процент звезд в каждом из бинов.

стает он-лайновая версия программы [346].

В этой серии статей сразу несколько ключевых ингредиентов популяционного сценария были в той или иной степени модернизированы:

- Начальное пространственное распределение нейтронных звезд.
- Распределение межзвездной среды
- Спектр масс.
- Поглощение в межзвездной среде
- Свойства детектора.

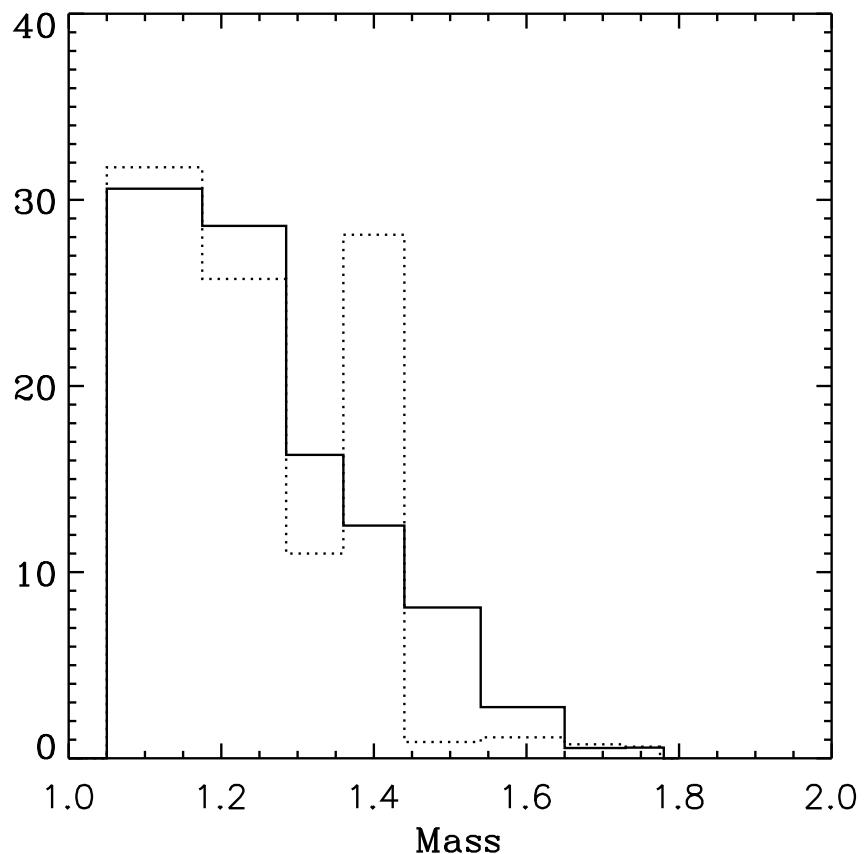


Рис. 4.19: “Старый” (пунктирная линия) и “новый” спектры масс молодых нейтронных звезд в окрестности Солнца. Бины имеют разную ширину.

4.4.1 Изменения в модели

Вначале опишем менее существенные изменения.

В новой версии программы использовались более современные данные о составе межзвездной среды и поглощении в ней. Кроме того, более аккуратно рассчитывалась эффективная площадь детектора. Эти изменения были внесены в программу Беттиной Поссельт (Bettina Posselt).

Также в новой версии мы использовали новый вариант спектра масс, для построения которого использовались новые расчеты Вусли и соавторов для звезд-прародителей с массой менее 12 солнечных. Это изменение было внесено автором диссертации.

Два наиболее существенных изменения были связаны с начальным распределением нейтронных звезд и распределением межзвездной среды. Первое было сделано автором диссертации, второе – Беттиной Песселт.

В новом спектре масс используются результаты [341] для $M > 12 M_{\odot}$. На рис. 4.19 показаны оба спектра. Старый показан пунктиром. Заметьте, что бины имеют разную ширину. Они соответствуют массам 1.1, 1.25, 1.32, 1.4, 1.48, 1.6, 1.7, и $1.76 M_{\odot}$. Границы бинов соответствуют средним значениям между этими значениями.

Видно, что в новом спектре нет пика на $M \sim 1.4 M_{\odot}$. Это связано с тем, что в зависимости барионной массы от массы звезды-праородителя в новом варианте нет плоского участка (этот участок хорошо виден на рис. 17 в работе [4]). Однако, оба спектра имеют одно важное общее свойство: доля звезд с массой более $1.5 M_{\odot}$ мала. Поэтому, как мы увидим дальше, разница в распределении $\log N - \log S$ невелика.

Как и ранее расчеты проводились в целях сравнения с данными, полученными спутником ROSAT. Однако в обновленной версии кода было сделано несколько уточняющих исправлений. Во-первых, диапазон был изменен с 0.08-3 кэВ на 0.1-2 кэВ, чтобы быть в лучшем соответствии с параметрами обзора неба (RASS). Во-вторых, в новой версии аккуратнее рассчитывает эффективная площадь детектора в зависимости от энергии: точнее учитываются скачки чувствительности. Этот эффект значителен лишь для очень мягких близких объектов, т.е. он несуществен для реально наблюдаемых объектов.

Рентгеновские лучи поглощаются в основном из-за наличия тяжелых элементов в межзвездной среде. Это особенно верно для энергий менее 1 кэВ. Оценка количества вещества между наблюдателем и источников определяется по концентрации атомов водорода на луче зрения, $N(H)$. Затем, сделав предположения о концентрации различных элементов в зависимости от $N(H)$, можно расчитать фотоэлектронное поглощение на атомах, ионах и пыли. В новом коде мы используем более современные таблицы обилия элементов и более новые сечения взаимодействия. Мы применяем данные из [347] вместе с подпрограммами `tbabs`, включенными в пакет XSPEC².

В добавление к старой модели распределения МЗС мы использовали две новые модели. в пределах 230 пк от Солнца обе новые модели использую данные [355]. В этой работе достаточно подробно рассмотрена структура местной МЗС (облака, тоннели, пузыри и тп.). Для расстояний больших 230 пк в одной модели (ниже она называется “новая аналити-

²<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xanadu/xspec/>

ческая модель") использована параметризация из [280] с исправлением ошибки в z-зависимости, во второй – использованы данные работы [356].

Относительно перехода на 230 пк от одного описания к другому необходимо сделать замечание. Очевидно, что плотность на лучше зрения, $N(H)$, может только расти с расстоянием. Нас в этой работе интересует именно $N(H)$, а не локальная плотность МЗС в каждой точке рассматриваемого объема. Если в данном направлении новые данные дают понижение $N(H)$ после 230 пк, то использовалась старая аналитическая аппроксимация. Это особенно часто происходит с моделью Hakkila из-за того, что данные в ней довольно неоднородны.

Обе модели сравнивались с данными по рассеянным скоплениям [359, 358], [357]. Каталог скоплений полон до 850 пк и позволяет уточнить поглощение в обеих моделях, что и было сделано. Т.е., если были доступны данные по скоплениям – они добавлялись в модель, а потом проводилось сглаживание.

В итоге, в каждой из двух моделей был построен куб $N(H)$ с шагом 1 градус по сфере и 10 пк по расстоянию.

Сильной модификации подверглось начальное пространственное распределение нейтронных звезд (т.е., распределение звезд-прародителей). В ранних версиях распределение и в диске Галактики, и в Поясе Гулда было равномерным. В новой версии учтено, что массивные звезды в основном рождаются в скоплениях и ассоциациях.

Для звезд внутри сферы с радиусом 500 парсек мы используем данные Hipparcos по массивным звездам, принимая, что современное распределение этих объектов хорошо отслеживает распределение на протяжении примерно последнего миллиона лет.

Для этого нами использованы данные по 570 звездам спектральных классов B2-O8 с параллаксами > 0.002 секунд дуги [340]. Согласно принятому нами темпу рождения 27 из 270 нейтронных звезд, рождающихся за 1 млн. лет во всей области счета (3 кпк от Солнца), связаны с этой популяцией. Это число следует сравнить с принимавшимся нами ранее темпом 20 нейтронных звезд на 1 млн. лет в Поясе Гулда. Новое значение лежит между старыми значениями темпа при $R_{Belt} = 300$ и 500 пк, соответственно.

В численной модели начальные координаты нейтронных звезд, рожденных внутри области с радиусом 500 пк вокруг Солнца, совпадают с координатами одной из этих 570 звезд. При "рождении" нейтронной звезды в программе случайно выбирается одна из 570 звезд, но им приписаны разные веса. Это связано с попыткой учесть вероятность взрыва звезды в единицу времени. Для этого используется следующая процедура.

Поскольку спектральный класс каждой звезды известен, то можно

Таблица 4.3: ОВ ассоциации внутри 500 пк и их возраста согласно [351]. Для Ori OB1 взят возраст ее более старой части Ori OB1A.

OB ассоциация	Возраст [млн. лет]
Upper Scorpius	4-6
Upper Centaurus Lupus	12-14
Lower Centaurus Crux	9-11
Vel OB2	6-10
Trumpler 10	15-30
Collinder 121	4-6
Ori OB1	9.5-13.3
Per OB2	3-7
α Persei (Per OB3)	25-50
Cas-Tau	25-50
Lac OB1	2-25
Cep OB2	5-10
Cep OB6	25-50

оценить ее массу и время жизни. Если никакой информации о возрасте звезды нет, то вес (вероятность взрыва) просто обратно пропорционален времени жизни.

Информация о возрасте может быть получена из принадлежности звезды какой-либо ОВ-ассоциации. Тогда из оценки массы звезды определяется верхняя T_{LM} и нижняя T_{HM} граница интервала возможной продолжительности жизни. Эти величины сравниваются с верхней и нижней границей возраста скопления TL_{OB} и TU_{OB} , (см. Табл. 4.3; данные из [351], в случаях, если не указана неопределенность в возрасте ассоциации, нами использована величина (± 1 млн. лет). Для разных случаев (комбинаций T_{LM} и T_{HM} , TL_{OB} и TU_{OB}) использованы следующие процедуры:

- (i) Если $T_{HM} > TU_{OB}$, то вероятность взрыва равна нулю.
- (ii) Соответственно, если $T_{LM} < TL_{OB}$, то вероятность взрыва обратно пропорциональна T_{LM} , так же, как для звезд поля (т.е., звезд внутри 500 пк, но не входящих в ассоциации).
- (iii) Если $T_{HM} < TL_{OB}$, но $T_{LM} > TU_{OB}$, то вероятность обратно пропорциональна $(TU_{OB} - TL_{OB})$.
- (iv) Если $T_{HM} < TL_{OB}$ и $TL_{OB} < T_{LM} < TU_{OB}$, то вероятность обратно пропорциональна $(T_{LM} - TL_{OB})$.

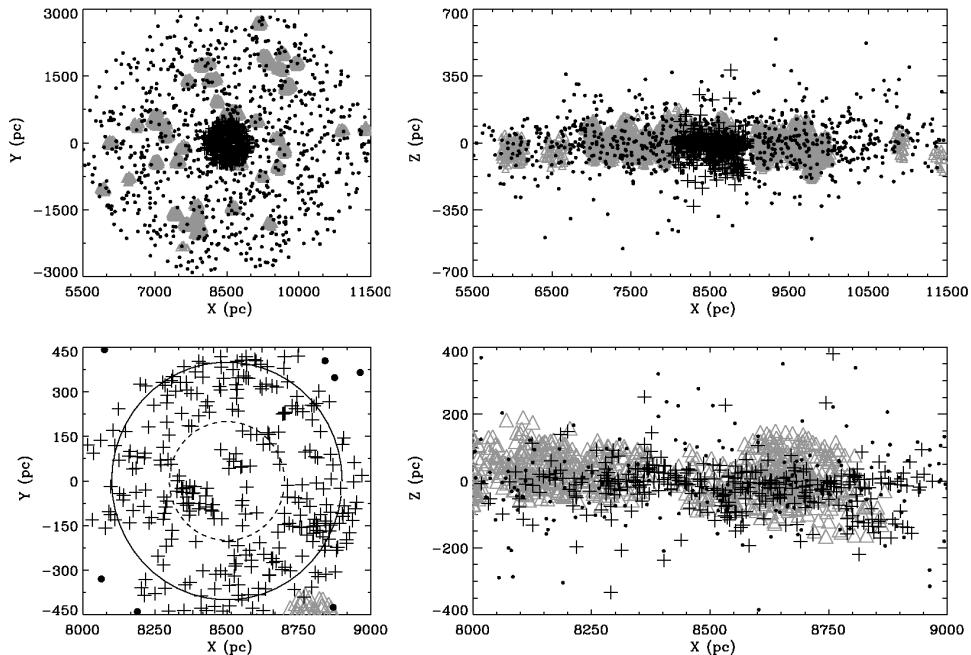


Рис. 4.20: Новое распределение праодителей нейтронных звезд. Серые треугольники представляют звезды в ОВ ассоциациях. Кресты обозначают звезды из каталога Hipparcos на расстояниях менее 500 пк. Точками показаны звезды ($500 < d < 3000$ пк), случайно распределенные в галактическом диске – звезды поля. На нижних рисунках показаны распределения внутри 500 пк от Солнца. Окружности на нижнем левом рисунке нарисованы для расстояний 200 и 400 пк.

- (v) Если $TL_{OB} < T_{HM} < TU_{OB}$ и $T_{LM} > TU_{OB}$, то вероятность обратно пропорциональна $(TU_{OB} - T_{HM})$.
- (vi) Если же $TL_{OB} < T_{HM}$, но $T_{LM} < TU_{OB}$, то вероятность обратно пропорциональна минимальному времени $(T_{LM} - T_{HM})_{MIN} = 1.44$ млн. лет, которое соответствует звезде класса B0.

Перейдем теперь к описанию нового пространственного распределения для нейтронных звезд, рождающихся на расстояниях от 500 пк до 3 кпк от Солнца.

Большая часть нейтронных звезд в нашей модели (200 из 270 за млн. лет) появляется в одной из 49 ОВ-ассоциаций, расположенных на расстоянии от 500 до 3000 пк от Солнца. Место рождения внутри ассоциации выбирается случайно. Ассоциации имеют в модели одинаковый радиус 100 пк, что соответствует наблюдаемым радиусам 40-100 пк [349]. Разные ассоциации вносят разный вклад. Нами была использована гипотеза о том, что число хорошо изученных звезд в используемых нами ассоциациях грубо отражает полное число звезд. Были использованы данные о 49 ассоциациях из [348] (см. также [349]). Расстояния были уменьшены на 20 процентов согласно [350].

Наконец, из 270 (за миллион лет) 43 звезды рождаются на расстояниях от 500 до 3000 пк “в поле”, т.е., вне ассоциаций. Их положения выбираются случайно. Профиль звездной плотности экспоненциальный по радиусу и по z-координате. Для радиального профиля взято значение 3 кпк, для профиля в перпендикулярном направлении - 100 пк [353, 352].

В нашей модели темп рождения нейтронных звезд вне области 500 пк вокруг Солнца соответствует $\sim 0.884 \cdot 10^{-11} \text{ пк}^{-2} \text{ год}^{-1}$. Это несколько ниже, чем приводится у [354]. Эти авторы приняли, что наша Галактика относится к типу Sbc, и на основе использования соответствующего темпа, плюс исторического темпа сверхновых, получили локальный темп $2 \cdot 10^{-11} \text{ пк}^{-2} \text{ лет}^{-1}$. Также в [354] приводится оценка $2.9 \cdot 10^{-11} \text{ пк}^{-2} \text{ лет}^{-1}$, который основан на данных о звездах типов O-B2 в пределах 1 кпк от Солнца. Очевидно, что в обеих оценках существенным должен быть вклад Пояса Гулда (особенно во второй). Вне Пояса темп должен быть ниже, чем это следует из приведенных ценок из [354]. Кроме того, на масштабе 3 кпк от Солнца он должен быть уже достаточно неоднородным и неизотропным. Принятые нами значения $\sim 3.438 \cdot 10^{-11} \text{ пк}^{-2} \text{ лет}^{-1}$ внутри 500 пк; $\sim 0.884 \cdot 10^{-11} \text{ пк}^{-2} \text{ лет}^{-1}$ вне 500 пк – выбраны в соответствие с таким представлением. Возможно, что мы несколько недооцениваем количество нейтронных звезд на расстояниях выше 500 пк в направлении на центр Галактики и спиральные рукава. Однако, для наших расчетов наибольший интерес представляет область внутри 500 пк (см. ниже).

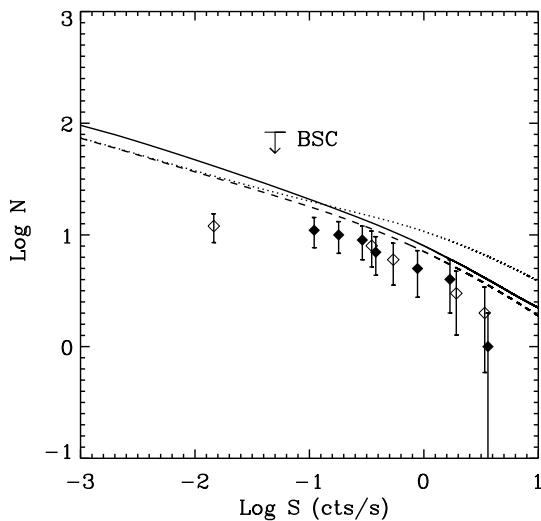


Рис. 4.21: $\log N - \log S$ для нового пространственного распределения (сплошная линия) и двух вариантов старого распределения (с $R_{\text{belt}} = 300$ пк – пунктирная линия, и $R_{\text{belt}} = 500$ пк – штриховая). Сплошная линия используется для сравнения на нескольких приводимых ниже графиках. Эта кривая рассчитана для старого спектра масс, старого распределения МЗС, но нового обилия элементов. Символы соответствуют наблюдательным данным по молодым остивающим нейтронным звездам в окрестности Солнца. Черные символы соответствуют добавлению в распределение одного из объектов Великолепной семерки. Пустой символ – добавлению нейтронной звезды другого типа (Геминга, пульсар и тп.). “Усы” соответствуют пуассоновым ошибкам.

распределение потенциально наблюдаемых остивающих одиночных нейтронных звезд по расстоянию от Солнца). Тем не менее, читатель должен быть предупрежден о некоторой существующей неопределенности в нормировке на темп рождения нейтронных звезд.

Сравнение распределений $\log N - \log S$ для старого и нового начального пространственного распределения нейтронных звезд приведено на Рис. 4.21.

4.4.2 Результаты

Посмотрим, как различные модификации сценария влияют на распределение $\log N - \log S$. В качестве кривых остивания использованы расчеты [320] (рис. 21).

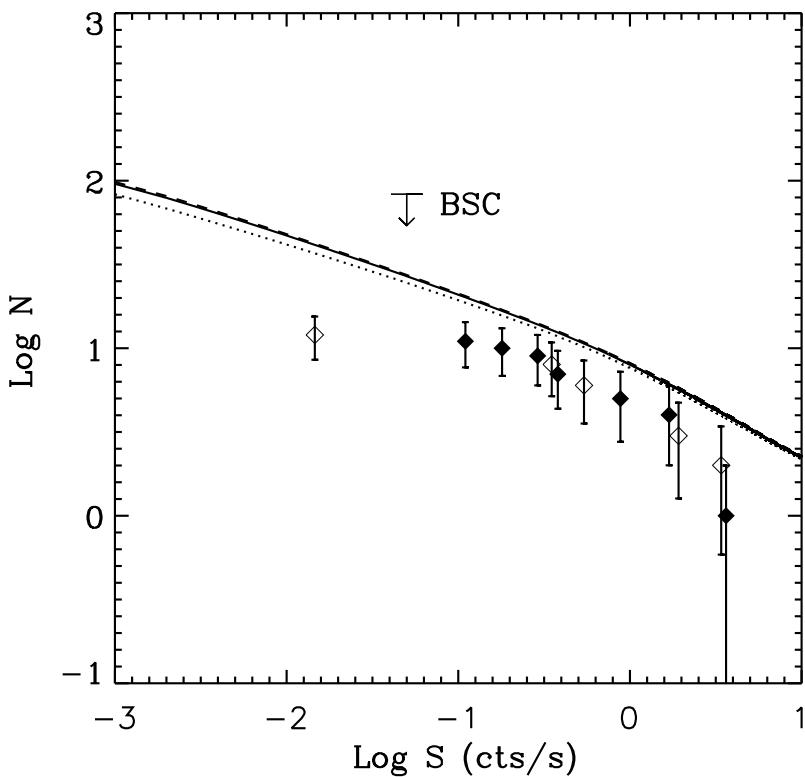


Рис. 4.22: На этом рисунке проиллюстрирован эффект от замены спектра масс и использования нового обилия элементов. Сплошная линия: старый спектр масс и новое обилие. Пунктирная линия: старый спектр масс и старое обилие. Штриховая линия: новый спектр масс и новое обилие. Все кривые рассчитаны для старой модели МЗС.

Различные распределения показаны на Рис.4.21-4.23. Везде сплошной линией изображена одна и та же кривая, отражающая следующую комбинацию: новое начальное пространственное распределение, новые обилие элементов и сечения, старый спектр масс и старая модель МЗС.

Начнем со сравнения разных начальных пространственных распределений. Мы рассмотрим три варианта: наряду с новым это два старых распределения, отличающихся размером диска Пояса Гулда ($R_{\text{Belt}} = 300$ пк и 500 пк). Соответствующее сравнение $\log N - \log S$ приведено на Рис. 4.21. Кроме начального пространственного распределения все остальные параметры идентичны для всех трех кривых (старый спектр масс, старое распределение МЗС, новые обилие элементов и сечения).

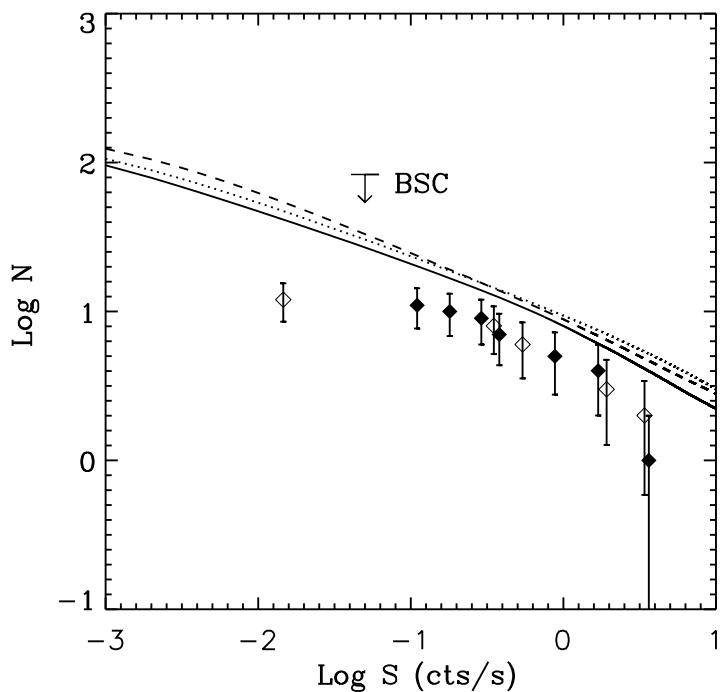


Рис. 4.23: Распределение $\log N - \log S$ для разных моделей межзвездной среды. Все кривые нарисованы для нового начального пространственного распределения, старого спектра масс и нового обилия элементов в МЗС. Сплошная кривая: старая, простая аналитическая модель распределения МЗС. Пунктирная кривая: новая улучшенная аналитическая модель. Штриховая: модель Хаккилы (см. текст).

Сплошная кривая соответствует новому начальному пространственному распределению. Для больших и средних потоков новый результат лежит между кривыми, соответствующими двум вариантам старого распределения. Для слабых потоков $\log S < -1$ кривая для нового распределения идет на 0.1 порядка выше, чем кривые для старого распределения. Т.о., с точки зрения анализа распределения $\log N - \log S$ новая модель несущественно меняет результаты. Однако, как мы увидим ниже, достоинством новой модели является возможность строить реалистичные карты распределения источников по небесной сфере (сравните рис. 4.24 ниже и рисунок 6 из статьи [269]).

Теперь сравним $\log N - \log S$ для двух вариантов спектра масс. Вычисления проведены для нового пространственного распределения, старой модели МЗС, новых сечений и обилия. Результаты показаны на

рисунке 4.22. Сплошная кривая, такая же, как на рисунке 4.21, соответствует старому спектру масс (пунктирная линия на рисунке 4.19). Штриховая линия, практически неотличимая от сплошной, соответствует новому спектру масс (сплошная на рисунке 4.19). Довольно неожиданно, что при сильной зависимости кривых остыивания от массы для довольно разных спектра масс дали практически идентичные распределения $\log N - \log S$. Это довольно приятный результат, т.к. спектр масс известен недостаточно хорошо. И то, что реалистичные его вариации не приводят к драматическим последствиям для распределения $\log N - \log S$, является важным. Далее мы в основном будем использовать “старый” спектр масс.

На рисунке 4.22 также показан эффект от изменения сечений и обилия элементов (пунктирная линия сравнивается со сплошной). Видно, что эффект мал. Он несколько сильнее для слабых объектов, что ожидаемо (это в среднем более далекие источники), однако даже для них результаты меняются несущественно.

Наконец, мы сравниваем $\log N - \log S$ для трех моделей распределения МЗС. На рисунке 4.23 мы показываем результаты для старого аналитического распределения (сплошная кривая), нового аналитического распределения и модели Хаккилы. Все кривые идут достаточно близко друг к другу. Использование новых вариантов распределения МЗС приводит к незначительному увеличению числа предсказываемых источников. Это связано с тем, что в более реалистичных вариантах распределения МЗС появляются “окна прозрачности”. На потоке, соответствующем 0.1 РОСАТовских отсчетов в секунду предсказывается порядка 25 источников при 11 идентифицированных. Потенциально можно говорить о десятке неидентифицированных источников. Хотя, тот факт, что кривые идут систематически выше наблюдаемых точек, начиная с больших потоков, скорее говорит в пользу того, что число неидентифицированных источников на потоке выше 0.1 РОСАТовских отсчетов в секунду исчисляется единицами. Некоторая переоценка ожидаемого числа источников может быть связана как с небольшим несовершенством модели, так и с использованными ингредиентами (кривые остыивания, спектр масс).

В заключение отметим, что новое распределение $\log N - \log S$ с учетом всех уточнений и модификаций достаточно близко к раннему варианту, что подтверждает наши более ранние ключевые выводы. Подгонкой можно достигнуть идеального совпадения данных расчетов и наблюдений, однако современный уровень понимания таких аспектов как кривые остыивания, спектр масс и тп. недостаточен для увереной подгонки. Тем не менее, можно определенно сказать, что мы хорошо понимаем происхождение и эволюцию близких озывающих нейтронных звезд.

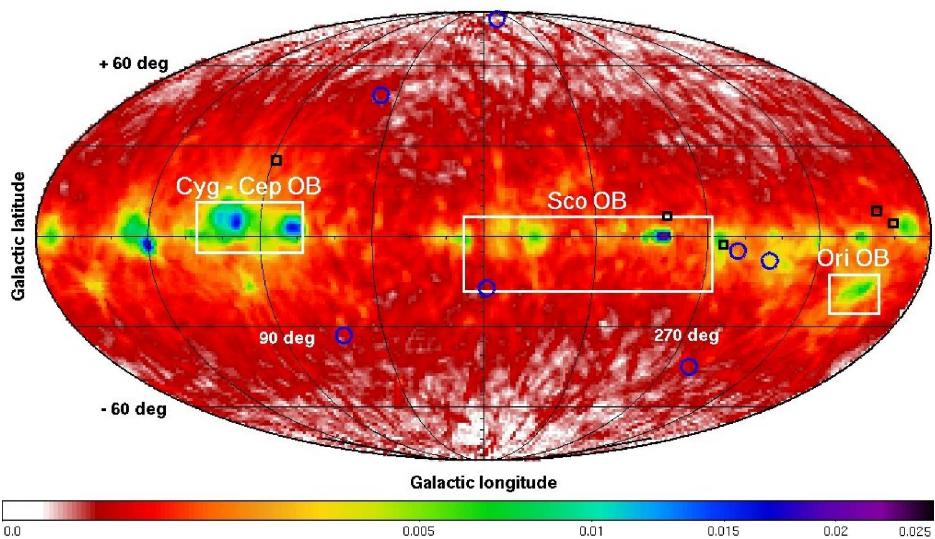


Рис. 4.24: Ожидаемая плотность наблюдаемых охлаждающихся одиночных нейтронных звезд (число звезд на квадратный градус). Показаны источники с ожидаемым РОСАТОвским потоком выше 0.05 отсчетов в секунду. Расчеты производились для нового пространственного распределения прародителей, нового обилия элементов, старого спектра масс и новой аналитической модели МЗС. Это соответствует пунктирной кривой Log N – Log S на рисунке 4.23. Показаны наблюдаемые положения “Великолепной семерки” и пульсаров с тепловым излучением.

Перейдем теперь к рассмотрению распределения источников на небе, поскольку теперь реалистичное начальное распределение и распределение МЗС позволяют нам строить модельные карты.

В ранних статьях по популяционному синтезу близких охлаждающихся нейтронных звезд мы не стремились строить карты распределения модельных источников по небу. Связано это было с тем, что описание начального распределения источников и распределения МЗС было слишком упрощенным. Можно было лишь ухватить некоторые грубые детали: концентрацию звезд к Поясу Гулда, наличие треков, приводящих к появлению звезд на высокой галактической широте, концентрацию звезд к плоскости Галактики (см. рис. 6 в статье [269]). Теперь мы можем строить более детальные распределения.

На рисунке 4.24 представлена карта (в галактических координатах), построенная для нового начального распределения источников, старого спектра масс и нового аналитического распределения МЗС. Рисунок показывает распределение ожидаемого числа источников с потоком бо-

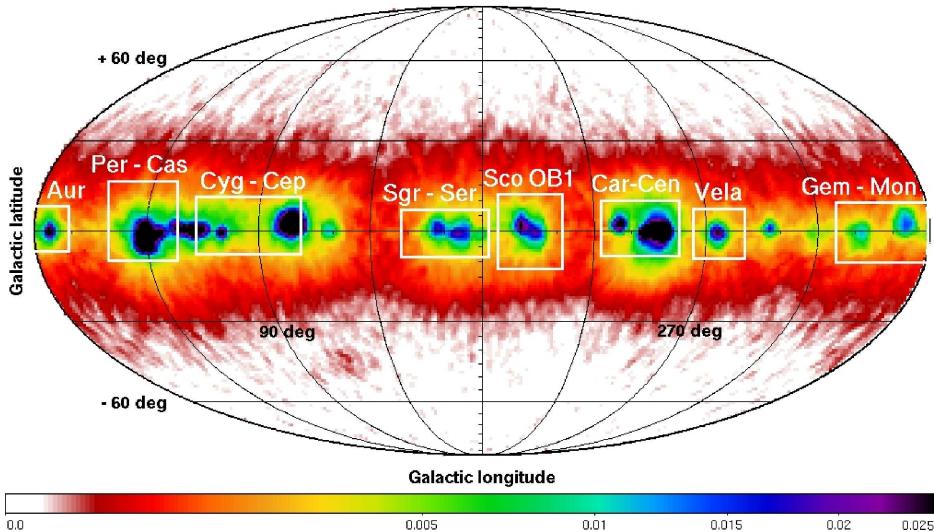


Рис. 4.25: Тоже, что на рисунке 4.24, но для слабых источников с потоками от 0.001 до 0.01 отсчета в секунду. Отмечены области, соответствующие ОВ ассоциациям на расстояниях 1-2 кпк.

лее 0.05 РОСАТовских отсчетов в секунду, что примерно соответствует пределу BSC (Bright Source Catalogue). Очевидным образом источники концентрируются к плоскости Галактики и Поясу Гулда (в основном источники лежат внутри полосы с полушириной 30°), но теперь они в основном находятся в направлениях на ОВ ассоциации. Прямоугольниками отмечены наиболее заметные из них: Sco OB2, Cyg OB7, Сер OB3, и Ori OB1. Теперь можно делать предсказания, в каких направлениях наиболее вероятно обнаружение новых (неотождествленных) источников.

В показанном на рисунке 4.24 распределении доминируют источники с потоками 0.05 – 0.1 отсчетов в секунду. Это соответствует самым слабым из идентифицированных источников.

В статье [360] приводится распределение известных близких остывающих нейтронных звезд. Из него видно, что в диапазоне галактических долгот от $\sim 50^\circ$ до $\sim 200^\circ$ источники отсутствуют. На первый взгляд, это противоречит построенной нами карте. Однако надо заметить, что ярких источников в области Лебедь-Цефей в самом деле должно быть крайне мало (или не должно быть вовсе). Однако, окна прозрачности в этом направлении перспективны с точки зрения поиска слабых неотождествленных объектов.

На рис. 4.25 мы показываем аналогичную карту для слабых источников с потоками от 0.001 до 0.01 РОСАТовских отсчетов в секунду. Фор-

мально РОСАТОвский обзор неба не достигает такой глубины. Карту следует рассматривать как предсказание для будущих обзоров. Видно, что далекие ОВ ассоциации вносят основной вклад в популяцию источников.

Перейдем теперь к рассмотрению еще одного способа визуального представления результатов расчетов – к диаграммам для распределения по возрастам и расстояниям от Солнца для разных интервалов потоков.

На рисунке 4.26 показаны распределения по возрастам для трех диапазонов потоков: от 1 до 10 РОСАТОвских отсчетов в секунду, от 0.1 до 1, и от 0.01 до 0.1. Видно, что средний возраст источников примерно одинаков в разных диапазонах потоков и составляет около 300-400 тыс. лет. Изменение распределения МЗС не влияет существенным образом на распределение по возрастам.

На рисунке 4.27 показано распределение по расстояниям от Солнца для разных диапазонов потоков. Здесь структура распределения существенно различна на разных потоках. На больших потоках четко выделяется Пояс Гулда (количество источников резко спадает за Поясом). На средних Пояс еще хорошо заметен (что подтверждает наш ранний вывод [268] о том, что Великолепная семерка генетически связана с Поясом), но возрастает доля источников за ним. Наконец, на слабых потоках, где мы ожидаем обнаружения новых источников (видимо, они будут обнаружены благодаря работе eROSITA, а потом идентифицированы в каталоге ROSAT), Пояс уже “не виден” – новые источники будут лежать за ним.

Различия в использованных моделях начального распределения и распределения МЗС не приводят к существенным изменениям в распределении источников по расстоянию от Солнца.

4.4.3 Стратегии поиска новых источников

Основным стимулом для создания новой детализированной модели было желание выработать по возможности лучшую стратегию поиска новых источников. На основании вышесказанного можно сделать основной вывод, что будущие источники на РОСАТОвских потоках < 0.1 отсчет с^{-1} должны быть молодыми объектами в богатых ОВ ассоциациях за Поясом Гулда. Во многих недавних исследованиях [361, 362, 305] поиски велись на высоких галактических широтах. Видимо, это не идеальная стратегия. Мы выделяем в качестве перспективных направлений для поиска такие ассоциации как Сyg OB7 и Сер OB3. По всей видимости, новые объекты будут несколько горячее известных источников, что также надо учитывать при поиске.

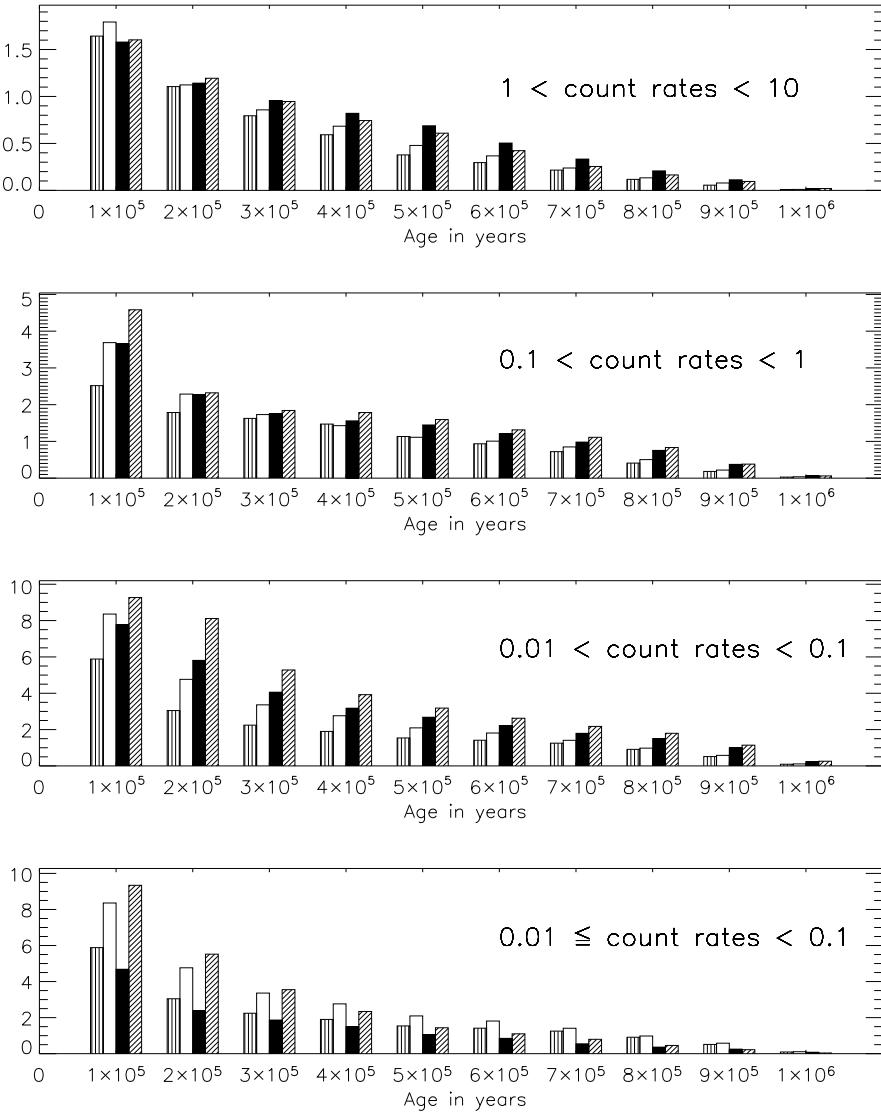


Рис. 4.26: Показаны распределения по возрастам для оставающихся нейтронных звезд в трех диапазонах потоков. Различные типы баров соответствуют разным моделям. Бары с вертикальными линиями соответствуют старой популяционной модели. Белые бары соответствуют нашей базовой модели (новое пространственное распределение, новые обилия элементов, старый спектр масс, аналитическая модель МЗС). Черные – новая аналитическая модель МЗС. Бары с диагональными линиями – модели Хаккилы.

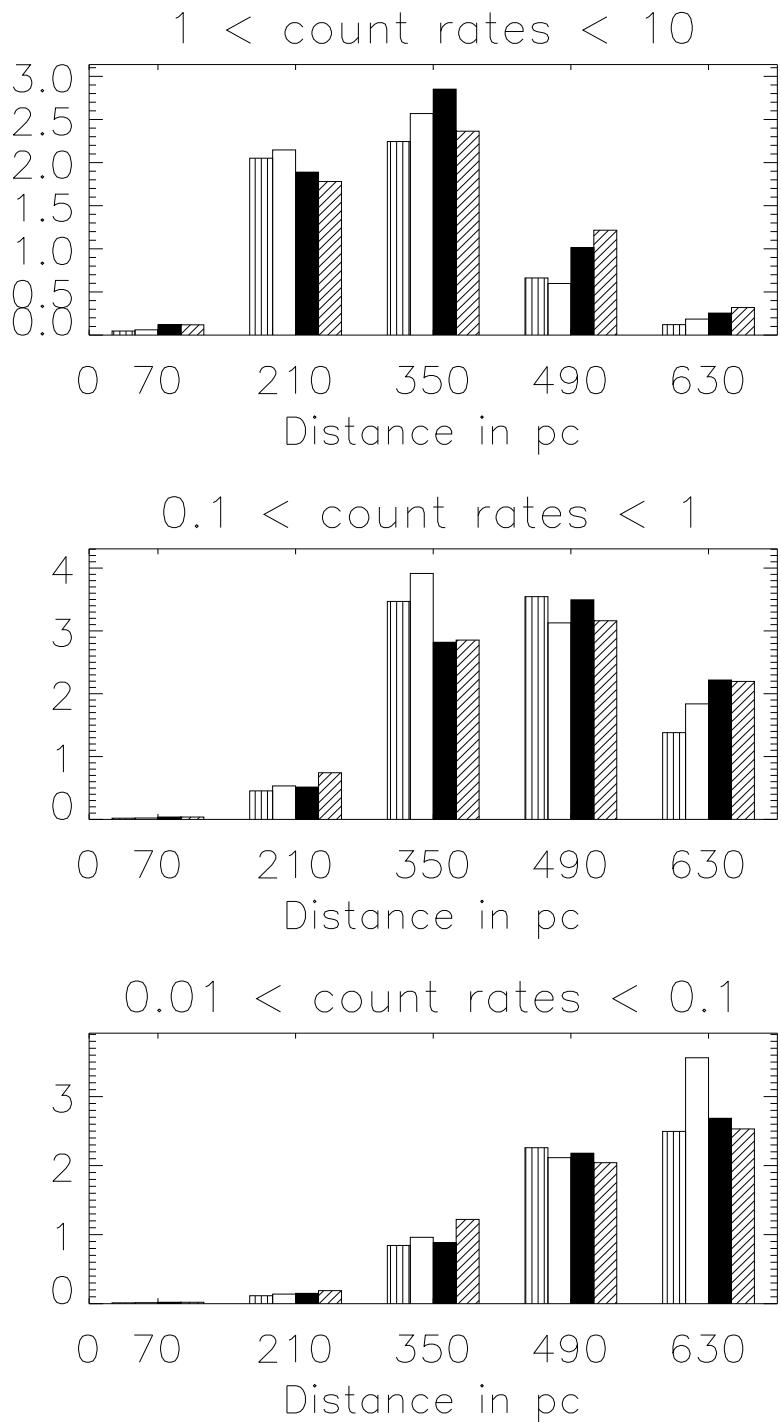


Рис. 4.27: Распределение по расстояниям для остивающих одиночных нейтронных звезд для трех диапазонов потоков. Различные бары соответствуют разным моделям (см. описание в подпись к предыдущему рисунку).

Отсутствие известных оставающих нейтронных звезд во втором галактическом квадранте [360] может быть объяснено, исходя из распределения и свойств ОВ ассоциаций. Большинство ассоциаций в этой области (Per OB2, Cas-Tau, α Per, Сер OB6) имеют неподходящие возраста для “производства” нейтронных звезд с возрастом (на сегодняшний момент) порядка нескольких сотен тысяч лет. Эти ассоциации (см. таблицу 4.3) или слишком молоды (< 7 млн. лет), или слишком старые (> 25 млн. лет). Вклад области Лебедь-Цефей (см. рис. 4.24) проявляется на слабых потоках, где пока нет идентифицированных источников. Т.о., мы ожидаем, что источники на галактических долготах $50^\circ < l < 200^\circ$ будут обнаружены на низких потоках.

Примером обнаружения новой оставающей нейтронной звезды является статья [23]. Источник обнаружен в архивных данных XMM-Newton. Он находится в области звездообразования. Температура выше, чем у объектов Великолепной семерки, что указывает на более молодой возраст.

В ближайшем будущем продвижения можно ожидать благодаря работе телескопа eROSITA (www.mpe.mpg.de/erosita/MDD-6.pdf) на борту спутника “Спектр-РГ”. Можно ожидать, что число известных оставающих нейтронных звезд типа Великолепной семерки увеличится в несколько раз [363].

Глава 5

Взаимосвязь между разными типами нейтронных звезд

Как было описано выше, сейчас мы знаем, что молодые нейтронные звезды могут рождаться с очень разными свойствами. Известны самые разные виды молодых нейтронных звезд [2]. Кроме обычных радиопульсаров, это, во-первых, магнитары (см. обзор в [37]). Они излучают энергию, запасенную в их магнитном поле. Это может происходить бурно – в виде вспышек. Или спокойно, когда электрические токи (которые и создают магнитное поле) постепенно затухают в коре нейтронной звезды, нагревая ее. Если источник открыт по вспышечной активности, то его классифицируют как источник мягких повторяющихся гамма-всплесков (МПГ). Если же в начале открывается слишком горячая нейтронная звезда, от которой видно строго переменное рентгеновское излучение, то источник получает наименование аномальный рентгеновский пульсар (АРП). При этом, как правило, у МПГ в конце концов открывают пульсирующее рентгеновское излучение, а у АРП – вспышки. Все магнитары не только излучают энергию магнитного поля, но и сами эти поля у них в сотни раз больше, чем у стандартных радиопульсаров типа Краба.

Во-вторых, есть антимагнитары [56]. Это молодые одиночные компактные объекты со слабыми магнитными полями (в сотни раз меньше, чем у стандартных радиопульсаров). Они были обнаружены в центрах остатков сверхновых. Энерговыделение идет за счет остаточного тепла.

Третья важная группа – это молодые близкие остывающие нейтронные звезды [18]. Сейчас их известно семь штук, и называют их “Великолепная семерка” (хотя уже появились и несколько более далекие новые кандидаты в этот тип объектов). Эти нейтронные звезды не вспыхивают, как магнитары, и от них не видно радиоимпульсов. Магнитные поля у

них слабее, чем у магнитаров, но сильнее, чем у обычных радиопульсаров.

Наконец, есть группы или единичные примеры объектов, свойства которых пока как следует не выяснены. В первую очередь это т.н. вращающиеся радиотранзинты (rotating radio transients – RRATs) [55]. Они испускают короткие (миллисекунды) очень мощные радиоимпульсы. Но с точки зрения магнитных полей и периодов могут быть похожими и на радиопульсары, и на объекты Великолепной семерки.

Совершенно непонятно, почему нейтронные звезды в свои молодые годы (первые сотни тысяч лет своей жизни) могут проявлять такое разнообразие активности. Предпринимаются попытка провести “Великое объединение” [383] для всех них, объяснив в рамках единой модели все типы этих объектов. Сделать это непросто, и работы проводятся по трем направлениям. Во-первых, накапливают наблюдательные данные, ищаются новые типы источников, или новые типы проявлений у уже известных. Во-вторых, строятся детальные теоретические модели для разных видов активности. В-третьих, строятся компьютерные модели эволюции больших популяций.

На первом пути сделано несколько важных открытий. Было обнаружено, как один из радиопульсаров с большим магнитным полем вдруг стал проявлять магнитарную активность [364] (об астрофизике пульсаров с большими полями см., например, обзор [365]). Были открыты пульсарные радиоимпульсы от магнитаров [367, 366]. Было обнаружено тепловое (как у Великолепной семерки) излучение одного из RRATs [370], а у других, напротив, были обнаружены обычное для радиопульсаров поведение [368]. Однако без детальных моделей для каждого типа источников и каждого типа активности, а также без популяционных моделей, объясняющих статистику наблюдаемых источников, нельзя достигнуть понимания. В этой главе мы обсуждаем популяционные подходы к построению единой картины эволюции нейтронных звезд. В первом разделе рассматривается возможная связь между RRATs и объектами типа Великолепной семерки. Во втором, обсуждается многокомпонентный популяционный синтез, основанный на модели с затуханием магнитного поля.

5.1 RRATs и Великолепная семерка

Сразу же после обнаружения RRATs [55] возник вопрос о возможной связи этих объектов с уже известными популяциями нейтронных звезд. На основе того, что уже первые из RRATs с измеренными периодами и их

производными по этим параметрам располагались между стандартными радиопульсарами и магнитарами, авторами открытия была высказана идея о возможной связи RRATs с магнитарами или объектами типа Великолепной семерки. Последнее получило некоторое подтверждение после регистрации теплового рентгеновского излучения от источника RRAT J1819-1458 (CXOU J181934.1-145804) [370]. При этом ни один из известных магнитаров или объектов Великолепной семерки не демонстрирует импульсы, присущие RRATs.

Нами [371] была проведена оценка темпов рождения различных популяций нейтронных звезд с целью выявить возможные связи между ними. В частности, было показано, что в рамках некоторых разумных предположений темп рождения объектов типа Великолепной семерки со-поставим с темпом рождения RRATs, а вот темп рождения магнитаров слишком мал. Обсудим это подробнее.

В оригинальной работе [55] число RRATs было оценено как $N_{\text{RRAT}} \sim 4 \times 10^5$. При этом оценки числа пульсаров Галактике составляют $7 \times 10^4 \lesssim N_{\text{PSR}} \lesssim 1.2 \times 10^5$ [372]. Т.о., предварительные оценки числа RRATs давали большую величину, чем число радиопульсаров. Однако более важными являются оценки темпа рождения. Для этого надо знать характерные возраста и/или длительности стадий. Оценки темпа рождения радиопульсаров дают $\beta_{\text{PSR}} \sim 0.01\text{--}0.02 \text{ год}^{-1}$ ([372]; см. также [373] и [10]). Как и N_{PSR} , темп рождения пульсаров определяется из моделирования, а потому зависит от ряда предположений. Тем не менее, неопределенность сейчас достаточно мала (фактор 2-3). Время активной жизни пульсара можно оценить как $\tau_{\text{PSR}} \approx N_{\text{PSR}}/\beta_{\text{PSR}} \sim 5 \times 10^6$ лет. Эта величина близка к определяемой по магнито-дипольной формуле $\dot{P} \propto P^{2-n}$. Провести оценку длительности активной фазы RRATs довольно трудно. Однако, в качестве нулевой гипотезы можно принять, что она не слишком сильно отличается от времени жизни радиопульсара (более свежие наблюдения, проведенные после 2006 года, подтверждают это). Т.о., запишем $N_{\text{RRAT}} = \gamma N_{\text{PSR}}$, тогда наше предположение $\tau_{\text{RRAT}} \approx \tau_{\text{PSR}}$ означает, что $\beta_{\text{RRAT}} = \gamma \beta_{\text{PSR}}$ и $\gamma > 3$.

Сравним темп рождения RRATs с темпом рождения магнитаров. Наиболее известная оценка приводится в работе [462]: $\beta_{\text{SGR}} \sim 0.001 \text{ год}^{-1}$. Эта консервативная оценка была получена, используя оценку возраста источника SGR 1806-20 ($\sim 8000\text{--}10000$ лет) и ограничение на число МПГ в Галактике ($N_{\text{SGR}} \lesssim 7$). Как мы будем обсуждать в следующем разделе, сейчас эта оценка несколько скорректирована в большую сторону, но для данной дискуссии это не является критичным. Учет АРП не меняет оценку, поскольку чаще встречающиеся АРП при этом имеют большие возраста, чем МПГ. В итоге, $\beta_{\text{SGR}} \sim \beta_{\text{AXP}}$.

Т.о., темп рождения магнитаров составляет несколько процентов (может быть до 10-20, см. следующий раздел) от темпа рождения радиопульсаров. Данные по внегалактическим всплескам МПГ подтверждают отсутствие большого числа незарегистрированных МПГ [501, 419]. Это огно, очевидно, недостаточно для объяснения RRATs. При темпе $\beta_{\text{SGR}} \sim 0.001 \text{ лет}^{-1}$ лишь небольшая доля RRATs может быть связана с магнитарами.

Перейдем теперь к оценке темпа образования объектов типа Великолепной семерки и сравнению его с темпом рождения RRATs. В настоящее время к семи близким объектам добавляются новые, более далекие, кандидаты. Но мы сконцентрируемся именно на самой семерке ($N_{\text{XDINS}} = 7$), поскольку это более однородная выборка. Все это объекты, обнаруженные спутником ROSAT. Это близкие молодые нейтронные звезды. Моделирование позволяет оценить темп рождения таких объектов как в абсолютных единицах, так и в сравнении с темпом рождения радиопульсаров. Но в начале получим совсем простую показательную оценку. Расстояния до объектов Великолепной семерки составляют порядка малых сотен пк [342]. Все это объекты Пояса Гулда. Разумный верхний предел на расстояния до объектов Семерки примем равным 400 пк. Эти источники видны за счет теплового излучения. Анализ кривых остывания нейтронных звезд говорит, что возраст объектов Семерки не превышает 1 миллиона лет. Можно считать, что внутри $D_{\text{XDINS}} \lesssim 400$ пк практически все молодые нейтронные звезды типа Семерки отождествлены. Незарегистрированными могут быть единицы. Т.о., получаем грубую оценку темпа рождения порядка десятка объектов за миллион лет. Эту величину следует сопоставить с оценкой темпа вспышек сверхновых в Поясе Гулда: $\sim 20 - 30 \text{ млн.лет}^{-1}$ [303]. Как обсуждалось в Гл. 3, в солнечной окрестности в последние несколько миллионов лет темп рождения нейтронных звезд примерно в три раза выше, чем должно было бы быть без Пояса Гулда.

Более детальное исследование, использующее кривые остывания нейтронных звезд без учета подогрева затухающим полем, показывает, что различные эффекты (например, спектр масс) приводят к тому, около десятка молодых радиотихих нейтронных звезд в солнечной окрестности могут быть неидентифицированы в данных ROSAT. Т.о., $\lambda_2 N_{\text{XDINS}}$, где $\lambda_2 \sim 2 - 3$.

Экстраполируя данные солнечной окрестности на всю Галактику, получаем грубую оценку $\beta_{\text{XDINS}} = [(\lambda_2 N_{\text{XDINS}} / \lambda_1) \times (R_{\text{disc}} / D_{\text{XDINS}})^2] / \tau_{\text{XDINS}} \approx 0.01 \text{ лет}^{-1}$. Здесь мы приняли $R_{\text{disc}} = 15$ кпк, $\lambda_2 / \lambda_1 \sim 1$. Здесь не учтено, что локальная плотность рождения нейтронных звезд может быть меньше среднегалактической из-за нашей удаленности от центральных

областей Галактики и экспоненциально спадающей звездной плотности в диске. Учет этого повышает оценку темпа рождения звезд типа Великолепной семерки до нескольких событий за сто лет и, т.о., темп сравнивается и даже превосходит темп рождения радиопульсаров. Данные по солнечной окрестности подтверждают это.

Оценка полного темпа образования нейтронных звезд в Галактике $\beta_{\text{INS}} \geq \beta_{\text{PSR}} + \beta_{\text{XDINS}} + \beta_{\text{SGR}}$ (здесь не учтены источники типа центральных компактных объектов в остатках сверхновых, которые могут составлять отдельную популяцию) получается $\gtrsim 0.02 - 0.04$ событий в год. Это находится в разумном согласии с оценками темпа сверхновых 1.9 ± 1.1 за столетие [375]. Т.о., темп рождения объектов типа Великолепной семерки совпадает с оценками темпа рождения RRATs, сделанными в оригинальной работе [55]. Это не означает автоматически, что все объекты RRATs являются копиями объектов Семерки. С одной стороны, обнаружение теплового рентгеновского излучения от одного из RRATs (J1819-1458) прекрасно укладывается в эту модель. С другой стороны, новые наблюдения, проведенные и опубликованные после 2006 года [368] показывают, что часть RRATs является радиопульсарами. Гипотеза о связи радиотихих нейтронных звезд и RRATs мотивировала поиск коротких всплесков от объектов Великолепной семерки [376]. Всплески не были обнаружены. В этой работе был установлен наиболее сильный верхний предел на радиоизлучение этих источников. Однако тот факт, что исследовалось лишь шесть объектов, а излучение может быть сильно направленным, пока не позволяет утверждать, что объекты Семерки не показывают активность, типичную для RRATs. Необходимо существенно увеличить выборку. Для этого наиболее эффективны обзоры неба в мягком рентгеновском диапазоне. Работа телескопа eRosita на борту спутника Спектр-РГ [377, 378, 379] сможет привести к обнаружению десятков новых объектов типа “Великолепной семерки”.

В заключение раздела повторим, что оценки темпа рождения RRATs и объектов типа Великолепной семерки оказались совпадающими в рамках нулевых гипотез. Это может указывать на связь между двумя популяциями.

Перейдем к более детальной модели эволюции одиночных нейтронных звезд, включающей несколько популяций и учитывающей затухание магнитного поля.

5.2 Комплексный популяционный синтез одиночных нейтронных звезд с учетом распада поля магнитного поля

В этом разделе представлены результаты статьи [374]. Нами был проведен комплексный популяционный синтез трех популяций (близкие остывающие молодые нейтронные звезды, магнитары, радиопульсары) с помощью трех разных программ в рамках модели с затухающим магнитным полем. Удалось в рамках единых начальных распределений по параметрам (ключевым является вид распределения по начальному магнитному полю) удовлетворительно описать все три популяции.

5.2.1 Введение и мотивация

В настоящий момент (см. гл. 1) известно, что молодые нейтронные звезды могут проявлять себя как источники самых разных типов ([14, 36, 380, 18, 381, 382]). Причины различий и связи между разными субпопуляциями пока не ясны.

В последние годы связи между различными классами начинают доминировать над различиями. У многих АРП обнаружены вспышки, аналогичные слабым вспышкам МПГ. У части RRATs обнаружена обычная радиопульсарная активность [368, 369]. Об открытии теплового излучения от одного из RRATs, которое аналогично излучению объектов Великолепной семерки, рассказывалось в предыдущем разделе. Очень интересным стало превращение радиопульсара в магнитар. Источник PSR J1846-0258, который в течение ряда лет наблюдался в рентгеновском диапазоне как обычный пульсар в пульсарной туманности, начал демонстрировать вспышки, подобные наблюдающимся у АРП и МПГ, также возросло полное энерговыделение, что нельзя объяснить лишь потерями вращательной энергии [384, 364]. От транзиентных АРП XTE J1810-197 и 1E 1547.0-5408 были зарегистрированы радиопульсарные импульсы [367, 40]. Т.о., создается впечатление, что многие субпопуляции связаны друг с другом, и нельзя дать уникальное определение типа объекта. С другой стороны, некоторые субпопуляции явно выделяются. Например, центральные компактные источники с малым магнитным полем, стандартные радиопульсары (типа Краба) и магнитары явно представляют собой объекты, родившиеся с разными (на порядки) магнитными полями.

При ограниченности данных наблюдений (как по “глубине”, так и просто по длительности – мы изучаем нейтронные звезды немногим более

40 лет) – и неполноте теоретических моделей (например, взрывов сверхновых) на наш взгляд необходимо не только сравнивать результаты моделей для индивидуальных источников с данными их наблюдений, но и использовать популяционный подход. Необходимо составление “популяционной мозаики”. Большое число степеней свободы в современных эволюционных моделях должно быть компенсировано большим числом наблюдательных тестов, большим числом сопоставлений предсказаний моделей с комплексом получаемых данных. Этот подход постепенно становится популярным в астрофизике нейтронных звезд [386, 383]. Здесь мы делаем новый шаг, проводя комплексный популяционный синтез.

5.2.2 Магнитные поля и их распад

Объекты Великолепной семерки, зарегистрированные в оптическом диапазоне (RXJ 185635-3754, RX J0720.4-3125, RX J1308.6+2127 и RX J1605.3+3249), имеют одну важную особенность. Это избыток в оптической части по сравнению с продолжением спектра из рентгеновской области [18]. Одним из возможных (и популярных) объяснений этого избытка является неоднородное распределение температуры на поверхности. Последнее может быть связано с тем, что проводимость тепла в коре неоднородна из-за присутствия магнитного поля. Во-первых, электроны легче переносят тепло вдоль поля [387, 388, 389], поэтому там, где во внешних слоях поле перпендикулярно поверхности, можно ожидать появление горячих областей. Во-вторых, распад (затухание) поля во внешних слоях приводит к прогреву поверхности.

В свою очередь, темп затухания магнитного поля во внешних слоях зависит от их температуры, поскольку последняя влияет на проводимость среды.

Кроме этого затухание магнитного поля очевидным образом влияет на темп замедления вращения нейтронной звезды. Т.о., тепловая и магнито-вращательная эволюция оказываются тесно связанными друг с другом.

Затухание магнитного поля (и, соответственно, его влияние на тепловую эволюцию) наиболее существенно для объектов с большими полями. Для обычных радиопульсарных полей эффект невелик [10]. Тем не менее, в работе [391] было показано, что существует корреляция между величиной магнитного поля и температурой поверхности в широком диапазоне полей: от магнитарных ($B \geq 10^{14}$ Гс) до полей сильно замагниченных радиопульсаров ($B \leq 10^{13}$ Гс). Корреляцию можно объяснить затуханием поля на масштабе $\simeq 10^6$ лет.

Корреляция была воспроизведена в двумерных расчетах эволюции

магнитного поля с учетом тепловой эволюции [392, 393, 394]. Было показано, что во время нейтринной стадии остывания, а также на ранних этапах фотонного остывания, взаимосвязь между выделением джоулевого тепла и магнитной диффузией велика, что приводит к более быстрому затуханию сильных полей. В результате нейтронные звезды с начальными полями больше некоторого критического ($> 5 \times 10^{13}$ Гс) на поздних стадиях достигают примерно одинакового значения поля ($\approx 2 - 3 \times 10^{13}$ Гс). Независимо от величины начального поля спустя несколько миллионов лет температура становится настолько низкой, что характерное время магнитной диффузии становится больше типичных возрастов нормальных (не миллисекундных) радиопульсаров, т.о. влияние затухания поля на дальнейшую эволюцию невелико. Существенно, что велика роль тороидального поля. Эффективная температура в моделях с большим внутренним тороидальным полем систематически выше, чем в моделях с чисто полоидальным полем. Это связано с тем, что тороидальная компонента также затухает, т.е. у звезды есть дополнительный источник нагрева.

В данном разделе мы описываем результаты расчетов, опубликованные в [374]. Здесь нами применялись кривые остывания, полученные с помощью обновленной версии двумерного кода, описанного в [394]. Учтены эффекты переноса тепла во внутренней коре, связанные с наличием сверхтекучести [395]. Использовалось уравнение состояния скирмовского типа при нулевой температуре [397]. Это чисто адронное довольно жесткое уравнение состояния. Типичные радиусы нейтронных звезд составляют для него $\approx 11.3 - 11.8$ км (радиус, определяемый наблюдателем “на бесконечности” на 10-30 процентов больше, в зависимости от массы). Толщина коры составляет от 0.6 до 1.2 км в зависимости от массы нейтронной звезды.

Более подробную информацию о моделях остывания (параметры нейтринного излучения, уравнение состояния, теплопроводность и тп.), использованных для получения кривых, применяемых нами, см. разделе 4 статьи [392]. Наша основная начальная модель включает в себя магнитное поле, сосредоточенное в коре и обладающее полоидальной и тороидальной компонентами. Параметром является радиальная составляющая полоидального поля на полюсе (B). Тороидальное поле имеет максимальное значение $2B$ (см. уравнения (11) и (13) в [392]). Заметим, что хотя величина тороидального и полоидального поля по порядку величины совпадают, однако вклад тороидального поля в полную магнитную энергию составляет менее 10 процентов. Это связано с тем, что поле имеет существенную величину лишь в небольшой области внутри звезды. Эта модель находится в согласии с расчетом равновесных конфигураций

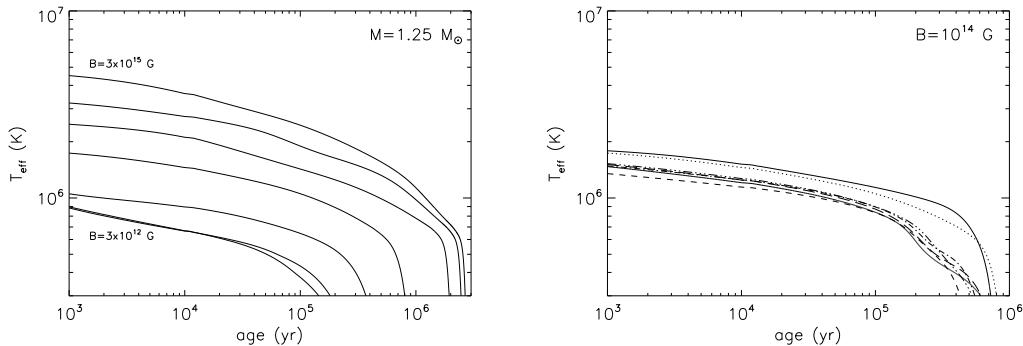


Рис. 5.1: На левом рисунке показаны кривые остывания для нейтронных звезд с массой $M = 1.25 M_{\odot}$ с разными значениями начальных магнитных полей. Снизу вверх: $B = 3 \times 10^{12}, 10^{13}, 3 \times 10^{13}, 10^{14}, 3 \times 10^{14}, 10^{15}$, и 3×10^{15} Гс. На правом рисунке показаны кривые остывания для нейтронных звезд с начальным полем $B = 10^{14}$ Гс и разными массами: $M = 1.10$ (верхняя сплошная кривая), 1.25 (пунктир), 1.32 (штрихи), 1.40 (штрих-пунктир), 1.48 (штрих-тройной пунктир), 1.60 (длинные штрихи) и $1.70 M_{\odot}$ (нижняя сплошная линия).

[410, 411].

В левой части рисунка 5.1 показан набор кривых остывания (эффективная температура в зависимости от истинного возраста) для нейтронной звезды массой $M = 1.25 M_{\odot}$ с разными значениями начального магнитного поля (везде речь идет о полоидальном поле на полюсе). Для полей $B > 10^{13}$ Гс наличие сильного магнитного поля имеет сильный видимый эффект практически с самого начала остывания. Эффективная температура молодого ($t = 10^3$ лет) магнитара с $B > 10^{15}$ Гс в несколько раз выше температуры нейтронной звезды со стандартным полем $B = 10^{13}$ Гс, и остается выше миллиона градусов в течение гораздо большего времени. Для звезд больших масс эффект также имеет место, хотя и выражен несколько слабее. Разумеется, величина эффекта зависит от деталей микрофизики. Особенno важны величины щелей для сверхтекущих жидкостей внутри ядра нейтронной звезды. В данной работе использованы величины из статьи [412]. Мы также использовали уточненные значения для щели нейтронной сверхтекучести 1S_0 в коре нейтронной звезды, полученные с помощью квантового Монте-Карло моделирования [396]. Это выразилось в незначительных изменениях кривых остывания в сравнении с [394]. Для слабозамагниченных нейтронных звезд меньшее значение щели приводит к более высоким температурам

при малых возрастах нейтронных звезд (подавление нейтринного излучения), однако изменение щели практически не влияет на температуру магнитаров.

Целью описываемой работы являлось изучения наблюдательных ограничений на распределение начальных магнитных полей при фиксированных прочих параметрах. Соответственно, мы в дальнейшем не обсуждаем вариации, связанных с уравнением состояния, охлаждением и т.д., кроме начальных полей. У последних речь идет лишь о величине, но не о геометрии. Кроме того варьируются массы нейтронных звезд. Кривые остывания для заданной величины поля и разных масс приведены на рисунке 5.1. Там выбрано поле $B = 10^{14}$ Гс, а массы равны $M = 1.10, 1, 25, 1.32, 1.40, 1.48, 1.60, 1.70$, и $1.76 M_{\odot}$. Исключая две наименьшие массы, видно, что разница между кривыми крайне невелика. Это сильнейшим образом отличается от случая слабозамагниченных нейтронных звезд (см., например, [398, 399]). В случае сильно замагниченных нейтронных звезд быстрое остывание маскируется нагревом за счет затухания поля. Т.о., часто трудно понять, “включены” ли сильные нейтринные потери в недрах звезды, или нет [392]. Поэтому представляется важным понять вид начального распределения по магнитным полям, т.к. иначе трудно дать ограничения на многие параметры нейтронных звезд. Для этого мы используем популяционный синтез, анализируя статистические свойства популяций, а не детальные данные по отдельным объектам.

Как и в случае сценария без учета затухания поля, в среднем наиболее горячими являются (для данного начального поля) наиболее легкие нейтронные звезды. В используемой нами функции масс их доля довольно велика. Поскольку горячие объекты легче обнаружить, то среди наблюдаемых объектов должны доминировать маломассивные ($M < 1.3 - 1.4 M_{\odot}$) нейтронные звезды. Для массивных нейтронных звезд ситуация несколько более сложная, однако сравнение левой и правой частей рисунка 5.1 говорит о том, что изменение начального магнитного поля на полпорядка более существенны, чем изменение массы от $1.3 M_{\odot}$ до $1.76 M_{\odot}$ при фиксированном начальном поле. Т.о., в нашем сценарии популяционные модели более чувствительны к распределению по начальным полям, чем к распределению по массам, кроме тех случаев, когда обсуждается подвыборка нейтронных звезд с полями $< 10^{13}$ Гс. Можно ожидать, что как одиночные холодные объекты будут наблюдаться звезды с низкими полями и высокими массами. Именно они наиболее подойдут для ограничений на модели быстрого остывания, поскольку там можно пренебречь нагревом за счет затухания поля.

Когда мы сравниваем наши модельные расчеты с наблюдениями, мы

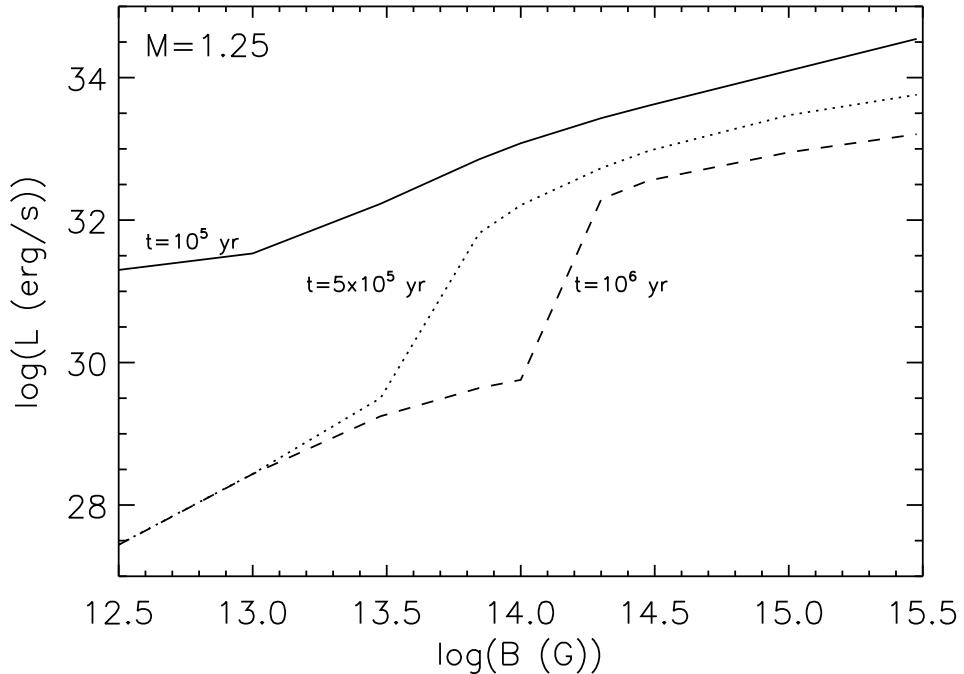


Рис. 5.2: Светимость как функция начального магнитного поля для звезды с массой $M = 1.25M_{\odot}$ для разных возрастов: 10^5 , 5×10^5 и 10^6 лет.

сопоставляем такие свойства нейтронных звезд как потоки и светимости, а не магнитные поля, однако есть указания на то, что эти параметры коррелированы [391]. Ниже мы устанавливаем ограничения на распределение по начальным магнитным полям для остивающих нейтронных звезд, однако важно помнить, что, конечно же, эти оценки модельно зависимы. Наблюдения дают лишь ограничения на долю объектов ярче некоторой величины, что потом пересчитывается в ограничения на вид распределения по начальному полю, используя некоторые модели. В качестве примера на рисунке 5.2 мы приводим светимость, как функцию величины начального магнитного поля для нейтронной звезды с $M = 1.25M_{\odot}$ для разных возрастов. Если для молодых нейтронных звезд ($< 10^5$ лет) светимость высока и относительно слабо зависит от поля, то для нейтронных звезд среднего возраста зависимость крайне велика. Для нейтронной звезды данного возраста светимость резко возрастает, если начальное поле больше некоторого критического значения, т.е. более замагниченные объекты легче обнаружить.

5.2.3 Log N – Log S распределение для близких остывающих нейтронных звезд

Ранее (см. выше) мы уже проводили расчеты распределения Log N – Log S близких остывающих нейтронных звезд для нескольких наборов кривых остывания. Здесь мы представляем результаты расчетов с использованием кривых, полученных в модели дополнительного нагрева за счет затухания магнитного поля. Основной мотивацией служит тот факт, что для магнитаров, а также для нескольких объектов “Великолепной семерки” оценки магнитных полей дают величины более $\sim 10^{13.5}$ Гс, т.е. для этих объектов должен быть важен дополнительный источник тепла.

Магнитные поля источников “Великолепной семерки” оцениваются двумя способами: спектроскопически и по замедлению. Первый основан на неподтвержденной гипотезе, что широкие абсорбционные детали в спектрах связаны с протонной циклотронной линией [400]. Во втором подходе применяется обычная магнито-дипольная формула. Оценки с помощью обоих методов дают примерно одинаковые результаты с точностью до фактора 2-3. В нашей модели с затуханием магнитного поля типичные значения полей порядка несколько $\times 10^{13}$ Гс достигаются за несколько сотен тысяч лет при начальных полях $\sim 10^{14}$ Гс, это находится в разумном согласии с оценками возрастов звезд “Великолепной семерки” (см. [401] и ссылки там). Температуры и периоды вращения, получаемые в рамках нашей модели, также находятся в согласии с данными наблюдений (см. ниже).

Для расчета распределения Log N – Log S мы используем метод Монте-Карло (см. детальное описание выше). Основными ингредиентами, как и ранее, являются: начальное распределение в Галактике, свойства межзвездной среды, спектр масс нейтронных звезд, набор кривых остывания. Добавляется начальное распределение по магнитным полям, которое ранее не играло роли.

Поскольку во многом набор параметров аналогичен использовавшемуся выше (см. Гл. 4), мы лишь кратко упомянем некоторые детали. Так для распределения МЗС мы использовали простую “аналитическую” модель. т.к. для расчетов Log N – Log S она достаточно хороша, а применение более сложных моделей (важных, например, для расчета карт распределения источников) требует большого времени расчетов. Для спектра масс мы использовали один из вариантов из [344], построенный с учетом данных [341]. Если ранее мы останавливали расчет при достижении температуры 100 000К, то теперь мы были вынуждены останавливаться на 300 000К, т.к. иначе расчет продолжались неприемлемо долго. Однако мы протестирували, насколько серьзно это влияет на окончательные

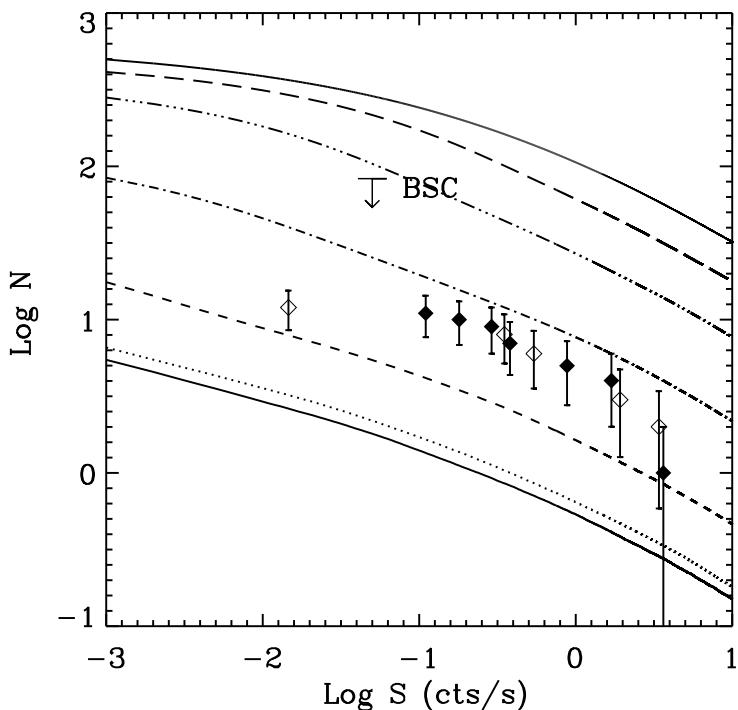


Рис. 5.3: Распределения $\log N - \log S$ для разных начальных магнитных полей. Снизу вверх: 3×10^{12} , 10^{13} , 3×10^{13} , 10^{14} , 3×10^{14} , 10^{15} , 3×10^{15} Гс. “BSC” – верхний предел из каталога ярких источников POCAT (ROSAT Bright Source Catalogue). Черные символы соответствуют добавлению объекта, являющегося источником “Великолепной семерки”. Пустые – одного из радиопульсаров (включая т.н. “вторую Гемингу”).

выводы, и пришли к заключению, что влияние мало.

На рисунке 5.3 показано семь кривых, каждая из которых рассчитана для одного значения магнитного поля (т.е., в каждом случае распределение по начальным магнитным полям имеет вид дельта-функции). Из этого графика видно, что нейтронные звезды со слабым магнитным полем ($B < 3 \times 10^{13}$ Гс) не могут объяснить, в рамках принятой модели, наблюдаемую популяцию источников. Большие начальные поля дают более горячие объекты при данном возрасте. Соответственно (см. ниже), высокая доля магнитаров в популяции приведет к тому, что кривая пойдет слишком высоко, т.е. количество предсказанных источников будет слишком велико.

Из рисунка 5.3 видно, что распределение по начальным полям крайне

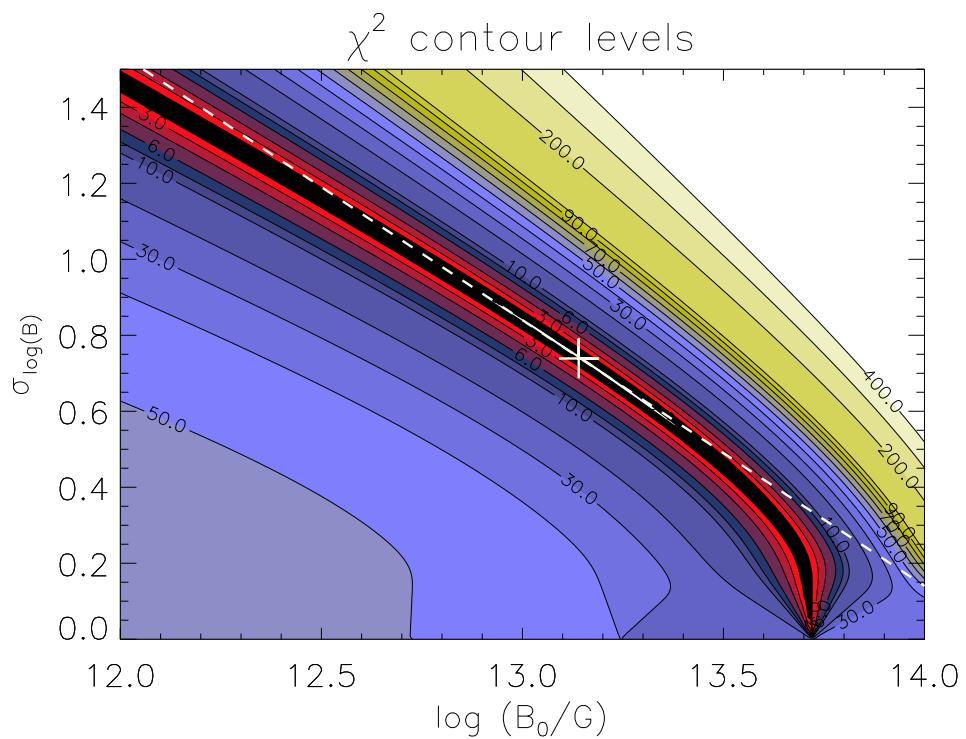


Рис. 5.4: Контуры χ^2 фита кривых $\text{Log N} - \text{Log S}$ для двухпараметрического пространства $\log(B_0/\Gamma c)$ и $\sigma_{\log B_0}$. Штриховая линия соответствует 8% нейтронных звезд, рожденных с полями $\log(B_0/\Gamma c) > 14.2$.

важно. Мы рассматриваем несколько вариантов распределения по магнитным полям, уделяя особое внимание лог-нормальному распределению с центральным значением $x_c \equiv \log B_0$ и стандартным отклонением $\sigma_{\log B_0}$, поскольку именно такое распределение наиболее популярно в моделях популяции радиопульсаров. Вероятность рождения нейтронной звезды в интервале от B_1 до B_2 составляет

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\log B}} \int_{\log B_1}^{\log B_2} \exp \left\{ -\frac{(x - x_c)^2}{2\sigma_{\log B}^2} \right\} dx = \\ \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{\log B_2 - x_c}{\sqrt{2}\sigma_{\log B}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{\log B_1 - x_c}{\sqrt{2}\sigma_{\log B}} \right) \right] \quad (5.1)$$

где $x = \log B$ и $\operatorname{erf}(x)$ – функция ошибок.

На рисунке 5.4 мы представляем распределение χ^2 для Log N – Log S на плоскости $\log B_0 - \sigma_{\log B_0}$. Наилучший фит отмечен крестом, он соответствует значениям $\log(B_0/\text{Гс}) = 13.14$ и $\sigma_{\log B_0} = 0.74$, но очевидно, что налицо сильное вырождение, поскольку любая пара, лежащая на диагонали, дает достаточно хороший фит. Пунктирной линией показано семейство лог-нормальных распределений, в которых доля магнитаров, звезд с начальными полями $\log(B_0/\text{Гс}) > 14.2$ ($B_0 > 1.6 \times 10^{14}$ Гс), составляет 8 процентов.

В рамках нашей модели вырождение говорит о том, что, хотя Log N – Log S тест может существенно ограничить параметры, однако его одного недостаточно для определения распределения, т.к. ограниченной оказывается лишь доля сильнозамагниченных массивных звезд. Соответственно, если использовать не только лог-нормальные распределения, то можно легко создать некое с долей магнитаров около 10 процентов, которое так же даст удовлетворительный вид Log N – Log S. Это, кстати, хорошо согласуется с отсутствием близких магнитаров. Важно заметить, что поскольку магнитары видны долго (долше звезд таких же масс, но со слабым полем) и с больших расстояний, то даже имея десяток наблюдаемых (в солнечной окрестности) объектов, можно давать серьезные ограничения (сверху) на долю магнитаров во всей популяции.

На рисунке 5.5 мы приводим кривые Log N – Log S для шести разных распределений по начальным магнитным полям (см. таблицу). Три лог-нормальных распределения (G1, G2, G3), поскольку они выбраны из области лучшего фита, проходят через наблюдаемые точки. Приведенные в таблице величины соответствуют вкладу каждого бина в общее распределение, нормированное на единицу.

Кроме лог-нормальных распределений мы провели расчеты для “заданных руками” распределений. Во-первых, это вариант без звезд с по-

Таблица 5.1: Распределения магнитных полей, использованные в данной работе. Три из них (G1,G2,G3) являются лог-нормальными, определенными центральными значениями (x_c) и шириной ($\sigma_{\log B}$). Числа в таблице указывают долю объектов в каждом бине, центрированном на $\log B = x_c$. Другие распределения (A1,A2, No mag) являются дискретными. Числа соответствуют доле нейтронных звезд с данным начальным полем. Соответствие моделей типу линии таково: No mag – длинные штрихи, A1 – сплошная линия, A2 – пунктир, G1 – короткие штрихи, G2 – штрих-пунктир, G3 – штрих-пунктир-пунктир.

Модель	$\sigma_{\log B}$	x_c	3×10^{12} Гс	10^{13} Гс	3×10^{13} Гс	10^{14} Гс	3×10^{14} Гс	10^{15} Гс	3×10^{15} Гс
No mag			0.5	0.5	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
A1			0.3	0.2	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
A2			0.3	0.2	0.2	0.1	0.1	0.1	0.0
G1	1.1	12.5	0.575	0.164	0.114	0.08	0.039	0.019	0.009
G2	0.84	13.0	0.37	0.244	0.191	0.126	0.049	0.0165	0.0038
G3	0.46	13.5	0.045	0.243	0.396	0.263	0.049	0.0039	0.000075

лями выше 10^{13} Гс. В двух других (A1 и A2) половина нейтронных звезд имеет поля, как у обычных радиопульсаров. В распределении A2 (пунктирная линия) доля сильно замагниченных объектов (начальное поле выше-порядка 10^{14} Гс) составляет 30 процентов. Видно, что это неприемлемо, т.к. кривая предсказывает большое число одиночных останавливающих нейтронных звезд в области потоков, где отождествление в каталоге РОСАТ достаточно полное. Распределение A1, где доля источников с большими начальными полями еще выше, дает еще худший результат.

Для построения всех приведенных на рисунке 5.5 кривых рассчитывалось 5000 треков. Каждый применялся ко всем восьми рассмотренным массам с шагом по времени 10^4 лет. Т.е., число промоделированных нейтронных звезд намного превосходит реальное число объектов, рожденных в рассматриваемой области за интересующий нас промежуток времени. Соответственно, результаты оказываются сильно слаженными. Мы проанализировали, насколько флуктуации могут повлиять на наши основные выводы. Пуассоновская ошибка (см. “усы” у точек на графике) достаточно хорошо описывают соответствующую неопределенность. Результаты для распределений G1, G2, и G3, полученные при реалистичном числе нейтронных звезд, хорошо укладываются внутрь пуассоновских “усов”, а кривые с большой долей магнитаров все равно оказывает вне области допустимых ошибок (кроме, разумеется, случаев редких очень сильных флуктуаций).

Учитывая, что распределение $\log N - \log S$ может быть воспроизведено с помощью существенно разных начальных распределений по магнитным полям, а также то, что существует некоторая неопределенность и в других параметрах модели, основной вывод раздела можно сформулировать так: при реалистичных видах распределений по полям в рамках модели с рападом поля мы можем, без подгонки параметров, описать популяцию близких останавливающих нейтронных звезд, ограничив сверху долю магнитаров (модели с 30 процентами звезд с начальными полями выше 10^{14} Гс могут быть заведомо исключены, доля звезд с начальными полями выше 10^{15} Гс не может быть выше нескольких процентов). Для более определенных выводов о виде начального распределения по полям необходимо провести дополнительные исследования. Переходим к изложению этих работ и их результатов.

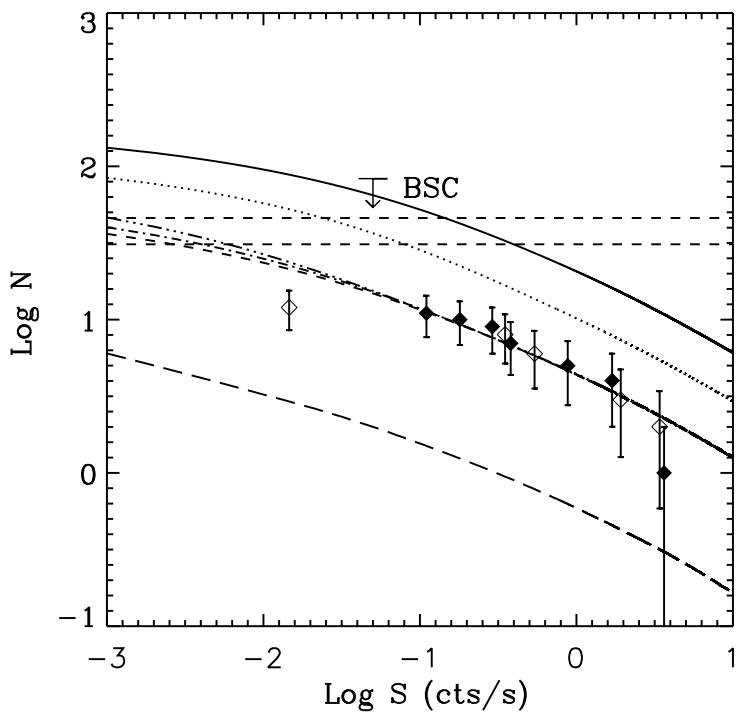


Рис. 5.5: Распределения $\log N$ – $\log S$ для шести вариантов распределения по начальному магнитному полю. Сверху вниз: A1, A2, G3, G2, G1, No mag. См. таблицу с более детальным описанием. Добавлены горизонтальные линии, соответствующие 46 и 31 источникам (см. текст).

5.2.4 Распределение $\log N$ – $\log L$ для галактических магнитаров

В недавней работе [402] по результатам обработки множества наблюдений на спутниках Chandra и XMM-Newton были получены важные пределы на число магнитаров разной светимости и доли пульсирующего излучения. Сейчас на орбите находится прибор MAXI, который, как ожидают, сможет дать еще более детальную информацию о популяциях АРП и МПГ. Кроме этого, на российском спутнике Спектр-РГ будут установлены приборы ART-XC и eROSITA [377, 378, 379, 403], которые также смогут регистрировать излучение магнитаров, в том числе обнаруживать новые источники этого типа. Это делает актуальной задачу о моделировании популяции этих объектов, наблюдаемых в рентгеновском диапазоне.

В рамках простой модели мы строим распределение $\log N - \log L$ для галактических молодых нейтронных звезд, в котором естественным образом доминируют сильно замагниченные звезды. Результаты сопоставляются с пределами, полученными [402]. Эти авторы искали новые магнитары, ориентируясь на их возможную переменность в диапазоне 5–200 секунд. Новых объектов обнаружено не было, но обнаружение уже известных показало эффективность метода, избранного авторами. Оценки авторов говорят, что полное число галактических магнитаров со светимостью $L > 3 \times 10^{33}$ эрг s^{-1} и долей пульсирующего излучения выше 15 процентов менее 540. Источники, которые [402] определяют как “легко обнаружимые магнитары”, менее многочисленны: 59_{-32}^{+92} . Разумеется, известные магнитары определяют нижний предел на количество источников данного типа в Галактике. Мы рассчитываем число магнитаров в зависимости от их светимости в рамках модели с затухающим полем и сравниваем предсказания расчетов с пределами [402] и данными по известным источникам.

В нашей модели формально полная светимость определяется “тепловой светимостью”. Этот момент нуждается в комментариях. Считается, что активность магнитаров доминирована затуханием токов, поддерживающих магнитное поле. В нашей модели формально вся эта энергия переходит в тепло. Поэтому, вне зависимости от деталей механизма энерговыделения, можно считать, что интересующая нас в данной задаче полная светимость есть полная тепловая светимость (более детальный анализ этой ситуации см. в статье [385]).

В задаче о расчете распределения $\log N - \log L$ для галактических магнитаров мы не использовали метод Монте-Карло. На основе кривых остывания и спектра масс мы рассчитывали полной число объектов со светимостью больше некоторой в предположении о стационарном темпе рождения нейтронных звезд в Галактике раз в 30 лет. Неопределенность темпа рождения нейтронных звезд составляет 2–3 раза, используемое нами значение близко к верхней границе интервала (см., например, [386]). Отметим, что полный темп рождения нейтронных звезд в Галактике лишь опосредованно связан с темпом рождения нейтронных звезд в окрестностях Солнца, который использовался в предыдущем разделе.

Поскольку здесь мы рассчитываем распределение не по наблюдаемым на Земле потокам, а по светимостям, для нас несущественно поглощение в межзвездной среде. Это оправдано, поскольку магнитары являются достаточно жесткими (например, в сравнении с Великолепной семеркой) объектами. Вычисления проводились для тех же кривых остывания и распределений по начальным магнитным полям, что использовались в предыдущем разделе.

На рисунке 5.6 показаны распределения $\log N - \log L$ для шести вариантов распределения по начальным магнитным полям, приведенным в таблице. Результаты расчетов сравниваются с пределами из работы [402]: верхний предел на число магнитаров со светимостью $L > 3 \times 10^{33}$ эрг s^{-1} и долей пульсирующего излучения более чем 15 процентов и число “легко детектируемых магнитаров”. Первый предел составляет 540 штук, второй – 59_{-32}^{+92} . Поскольку для “легко обнаружимых магнитаров” авторами использовалось два определения (яркие магнитары с небольшой долей пульсирующего излучения и слабые, но с очень большей долей пульсирующего излучения), мы показываем соответствующий предел в виде прямоугольника. В настоящий момент (см. он-лайновый каталог группы из университета МакГилл, Канада) известно 7 МПГ (плюс два-три кандидата) и 12 АРП (плюс несколько кандидатов обсуждаются в литературе). Эти данные также показаны на рисунке (ромбы). В каталоге приведены данные о светимости в диапазоне 2-10 кэВ. при этом надо учесть, что многие магнитары имеют существенную светимость в более жестком диапазоне (до 150 кэВ) [37]. Последний вклад не включен в данные на рисунке, но в логарифмическом масштабе это относительно малозаметная деталь. Заметим также, что каталожная выборка не полна из-за возможного наличия других, пока неизвестных, транзиентных источников. Поэтому ее следует рассматривать как нижний предел на число магнитаров на соответствующем уровне светимости. С другой стороны, среди самых ярких магнитаров, видимо, отождествлены все.

Рассчитанное распределение $\log N - \log L$ начинает уплощаться на светимостях $L \sim 10^{33}$ эрг s^{-1} . Это значение соответствует наиболее слабым из известных магнитаров. Результаты предыдущего раздела показывают, что все приемлемые лог-гауссовые распределения для оставшихся нейтронных звезд средних возрастов ведут себя сходным образом в этой области. Все они дают порядка 1000 источников ярче этой светимости.

Отметим, что мы полагаем, что все источники не транзиентные (о транзиентности см. [385]). Также важно помнить, что рассчитанное энерговыделение включает лишь постепенное (не вспышечное) выделение энергии магнитного поля за счет омической диссипации и холловского дрифта. Последний может быть очень эффективным для молодых нейтронных звезд [507]. Холловское затухание длится примерно 10^3 – 10^4 лет и характеризуется эффективным обменом энергией между полоидальной и тороидальной компонентой поля, а также перераспределением магнитной энергии между разными масштабами. Можно ожидать, что активное затухание поля на этой стадии, а также перенос энергии поля на другие масштабы могут приводить к резкому увеличению светимости и растрескиванию коры, что приводит к активной фазе магнитара (вспышки). Это

увеличит число ярких источников. Мы рассмотрели эту возможность, добавив “руками” ситуацию, когда несколько процентов своего времени магнитары проводят в активной фазе с увеличенным энерговыделением. В таком варианте кривые лучше описывают данные по известным ярким источникам. Можно рассмотреть альтернативную ситуацию. У части нейтронных звезд при том же полоидальном поле может быть очень сильное тороидальное. У таких звезд светимость из-за затухания поля будет выше, но в задаче появится еще один свободный параметр. Как бы то ни было, детальное рассмотрение эволюции магнитара в течение первых нескольких тысяч лет жизни с точки зрения транзиентного выделения энергии не было задачей данной работы, поскольку мы концентрировались на эволюции на большем масштабе времени и статистике.

5.2.5 Эволюция пульсаров и диаграмма $P - \dot{P}$

Теперь перейдем к радиопульсарам. Было проведено моделирование методом Монте-Карло популяции радиопульсаров, и проведено сравнение с данными наблюдений. Расчеты проводились моими испанскими коллегами (Х. Мираллес, Х. Понс). Методология была близка к использованной в известной работе [10]. Основной вопрос, рассматриваемый в этом параграфе, таков: можно ли получить в расчетах популяцию радиопульсаров, удовлетворительно описывающую наблюдения, используя модель и параметры из предыдущих параграфов, где рассматривались популяции близких оставающихся нейтронных звезд и магнитары? Мы начинаем с модели [10], модифицируя некоторые распределения по параметрам в соответствии с использованной выше моделью и результатами расчетов.

В начале перечислим те параметры и свойства модели из [10], которые мы не изменяем. Возраст нейтронной звезды выбирается случайным образом из интервала $[0, t_{\max}]$, где $t_{\max} = 500$ миллионов лет. Это меньше возраста галактического диска, но вполне достаточно для наших целей, поскольку за это время подавляющее большинство радиопульсаров пересекает т.н. линию смерти. Место рождения нейтронной звезды выбирается в соответствии с распределение звезд популяции I. Скорость при рождении имеет экспоненциальное распределение (см. [10]) со средним значением 380 км с^{-1} .

Период вращения при рождении, P_0 , выбирается из гауссового распределения со средним значением $\langle P_0 \rangle$ и дисперсией σ_{P_0} . Разумеется, используются лишь положительные значения. Начальное магнитное поле (дипольная составляющая) на магнитном полюсе выбирается из лог-гауссового распределения со средним значением $\langle \log(B_0/\text{Гс}) \rangle$ и дисперсией $\sigma_{\log B_0}$.

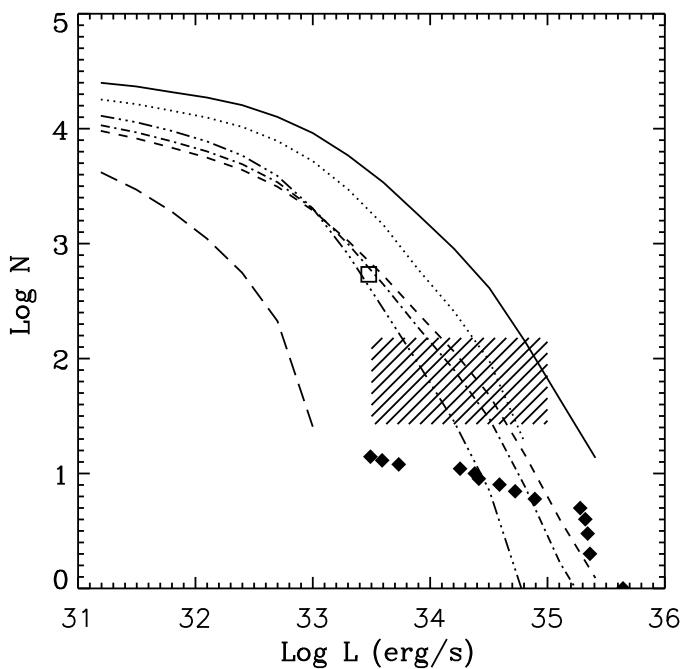


Рис. 5.6: Модельные распределения $\log N - \log L$ для галактических магнитаров в сравнении с наблюдательными данными и ограничениями. Ромбами показано распределение $\log N - \log L$ для известных магнитаров. Использованы данные сетевого каталога университета McGill. Квадрат соответствует пределу в 540 слабых АРП [402]. Прямоугольником показано ограничение на число “легко наблюдаемых магнитаров” [402]. Для распределений $\log N - \log L$ использованы те же стили, что выше для $\log N - \log S$ (см. также таблицу).

После того, как выбраны начальные параметры и возраст, мы решаем соответствующие дифференциальные уравнения, чтобы получить положение, период и магнитное поле в современный момент. Нами использована сглаженная модель гравитационного потенциала Галактики из работ [404, 405]. Для расчета эволюции периода мы принимали, что в каждый момент времени работает магнито-дипольная формула для ортогонального ротатора. Магнитное поле рассчитывалось в соответствии с описанной выше моделью.

После проведенных расчетов мы имеем модельную современную популяцию радиопульсаров в Галактике. Теперь нужно выяснить, какие из этих пульсаров могут быть обнаружены реальными обзорами. Т.е., необ-

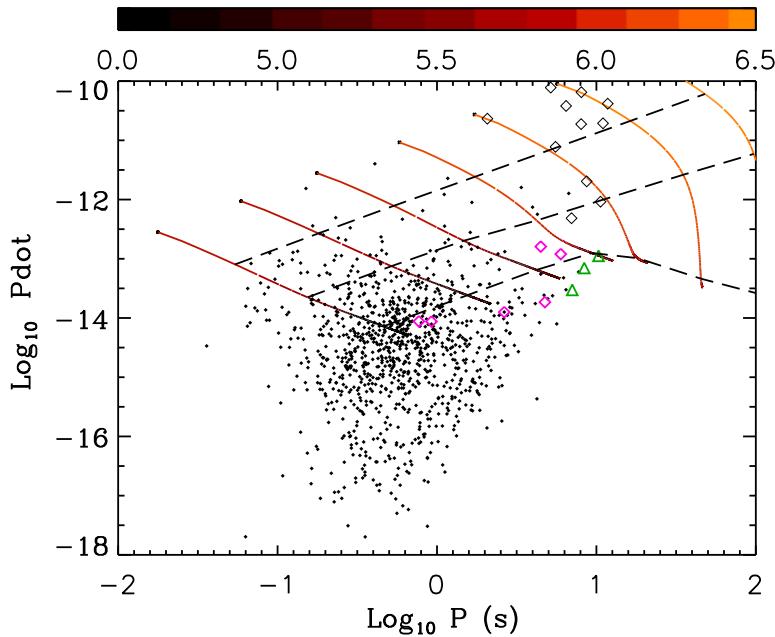


Рис. 5.7: Распределение $P - \dot{P}$ для 977 наблюдаемых радиопульсаров, использованных в нашем анализе. Показано несколько эволюционных треков для разных начальных магнитных полей. Для сравнения также показаны МПГ и АРП (пустые тонкие ромбы), три из “Великолепной семерки” (треугольники), RRATs (пустые ромбы с более жирной границей). Штриховые линии соответствуют возрастам 10^4 , 10^5 и 10^6 лет.

ходимо моделировать поиск пульсаров. Для сравнения с наблюдательными данными мы выбрали Парковский многолучевой обзор (PMBS) [406]. Чтобы исключить раскрученные (миллисекундные) пульсары, которые мы не моделировали, из наблюдаемой выборки выброшены пульсары с $P < 30$ мсек и пульсары с $\dot{P} < 0$ (последние могут входить в двойные системы или шаровые скопления). В итоге выборка, с которой мы проводим сравнение, содержит 977 источников. Мы использовали параметры обнаружимости объекта в обзоре, радиосветимости и размер конуса излучения (beaming) из работы [10]. Полученная нами диаграмма “период вращения – производная периода” для радиопульсаров, детектированных в промоделированном обзоре, приведена на рис. 5.7. Там же показаны некоторые эволюционные треки. Для относительно небольших полей эволюция идет примерно вдоль линий постоянного поля.

Проблема определения *оптимальной* модели была хорошо описана в разделе 3.7 статьи [10]. Мы используем аналогичный подход, где некоторая роль принадлежит субъективному подходу. Нами была исследована область параметров, наилучшая по результатам анализа популяционного синтеза остивающих нейтронных звезд в солнечной окрестности и магнитаров. Мы ограничились критерием Колмогорова-Смирнова при анализе наилучшего набора параметров.

На рисунке 5.8 мы показываем распределения “период вращения – производная периода” для усреднения по 50 реализациям, в каждой из которых было 977 “зарегистрированных” виртуальным обзором радиопульсаров. На верхней панели показано распределение для *оптимальной* модели без распада поля из работы [10]. На нижней — для нашей *оптимальной* модели. Для модели без распада использованы значения $\langle \log(B_0/\text{Гц}) \rangle = 12.95$ и $\sigma_{\log B_0} = 0.55$, $\langle P_0 \rangle = 0.3$ с. Отметим, что в работе [10] авторы использовали значение поля на экваторе, а не на полюсе.

Среди всех рассмотренных моделей наша *оптимальная* соответствует $\langle \log(B_0/\text{Гц}) \rangle = 13.25$, $\sigma_{\log B_0} = 0.6$, $\langle P_0 \rangle = 0.25$ с., и $\sigma_{P_0} = 0.1$ с. Поскольку наша модель включает в себя затухание поля, то среднее начальное примерно в два раза выше, чем было получено в работе [10], и наше распределение несколько шире. Из-за больших начальных полей наше начальное распределение по периодам сдвинуто в сторону меньших значений.

Наш основной вывод состоит в том, что, используя значения для параметров поля, выбранные по анализу популяционного синтеза остивающих нейтронных звезд в окрестностях Солнца и магнитаров, мы смогли получить модель, удовлетворительно описывающую и популяцию радиопульсаров. Т.о., можно одновременно описать очень разные с наблюдательной точки зрения популяции нейтронных звезд (которые часто описывают, используя нестыкующиеся распределения по параметрам) в рамках единой физической модели. Именно совместный анализ разных популяций позволяет снять вырождение по некоторым параметрам. Модели с $\langle \log(B_0/\text{Гц}) \rangle = 13.3$ или $\langle \log(B_0/\text{Гц}) \rangle = 13.2$, или с более широким или узким распределением ($\sigma_{\log B_0} = 0.7$ или $\sigma_{\log B_0} = 0.5$) дают уже существенно более плохие результаты по тесту Колмогорова-Смирнова. Т.о., рассчитанные данные по радиопульсарам согласуются с наблюдениями лишь в узкой области параметров вблизи *оптимальной* модели.

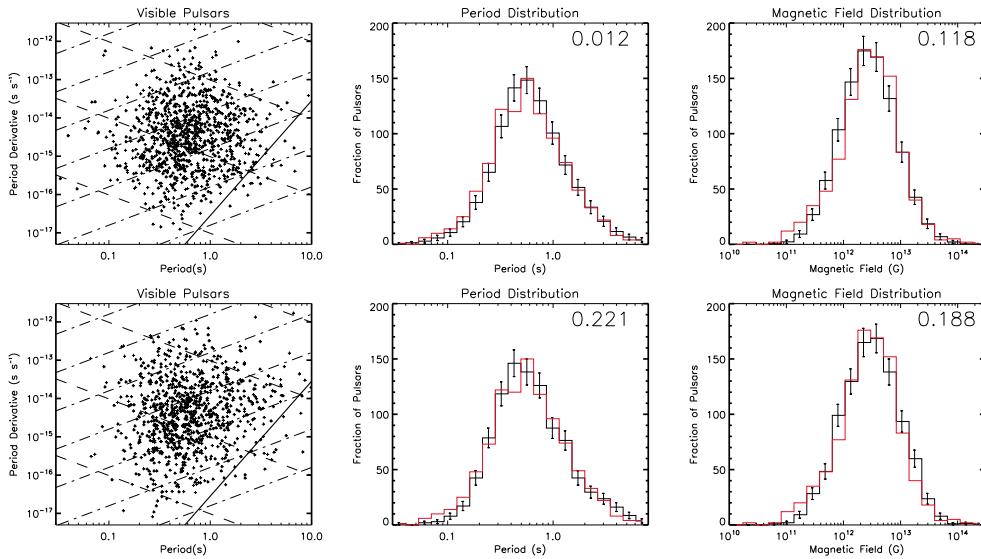


Рис. 5.8: Результаты моделирования. Приведены усредненные данные для 50 реализаций. Верхние рисунки соответствуют оптимальной модели без затухания поля [10]. Нижние рисунки соответствуют нашей оптимальной модели с затуханием поля, совместимой с данными по магнитарам и останавливающим нейтронным звездам.

5.2.6 Обсуждение

В этом разделе представлены результаты многокомпонентного популяционного синтеза. Окончательной целью такого подхода является создание модели, в рамках которой удалось бы без *ad hoc* предположений объяснить все популяции молодых одиночных нейтронных звезд, используя единное распределение по начальным и эволюционным параметрам.

Используя многокомпонентный подход, удается снять вырождение по параметрам, которое иначе препятствует однозначному определению параметров и распределений. Выше мы использовали “гладкое” (гауссово) распределение по начальным магнитным полям, не вводя “руками” различные субпопуляции (например, магнитары). В каждом из проведенных вычислений мы моделировали не отдельно магнитары, радиопульсары, объекты типа “Великолепной семерки”, а “просто нейтронные звезды”, без спецификации особых параметров, свойственных лишь выделенной группе объектов. Это отличается от распространенного подхода задания разных популяций “руками” (см., например, [371, 407, 386]).

Так например, источники “Великолепной семерки” в нашем подходе не представляют собой отдельную группу, заданную изначально, но

возникают из единого гладкого начального распределения и имеют следующие свойства:

- магнитные поля успели существенно уменьшиться, так что магнитарная активность уже не наблюдается;
- из-за больших начальных полей периоды вращения в настоящий момент достаточно длинные, т.о. радиопульсарная активность этих источников не наблюдается (возможно, в некоторых случаях из-за очень узкого пучка излучения, что свойственно долгопериодическим пульсарам);
- объекты все еще достаточно молоды для того, чтобы затухание магнитного поля продолжало подогревать кору, так что они наблюдаются как источники мягкого рентгеновского излучения.

В нашей модели типичный источник типа “Великолепной семерки” имеет начальное магнитное поле $B \sim 10^{14}$ Гс. Период составляет $P \sim 7$ с при истинном возрасте $\sim 5 \cdot 10^5$ лет (возраст, определенный по современным значениям периода вращения и его производной, $\sim (8 - 9) \cdot 10^5$ лет). На этот момент времени источник имеет температуру $T \sim (6 - 7) \cdot 10^5$ К и поле $B \sim 4 \cdot 10^{13}$ Гс. Дополнительная энергия, которая привносится затухающим магнитным полем в таких источниках, может быть оценена, исходя из средней плотности магнитной энергии ($\sim 10^{26}$ эрг см^{-3}), объема коры ($\sim 10^{18}$ см^3) и характерного времени омического затухания поля ($\sim 10^{13}$ с). Это дает примерно 10^{30-31} эрг с^{-1} . Часть этой энергии может уноситься нейтрино, однако заметная часть идет на нагрев внешних слоев звезды.

Мы посмотрели, каковы типичные возраста и другие параметры нейтронных звезд, вносящих существенный вклад в распределение $\log N - \log S$ между 0.1 и 10 отсчетами в секунду (для спутника ROSAT), именно в этом диапазоне потоков находятся все наблюдаемые источники из числа интересующих нас. В основном это объекты с начальными полями $10^{14}-3 \cdot 10^{14}$ Гс. На момент наблюдения они имеют возраста $2 \cdot 10^5 - 5 \cdot 10^5$ лет и магнитные поля $\sim 7 \cdot 10^{13}$ Гс. Периоды распределены между 2 и 20 секундами, в соответствии с данными наблюдений “Великолепной семерки”. Разумеется, некоторая доля нейтронных звезд с меньшими полями (обычные радиопульсары) также попадает в этот диапазон.

В любом популяционном синтезе неизбежны упрощающие предположение и пренебрежение некоторыми деталями. Упрощения, сделанные в данной работе, частично оправданы небольшой статистикой по оставшимся нейтронным звездам и магнитарам, частично, собственно неопределенностью.

ленностями ряда параметров изучаемых объектов. Одна из существенных проблем популяционного синтеза связана с возможными неизвестными корреляциями между параметрами. Некоторые из них потенциально могут быть важны для нашего исследования. Например, мы предполагали, что массы, начальные магнитные поля и периоды вращения некоррелированы. Однако уверенности в полной независимости этих параметров нет. Наличие неучтенных корреляций может, в принципе, повлиять на наши результаты (см. Гл. 7). Так для магнитаров было предложено, что они имеют массивные звезды-прародители [467]. При этом массивные звезды обычно дают более массивные остатки [4]. Т.о., мы можем ожидать корреляцию между массой и величиной поля, по-крайней мере для магнитаров. такие корреляции, существенные только для плохо определенной части всей популяции, трудно установить или исключить. На рисунке 5.1 видно, что на тепловую эволюцию влияние изменения магнитного поля гораздо существеннее изменения массы, поэтому мы полагаем, что умеренная корреляция между массой и величиной поля не изменит наши результаты существенно.

Мы также пренебрегали тем, что заметная доля нейтронных звезд рождается в двойных системах, некоторые из которых могут быть тесными. Потенциально, это также может быть существенно для магнитаров, если их магнитные поля генерируются динамо-механизмом. В некоторых моделях (см. гл. 6 и [437, 438]) магнитары рождаются в основном в двойных системах, где возможна раскрутка ядра звезды-прародителя за счет взаимодействия в двойной (аналогично некоторым моделям гамма-всплесков). Если это в самом деле существенно, то наши результаты также могут испытать влияние из-за неучтенных корреляций.

В нашем упрощенном стандартном сценарии (как хорошо видно из рисунка 5.7) источники “Великолепной семерки” не являются потомками экстремальных магнитаров, но эволюционная связь с изначально менее замагниченными магнитарами вполне возможна. Одной из возможность проверить эту гипотезу могло бы быть изучение пространственных скоростей магнитаров и объектов “Великолепной семерки”. Действительно. скорость на коротком (миллион лет) масштабе времени является некоторым инвариантом. Если бы оказалось, что магнитары являются в среднем нейтронными звездами с большими пространственными скоростями, то это исключало бы (или делало гораздо менее вероятной) эволюционную связь с объектами Семерки. Любопытно, что недавние измерения скорости магнитара XTE J1810-197 [408] дали низкое значение (меньше средней скорости радиопульсаров), т.е. механизм рождения магнитаров не обязательно предполагает высокую скорость (как было популярно считать некоторое время назад). С другой стороны, недавние данные по

скорости одного из объектов “Великолепной семерки” – RX J1308.6+2127 – [409] показали, что это быстрый объект. Т.о., однозначных свидетельств тут пока нет, и необходимы дальнейшие измерения.

В нашей работе мы также предполагали, что структура магнитного поля идентична у всех нейтронных звезд, и мы лишь нормировали величину поля при заданной геометрии. Очевидно, что это существенное упрощение. Существует много вопросов, связанных с геометрией поля, требующих дальнейшего изучения. Например, отношение полоидальной и тороидальной компонент может существенно различаться у разных объектов. Мы принимали, что по максимальной величине тороидальное поле в два раза сильнее дипольного (при этом полная энергия тороидального поля составляет лишь 10%, т.к. оно сосредоточено в небольшом объеме), в соответствии с недавними работами по равновесным конфигурациям [410, 411], однако, этот вопрос изучен пока недостаточно. Мы тестировали также модели с существенно большей величиной тороидального поля. Они давали более горячие нейтронные звезды, что приводило в существенному избытку потенциально детектируемых объектов (при том же темпе рождения) в противоречии с наблюдениями.

В этой работе мы не рассматривали в деталях кривые остывания для звезд со слабыми начальными полями. В результате мы не пытались объяснить величину доли радиопульсаров среди близких остывающих нейтронных звезд. Такая работа планируется в будущем. Здесь потребуется более детальное определение параметров модели остывания (свертекущие щели, свойства коры и тп.), а также детальный спектр масс. В представленной модели видно (см. рисунок 5.5), что кривая для слабого поля предсказывает всего лишь 1-2 объекта, хотя в наблюдаемой популяции известно 4 радиопульсара со стандартными полями. Расхождение может быть связано как с низкой статистикой, так и с несовершенством выбранных нами параметров в приложении к звездам, для которых нагрев затухающим полем несущественен. Нами было сделано несколько тестовых прогонов, которые показали, что можно подобрать параметры модели остывания так, чтобы доля объектов с небольшим полем была в соответствии с наблюдениями, и при этом другие свойства модели и основные выводы оставались бы без изменений. Однако, поскольку статистика невелика, мы не считаем, что сейчас можно говорить о таких тонкостях.

Несмотря на многочисленные попытки [361, 362] количество объектов типа “Великолепной семерки” увеличивается медленно. Последний кандидат описан в работе [23]. Возможно, дальнейший анализ данных ХММ-Ньютон и Чандры позволит обнаружить еще несколько кандидатов. В ближайшие годы работа прибора eROSITA на борту российско-

го спутника Спектр-РГ может позволить существенно увеличить число объектов типа Семерки. Существенное увеличение статистики позволит анализировать популяционные модели более детально.

В заключение раздела еще раз суммируем основные выводы. Использованный нами метод комплексного популяционного синтеза позволяет эффективно ограничивать параметры моделей. Нам удалось описать несколько различных популяций молодых одиночных нейтронных звезд, используя единые гладкие начальные распределения. В будущем увеличение статистики по магнитарам и остывающим нейтронным звездам позволит делать это на новом более высоком уровне.

Глава 6

Магнитары

Эта глава посвящена рассмотрению нескольких аспектов, связанных с эволюцией и наблюдательными проявлениями магнитаров, в первую очередь источников мягких повторяющихся гамма-всплесков (МПГ). В первом разделе главы рассматривается возможность наблюдения внегалактических гигантских вспышек МПГ, обращается внимание на то, что наиболее перспективны наблюдения галактик с мощным звездообразованием и проводится анализ данных каталога BATSE. Во втором разделе мы рассматриваем несколько каналов образования магнитаров в тесных двойных системах, следуя сценарию о необходимости быстрого начального вращения коллапсирующего ядра для усиления магнитного поля динамо-механизмом. Третий раздел посвящен рассмотрению возможности эволюции темпа вспышек МПГ со временем, аналогично изменению темпа глитчей радиопульсаров. Наконец, в четвертом разделе представлена гипотеза о том, что миллисекундный внегалактический радиовсплеск мог быть порожден гипервспышкой далекого МПГ.

6.1 Внегалактические магнитары в каталоге BATSE и галактики с мощным звездообразованием

6.1.1 Введение

Источники мягких повторяющихся гамма-всплесков (МПГ) являются, на сегодняшний день, нейтронными звездами с наиболее экстремальными наблюдательными проявлениями. Они были открыты в 1979 г. с помощью приборов, установленных на советских аппаратах серии “Венера”

[43, 413]. На сегодняшний день надежно известно семь объектов этого класса и несколько кандидатов. Кроме того, слабую вспышечную активность проявляют аномальные рентгеновские пульсары (АРП).

Источники показывают различные виды вспышечной активности. Обычно выделяют три основные типа вспышек: слабые, промежуточные и гигантские (см. обзор в [36]).

- слабые вспышки, $L \lesssim 10^{41}$ эрг с⁻¹;
- промежуточные вспышки, $L \sim 10^{41}\text{--}10^{43}$ эрг с⁻¹;
- гигантские вспышки, $L \lesssim 10^{45}$ эрг с⁻¹.

Иногда вспышку 27 декабря 2004 года, превосходившую по мощности две другие известные гигантские вспышки примерно на два порядка, выделяют в отдельный класс, относя к гипервспышкам.

Чем мощнее вспышки – тем реже они наблюдаются. Для распределения вспышек по энергиям применимо степенное выражение: $dN/dE \propto E^{-\alpha}$, $\alpha \sim 5/3$. Оно аналогично известному закону Гутенберга-Рихтера, установленного для распределения землетрясений [414, 415].

Слабые всплески происходят довольно часто. За примерно 30 лет наблюдений от 4 известных источников (сейчас число обнаруженных МПГ, включая кандидаты и вспыхивающие АРП, уже несколько больше, но львиная доля слабых всплесков приходится на 4 первых открытых объекта) зарегистрировано несколько сотен слабых всплесков.¹ Времена прихода всплесков распределены не равномерно, вспышки приходят чаще во время эпизодов активности источников. Такие периоды повышенной активности часто включают в себя более мощные вспышки.

Слабые всплески обычно имеют длительность порядка 0.1 секунды и достаточно простую форму импульса. Промежуточные всплески делятся несколько секунд и демонстрируют богатую морфологию. Гигантские вспышки состоят из острого пика, продолжительность в десяти доли секунды, и длинного “хвоста”, в котором отчетливо видны пульсации на периоде собственного вращения нейтронной звезды.

Промежуточные и гигантские вспышки наблюдаются гораздо реже слабых. Первый гигантский всплеск был зарегистрирован 05 марта 1979 г. от источника SGR 0526-66. Второй – в августе 1998 года от SGR 1900+14. Также иногда к гигантским вспышкам относят событие 18 июня 1998 года от источника SGR 1627-41 [417]. Однако во-первых, у этого

¹Каталог всплесков доступен в сети <http://www.ioffe.ru/LEA/SGR/Catalog/>. См. также описание каталога в [416].

мощного всплеска не наблюдался пульсирующий хвост, а во-вторых, данные по начальному импульсу недостаточно полны, чтобы дать хорошую оценку полной мощности вспышки. Поэтому большинство авторов классифицирует этот всплеск как промежуточный.

Нас в этом разделе (также как и в разделах 6.3 и 6.4) будут в основном интересовать гигантские вспышки. Из-за малой статистики их темп очень неопределен. Обычно его принимают равным раз в $\sim 25\text{-}50$ лет на источник, но надо иметь ввиду колоссальную неопределенность такой оценки по двум (или четырем, в зависимости от подхода) событиям от четырех источников.

В этом разделе мы будем рассматривать гипервспышку 27 декабря 2004 года как представителя отдельного класса явлений. Разумеется, для единичного события неопределенность в темпе особенно велика. Можно надеяться, что обнаружение внегалактических всплесков этого типа поможет улучшить ситуацию. Этому и посвящено основное обсуждение в разделе 6.1.

Поиск внегалактических МПГ необходим еще и потому, что не только темп мощных вспышек, но и сама галактическая популяция этих источников крайне мала из-за малого времени жизни нейтронной звезды на этой стадии активности. Оценки показывают, что возраста известных МПГ составляют $\sim 10^3\text{-}10^4$ лет, и при этом не очевидно, что весь этот период компактный объект проявляет бурную магнитарную активность.

Мы рассмотрим возможность регистрации гигантских и гипервсплесков МПГ из галактик за пределами Местной группы, сконцентрировавшись на галактиках с большим темпом звездообразования, где должно быть больше молодых нейтронных звезд. Выделим три возможные области наблюдений:

- Галактики на расстояниях менее 5 Мпк. Потенциально и гигантские, и гипервспышки МПГ от таких галактик мог зарегистрировать прибор BATSE.
- Галактики с аномально высоким темпом звездообразования (т.н. “фабрики сверхновых”). Поскольку это достаточно далекие объекты (десятки Мпк), то можно надеяться на регистрацию лишь гипервспышек.
- Скопление галактик в Деве, здесь также речь пойдет лишь о гипервспышках в приложении к данным BATSE.

Для каждой области мы проведем поиск возможных магнитарных вспышек в каталоге гамма-всплесков прибора BATSE. Изложение следует работам [418, 419]. Начнем с рассмотрения близких галактик.

6.1.2 Магнитарные вспышки из близких галактик

В этом разделе нас интересуют всплески магнитаров – молодых нейтронных звезд, являющихся продуктом эволюции массивных звезд. Очевидно, что полное количество магнитаров пропорционально темпу формирования массивных звезд. Соответственно, при поиске магнитарных вспышек разумно сконцентрироваться на галактиках с высоким темпом звездообразования.

Как показано, например, в работе [420], в области до, примерно, 10 Мпк от нашей Галактики 25 процентов звездообразования обеспечивается всего лишь четырьмя галактиками: M82 ($d = 3.4$ Мпк), NGC 253 (2.5 Мпк), NGC 4945 (3.7 Мпк), и M83 (3.7 Мпк). С точки зрения обнаружения гигантских вспышек нас будет интересовать несколько меньший объем – порядка 5 Мпк по радиусу. В этой области, очевидно, большинство магнитаров должно находиться в этих четырех галактиках. Основная идея этого параграфа состоит именно в том, что выбирая возможные всплески внегалактических магнитаров среди данных каталогов гамма-всплесков, следует сконцентрироваться на исследовании именно этих звездных систем.

Будем предполагать, что темп рождения магнитаров (а, значит, и темп их вспышек) прямо пропорционален темпу сверхновых. В этом параграфе для четырех выбранных галактик будет использовать следующие значения: 0.4, 0.2, 0.3, и 0.1 сверхновых в год для M82, NGC 253, NGC 4945, и M83, соответственно. Эти оценки получены следующим образом. Использовано достаточно хорошо установленное значение для галактики NGC 253 – 0.2 сверхновые в год [421, 422], а затем это значение отмасштабировано для интересующих нас галактики, используя данные по инфракрасной светимости из работы [423]. Различные исследования показывают, что это достаточно надежный метод пересчета темпа сверхновых в галактиках.

В сравнении с галактическим темпом сверхновых четыре выбранные системы имеют существенно более высокий темп: в 12, 6, 9, и 3 раз, соответственно. Суммарно темп сверхновых в этих галактиках выше галактического примерно в 30 раз. Можно рассчитывать, что в такое же количество раз там будет выше темп гигантских вспышек МПГ. Если для галактического темпа взять оценку 3 всплеска за 25 лет наблюдений, то в каталоге BATSE (его база соответствует 4.75 лет наблюдений полного неба) можно рассчитывать обнаружить 6-7 всплесков от галактики M82, 3-4 от NGC 253, 5-6 от NGC 4945, и 1-2 от M83. В сумме – около 15-20 всплесков от четырех галактик за время работы BATSE.

Можем ли мы быть уверены, что BATSE был в состоянии зареги-

стрировать типичную гигантскую вспышку, подобную событию 5 марта, от каждой из этих четырех галактик? Это достаточно непростой вопрос. Проблема состоит в том, что точных данных по кривой блеска вспышки в максимуме и по ее спектру нет, поскольку все детекторы в максимуме оказываются засвеченными большим потоком фотонов.

Для всплеска 5 марта из опубликованных данных по отсчетам детектора можно получить максимальный поток $0.3 \cdot 10^{-3}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ (см. нижнюю кривую на рисунке 6.1). В работе [424] приводится величина $1.5 \cdot 10^{-3}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{ см}^{-2}$, что соответствует светимости $0.8 \cdot 10^{45}$ эрг с^{-1} . Разница между двумя оценками может быть связана с коррекцией за мертвое время детектора.

Для оценки максимально расстояния, с которого BATSE мог бы увидеть такую вспышку, необходимо сделать предположения о виде спектра. Мы используем спектр из работы [424] (существует и другая реконструкция спектра вспышки 5 марта, см. [425], см. обсуждение ниже).

Для формы кривой блеска вспышки вблизи максимума нами использовано несколько предположений, проиллюстрированных на рисунке 6.1. Первый вариант соответствует сырьем данным о счете фотонов (нижняя кривая) и приводится как консервативный нижний предел. Он соответствует полному энерговыделению в начальном импульсе вспышки $2 \cdot 10^{43}$ эрг. Второй вариант – это узкий импульс, достигающий счета 10^6 фотонов в секунду, что соответствует потоку в максимуме $1.5 \cdot 10^{-3}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{ см}^{-2}$. Полное энерговыделение во втором варианте составляет $0.45 \cdot 10^{44}$ эрг. Третий вариант соответствует такой же пиковой интенсивности, но имеет более широкий импульс. Разумеется, в этом варианте полное энерговыделение несколько выше и составляет $0.6 \cdot 10^{44}$ эрг. Этот вариант наиболее близок к предлагаемому в работе [424]. Восстановление профиля импульса достаточно условно, поэтому мы рассчитываем лишь на получение реалистичных оценок.

Для каждого варианта профиля импульса была проведена свертка с матрицей отклика BATSE [426] для случайной ориентации спутника относительно всплеска. Затем для каждого промоделированного всплеска был добавлен реалистичный фон, согласно данным BATSE. Наконец, была применена триггерная методика, использовавшаяся в эксперименте BATSE. Итоговое распределение вероятности того, что всплеск будет зарегистрирован BATSE в зависимости от расстояния до всплеска, приведено на рисунке 6.1. Нормировка выбрана таким образом, что для малых расстояний (с которых всплеск заведомо регистрируется) вероятность соответствует покрытию неба в эксперименте BATSE.

В случае консервативного нижнего предела на профиль импульса вспышки предельное расстояние для регистрации с помощью BATSE

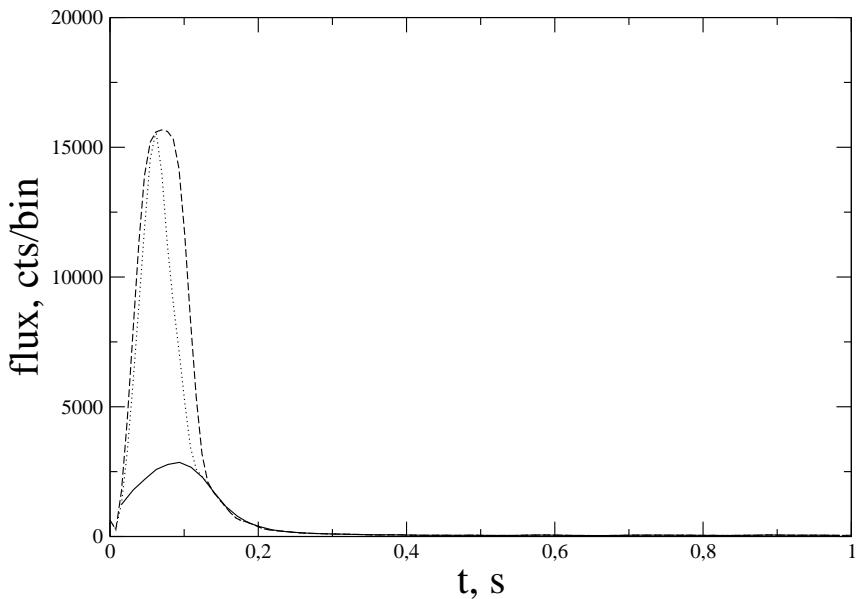


Рис. 6.1: Принятый в расчетах профиль начальной вспышки события 5 марта 1979 г. Показано несколько различных вариантов. Сплошная кривая: зарегистрированный темп счета, на который влияет переполнение детектора. Пунктирная кривая: реконструкция до $1.5 \cdot 10^{-3}$ эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$ в виде узкого пика. Штриховая кривая: реконструкция до того же уровня, но в виде более широкого пика. Кривые сглажены.

крайне мало. Из крупных галактик лишь Туманность Андромеды (M31) попадает в этот объем. По данным BATSE в направлении этой галактики не было обнаружено кандидатов в всплески магнитаров [427]. Это ожидаемый результат, т.к. темп гигантских вспышек МПГ в M31 должен быть порядка галактического, а за все время наблюдения экспериментом BATSE была обнаружена лишь одна гигантская вспышка галактического магнитара, да и то – это как раз спорный всплеск источника SGR 1627-41, многими классифицируемый как промежуточный.

Для двух других вариантов профиля импульса всплески, подобные 5 марта, могут с достаточно высокой вероятностью регистрироваться с расстояния 3-4 Мпк. В связи этим представляется разумным провести поиск событий в каталоге BATSE, которые могли бы являться гигантскими вспышками МПГ в четырех обсуждаемых галактиках.

Мы выбирали всплески с продолжительностью (время T_{90}) менее двух секунд. Таковых в каталоге оказалось около 500. Вероятность случайного наложения бокса ошибок всплеска на одну из четырех галактик составляет 9.4 случая в каталоге (2.36 на одну галактику). Нами обнаружено 12

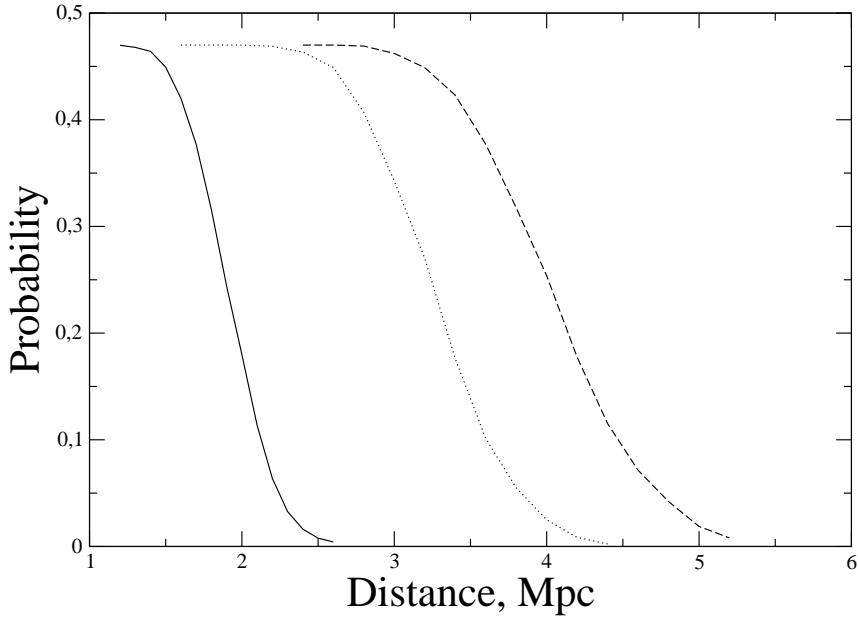


Рис. 6.2: Вероятность регистрации прибором BATSE гигантской вспышки типа 5 марта 1979 г. Кривые приведены для реалистичной матрицы отклика, экспозиции и процедуры триггера. Кривые соответствуют разным профилям импульса, приведенным на предыдущем рисунке. Для малых расстояний кривые приближаются к асимптотическому значению, определяемому свойствами обзора BATSE.

совпадений (для 11 всплесков), что соответствует ожиданию. Мы также добавили несколько всплесков, не включенных в основную таблицу длительностей в эксперименте BATSE, но у которых T_{90} должно составлять менее 2 секунд. Все они представлены в таблице.

Для каждого всплеска в таблице приведен номер триггера, координаты, радиус бокса ошибок, времена T_{50} и T_{90} , энерговыделение, соответствующее расстоянию до галактики, на которую проецируется всплеск и жесткости (отношения потоков во втором – 50-100 кэВ – и третьем канале – 100-300 кэВ – к первому каналу – 25-50 кэВ).

Может ли какой-то из представленных в таблице всплесков быть аналогом вспышки 5 марта? Если нас интересуют лишь бесструктурные всплески, то следует исключить триггеры 3895, 6255, 6547 и 7385. Если ограничить возможную длительность вспышки интервалом 0.1-0.3 секунды, то исключаются триггеры 2054, 7297, 6447, 7361 и 3895. Наконец, если спектр, измеренный в работе [424], является стандартным, то следует исключить практически все всплески из таблицы 6.1.

Таблица 6.1: Короткие гамма-всплески в направлении близких галактик с сильным звездообразованием

Номер триггера	α	δ	Бокс ошибок	T_{50} , сек	T_{90} , сек	Энергия $\times 10^{44}$ эрг	Отн.	Отн.
							2/1	3/1
M82	148.95	69.68						
2054	164.33	66.15	17.91	—	~ 1	—	—	—
3118	117.57	80.37	23.0	0.136	0.232	1.1	3.4	5.0
6255	148.68	60.79	12.71	—	~ 0.4	—	1.2	1.6
6547	155.18	62.23	13.58	0.029	0.097	0.37	1.7	2.1
7297	140.07	76.39	9.53	0.438	1.141	2.1	2.	3.4
7970	136.87	64.49	8.48	0.157	0.387	1.3	1.1	0.9
M83	204.25	-29.87						
1510	198.84	-34.35	7.29	—	~ 0.1	—	1.3	1.7
2384	203.8	-18.21	17.81	0.128	0.192	0.50	1.3	1.3
2596	211.51	-27.07	19.74	—	~ 0.3	—	2.0	3.0
5444	199.44	-31.51	4.94	—	~ 0.1	—	1.6	1.4
6447	191.44	-36.6	14.77	0.256	1.024	1.2	1.5	1.9
7361	204.17	-28.29	7.28	0.960	1.856	1.6	1.9	3.1
7385	203.02	-27.81	3.59	—	~ 0.2	—	1.4	1.4
8076	199.39	-29.98	7.39	0.075	0.218	1.4	1.9	7.9
NGC 253	11.9	-25.3						
2312	14.72	-33.56	8.93	0.112	0.272	0.87	1.2	12.2
7591	15.75	-32.66	8.03	—	~ 0.5	—	0.9	0.9
NGC 4945	196.5	-49.5						
2800	200.29	-47.94	15.92	0.320	0.448	1.3	1.6	2.1
3895	189.39	-47.72	6.99	0.384	0.768	1.3	$\gtrsim 1.4$	$\gtrsim 2.0$
6447	191.44	-36.6	14.77	0.256	1.024	1.2	1.5	1.9

В самом деле, спектр всплеска 5 марта согласно работе [424], дает для каналов BATSE отношения потоков (1:2:3): 1:1.36:0.58. Все всплески из таблицы, кроме 7970 и 7591, значительно жестче. Два указанных – жестче незначительно.

Насколько спектр, предложенный в [424], может считаться надежным? В работе [425] авторы провели новый анализ данных ISEE-3 для события 5 марта и получили гораздо более жесткий спектр, несовместимый с данными эксперимента "Конус". Оба проведенных анализа имеют свои проблемы. Спектр, по данным "Конус", содержит вклад мягкого хвоста. Анализ данных ISEE-3 затруднен тем, что всплеск наблюдался сквозь космический аппарат, и восстановление спектра содержит ряд предположений. Мы предпочитаем использовать оценку спектра из работы [424] в качестве основной.

Используя этот спектр, мы получили, что лишь два всплеска из каталога BATSE могут потенциально быть вспышками МПГ в одной из четырех рассмотренных галактик. На 90-процентном уровне достоверности это соответствует примерно пяти всплескам с энергией выше $0.5 \cdot 10^{44}$ эрг от четырех галактик за время работы BATSE, т.е. примерно один в год. При пересчете на нашу Галактику это дает темп порядка одного всплеска за 30 лет, что несколько меньше, чем наблюдается, но нужно принять во внимание малую статистику. Если же мы откажемся от использовавшихся требований к спектру, то количество кандидатов возрастет, и при пересчете на галактический темп мы получил примерно всплеск раз в десять лет, что лучше соответствует наблюдениям.

6.1.3 Гипервспышки на расстояниях до 50 Мпк: "фабрики сверхновых" и скопление в Деве

Гипервспышку, подобную событию 27 декабря 2004 г., BATSE мог бы зарегистрировать с расстояния 40-50 Мпк (см. рис. 6.3). Для расчетов, результаты которых приведены на рисунке, использовалось полное энерговыделение равное $2 \cdot 10^{46}$ эрг. Спектр этой вспышки согласно [428] был гораздо жестче, чем у всплеска 5 марта, и неплохо аппроксимируется чернотельным с температурой 200 кэВ. На рисунке приведены оценки как для спектра, подобного спектру вспышки 5 марта по данным Голенецкого и др., так и для более жесткого варианта спектра.

В начале, стоит оценить полный темп таких всплесков в объеме с радиусом 50 Мпк. Мы примем в качестве исходной величины единственную вспышку, зарегистрированную в Галактике за 30-40 лет наблюдений, а затем отмасштабируем ее согласно темпу звездообразования. Можно

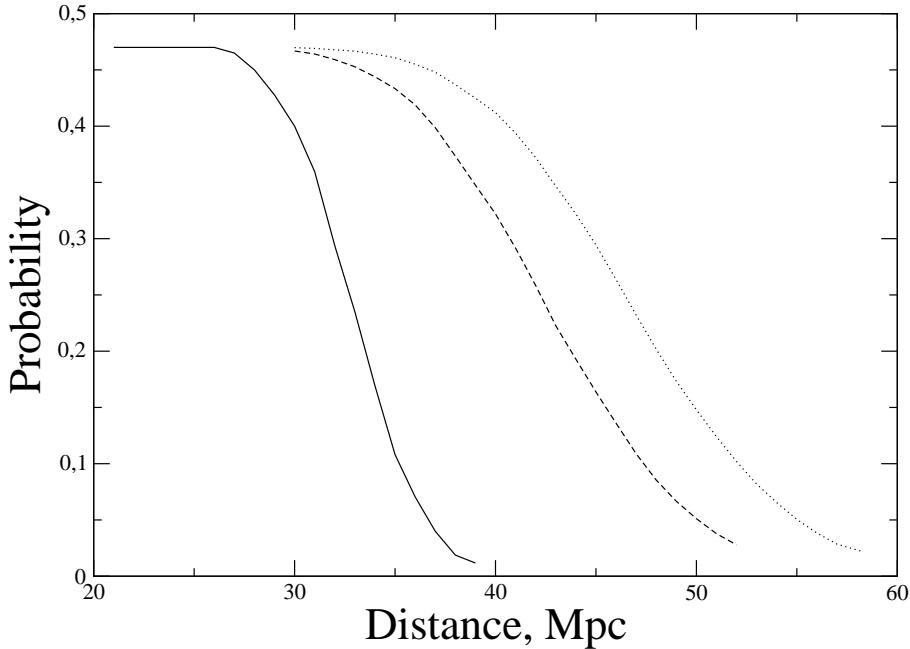


Рис. 6.3: Аналог предыдущего рисунка для гипервспышки с полным энерговыделением $2 \cdot 10^{46}$ эрг в начальной вспышке и такого же спектра, как у гигантской вспышки 5 марта 1979 года. Пунктирная и штриховая кривые соответствуют различным видам профиля вспышки. Сплошная линия соответствует тепловому спектру $T=200$ кэВ, как предложено в [428]. Для этого варианта выбран профиль, показанный пунктирной кривой на рисунке 6.1.

привести несколько оценок темпа звездообразования в области радиусом порядка 50 Мпк. Так например в работе [429] автор использует выражение $N_{Gal} = 0.0117 h_{65}^3 R_{\text{Мпк}}^3$ для оценки числа галактик, подобных нашей. Для $R = 50$ Мпк это дает примерно 1500 объектов. Соответственно, взяв в качестве исходных оптимистичных данных три гигантские и одну гипервспышку в нашей Галактике за 25 лет наблюдений, мы получим 800 гигантских и 200 гипервспышек в объеме с радиусом 50 Мпк.

Аналогичные оценки можно сделать, используя другие данные. Например, в работе [430] приводятся такие величины для темпа звездообразования на малых z (< 0.1): $0.01915 M_{\odot}/\text{год}/\text{Мпк}^3$. Внутри 50 Мпк это дает $\approx 10^4 M_{\odot}/\text{год}$. В нашей Галактике темп звездообразования составляет несколько солнечных масс в год, что в несколько тысяч раз меньше. В работе [431] суммарный темп в галактиках с сильным звездообразованием на $z \lesssim 0.045$ оценивается как $0.013 M_{\odot}/\text{год}/\text{Мпк}^3$. Внутри 50 Мпк

это дает $\approx 6800 M_{\odot}$ /год. Видно, что все три оценки качественно согласуются друг с другом и дают, исходя из темпа одна гипервспышка за 30 лет наблюдений, очень высокое ожидание для числа потенциально зарегистрированных на BATSE всплесков. Однако, как мы увидим далее, реальность не столь оптимистична.

В начале рассмотрим в качестве мест появления всплесков т.н. “фабрики сверхновых” – галактики с чрезвычайно высоким темпом звездообразования. На расстояниях, меньших критического для обнаружения прибором BATSE аналога вспышки 27 декабря 2004 года, известно две такие звездные системы. Это Aqr 299 [432] и NGC 3256 [433]. Галактики находятся на расстояниях порядка 40 Мпк от нас, т.о. для менее жесткого спектра (см. рис. 6.3) они могли бы быть зарегистрированы на BATSE, кроме того, нельзя исключить существование вспышек хотя бы в 2-3 раза более мощных, чем вспышка 27 декабря. Такие всплески детектировались бы с 40 Мпк и при жестком варианте спектра.

Темп сверхновых в каждой из этих галактик составляет порядка 1 в год, т.е. примерно в 30 раз выше, чем в нашей Галактике. Соответственно, масштабируя обнаружение одной гипервспышки за примерно 30 лет наблюдений, мы получаем оценку порядка одного всплеска от каждой из “фабрик сверхновых”. Масштабирование флюэнса вспышки 27 декабря дает ожидаемые величины порядка 10^{-7} эрг см $^{-2}$.

В каталоге BATSE нами было выделено пять коротких всплесков, чьи флюэнсы соответствуют ожидаемым значениям. Они приведены в таблице.

Количество обнаруженных всплесков примерно соответствует ожидаемому для случайной проекции на галактики. Т.е., сколь-нибудь однозначно нельзя говорить о том, что обнаружен заметный избыток коротких всплесков в направлении на “фабрики сверхновых”. Это может служить аргументом в пользу того, что реальный темп гипервспышек в Галактике существенно меньше одного события за 30 лет.

Теперь рассмотрим вопрос о детектировании всплесков из галактик в скоплении в Деве. Центр скопления удален от нас на примерно 17 Мпк. Оно включает в себя около 1300 галактик, включая примерно 130 спиралей, подобных Млечному Пути [434]. Полный темп звездообразования в скоплении в сотни раз превосходит галактический. Прибор BATSE должен был бы регистрировать всплески, аналогичные событию 27 декабря, как достаточно мощные явления даже при жестком спектре.

Мы выбрали в каталоге BATSE короткие всплески с $0.05 < T_{50} < 0.7$ с. Таковых оказалось 402, но лишь два из них проецируются на скопление в Деве (радиус скопления на небе был принят равным 10 градусам). Это всплески 2896 ($\alpha = 180^{\circ}$, $\delta = 8.92^{\circ}$, энергетика: $1.8 \cdot 10^{46}$

Таблица 6.2: Гамма-всплески, совпадающие с направлениями на галактиками с бурным звездообразованием

Номер триггера	α	δ	Бокс ошибок	T_{50} , сек	T_{90} , сек	Максимальный флюэнс
Arp 299						
2265	180.2	59.57	8.32	0.256	0.456	10.557e-08
3118	117.57	80.37	34.15	0.136	0.232	18.628e-08
6547	155.18	62.23	13.58	0.029	0.097	1.0350e-07
NGC 3256						
2372	161.1	-36.01	8.84	0.072	0.256	64.178e-09
2485	173.45	-40.09	18.39	0.128	0.176	34.750e-09

эрг на 17 Мпк) и 6867 ($\alpha = 185.37^\circ$, $\delta = 10.02^\circ$, энергетика: $0.3 \cdot 10^{46}$ эрг на 17 Мпк). Еще у трех всплесков боксы ошибок пересекают скопление. Этот результат соответствует ожидаемому при случайной проекции. Т.е., опять, как и в случае “фабрик сверхновых”, нельзя говорить об обнаружении значимого избытка. Это позволяет дать достаточно жесткий предел на частоту всплесков типа события 27 декабря в Галактике, пересчитав данные по Деве.

Для вспышек с выделением энергии в начальном импульсе более $\sim 5 \cdot 10^{45}$ эрг можно дать предел $10^{-3} \times SFRV_{500}$ лет $^{-1}$ на Галактику, где $SFRV_{500}$ - темп звездообразования в скоплении в Деве, разделенный на 500 галактических темпов. Это ограничение хорошо совпадает с приведенными в работах [435] и [436].

6.1.4 Обсуждение и итоги

Поиски гигантских вспышек МПГ от близких галактик, и гипервспышек от скопления в Деве и от “фабрик сверхновых” позволяют дать пределы на темп этих событий. Использование наблюдаемого темпа в Галактике страдает от малой статистики и может быть менее точным. Однако пока остаются серьезные неопределенности, касающиеся полной энергетики в максимуме вспышки, вида спектра, а также точной формы импульса.

Последние работы, в которых приводятся хорошие кандидаты во внегалактические всплески магнитаров, представляют огромный интерес.

Однако представляется, что уже из данных BATSE по скоплению в Деве и по галактикам с мощным звездообразованием можно сделать вывод о том, что темп гиперспышек невысок (раз в несколько сотен лет на Галактику).

6.2 Рождение магнитаров в двойных системах

В этом разделе анализируется гипотеза о существовании общего канала эволюции двойных систем, который при образовании черной дыры приводит к появлению гамма-всплеска, а при возникновении нейтронной звезды – к рождению магнитара. Предполагается, что быстрое вращение ядра коллапсирующей звезды объясняется приливной синхронизацией в очень тесной двойной системе. Рассчитана частота рождения быстро вращающихся нейтронных звезд, которая оказалась качественно соглашающейся с оценками темпа возникновения магнитаров. Однако, анализ двойственности новорожденных компактных объектов с коротким периодом вращения показал, что доля двойных среди них значительно превышает наблюдательные оценки. Для приведения доли двойных в соответствие со статистикой магнитаров требуются дополнительные предположения о преимущественной ориентации дополнительной скорости, получаемой магнитаром в процессе рождения, перпендикулярно плоскости орбиты перед взрывом сверхновой и о большой величине этой скорости.

Изложение основывается на работах [437, 438].

6.2.1 Введение

Вопросы о природе магнитаров и космических гамма-всплесков являются одними из самых горячих в астрофизике высоких энергий. В настоящее время существуют стандартные модели для объяснения гамма-всплесков и происхождения магнитаров. Однако, во-первых, продолжаются дискуссии, связанные с существованием альтернативных моделей. Во-вторых, в самих стандартных моделях ряд вопросов остается нерешиенным.

Магнитары [439, 36] – нейтронные звезды, чья активность связана с диссипацией энергии магнитного поля. Именно это выделяет их из числа других нейтронных звезд. Напомним, что наблюдательные проявления нейтронных звезд могут быть связаны с выделением потенциальной энергии падающего вещества (аккрецирующие источники), энергии вращения (радиопульсары), тепловой энергии (остывающие нейтронные

звезды, например, компактные объекты в остатках сверхновых и так называемая “Великолепная семерка” – близкие одиночные радиотихие остывающие нейтронные звезды). У кандидатов в магнитары (источников мягких повторяющихся гамма-всплесков – МПГ, и аномальных рентгеновских пульсаров – АРП) энерговыделение превышает темп диссиации энергии вращения или запасенного тепла, акреция как источник их активности также исключена. Магнитары обладают большими магнитными полями $\sim 10^{14}$ Гс. Периоды вращения составляют примерно 2-12 секунд. Заметим, что существуют обычные радиопульсары со сравнимыми полями и периодами. То есть, не следует связывать определение магнитара только лишь с большими значениями полей и с каким-то диапазоном периодов вращения. Важно, что в магнитарах диссирирует энергия магнитного поля, и этот источник доминирует в светимости объекта. Происхождение полей сильно замагниченных нейтронных звезд всех типов остается неясным. Стандартной гипотезой является модель Дункана и Томпсона [439] и ее модификации. В ней поле генерируется в протоннейтронной звезде за счет динамо-механизма. Это требует очень быстрого (с периодом, меньшим нескольких миллисекунд) начального вращения нейтронной звезды.

Для длинных космических гамма-всплесков (см., например, работы [440]-[441], а также обзор [444]) стандартной моделью является коллапс массивной звезды с образованием черной дыры и массивного диска вокруг нее. Возникновение диска с необходимыми параметрами требует быстрого вращения коллапсирующего ядра.

Как видно, в стандартных моделях и для рождения магнитаров, и для рождения источника гамма-всплесков требуется, чтобы ядро звезды-прародителя очень быстро вращалось. В некоторых работах (например, [445, 446] и ссылки там, см. также ниже) рассматривались модели, в которых гамма-всплески (по-крайней мере их часть) непосредственно связаны с рождением быстро вращающегося магнитара. Требование быстрого начального вращения является серьезным вызовом для описания эволюции, предшествующей коллапсу, так как ядра массивных звезд, по-видимому, сильно замедляют свое вращение в процессе эволюции (см., например, работы [447]-[449]). Разрешить данное противоречие позволяет предположение о том, что предсверхновая входила в состав тесной двойной системы. Эволюция в двойной может привести к раскрутке звезды за счет акреции вещества или приливной синхронизации компонент. Обсуждаются и более экзотические механизмы раскрутки рождающихся нейтронных звезд [450], но они связаны с деталями механизма взрыва сверхновой, где пока нет окончательной ясности.

В этом разделе мы анализируем следующую гипотезу. Предположим,

что существует универсальный канал образования гамма-всплесков и магнитаров. Эволюционный трек двойной системы приводит к появлению предсверхновой с быстро вращающимся ядром. Если остатком эволюции звезды является нейтронная звезда, то образуется магнитар. Если же предсверхновая была достаточно массивной, то ее остаток – черная дыра, в этом случае наблюдается гамма-всплеск. Косвенным аргументом в пользу такого сценария (и одновременно мотивацией для нашего рассмотрения) является тот факт, что доля магнитаров среди нейтронных звезд (около 10% или несколько меньше, см. [407, 451]) по порядку величины совпадает с долей гамма-всплесков среди вспышек сверхновых (около 3%, см., например, [452]), которые, как считается, заканчиваются образованием черной дыры. Существует серия работ [453, 454] (см. также ссылки в них на более ранние статьи этой группы), в которой авторы детально обсуждают механизм гамма-всплеска, непосредственно связанный с рождением магнитара. Обсуждаемый нами канал эволюции, разумеется, может приводить и к таким событиям.

Для анализа образования магнитаров следует также учесть тот факт, что все объекты этого типа, а их известно уже ≈ 17 (плюс есть несколько сильнозамагниченных нейтронных звезд, относящихся к другим типам), являются одиночными. Поскольку нет никакой явной сильной селекции в пользу обнаружения лишь одиночных магнитаров, то нужно дополнительно учитывать это ограничение (впервые оно было рассмотрено в работе [437]). Рассмотрим результаты этой работы.

6.2.2 Оптимистический расчет формирования магнитаров в двойных системах

В работе [437] нами был проведен анализ нескольких каналов формирования магнитаров в тесных двойных системах. Идея состояла в учете возможных механизмов раскрутки прародителя нейтронной звезды за счет акреции или синхронизации. Потерей приобретенного момента мы пренебрегали. Оценивалась доля одиночных магнитаров, а также рассматривались различные варианты компаньонов, если магнитар остался двойным.

Одиночность всех известных кандидатов в магнитары (МПГ и АРП), число которых около 20, начинает требовать некоторого объяснения, т.к. расчеты показывают, что доля молодых нейтронных звезд, входящих в двойные системы составляет до 10-20 процентов. Существует несколько возможных вариантов объяснения одиночности магнитаров:

- Прародителями магнитаров являются преимущественно одиночные

звезды.

- После формирования магнитара система с высокой вероятностью разрушается из-за большего, чем в среднем, кика.
- Эволюционный канал в двойной системе приводит к формированию одиночной нейтронной звезды из-за слияния или из-за распада системы при потере вещества во время взрыва сверхновой.

В дальнейшем мы не рассматриваем первую возможность, поскольку нет оснований полагать, что прародители магнитаров не могут входить в состав двойных систем. Второй вариант – большой кик или его специфические свойства (ориентация, в первую очередь) – достаточно активно обсуждался, см., например, [4] и ссылки там. Ниже мы кратко коснемся этой возможности. Более подробно она обсуждается в других параграфах этого раздела. В этом параграфе мы сконцентрируемся на третьей возможности, приняв, что магнитары рождаются только из звезд, чьи ядра были существенно раскручены до взрыва сверхновой.

В работах [12] и [455] было показано, что для усиления магнитного поля динамо-механизмом необходимо крайне быстрое начальное вращение коллапсирующего ядра. Вопросы вращения ядер массивных звезд сейчас активно изучаются в связи с гамма-всплесками (см. работы [448, 456, 457, 458]). В статье [448] было высказано мнение, что одиночные звезды не дают достаточно быстро вращающихся ядер для появления гамма-всплеска. Соответственно, прародителями гамма-всплесков должны быть звезды в тесных двойных системах.

Ситуация с магнитарами, если их поле усилено динамо-механизмом, оказывается аналогичной. Можно указать несколько возможностей для существенного увеличения момента вращения ядра прародителя нейтронной звезды. Во-первых, слияние компонент двойной будет приводить к появлению быстровращающейся звезды. Во-вторых, акреция при переполнении полости Роша будет раскручивать звезду-акцептор. Примером таких систем являются рентгеновские двойные с Ве-звездами. После второго взрыва подобные системы должны распадаться, т.к. взрывается более массивный компонент. Соответственно, появившаяся нейтронная звезда будет одиночной, хотя свойства ее прародителя были существенно изменены за счет эволюции во взаимодействующей двойной системе.

Изначально более массивные (первичные) компоненты двойных также могут увеличить момент вращения ядра за счет синхронизации на стадии общей оболочки при существенном уменьшении размера орбиты. В таком канале новорожденная нейтронная звезда, образовавшаяся из быстровращающегося ядра, может остаться в двойной системе.

Ниже в этом параграфе мы рассматриваем все эти возможности, пользуясь пакетом программ для популяционного синтеза двойных звезд “Машина Сценариев”.

Мы рассмотрели пять возможных сценариев раскрутки прародителя нейтронной звезды:

- Слияние компонент двойной до первого взрыва сверхновой.
- Переполнение полости Роша первичным компаньоном (раскрутка второй звезды).
- Переполнение полости Роша первичным компаньоном с образованием общей оболочки (раскрутка первичного компаньона за счет синхронизации, если для этого хватает времени).
- Переполнение полости Роша вторичным компаньоном без образования общей оболочки до взрыва первого компонента (раскрутка первичного компонента).
- Переполнение полости Роша вторичным компаньоном с образованием общей оболочки (раскрутка вторичного компонента за счет синхронизации).

Ниже в этом параграфе мы называем нейтронные звезды, сформировавшиеся из раскрученных звезд в одном из указанных каналов, “магнитарами”, хотя, как обсуждается далее в этом разделе, такая история формирования вовсе не обязательно приводит к образованию сильнозагнитированной нейтронной звезды, чья активность доминирована выделением энергии поля.

Сделаем несколько комментариев относительно раскрутки за счет синхронизации. В наших расчетах мы принимаем, что синхронизация успевает произойти, если длительность стадии, следующей за образованием общей оболочки, вдвое превосходит T_{sync} (см., например, [459] стр. 49):

$$T_{\text{sync}} = 3500 \left[(1+q)/q \right] (L/L_{\odot})^{-1/4} \times \\ (M/M_{\odot})^{1.25} (R/R_{\odot})^{-3} (P_{\text{orb}}/\text{дни})^{2.75} \text{ лет.}$$

Возможна ситуация, когда после заполнения полости Роша более массивным компаньоном еще до взрыва начинается перенос вещества со второй звезды, в ходе которого она теряет приобретенный угловой момент. В нашем анализе мы сохраняли треки, которые включают в себя в таком случае формирование общей оболочки, после чего второй компонент

успевает синхронизовать свое вращение с орбитальным. Мы исключали из рассмотрения треки, в которых такая синхронизация не успевала произойти, и второй компонент лишь терял угловой момент.

Мы провели расчеты для трех распределений по скоростям отдачи (кику). В качестве основного мы выбрали вариант, предложенный в работе [5]. Это бимодальное распределение с двумя максвелловскими компонентами. Для сравнения мы рассмотрели более низкие скорости, используя лишь первый компонент распределения из работы [5]. В этом варианте наиболее вероятная скорость составляет $\sim 127 \text{ км с}^{-1}$. Наконец, третий вариант соответствует предложенному в работе [6]. Это одномодовое максвелловское распределение с наиболее вероятной скоростью $\sim 370 \text{ км с}^{-1}$. В сравнении с бимодальным это распределение содержит как меньше малоскоростных звезд ($\lesssim 200 \text{ км с}^{-1}$), так и звезд с самыми большими скоростями ($\gtrsim 700 \text{ км с}^{-1}$).

Мы пренебрегли всеми возможными корреляциями начальной скорости с другими параметрами новорожденной нейтронной звезды или тесной двойной системы, что является стандартным нулевым предположением. Как было показано в разделе 2.5, двойственность не оказывает существенного влияния на вид распределения нейтронных звезд по скоростям.

Кики черных дыр были приняты равными нулю. Предельная масса, разделяющая прародителей нейтронных звезд и черных дыр, была принята равной $35 M_{\odot}$.

Важным параметром модели является распределение по начальному отношению масс компонент:

$$f(q) \propto q^{\alpha_q}, \quad q = M_2/M_1, \quad q \leq 1$$

Мы использовали два значения параметра α_q : плоское распределение ($\alpha_q = 0$), когда любые отношения масс равновероятны, и $\alpha_q = 2$, когда существенно более вероятны близкие массы компонент. Во втором случае возрастает число нейтронных звезд и черных дыр на тоже число звезд главной последовательности. Это связано с процедурой разыгрывания масс. В начале разыгрывается масса первичного (более массивного) компаньона, согласно функции Солпитера, а затем применяется зависимость для распределения по отношению масс.

Начальные орбиты предполагаются круговыми. Распределение по начальным полуосям, как и в других наших расчетах, выбрано плоским в логарифмическом масштабе в интервале ($10-10^7$) R_{\odot} .

Мы использовали две модели потери массы звездами за счет звездного ветра. Более умеренные потери были выбраны в соответствии с ра-

ботой [460]. Усиленный звездный ветер выбран согласно [461] (и ссылки в ней).

В качестве базового варианта мы рассматриваем умеренную потерю ветра и бимодальное распределение по начальным скоростям. Именно для этого варианта в таблице ниже представлены детальные результаты.

Во всех запусках программы мы рассчитывали 100 000 треков массивных двойных (в которых хотя бы один компонент имеет начальную массу более 10 солнечных, т.е. способен, согласно сделанным предположениям, превратиться в нейтронную звезду).

В первой таблице представлены результаты расчетов для умеренного звездного ветра. Во второй – для усиленного. Приведены результаты для трех выбранных распределений скорости и двух вариантов распределения по начальным массам компонент. Для расчета доли “магнитаров” и двойственности нейтронных звезд мы добавили 100 000 нейтронных звезд, порожденных одиночными прародителями. Абсолютные значения, приведенные в таблице не нормализованы и напрямую отражают результаты расчетов.

Доля новорожденных нейтронных звезд в сохранившихся двойных системах сильно зависит от выбора распределения скоростей. При низком значении (максвелловское распределение с наиболее вероятной скоростью 127 км в секунду) до 15-18 процентов нейтронных звезд, родившихся в двойных, останутся в системах (в таблицах приведены проценты с учетом подмешивания 100 000 нейтронных звезд, родившихся из одиночных звезд). Для реалистичного набора параметров с учетом одиночных прародителей мы получаем, что 3-5 процентов от полного числа новорожденных нейтронных звезд имеют компаньоны. Если происхождение магнитаров не связано с их двойственностью, то для них доля источников, входящих в двойные системы должна быть такой же.

Если мы примем, что магнитары образуются только в перечисленных выше эволюционных каналах, которые приводят к раскрутке ядра звезды-прародителя, то доля двойственности будет гораздо ниже. Большинство “магнитаров” в наших расчетах возникают или после слияния компонент двойных, или из второго (менее массивного) компаньона двойной. В итоге, лишь около одного процента “магнитаров” имеет компаньоны. Причем, наиболее вероятными оказываются черные дыры, что не удивительно, т.к. “магнитар” в двойной системе чаще всего возникает из второго, менее массивного, компаньона.

Результаты не слишком чувствительны к режиму звездного ветра. Из таблиц видно, что при сильном ветре мы имеем несколько больше “магнитаров”, но увеличение не слишком велико. Равно, нет сильной зависимости от вида кика. В нашем описании это связано с тем, что значитель-

Таблица 6.3: Результаты вычислений для умеренной потери массы

	Би-максвелл		Максвелл, $V_p = 127$ км/с		Максвелл, $V_p = 370$ км/с	
	$\alpha_q = 0$	$\alpha_q = 2$	$\alpha_q = 0$	$\alpha_q = 2$	$\alpha_q = 0$	$\alpha_q = 2$
Полное число треков	100 000	100 000	100 000	100 000	100 000	100 000
Полное число НЗ	113 805	126 698	109 857	128 205	113 442	133 085
Число двойных НЗ	6 604	7 065	16 466	17 814	3 116	3 242
Доля двойных НЗ	3.1%	3.1%	7.8%	7.8%	1.5%	1.4%
Число “магнитаров”	18 369	20 494	16 884	18 096	18 629	20 875
Число “двойных магнитаров”	114	208	397	307	84	145
Доля “магнитаров”	8.6%	9.0%	8.0%	7.9%	8.7%	9.0%
Из слияний	60.1%	35.7%	65.4%	40.4%	59.3%	35.0%
Из первичных компонент	2.5%	1.6%	2.7%	1.7%	2.4%	1.5%
Из вторичных компонент	37.4%	62.7%	31.9%	57.9%	38.3%	63.5%

Таблица 6.4: Результаты вычислений для большой потери массы

	Би-максвелл		Максвелл, $V_p = 127$ км/с		Максвелл, $V_p = 370$ км/с	
	$\alpha_q = 0$	$\alpha_q = 2$	$\alpha_q = 0$	$\alpha_q = 2$	$\alpha_q = 0$	$\alpha_q = 2$
Полное число треков	100 000	100 000	100 000	100 000	100 000	100 000
Полное число НЗ	126 845	145 289	121 571	137 610	126 607	145 869
Число двойных НЗ	8 303	9 101	20 217	22 516	4 020	4 359
Доля двойных НЗ	3.7%	3.7%	9.1%	9.5%	1.8%	1.8%
Число “магнитаров”	30 180	29 226	26 348	23 652	31 068	30 621
Число “двойных магнитаров”	157	296	514	795	133	223
Доля “магнитаров”	13.3%	11.9%	11.9%	10.0%	13.7%	12.5%
Из слияний	56.7%	29.4%	65.0%	36.3%	55.1%	28.1%
Из первичных компонент	0.7%	1.8%	0.8%	2.2%	0.7%	1.7%
Из вторичных компонент	42.6%	68.8%	34.2%	61.5%	44.2%	70.2%

ная часть “магнитаров” возникает после слияний или же из вторичных компонентов двойных. Ниже в этом разделе будут представлены другие варианты расчетов, где влияние распределения скоростей велико.

В третьей таблице этого параграфа мы представляем более детальные результаты для бимодального кика и умеренной потери массы. Там дана детализация по различным каналам образования нейтронных звезд. Наибольший вклад в образование “магнитаров” дают слияния и раскрутка вторичных компонент при переполнении первичным полости Роша без образования общей оболочки.

В заключение этого параграфа, прежде чем вернуться к рассмотрению более консервативных сценариев раскрутки ядер звезд и влияния кика, кратко обсудим некоторые моменты, имеющие отношение к результатам, представленным выше.

Темп рождения “магнитаров”, полученный нами, находится в разумном соответствии с имеющимися оценками. Там в работе [462] темп рождения магнитаров в Галактике оценивается как несколько в тысячу лет. Т.е., несколько процентов нейтронных звезд относится к этому классу. Наши оценки (порядка 8-9 процентов) следует воспринимать как верхний предел, т.к. не все звезды, увеличившие момент вращения ядер, обязательно должны дать магнитары.

Недостатком подхода, описанного в этом параграфе (см. также обсуждение ниже в этом разделе), является отсутствие детальных расчетов переноса и последующей потери момента.

Существуют аргументы в пользу того, что прародителями магнитаров являются наиболее массивные из звезд, порождающих нейтронные [463, 464] (см. также критику в работе [465] и ее критику в [466]). Известно, что такие звезды ($M \gtrsim 20-25 M_{\odot}$) очень сильно теряют угловой момент за счет мощного звездного ветра даже в консервативных моделях. Для таких звезд дополнительная раскрутка (в сценарии генерации поля динамо-механизмом) представляется необходимой, если только не реализуется предположение, высказанное в [442], что звезды с $M \gtrsim 50 M_{\odot}$ не теряют много углового момента, т.к. не выходят на стадию красного гиганта. Обнаружение АРП, прародитель которого должен был иметь массу около 40 солнечных [467], говорит против идеи об очень массивных прародителях, не теряющих много углового момента. Поэтому рассмотрение возможных каналов с раскруткой представляется актуальным.

Попутно в наших расчетах мы получили значение для темпа слияний гелиевых звезд. Эта величина представляет интерес для вопроса о прародителях гамма-всплесков. В работе [458] был предложен сценарий, в которой именно слияние двух гелиевых ядер приводит в итоге к феномену гамма-всплеска (также авторы обсуждали вопрос рождения ней-

Таблица 6.5: Детальные результаты для бимодального кика и умеренной потери массы. ППР — переполнение полости Роша. ОО — Общая оболочка.

Трек	$\alpha_q = 0$		$\alpha_q = 2$	
	все	двойные магнитары	все	двойные магнитары
Слияния	60.1%	—	35.7%	—
ППР первичным с ОО+Синх.	1.6%	0.2%	0.02%	0.01%
ППР вторичным с ОО+Синх.	1.4%	0.3%	2.5%	0.8%
Два ППР без ОО на первичном	9.4%	0%	19.9%	0%
Два ППР без ОО на вторичном	0.005%	0%	0.04%	0%
ППР первичным без ОО	26.1%	0.07%	39.3%	0.08%
ППР вторичным без ОО	0.7%	0.08%	1.4%	0.06%

тронных звезд в этом эволюционном канале). Мы находим такие треки и в наших расчетах: $\lesssim 1\%$ “магнитаров” (т.е., менее 0.1% всех нейтронных звезд), т.е. темп таких событий составляет менее одного за $\gtrsim 10^5$ лет. Эта величина не слишком сильно зависит от вида звездного ветра (умеренный или более сильный) и от параметра α_q .

Слияния гелиевых звезд (равно как слияние гелиевой звезды с белым карликом, или слияния двух белых карликов, которые мы тут не рассматриваем) должны приводить к образованию интересных экстремальных компактных объектов, в том числе, возможно, и сильно замагниченных нейтронных звезд. Но темп таких событий, согласно нашим расчетам, крайне мал. Хотя, мы не исследовали этот канал детально, и в частности, не рассматривали его зависимость от других параметров модели. Число треков, приводивших к образованию черной дыры в результате слияния двух гелиевых звезд, в наших расчетах оказалось исчезающе мало. А именно этот канал был предложен в [458] как способ породить гамма-всплеск. Мы можем дать лишь верхний предел на частоту таких событий: $\lesssim 5 \cdot 10^{-6}$ год $^{-1}$. Этого недостаточно для объяснения наблюдавшихся длинных гамма-всплесков.

В этом параграфе мы рассматривали случайно ориентированный кик, нескореллированный с другими параметрами нейтронных звезд или двойных систем. Однако уже сам факт формирования очень сильного магнитного поля у компактного объекта может приводить как к изменению величины дополнительной скорости, так и к появлению выделенных направлений. В следующих параграфах этого раздела мы детально рассмотрим несколько возможностей, связанных с этим.

В заключение повторим, что имеющаяся на сегодняшний день статистика одиночных нейтронных звезд с большими магнитными полями (порядка 20 объектов) не вступает в сильное противоречие с оценкой доли двойных нейтронных звезд согласно популяционным расчетам. Однако целью было продемонстрировать, что можно одновременно разрешить рождение магнитаров только в двойных системах за счет генерации магнитного поля в раскрученных коллапсирующих ядрах массивных звезд и обеспечить крайне низкий процент двойственности сформированных объектов.

6.2.3 Консервативный сценарий формирования магнитаров в двойных

Вернемся к рассмотрению более консервативных сценариев, следуя [438].

Поскольку принципы работы “Машины сценариев” были многократ-

но описаны, здесь мы ограничимся лишь упоминанием о тех параметрах эволюционного сценария, которые выступали в качестве свободных при решении нашей задачи. Подробное описание работы программы можно найти в работах [468]-[469]. О методе популяционного синтеза можно также прочесть в работе [190].

Для каждого набора параметров эволюционного сценария был проведен популяционный синтез 10^6 двойных систем. Частоты событий и количество объектов в Галактике даны в предположении, что все звезды двойные. Свободными параметрами сценария в данной работе приняты величина дополнительной скорости, получаемой в ходе образования нейтронных звезд, а также темп потери вещества невырожденными звездами.

В наших вычислениях мы предполагали, что нейтронная звезда во время взрыва сверхновой может приобрести дополнительную скорость v (см., например, [470] и ссылки там). В этом параграфе (и последующих в этом разделе) используется два варианта распределения по величине дополнительной скорости и два варианта распределения по направлению этой скорости в пространстве.

В первом варианте величина дополнительного толчка случайна и распределена по функции Максвелла:

$$f(v) \sim \frac{v^2}{v_0^3} e^{-\frac{v^2}{v_0^2}}, \quad (6.1)$$

Здесь в качестве свободного параметра выступает величина v_0 .

Во втором рассматриваемом случае распределение величины дополнительного толчка имеет вид δ -функции, то есть, все нейтронные звезды получают дополнительный толчок с определенным значением v_0 , одинаковым для всех нейтронных звезд.

Направление дополнительной скорости считалось либо равновероятным, либо мы принимали, что толчок направлен вдоль оси вращения нейтронной звезды, находящейся в процессе рождения. Последнее связано с тем, что ось вращения является выделенным направлением. Во-первых, при длительном толчке будет происходить усреднение относительно этой оси, и результирующая скорость будет направлена вдоль нее [237]. Во-вторых, магнитное поле, генерируемое с помощью динамо-механизмов, также будет преимущественно ориентировано вдоль оси, а в некоторых моделях появление дополнительного толчка связано с асимметричным излучением нейтрино в сильных магнитных полях [237]. В-третьих, в магнито-вращательной модели взрыва сверхновых дополнительная скорость преимущественно направлена вдоль оси вращения [471]. Наконец,

в ряде моделей, в которых толчок связан с развитием неустойчивостей на стадии взрыва сверхновой, ось вращения также является выделенным направлением, и расчеты показывают корреляцию направления дополнительной скорости с этой осью [472]. Наблюдения радиопульсаров дают очень сильные аргументы в пользу сонаправленности толчка и оси вращения [235, 264, 232], а в двойных системах можно ожидать, что ось вращения будет перпендикулярна плоскости орбиты.

Следует отметить, что толчок может не только разрывать, но и связывать некоторые системы, которые должны были бы распасться в его отсутствие из-за большого сброса массы при взрыве сверхновой. Однако, в большинстве случаев, увеличение дополнительной скорости, получаемой нейтронной звездой в момент рождения, уменьшает вероятность сохранения двойных систем.

В настоящей работе используются два сценария эволюции (A и C), отличающиеся темпом потери вещества невырожденными звездами. Звездный ветер – существенный параметр эволюции, поскольку от него зависят массы остатков эволюции звезд и размеры больших полуосей двойных систем.

В сценарии эволюции A используется классический слабый звездный звездный ветер (см. работу [78], а также сценарий эволюции A в работе [469]). На главной последовательности, стадии сверхгиганта и звезды Вольфа-Райе звезда теряет в сумме не более 30% своей начальной массы.

Сценарий эволюции C (см. работу [469]) отличается более высоким темпом потери вещества. На каждой эволюционной стадии звезда теряет оболочку целиком, что может означать потерю более половины начальной массы звезды к концу ее эволюции.

Основное положение рассматриваемой в настоящей работе модели – это ускорение вращения ядра предсверхновой звезды в тесной двойной благодаря приливной синхронизации вращения компонент в двойной. В этом случае можно формально предположить, что синхронизация имеет место непосредственно перед коллапсом. Тогда период осевого вращения новорожденной нейтронной звезды должен составлять приблизительно 10^{-6} от орбитального периода двойной в момент взрыва сверхновой, поскольку радиус ядра с массой приблизительно $1.5M_{\odot}$ перед коллапсом составляет $\sim 10^9$ см [473], а характерный размер нейтронной звезды $\sim 10^6$ см. Предполагается, что момент вращения этого ядра в процессе коллапса сохраняется.

Однако, время жизни ядра звезды на стадии горения углерода $\sim 10^4$ лет [473], время приливной синхронизации компонент даже в очень тесных системах как правило не меньше $\sim 10^4$ лет [474]. Таким образом, можно считать, что синхронизация осевого вращения ядра с орбиталь-

ным вращением компонент наступает на стадии горения углерода, либо в конце стадии горения гелия [449]. Во время горения углерода и последующих элементов период осевого вращения ядра меньше орбитального периода системы. В этом случае период вращения новорожденной нейтронной звезды будет приблизительно равен 10^{-8} орбитального периода двойной системы в момент наступления синхронизации вращения компонент: радиус CO ядра с массой приблизительно $1.5M_{\odot}$ составляет $\sim 10^{10}$ см [473], а характерный размер нейтронной звезды $\sim 10^6$ см. При этом предполагается, что сохраняется момент вращения ядра в начале стадии горения углерода.

Мы условимся вплоть до конца этого раздела считать “магнитаром” нейтронную звезду, рожденную в тесной двойной системе, с начальным периодом осевого вращения не более пяти миллисекунд. Столь быстрое вращение должно дать возможность существенно усилить магнитное поле за счет динамо-механизма. Следовательно, если предполагается синхронизация вращения в момент перед коллапсом, то максимальный орбитальный период в момент взрыва сверхновой должен быть около 1 часа. Если рассматривается предположение о том, что сохраняется момент вращения CO ядра, то максимальный орбитальный период в тот момент, когда наступает синхронизация вращения компонент по орбите и ядра будущего коллапсара, не должен превосходить ~ 10 дней.

В случае, если формально определяемый период вращения новорожденной нейтронной звезды оказывается меньше 0.001 секунды (пределочный минимальный период вращения нейтронных звезд), мы считаем, что период нейтронной звезды равен этому значению. Избыток же углового момента, по нашему мнению, может порождать дополнительные особенности взрыва сверхновой в настолько тесной двойной.

Перечислим значения некоторых параметров эволюционного сценария, которые пока известны не вполне надежно и в силу этого в могут выступать в качестве свободных параметров в работах, посвященных популяционному синтезу при помощи “Машины сценариев”. Максимальная масса нейтронной звезды (предел Оппенгеймера-Волкова), которая может быть достигнута в процессе аккреции, принята равной $M_{\text{OV}} = 2.0M_{\odot}$, а начальные массы молодых нейтронных звезд распределены случайным образом в диапазоне $1.25 - 1.44$ масс Солнца.

Мы полагаем, что звезды главной последовательности с начальными массами в диапазоне $10 - 25$ масс Солнца завершают свою эволюцию в качестве нейтронных звезд. Есть указания на то, что прародителями магнитаров являются наиболее массивные звезды из числа тех, что рождают нейтронные звезды [467], однако пока это не является хорошо установленным фактом для всех магнитаров, поэтому мы не учитываем

ем эту возможность. Было бы важно выделять сверхновые, в которых рождаются магнитары (см., например, [475]), но тут тоже пока больше вопросов, чем ответов.

К числу предшественников нейтронных звезд были добавлены и те звезды главной последовательности – компоненты тесных двойных систем, которые увеличивают свою массу в результате обмена веществом, после чего их масса оказывается в указанном диапазоне. Остатком эволюции более массивных звезд являются черные дыры, а менее массивных – белые карлики. В расчетах в настоящей работе принято равновероятное (плоское) распределение исходных двойных систем по отношению масс компонентов [473] и нулевой начальный эксцентриситет их орбит. Было также принято плоское распределение по начальным большим полуосям двойных систем $d(\lg a) = \text{const}$ в диапазоне $10 - 10^6 R_\odot$. Эффективность потери вещества на стадии с общей оболочкой описывается параметром $\alpha_{\text{CE}} = \Delta E_b / \Delta E_{\text{orb}} = 0.5$, здесь $\Delta E_b = E_{\text{grav}} - E_{\text{thermal}}$ – энергия связи выброшенного вещества оболочки и ΔE_{orb} – уменьшение орбитальной энергии системы в процессе сближения [473, 476].

6.2.4 Результаты

Сразу следует отметить, что случай синхронизации ядра непосредственно перед коллапсом² практически полностью несовместим с существующими наблюдательными данными. Частота рождения “магнитаров” в этом предположении составляет $\sim 10^{-5}$ в год, что более, чем на два порядка ниже минимальной оценки (раз в несколько сот лет), сделанной исходя из наблюдательных данных. Двойственность “магнитаров” в предположении синхронизации вращения ядра непосредственно перед коллапсом начинает существенно отличаться от единицы только при очень высоких толчках во время их рождения ($\sim 10^3$ км/с), что не представляется сколько-нибудь правдоподобным. Ввиду этого дальше мы рассматриваем только предположение о том, что сохраняется момент вращения ядра, которым оно обладает в начале стадии горения углерода.

Согласно нашим расчетам, темп образования быстро вращающихся нейтронных звезд (т.е., по предположению – темп рождения магнитаров) составляет приблизительно 1 раз в 400-500 лет. Это совпадает с эмпирическими оценками темпа рождения таких объектов (см. анализ и подробную дискуссию по этой теме в работе [407]). Результаты расчетов представлены на рисунках 6.4-6.7. Все кривые, приведенные на

²Период осевого вращения новорожденной нейтронной звезды равен 10^{-6} орбитального периода перед коллапсом. “Магнитаром” мы считаем нейтронную звезду, период вращения которой не превышает пяти миллисекунд.

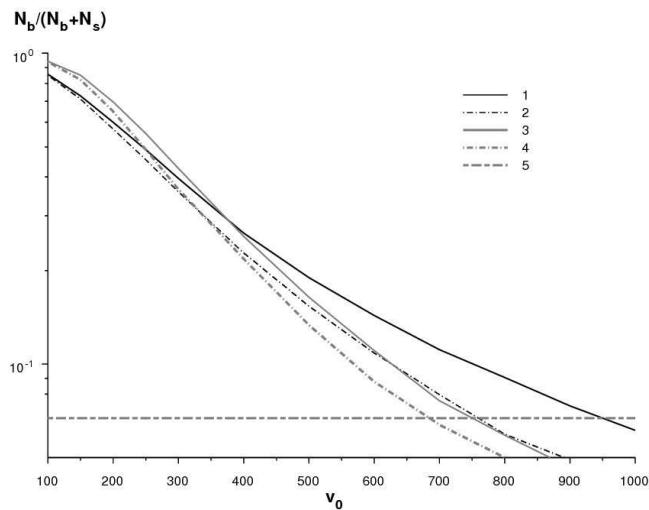


Рис. 6.4: Доля двойных нейтронных звезд, образованных в очень тесных двойных системах, в зависимости от характерной скорости толчка v_0 в момент образования нейтронной звезды. Скорость толчка распределена по формуле 6.1. По вертикальной оси отложена величина $N_b/(N_b + N_s)$, где N_s – количество одиночных нейтронных звезд, N_b – количество нейтронных звезд в двойных системах, возникших в процессе расчетов. Цифрами на графике обозначены кривые, рассчитанные при следующих значениях параметров сценария: 1 – направление толчка равновероятно в любую сторону, сценарий эволюции типа А, 2 – направление толчка равновероятно в любую сторону, сценарий эволюции типа С, 3 – толчок всегда направлен перпендикулярно плоскости осевого вращения звезды, сценарий эволюции типа А, 4 – толчок всегда направлен перпендикулярно плоскости осевого вращения звезды, сценарий эволюции типа С, горизонтальная линия 5 – верхняя граница двойственности по наблюдениям ($\approx 1/15$).

рисунках 6.4-6.6 рассчитаны в предположении, что сохраняется момент осевого вращения СО ядра, а непосредственно перед коллапсом ядро предсверхновой вращается с периодом меньшим, чем орбитальный период системы в момент взрыва сверхновой. Максимальный орбитальный период двойной в момент синхронизации вращения компонент равен десяти дням.

Как хорошо видно из рисунка 6.4, двойственность “магнитаров” остается слишком высокой, если абсолютная величина скорости толчка в момент образования нейтронной звезды распределена по функции Максвелла, вне зависимости от остальных параметров эволюционного сценария, вплоть до весьма высоких значений параметра v_0 (> 700 км/с).

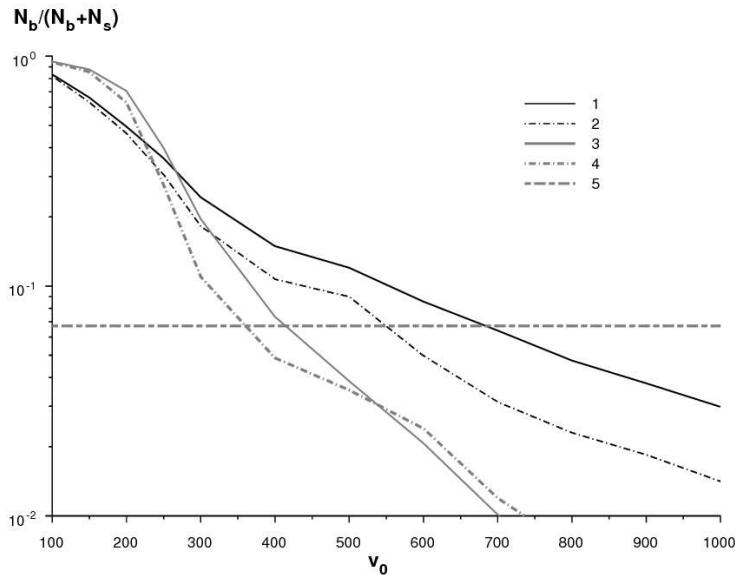


Рис. 6.5: Доля двойных нейтронных звезд, образованных в очень тесных двойных системах, в зависимости от характерной скорости толчка v_0 в момент образования нейтронной звезды, распределение толчка по скоростям имеет вид δ -функции. По вертикальной оси отложена величина $N_b/(N_b + N_s)$, где N_s – количество одиночных нейтронных звезд, N_b – количество нейтронных звезд в двойных системах, возникших в процессе расчетов. Цифрами на графике обозначены кривые, рассчитанные при следующих значениях параметров сценария: 1 – направление толчка равновероятно, сценарий эволюции А, 2 – направление толчка равновероятно, сценарий эволюции С, 3 – толчок направлен по оси вращения звезды, сценарий эволюции А, 4 – толчок направлен по оси вращения звезды, сценарий эволюции С, 5 – верхняя граница двойственности по наблюдениям ($\approx 1/15$).

Кривые на рисунке 6.5 рассчитаны в предположении, что скорость толчка имеет определенную величину v_0 (δ -функция). Это предположение позволяет уменьшить двойственность “магнитаров”. Сильный звездный ветер (сценарий эволюции С) уменьшает двойственность (кривые 2 и 4 на рисунках 6.4 и 6.5, а также кривая 2 на рисунке 6.6) по сравнению со сценариями со слабым ветром. Если направление толчка равновероятно в любую сторону и звездный ветер слаб (сценарий эволюции А), то, даже если дополнительный толчок распределен по δ -функции, достичь соответствия наблюдениям удается при значении $v_0 \approx 700$ км/с (кривая 1 на рисунке 6.5). Кривые 3 и 4 на рисунке 6.5 при умеренно больших величинах дополнительного толчка во время взрыва сверхновой (350-450 км/с)

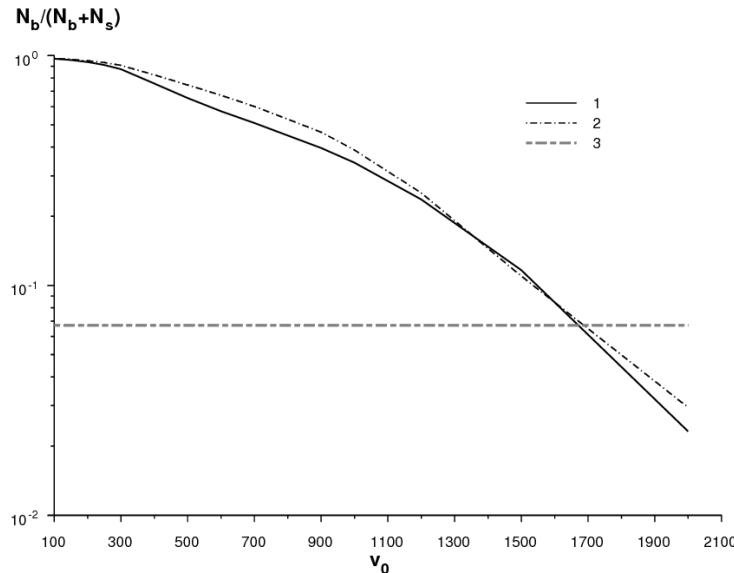


Рис. 6.6: Доля двойных нейтронных звезд, образованных в очень тесных двойных системах, в зависимости от характерной скорости толчка v_0 в момент образования нейтронной звезды. Величина толчка распределена по δ -функции и направлена по оси вращения звезды при этом абсолютная величина толчка зависит также и от начального периода молодой нейтронной звезды (подробности см. текст). По вертикальной оси отложена величина $N_b/(N_b + N_s)$, где N_s – количество одиночных нейтронных звезд, N_b – количество нейтронных звезд в двойных системах, возникших в процессе расчетов. Цифрами на графике обозначены кривые, рассчитанные при следующих значениях параметров сценария: 1 – сценарий эволюции А, 2 – сценарий эволюции С, 3 – верхняя граница двойственности по наблюдениям ($\approx 1/15$).

позволяют достичь уровня двойственности “магнитаров”, соответствующей современным наблюдательным данным (доля двойных $< 1/15$). Это достигается предположением о том, что толчок ориентирован преимущественно в направлении оси вращения рождающейся нейтронной звезды и, соответственно, перпендикулярно плоскости орбиты двойной в момент взрыва сверхновой (кривые 3 и 4). Сильный ветер (кривые 2 и 4) также обеспечивает уменьшение двойственности “магнитаров”, однако, для соответствия расчетов наблюдательным данным предположение о преимущественном направлении толчка вдоль оси вращения новорожденной нейтронной звезды обязательно (кривая 4).

Кривые на рисунке 6.6 рассчитаны в предположении, что толчок направлен по оси вращения рождающейся нейтронной звезды, величина

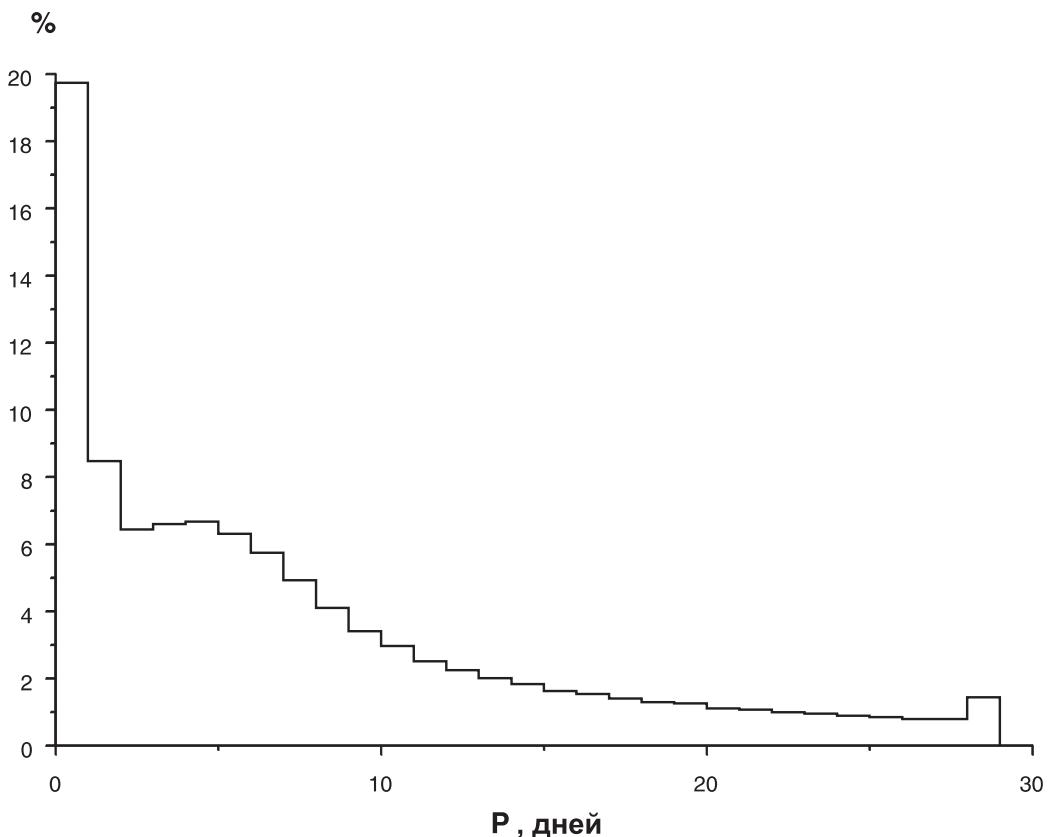


Рис. 6.7: Распределение по орбитальным периодам непосредственно перед коллапсом систем, в которых рождаются нейтронные звезды. Если нейтронная звезда рождается в распавшейся системе, то учитывается орбитальный период на момент распада системы. Сценарий эволюции А (слабый звездный ветер).

толчка имеет вид δ -функции, но при этом зависит также от орбитального периода в момент взрыва сверхновой как $v = v_0 \cdot 0.001/P_{\text{NS}}$, где $0.001 \text{ сек} \leq P_{\text{NS}} \leq 0.005 \text{ сек}$ – период рождающейся нейтронной звезды. Орбитальный период ограничен приблизительно 10 днями. Необходимость такого расчета продиктована следующими соображениями. В нашей модели предполагается, что очень сильное магнитное поле магнитара генерируется в результате коллапса очень быстро вращающегося ядра. В настоящей работе максимальный и минимальный периоды “магнитаров” отличаются друг от друга в 5 раз. Скорость дополнительного толчка во время коллапса может зависеть от величины магнитного поля, а выводы о двойственности “магнитаров” могут зависеть от орбитального периода в момент взрыва сверхновой. Как видно из рисунка 6.6, расчеты

соответствуют наблюдательным данным, начиная со значения $v_0 = 1700$ км/с. При этом надо иметь ввиду, что для систем, орбитальный период которых в момент наступления приливной синхронизации составляет, например, 5 дней, толчок не будет превышать 400 км/с, наибольший же толчок получат только нейтронные звезды, рожденные в двойных с орбитальным периодом $\lesssim 1$ дня. Этот график может служить аргументом против основной модели, рассматриваемой в настоящей работе.

Из рисунка 6.7 видно, что максимальный орбитальный период двойной, в которой может образоваться “магнитар” может быть уменьшен до нескольких дней, но не может составлять меньше одного дня, иначе частота образования быстро вращающихся нейтронных звезд будет слишком низкой.

Интерес также представляют потенциальные компаньоны “магнитаров” в гипотетически возможных двойных системах, включающих в себя “магнитар”. Основную долю таких компаньонов составляют звезды главной последовательности (49%) и черные дыры (46%). Оставшиеся 5% примерно поровну делятся между следующими звездами: белые карлики (2%), звезды Вольфа-Райе (1%), звезды, заполняющие свою полость Роша (0.7%), гелиевые звезды, заполняющие свою полость Роша (стадия BB) и горячие белые карлики (0.7%), нейтронные звезды (0.6%).

6.2.5 Дискуссия

Без дополнительных предположений, например, об отдаче во время взрыва сверхновой, нам не удалось получить в рамках эволюционного сценария двойных систем достаточного количества одиночных магнитаров. Это можно рассматривать как некоторый косвенный аргумент против генерации магнитного поля в быстро вращающихся новорожденных нейтронных звездах. В связи с этим представляется разумным напомнить и кратко обсудить альтернативы рассмотренному нами сценарию.

В настоящее время достаточно популярна гипотеза о том, что поля магнитаров образуются при коллапсе ядер звезд с сохранением магнитного потока, если звезда-праодитель обладала достаточно сильным магнитным полем (см. [451], а также ссылки в той же работе). Некоторые наблюдения дают основания предположить, что магнитары связаны с самыми массивными звездами из числа тех, что порождают нейтронные звезды [467]. Есть наблюдательные данные, говорящие о том, что около четверти таких массивных звезд обладают достаточно сильными магнитными полями (см. работу [477] и ссылки на более ранние результаты в этой работе). Кроме того, исследования остатков сверхновых, связанных с магнитарами, не выявили явных следов мощного энерговыделения, ко-

торые могли бы быть связаны с наличием в них в прошлом быстро вращающихся нейтронных звезд с магнитным полем [478]. Эти исследования можно считать косвенным аргументом против гипотезы о генерации поля магнитаров в процессе коллапса. Простые популяционные оценки [451] показывают, что темп рождения магнитаров (как он оценивается сейчас) может быть объяснен в рамках такой гипотезы.

Однако против этой гипотезы существует ряд серьезных возражений. Некоторые из них суммированы недавно Спруитом в работе [479]. Самое простое состоит в том, что даже если мы имеем сильно замагниченную массивную звезду, важно помнить, что лишь 2% ее сечения (а именно это важно при расчете поля при коллапсе с сохранением потока) войдет в компактный объект.

Темп рождения магнитаров остается сильно неопределенным. Недавние открытия транзиентных аномальных рентгеновских пульсаров [480]-[482], а также открытие нового источника повторяющихся гамма-всплесков [483, 484] показывают, что число магнитаров может быть больше, чем считалось ранее. Тогда может возникнуть проблема с недостатком достаточно сильно замагниченных массивных звезд-прародителей для обеспечения высокого темпа рождения магнитаров. Наконец, исследуя звездные магнитные поля, мы видим лишь поле на поверхности. Компактный объект возникает из ядра звезды, о поле которого мы ничего не знаем.

Таким образом, можно сказать, что при объяснении происхождения поля магнитаров трудно обойтись без того или иного механизма генерации. Из нескольких возможных механизмов [479] все так или иначе используют энергию вращения новорожденной нейтронной звезды или коллапсирующего ядра. То есть, вопрос о том, как сделать вращающиеся быстро от десяти до несколько десятков процентов ядер массивных звезд непосредственно перед коллапсом остается на повестке дня.

В работе [437] (см. параграф 6.2.2) был рассмотрен более оптимистический сценарий, чем представленный в параграфе 6.2.2. Если здесь мы рассматриваем только быстро вращающиеся звезды непосредственно перед коллапсом, то в [437] мы рассмотрели несколько каналов раскрутки звезды в двойной системе, пренебрегая последующим возможным замедлением вращения. Не удивительно, что во-первых, был получен существенно больший темп рождения быстро вращающихся нейтронных звезд во-вторых, доля сохранившихся двойных систем была гораздо ниже. В отличие от каналов, рассмотренных в работе [437], в сценарии, предлагаемом здесь, быстро вращающаяся нейтронная звезда рождается только в очень компактной системе, к тому же зачастую взрывающаяся звезда менее массивна, чем ее компаньон.

Существует ряд возражений против оптимистического предположения о том, что нормальная звезда, раскрученная акрецией на ранней стадии эволюции, или же объект, образовавшийся в результате слияния, сохранит высокий момент ядра до момента коллапса. Например, в работе [449] рассматриваются три процесса, которые могут передавать момент вращения от слоя к слою: конвекция, диффузия (*shear diffusion*) и меридиональная циркуляция. Конвекция делает угловую скорость постоянной, тем самым передавая угловой момент из внутренних частей во внешние слои конвективной зоны. Диффузия ослабляет дифференциальное вращение и также передает момент вовне. Меридиональная циркуляция может передавать момент как внутрь зезды, так и во внешние ее области из внутренних. Потеря массы оказывает отчасти непрямое воздействие на угловой момент ядра, поскольку влияет на угловую скорость вращения зезды и на градиент угловой скорости внутри зезды. Наиболее важные выводы, касающиеся эволюции вращения и перечисленные в работе [449] (см. также ссылки в этой работе) следующие:

- Угловой момент зезды уменьшается в ходе эволюции зезды до взрыва сверхновой.
- Наибольшая потеря момента происходит на главной последовательности.
- После того, как завершится горение гелия, конвекция переносит момент из внутренних частей конвективной зоны во внешние ее слои, практически не затрагивая ядро, вследствие чего величина момента вращения ядра в конце стадии горения гелия может приниматься в качестве достаточно надежной оценки момента вращения коллапсирующего ядра.

В нашем сценарии при изотропном толчке заметная доля “магнитаров” остается в связанных двойных системах. В связи с этим, представляется разумным обсудить возможные проявления тесных двойных систем с магнитарами.

Поскольку магнитные поля магнитаров по всей видимости быстро уменьшаются до значений, типичных для обычных радиопульсаров (см., например, [485] и ссылки там), то рассматриваемая стадия будет достаточно короткой. Второй компонент не успевает претерпеть существенной эволюции (характерное время затухания поля магнитара составляет по порядку величины от нескольких тысяч до десятков тысяч лет). Интересно попытаться выделить возможные конфигурации, в которых критическим образом проявится какое-либо свойство магнитара. Например, сильное магнитное поле.

Одним из примеров тесной двойной системы с магнитаром может быть центральный объект в остатке сверхновой RCW 103 [486]. У объекта обнаружена переменность с периодом 6.7 часов. Возможная интерпретация данных состоит в том, что второй компонент находится внутри магнитосферы магнитара [486, 2]. В этом случае 6.7 часов – это орбитальный период системы. Система аналогична полярам, где компактным объектом является белый карлик с магнитным моментом, примерно равным магнитарному. По классификации Шварцмана-Липунова такие системы называются *магнетарами* [77]. Мы планируем провести оценки числа таких объектов в Галактике.

6.2.6 Заключение

В этом разделе мы рассмотрели гипотезу о том, что гамма-всплески и магнитары возникают в результате эволюции массивных звезд в тесных двойных системах, приводящей к раскрутке ядра предсверхновой. Статистика ожидаемого темпа рождения магнитаров оказалась в удовлетворительном соответствии с оценками, сделанными на основе данных наблюдений. Однако, в рассматриваемом сценарии велика доля двойных магнитаров, в то время как все известные кандидаты в объекты этого класса – одиночные. Проблема может быть решена введением дополнительной компоненты толчка, перпендикулярной плоскости орбиты в момент образования нейтронной звезды (то есть, вдоль направления оси магнитного диполя новорожденного компактного объекта), а величина толчка не может быть малой ($\lesssim 400$ км/с). Умеренно сильный звездный ветер (сценарий эволюции С) также способствует уменьшению двойственности потенциальных магнитаров, предположение о том, что величина дополнительной скорости достаточно велика, остается необходимым, но направление ее может быть равновероятным.

6.3 Глитчи и гигантские вспышки магнитаров

В этом разделе, следуя работе [487], обсуждается возможная эволюция темпа вспышек магнитаров, аналогичная эволюции темпа глитчей радиопульсаров.

6.3.1 Введение

Как было описано выше в этой главе, а также во Введении, МПГ демонстрируют различные типы вспышечной активности. За более чем 30 лет наблюдений накоплено немало данных. Однако ввиду того, что известно очень мало источников, и их возраста надежно не определены, отсутствует информация об эволюции темпа вспышечной активности за время активной жизни магнитара.

МПГ являются очень молодыми нейтронными звездами. Все известные виды активности молодых нейтронных звезд достаточно сильно зависят от возраста источников, поэтому нет оснований полагать, что темп вспышек МПГ постоянен в течение их жизни. Однако на сегодняшний день отсутствует надежная теория генерации вспышек. Поэтому любая эволюционная модель должна основываться на предположениях или аналогиях. В этом разделе будет рассмотрена возможная аналогия между эволюцией темпа глитчей радиопульсаров и темпа гигантских вспышек МПГ.

Сбои периодов вращения пульсаров – глитчи – были обнаружены более 40 лет назад [488, 489]. Относительно недавний обзор по глитчам можно найти в работе [490]. Данные по глитчам включены в базу каталога ATNF³. Глитчи радиопульсаров, обнаруженные уже от множества объектов, относят к двум основным типам: типичным для пульсара в Крабе и для пульсара в Парусах. Есть две модели глитчей: отцепление вихревых нитей и звездотрясения. Для обеих моделей есть аналитические зависимости эволюции темпа глитчей со временем (см. ниже).

У магнитаров также наблюдаются глитчи, связанные с их вспышечной активностью [491, 492]. Такая возможность обсуждалась еще в достаточно ранних теоретических работах [493]. Однако традиционно механизм глитчей магнитаров объясняется другими причинами в сравнении с радиопульсарами. Считается, что здесь ключевую роль могут играть сильные магнитные поля, чье влияние динамически важно в коре компактного объекта. Однако ясности с механизмом глитчей магнитаров нет, и нам представляется разумным рассмотреть аналогию между эволюцией темпа глитчей радиопульсаров (особенно объясняющихся звездотрясениями) и эволюцией темпа вспышек МПГ.

Для темпа гигантских вспышек в этом разделе будет использоваться оценка 0.02 вспышки за год на источник (см. раздел 6.1).

³<http://wwwatnf.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>

6.3.2 Возможная эволюция темпа гигантских вспышек МПГ

МПГ имеют относительно большие периоды вращения – порядка нескольких секунд. Существует ряд радиопульсаров со столь же длинными периодами, и от них наблюдаются глитчи. Так например демонстрирует глитчи пульсар PSR B0525+21. Он имеет следующие параметры: $p = 3.75$ с, $\dot{p} \approx 4 \cdot 10^{-14}$, $B = 1.24 \cdot 10^{13}$ Гс, возраст $\sim 1.5 \cdot 10^6$ лет. Также глитчи демонстрирует пульсар PSR J1814-1744 [494]. У этого источника параметры таковы: $p \sim 4$ с, $B \sim 5.5 \cdot 10^{13}$ Гс, $\dot{p} \sim 7.4 \cdot 10^{-13}$, и возраст $\sim 8.5 \cdot 10^4$ лет. Параметры этих пульсаров (кроме возрастов) близки к магнитарным. Соответственно, можно предположить, что и магнитары могут иметь глитчи, аналогичные наблюдающимся у радиопульсаров.

Для объяснения глитчей радиопульсаров было предложено две модели: звездотрясения [495] и отцепление вихревых нитей [496]. На наш взгляд, первая модель может быть особенно актуальна как аналог глитчей магнитаров. Обсудим последовательно две эти модели.

Для модели отцепления сверхтекущих вихревых нитей в работе [497] было продемонстрировано следующее свойство. Для всех нейтронных звезд отношение $\delta\Omega/\Omega$, где Ω – частота вращения, а $\delta\Omega$ – параметр, определяющий время между двумя последовательными глитчами согласно выражению:

$$t_g = \frac{\delta\Omega}{\dot{\Omega}}. \quad (6.2)$$

Параметр $\delta\Omega$ соответствует критической разнице между частотами вращения нормального вещества и сверхтекущей жидкости в граничном слое. Выражение для $\delta\Omega$ можно записать в виде [497, 498]:

$$\delta\Omega = \Delta\Omega \frac{I_0}{I_p}, \quad (6.3)$$

здесь I_p – эффективный момент области, в которой имеет место фиксация (pinning) вихревых нитей.

Объединяя две приведенные выше формулы, получаем выражение для интервала времени между двумя последовательными глитчами:

$$t_g = \frac{2 I_0}{I_p} \frac{\Delta\Omega}{\Omega} t \propto t, \quad (6.4)$$

где t – возраст пульсара, $t = \Omega/2\dot{\Omega}$. Для получения пропорциональности $t_g \propto t$ принято, что $\Delta\Omega/\Omega$ является постоянным в течение жизни нейтронной звезды.

Предположим, что темп гигантских вспышек МПГ эволюционирует таким же образом, тогда мы получим следующее. Если для современного возраста $t_0 = 1000 - 2000$ лет МПГ имеет темп порядка одной вспышке за $\sim 25 - 50$ лет, то для возраста в 100 лет (к этому моменту нейтронная звезда заведомо изотермализуется [499]) темп будет порядка одной вспышки за 1-5 лет.

Для второй модели – сотрясение ядра компактного объекта – для интервала между глитчами t_g можно выписать иное выражение [500, 497]

$$t_g = \frac{2(A + B)\phi\Delta\Omega/\Omega}{I_0\Omega\dot{\Omega}}. \quad (6.5)$$

Эта формула дает очень быстрый рост темпа глитчей для более молодых пульсаров:

$$t_g \propto t^{5/2}, \quad (6.6)$$

если A, B, ϕ , и $\Delta\Omega$ являются постоянными. Если $\Delta\Omega$ уменьшается со временем, то зависимость несколько менее крутая. Например, для $\Delta\Omega/\Omega = \text{const}$ мы получаем $t_g \propto t^2$.

6.3.3 Оценка $\Delta\Omega/\Omega$

Используя уравнения 6.4 или 6.5 можно получить простую оценку $\Delta\Omega/\Omega$ после вспышки. Интервал между вспышками примем равным 50 годам. В случае уравнения 6.4, принимая $I_p = 10^{-2} I_0$ [497, 498], получаем $\Delta\Omega/\Omega \sim 10^{-4}$. Это очень большое значение.

Если же применить уравнение (6.5) для значений $A = 10^{52}$ эрг, $\phi = 10^{-3}$, $B = 10^{48}$ эрг, $\Omega \sim 1$ радиан с^{-1} , $\dot{\Omega} \sim 10^{-11}$ радиан с^{-2} , и $I_0 \sim 10^{45}$ г см^2 , то получим $\Delta\Omega/\Omega \sim 10^{-6}$. Характеристики глитча АРП 1E 2259+586 согласуются с такой оценкой [491]. Разумеется, то, что мы использовали в оценке параметры, типичные для радиопульсаров, является сильным упрощением. Для звездотрясений в случае магнитаров $\Delta\Omega/\Omega$ вряд ли может быть столь велико, поскольку оно лимитировано не слишком большим сжатием: $\epsilon \sim \Delta\Omega/\Omega$ и $\epsilon \sim a/g \sim \text{few } 10^{-9} \Omega^2$, где g – гравитационное ускорение, а a – центробежное. Небольшое отношение $\Delta\Omega/\Omega$ соответствует меньшему t_g . Для реалистичного $\Delta\Omega/\Omega$ гличи должны быть более частыми. Это может говорить о том, что не каждый глитч приводит к гигантской вспышке.

6.3.4 Результаты и обсуждение

Обсудим несколько вопросов, связанных с эволюцией темпа гигантских вспышек МПГ.

Оценки возраста для хорошо изученных МПГ дают примерно 1-2 тысячи лет. Иногда можно услышать мнение, что обнаружение молодых магнитаров менее вероятно, т.к. их количество мало. Однако, если верна гипотеза о более интенсивном темпе гигантских вспышек у молодых магнитаров, то ситуация может стать обратной. В самом деле, вероятность обнаружения активного магнитара данного возраста равна произведению возраста на частоту вспышек. Если частота уменьшается со временем быстрее чем первая степень возраста, то обнаружение молодых магнитаров по их вспышечной активности более вероятно. Обе выписаные выше для времени между вспышками (глитчами) формулы дают достаточно быструю эволюцию, так что более вероятным становится обнаружение именно самых молодых (и активных) магнитаров. Наоборот, старые, даже будучи более многочисленными, могут ускользнуть от регистрации из-за низкого темпа вспышек. Это позволяет сделать вывод о том, что в нашей Галактике и ее ближайших спутниках (Магеллановы облака и др.) нет активных МПГ более молодых, чем уже известные.

Также можно отметить, что при существенной эволюции темпа вспышек при их постоянной мощности пределы, полученные в работах [419, 501, 502] (см. раздел 6.1), становятся сильнее. Это связано с тем, что при том же числе магнитаров и заданном современном темпе вспышек известных объектов, полное число вспышек становится больше.

Высказываются мнения (см., например, [428]), что более молодые МПГ могут порождать более мощные вспышки. Это основано на том, что молодые магнитары имеют более сильные поля и более короткие периоды вращения. Такие объекты должны встречаться в галактиках с мощным звездообразованием (см. раздел 6.1), и сейчас есть несколько хороших кандидатов во внегалактические гипервспышки МПГ [503, 504, 505]. Однако, если вспышки молодых магнитаров происходят чаще и каждая из них имеет большую мощность, то необходимо оценить, хватит ли энергии на поддержание такой активности. Современные данные говорят о том, что слабые всплески группируются к более мощным вспышкам, соответственно и у молодых магнитаров разумно ожидать интенсификации всех видов вспышечной активности.

Рассмотрим случай, описываемый уравнением (6.4). Тогда при современном темпе гигантских вспышек раз в 50 лет мы получим, что за интервал времени $100 < t < 2000$ лет МПГ должен произвести около 100 гигантских вспышек. Полную энергию, запасенную в магнитном поле,

можно оценить как:

$$E_{\text{tot}} = 2 \cdot 10^{47} B_{15}^2 \text{ эрг.} \quad (6.7)$$

Этого хватит для 100 вспышек по $\sim 10^{45}$ эрг. Однако, если предположить, что ранние вспышки имеют большую энергию, то мы сталкиваемся с проблемой. Требуется предположить, что молодые магнитары имели более сильные поля, порядка 10^{16} Гс [506]. Такое предположение укладывается в имеющиеся модели затухания сверхсильных магнитных полей нейтронных звезд [507].

С другой стороны, результаты, приведенные в разделе 6.1, показывают, что число гипервспышек от МПГ в “фабриках сверхновых”, в которых может находиться по несколько очень молодых (100 лет) МПГ, невелико. Т.е., молодые МПГ не являются источниками частых гипервспышек (см., однако, дискуссию, в [385]).

Если темп вспышек меняется согласно уравнению (6.6), то ситуация иная, поскольку эта формула задает очень сильную эволюцию. Задавшись современным темпом (одна гигантская вспышка раз в 50 лет на источник), мы получаем $> 10^3$ гигантских вспышек за интервал времени $100 < t < 2000$ лет. Даже при постоянной мощности вспышек энергии магнитного поля не хватает. Разумеется, сама энергия глитчей слишком мала, чтобы внести хоть какой-то вклад в энергетический баланс:

$$E = I_0 \Omega \Delta \Omega = 10^{40} \Omega_1^2 \left(\frac{\Delta \Omega}{\Omega} \right)_{-5} \text{ эрг,} \quad (6.8)$$

здесь $\left(\frac{\Delta \Omega}{\Omega} \right)_{-5} = (\Delta \Omega / \Omega) / 10^{-5}$. Как отмечалось выше, у магнитаров из-за малого сжатия величина $\Delta \Omega / \Omega$ не может быть слишком большой: $\Delta \epsilon \leq \epsilon \sim 10^{-9} \Omega^2$. Тепловая энергия спустя несколько сотен лет после рождения нейтронной звезды также слишком мала. Вращательная энергия из-за быстрых потерь также недостаточна: $E_{\text{rot}} \approx 10^{45} I_{45} \Omega^2$ эрг.

Т.о., если верна модель эволюции темпа вспышек, аналогичная поведению глитчей, связанных со звездотрясением, то следует прийти к выводу о том, что большая частота вспышек в молодости МПГ должна быть компенсирована их меньшей средней энергией, чтобы не возникло “энергетического кризиса”. Это может быть важно для обсуждения поиска внегалактических магнитаров (см. обсуждение этого вопроса в разделе 6.1 и работах [429, 418, 501, 508, 502]).

Пусть типичная энергия вспышки наблюдаемого сейчас магнитара равна E_0 , и интервал между вспышками равен k_0 . Пусть обе величины изменяются согласно: $k_0(t/t_0)^a$ and $E_0(t/t_0)^b$. Наиболее естественно предположить, что $a > 0$ и $b < 0$. Тогда полная излученная энергия за интервал времени (t_1, t_2) равна:

$$E_{\text{em}} = \int_{t_1}^{t_2} \frac{E_0(t/t_0)^b}{k_0(t/t_0)^a} dt. \quad (6.9)$$

Для $b = 0$ (т.е. для постоянной энергии вспышек) энергетический кризис имеет место для $a \sim 2.5$ при $k_0 = 50$ лет и $E_0 = 3 \cdot 10^{44}$ эрг. Для $b < 0$ кризис наступает при меньших a .

Важно отметить, что эволюция темпа гигантских и гипервспышек не может помочь решить проблему дефицита всплесков в направлении скопления в Деве (см. раздел 6.1). Уменьшение количества самых мощных вспышек от молодых МПГ также не может существенно изменить полный темп, обсуждавшийся в 6.1.

Было высказано несколько предположений [509, 510] о том, что гигантские вспышки МПГ могут приводить к ускорению космическихлучей сверхвысоких энергий. В свете приведенного выше обсуждения можно сказать, что молодые магнитары в галактиках с мощным звездообразованием будут давать больший вклад, чем получается при простой трансляции наблюдаемого темпа вспышек известных МПГ. Однако, разумеется, полная энергетика все равно ограничена величиной, соответствующей запасенной в магнитном поле.

6.3.5 Заключение

В заключение раздела суммируем основные выводы:

- При слабоэволюционирующей мощности вспышек вероятность обнаружения магнитара уменьшается со временем. В нашей Галактике и ее спутниках более вероятно обнаружение молодых магнитаров за счет большей частоты вспышек. Соответственно, в этой области не следует ожидать обнаружения более молодых активных источников типа МПГ.
- Если темп вспышек резко спадает с возрастом звезды, а средняя энергия вспышек остается постоянной (или также уменьшается), то запасенной энергии магнитного поля не хватает на поддержание активности.
- Молодые магнитары должны давать более частые, но менее мощные вспышки.

Отсутствие большого количества внегалактических всплесков магнитаров закрывает одновременное существенное уменьшение частоты мощных всплесков и их энергии со временем.

6.4 Миллисекундный внегалактический радиовсплеск как гигантская вспышка магнитара

6.4.1 Введение

Прогресс в методах наблюдений позволил регистрировать и исследовать отдельные миллисекундные радиовсплески [511]. В 2007 году в работе [512] было описано обнаружение сильного нетеплового миллисекундного внегалактического всплеска радиоизлучения (mERB) с пекулярными свойствами. Радиопоток на частоте 1.4 GHz составил 30 ± 10 Ян, продолжительность всплеска менее 5 мсек. Мера дисперсии (DM) $375 \text{ см}^{-3}\text{пк}$ говорит о возможной внегалактической природе явления с расстоянием < 1 Гпк. Никакой галактики на месте источника не было обнаружено вплоть до 18 величины в диапазоне B , что дает нижний предел на расстояние > 600 Мпк для галактики типа нашей. Такое расстояние дает полное энерговыделение в радиодиапазоне $\sim 10^{40}$ эрг с яркостной температурой $\sim 10^{34}$ К. Оценки полного темпа таких всплесков (это оказалось возможным, т.к. событие было обнаружено в ходе обзорной программы) дают величину порядка $50 \text{ день}^{-1} \text{ Гпк}^{-3}$. Это существенно меньше темпа сверхновых – $\sim 1000 \text{ день}^{-1} \text{ Гпк}^{-3}$, но заметно выше темпа гамма-всплесков – $\sim 4 \text{ день}^{-1} \text{ Гпк}^{-3}$ и темпа слияний двойных нейтронных звезд $\sim 2 \text{ день}^{-1} \text{ Гпк}^{-3}$.

Из перечисленных выше возможностей с точки зрения естественности генерации сильного короткого радиовсплеска наиболее интересны слияния нейтронных звезд. Действительно, оставляя в стороне детали механизма излучения, можно сделать следующую простую оценку. Гигантские импульсы пульсара в Крабе имеют пиковую светимость 4 кЯн кпк^{-2} и могут быть обнаружены в обзоре, аналогичном [512] с расстояния в 100 кпк. Чтобы источник был обнаружен с 500 Мпк, потери вращательной энергии надо нарастить в 2.5×10^7 раз, т.е. довести их до 2.5×10^{45} эрг s^{-1} . Это возможно при миллисекундном периоде вращения и поле на порядок выше, чем у пульсара в Крабе. Такие условия вполне достичьмы на финальных стадиях слияния достаточно сильно замагниченных нейтронных звезд, как обсуждалось в работах [513] (см. также [514] и [515]).

Как полагают в настоящее время, слияния нейтронных звезд сопровождаются коротким гамма-всплеском ([516, 517], см. обзор в [518]). Само по себе отсутствие гамма-всплеска, совпадающего с радиотранзиентом, не может служить сильным аргументом против идентификации источ-

ника со сливающейся парой компактных объектов, т.к. гамма-пучок мог быть не направлен на Землю, или же просто быть достаточно слабым. Более существенным аргументом против идентификации является отсутствие миллисекундной модуляции радиовсплеска. Одновременные гамма и гравитационно-волновые наблюдения, совпадающие с радиовсплеском, были бы прямым доказательством связи mERB со слияниями.

Короткое время всплеска говорит о компактности источника < 1500 км (в нерелятивистском случае). Одним из наиболее естественных объектов могла бы быть нейтронная звезда или аналогичный компактный объект. Авторы открытия [512] обсуждали несколько известных типов источников коротких мощных радиовсплесков (включая RRATs и гигантские всплески радиопульсаров), но ни один из них не дает нужной энергетики.

Ниже мы предлагаем и обсуждаем, следуя [519, 520], гипотезу, не предложенную авторами [512]. Она состоит в том, что гиперспышка магнитара может сопровождаться миллисекундным радиовсплеском с нужными свойствами.

6.4.2 mERB от МПГ

Различные проявления вспышечной активности магнитаров в жестком диапазоне были достаточно подробно описаны выше. Здесь мы сконцентрируемся на самых мощных вспышках, примером которых может быть всплеск 27 декабря 2004 г., а также кандидаты во внегалактические всплески МПГ. Наша гипотеза состоит в том, что такие события сопровождаются миллисекундным радиовсплеском.

Во-первых, отметим, что оценка темпа mERB качественно совпадает с оценкой темпа гиперспышек, приведенных в работах ([501, 419], см. также раздел 6.1 и статьи [521, 502]). Наша оценка составляет $\sim 10^{-3}$ год $^{-1}$ в галактике типа нашей. Авторы [501] приводят более мягкий предел $< 1/130$ год $^{-1}$. Ниже мы будем пользоваться более консервативной оценкой [419]. Это примерно в $\sim 20 - 50$ раз меньше темпа сверхновых. Т.е., из оценки для сверхновых ~ 1000 день $^{-1}$ Гпк $^{-3}$ мы получаем величину темпа гиперспышек $\sim 20 - 50$ день $^{-1}$ Гпк $^{-3}$ в прекрасном соответствии с оценкой темпа mERB из работы [512].

Возможный механизм одновременного мощного радиоимпульса от вспышек МПГ обсуждался в работе [522] (см. также [523]). Лютиковым было предложено, что ~ 10 миллисекундный радиовсплеск может быть порожден в результате вспышки за счет тиринг-моды (tearing mode instability). Такое поведение аналогично процессам в солнечных вспышках. Для галактических МПГ (расстояние порядка 10 кпк) и слабых вспышек с

энергетикой $10^{36} - 10^{39}$ эрг с^{-1} была получена оценка потока на частоте $\sim 1 \text{ ГГц}$ порядка $1 - 1000 \text{ Ян}$. Масштабируя эти значения на светимость гипервспышки 27 декабря и расстояние 600 Мпк , мы получаем радиопоток $\sim 30 \text{ Ян}$, в прекрасном соответствии с данными по mERB [512].

Миллисекундная длительность всплеска хорошо согласуется с тем, что источником является магнитосфера нейтронной звезды. Например, на кривой блеск события 27 декабря (см. рис. 1b в [436]) на начальной стадии вспышки видны детали с длительностью порядка нескольких миллисекунд. Растущий фронт вспышки также был порядка 5 мсек. Радиовсплеск, порожденный тиринг-модой может быть и короче этого времени, т.к. время пересечения альвеновскими волнами внутренних частей магнитосферы составляет лишь $t_A \sim R_{\text{NS}}/c \sim 30 \mu\text{сек}$ (см. обсуждение в [523]). Отметим еще раз, что авторы открытия отмечают [512], что пятимиллисекундная длительность – это лишь верхний предел. Радиотранзистор мог быть сколь угодно короче этого времени.

В дополнение к гипервспышкам МПГ показывают наличие т.н. гигантских вспышек (события 5 марта 1979 и 27 августа 1998). Их галактический темп оценивается в $0.05 - 0.02 \text{ год}^{-1}$ [36], что порядка темпа сверхновых. Из-за малой статистики неизвестно существует ли непрерывное распределение вспышек по мощности для самых сильных или нет. Если есть непрерывный спектр, подобный наблюдаемому у слабых всплесков $dN/dE \sim E^{-\gamma}$ с показателем $\gamma \approx 1.6 - 1.7$ [524], то тогда можно было бы ожидать регистрации в радиообзоре некоторого количества более слабых транзиентов. Если же гипервспышки – это явления особого класса, не ложащиеся на общее распределение вспышек МПГ по мощности, известное для слабых событий, то тогда нет противоречия с отсутствием слабых mERB. Применение масштабирования, основанного на оценках Лютикова [522], к достаточно далеким внегалактическим гигантским вспышкам дает слишком низкие потоки на больших расстояниях и слишком малую статистику на близких, чтобы событие можно было зафиксировать с достаточной вероятностью в обзоре [512]. Равно невозможно было зарегистрировать радиовсплески, которые могли быть порождены слабыми вспышками, обычно концентрирующимися к более мощным. Скейлинг на основе [522] дает 0.03 мЯн для вспышек со светимостью $< 10^{41} \text{ эрг с}^{-1}$ при расстоянии принятом для наблюдавшегося mERB.

6.4.3 Обсуждение

Поскольку МПГ – это очень молодые нейтронные звезды, чья активность, видимо, длится лишь короткое время, то, как обсуждалось в раз-

деле 6.1, наиболее вероятно обнаружение внегалактических источников этого типа в галактиках с мощным звездообразованием. Это замечание может дать некоторую информацию относительно свойств хозяйской галактики обнаруженного mERB. Например, галактика может быть относительно слабой в диапазоне B из-за пыли, т.е. это может быть объект существенно отличающийся от нашей Галактики. Например, это может быть неправильная галактика с мощным звездообразованием. В этом случае она может располагаться ближе, чем 600 Мпк, о которых говорится в [512]. Внутренняя мера дисперсии в галактиках с мощным звездообразованием может быть велика. Было бы интересно получить глубокие инфракрасные пределы на хозяйскую галактику mERB, например с помощью обсерватории им. Спитцера или спутника Гершель.

К сожалению, вероятность обнаружения новых mERB в специализированных обзорах невелика, поскольку гипервспышки МПГ являются достаточно редкими событиями (см. раздел 6.1). В частности, радиомониторинг “фабрик сверхновых” вряд ли сможет дать более нескольких вспышек в год (отметим, что с расстояний в десятки Мпк можно надеяться увидеть mERB не только от гипервспышки, но и от гигантской вспышки МПГ). Тем не менее, предпринимая активный поиск mERB, следует в первую очередь уделить внимания направлениям с большим интегрированным по лучу зрения темпом звездообразования. В смысле методики поиска представляют интерес программы, подобные STARE [526] и FLIRT ([525]), поскольку mERB могут не иметь отождествлений в других диапазонах, если они связаны с гипервспышками МПГ.

Насколько нам известно, прямое предсказание [522] о том, что обычные (слабые) вспышки галактических МПГ могут сопровождаться достаточно мощными миллисекундными радиовсплесками, не было проверено. Существует ряд радионаблюдений магнитаров [527, 528], однако сильные верхние пределы, приведенные в этих работах, относятся не к вспышечной активности источников во время рентгеновских всплесков.

С другой стороны, стоит отметить, что отсутствие вспышек в жестком диапазоне от источников типа RRATs говорит о том, что механизм генерации миллисекундных радиовсплесков в них отличен от рассмотренного в [522]. Наблюдаемые радиопотоки от RRATs составляют 0.1 - 4 Ян [55], что в модели [522] соответствует рентгеновской светимости $10^{35} - 10^{36}$ эрг с^{-1} при расстояниях $\sim 2 - 7$ кпк. Это достаточно много, чтобы спутники типа RXTE могли зарегистрировать всплеск. К тому же для источника RRAT J1819-1458 есть жесткие верхние пределы на вспышечную активность по данным обсерватории Chandra [55]. Лишь крайне короткие рентгеновские вспышки (с очень малым флюэнсом) могли избежать регистрации.

Лоримером и др. (2007) [512] было отмечено, что нет гамма-всплеска, совпадающего с наблюдавшимся mERB. В случае, если mERB связан с гипервспышкой на расстоянии порядка 600 Мпк это естественно. Как показано в разделе 6.1 BATSE мог зарегистрировать гипервспышку лишь с расстояния менее 40–50 Мпк. SWIFT может регистрировать такие всплески с несколько большего расстояния (порядка 70 Мпк [428]), однако этого все равно недостаточно в случае известного mERB.

После гипервспышки 27 декабря (а также после гигантской вспышки 27 августа 1998 года) был зарегистрирован слабый радиоисточник ([529, 530] и ссылки там). Однако, с расстояния порядка сотен Мпк обнаружить аналогичный источник не представляется возможным.

Темп mERB, оцененный в [512] также совпадает с оценками темпа рождения магнитаров (примерно 10^{-3} лет $^{-1}$ на галактику, см. например [36]). Рождение магнитара должно сопровождаться сверхновой (а возможно и гамма-всплеском). Отсутствие таких событий, связанных с известным mERB делает такую гипотезу маловероятной.

Можно рассмотреть ряд других экзотических возможностей для объяснения mERB. Например, деконфайнмент внутри компактного объекта, приводящий к образованию кварковой звезды с полным изменением конфигурации магнитного поля. Однако, большинство таких сценариев приводит к одновременному мощному всплеску в жестком (гамма, рентген) или оптическом диапазонах, подобному гамма-всплеску или сверхновой.

Мы завершаем этот раздел, суммируя основные выводы. Оценки темпа гипервспышек хорошо согласуются с оценками вспышек mERB. Временной масштаб всплеска и отсутствие одновременных всплесков в других диапазонах, также как и отсутствие хозяйствской галактик до 18 звездной величины хорошо укладываются в рамки предложенной гипотезы. Механизм радиовсплеска качественно описан в [522] и все характерные энергетические характеристики соответствуют наблюдавшимся. Критично обнаружение новых mERB от более близких источников, для которых удастся получить сигнал (или жесткие пределы) в рентгеновском диапазоне.

Глава 7

Необычные источники и объекты с экстремальными параметрами

В этой главе объединены несколько результатов и дискуссий, которые с одной стороны непосредственно касаются рассмотренных выше тем (эволюция нейтронных звезд и наблюдения этих объектов), а с другой – обсуждаемые здесь типы источников пока или совсем не наблюдаются и являются гипотетическими, или известно лишь небольшое количество объектов, которые пока не могут полноценно представить всю популяцию.

Мы начинаем с обсуждения формирования очень массивных нейтронных звезд в тесных двойных системах. Затем рассмотрены одиночные аккреторы. В последнем разделе главы обсуждается целый ряд экзотических объектов или пока нерешенных вопросов.

7.1 Очень массивные нейтронные звезды

Современные данные говорят о том, что нейтронные звезды могут иметь массу как минимум до двух солнечных [531, 8]. Ожидается, что эта масса частично набирается в ходе акреции в двойной системе. Т.о., начальный спектр масс нейтронных звезд может существенно отличаться от спектра масс компактных объектов, эволюционировавших в тесных двойных. Представляет интерес расчет спектра масс наиболее тяжелых нейтронных звезд. В данном разделе мы приводим результаты работы [532].

7.1.1 Введение

Масса – один из ключевых параметров нейтронной звезды. В настоящее время с достаточной точностью массу можно измерить только, если объект входит в двойную систему. В течение долгого времени измерения масс нейтронных звезд согласовались с гипотезой об очень узком интервале масс $\sim 1.35 - 1.45 M_{\odot}$ [535] (подчеркнем, что тут речь идет о гравитационной массе). Поэтому в течение ряда лет стандартным считалось значение массы нейтронной звезды $1.4 M_{\odot}$. В последние годы диапазон масс существенно расширился и в сторону более низких, и в сторону более высоких значений.

Несколько кандидатов в массивные нейтронные звезды есть в рентгеновских системах. Однако там обычно довольно велика неопределенность оценки массы. В системе Vela X-1 масса нейтронной звезды оценивается в $1.8 - 2.4$ [536]. Для 4U 1700-37 приводится оценка $2.4 \pm 0.27 M_{\odot}$ [537]. Для 2S 0921-630/V395 Car приводилось значение $2 - 4.3 M_{\odot}$ [538].

Значения масс порядка $2 - 2.4$ масс Солнца не находятся в существенном противоречии с теоретическими ожиданиями (см., например, обзор в [539]). Здесь мы проведем расчеты, используя даже более высокие предельные значения.

7.1.2 Эволюционные каналы образования массивных нейтронных звезд

Здесь мы обсудим возможные эволюционные треки в двойных системах, приводящих к существенному набору массы нейтронной звездой.

Коллапс ядер массивных звезд в основном приводит к появлению объектов с массами $M \sim 1.2 - 1.5 M_{\odot}$. Это подтверждается и данными наблюдений [8], и расчетами [4]. Ниже мы называем массивными нейтронные звезды с массами более 1.8 солнечных (мы будем говорить о барионной массе нейтронной звезды, для пересчета ее в гравитационную надо учесть энергию связи, зависящую от уравнения состояния, см. [540]; обычно поправка составляет $\sim 0.2 M_{\odot}$). Такие объекты с крайне низкой вероятностью возникают сразу после коллапса. Необходим существенный набор массы в тесной двойной. Мы рассматриваем в качестве такового только акрецию в двойных системах, пренебрегая возвратной акрецией (fall-back) и слияниями нейтронных звезд.

Ниже мы рассмотрим как реалистичный вариант эволюции с ненулевым киком, так и иллюстративный вариант с нулевым киком, где намного проще продемонстрировать некоторые особенности эволюции в двойных. Кроме того, есть работы, в которых авторы высказывают аргументы

ты в пользу низкого значения кика [541]. Нас в основном будут интересовать системы с большим отношением масс, т.к. именно в них возможен существенный набор массы нейтронной звездой. Мы будем различать три ситуации:

- нормальная звезда переполняет полость Роша без образования общей оболочки,
- нормальная звезда переполняет полость Роша с образованием общей оболочки,
- белый карлик переполняет полость Роша.

Общая оболочка не образуется, если нормальный компонент не является существенно более массивным, чем нейтронная звезда. В таком режиме масса практически не теряется из двойной системы. Для более массивных вторичных компонентов появление общей оболочки неизбежно, перенос вещества неустойчив. В таком случае значительная масса теряется двойной системой, а масса нейтронной звезды растет очень медленно, что лишь частично компенсируется большей массой донора. После стадии общей оболочки орбита сокращается. Соответственно, позже даже вырожденный компаньон – белый карлик – может заполнить полость Роша.

В наших расчетах мы используем “Машину Сценариев” – комплекс программ, создаваемый в отделе Релятивистской астрофизики ГАИШ МГУ на протяжении ряда лет. Описание параметров программы доступно в работах [78, 469]. Перечислим лишь некоторые из свойств программы, наиболее существенные для нашего изложения.

- Все нейтронные звезды рождаются с массами $M = 1.4 M_{\odot}$.
- На стадии с общей оболочкой возможна стадия гиперакреции с темпом выше Эддингтоновского.
- Во время акреции магнитное поле нейтронной звезды уменьшается до значения, которое не мешает максимальной раскрутке вращения компактного объекта.
- Масса Оппенгеймера-Волкова принята экстремально большой – $3.45 M_{\odot}$ (см. [533, 534]), – чтобы иметь возможность построить спектр масс до теоретически возможных максимальных значений.

Отметим, что, если максимальная масса нейтронной звезды меньше выбранного нами предела (а скорее всего это так), то построенные нами спектры просто следует обрезать на соответствующем значении или рассматривать соответствующие массивные объекты как черные дыры.

Для случая нулевого кика мы выделяем две группы треков, приводящих к образованию массивных нейтронных звезд. Типичный трек первой группы соответствует следующим начальным параметрам системы. Большая полуось $a = 290 R_\odot$. Массы звезд $M_1 = 10.5 M_\odot$ и $M_2 = 2 M_\odot$ (Рис. 7.1, слева). После того как массивный компонент покидает главную последовательность, он расширяется и заполняет полость Роша. Начинается стадия с общей оболочкой. За время этой стадии орбита сжимается более чем на порядок. Первичный компонент теряет около трех четвертей своей массы и становится маломассивным гелиевым прародителем сверхновой. После взрыва орбита имеет небольшой эксцентриситет и получилась $a \sim 7\text{--}8 R_\odot$. Масса второго компонента существенно не менялась за прошедшее с момента рождения двойной время.

Пока вторичный компонент не заполнил свою полость Роша, нейтронная звезда проходит стадии эжектора и пропеллера. Во время этих стадий магнитное поле принято неэволюционирующими, что справедливо в рамках современных моделей для полей ниже $\sim 10^{13}$ Гс (они уменьшаются лишь вдвое, что не существенно для нашего обсуждения, см. [392]). Длительность стадий приводится и обсуждается в [78].

После того, как второй компонент заполняет свою полость Роша, нейтронная звезда начинает аккрецировать. В этот момент отношение масс примерно равно 0.7 (нейтронная звезда легче), и перенос вещества идет устойчиво, вещество не уходит из двойной. Вплоть до выравнивания масс компонент двойной перенос идет в тепловой шкале. После выравнивания – в ядерной. Процесс акреции может прекратиться, если включается миллисекундный пульсар. Это происходит, когда масса донора равна уже примерно 0.1 солнечной. После этого вторичный компаньон может быть полностью испарен (система типа пульсара “Черная вдова” – PSR J2051-0827). Если же пульсар не включился, и акреция продолжилась, то она идет до образования планетоподобного объекта с массой порядка массы Юпитера. В обоих случаях масса нейтронной звезды может достигать $\sim 3.2\text{--}3.3$ массы Солнца. Мы можем наблюдать такие системы на стадии акреции, которая занимает около 90 процентов времени эволюции. Описанный эволюционный канал является узким в том смысле, что небольшие вариации начальных параметров системы приводят к тому, что массивная нейтронная звезда не образуется. Также важно отметить, что плохо известные параметры стадии с общей оболочкой могут влиять на свойства данного эволюционного канала.

Диапазоны начальных параметров для треков второй группы приведены в таблице 7.1. Мы приводим максимальные и минимальные значения для двух треков (2a и 2b), которые отличаются конечными стадиями эволюции. Орбитальный период, P_{orb} , приведен в таблице 7.1 для иллюстрации: в наших вычислениях мы используем массы и большие полуоси. Значения P_{orb} , приведенные в таблице, вычислены с использованием максимальных масс и минимальных больших полуосей для самого короткого периода и, наоборот, минимальных масс и максимальных больших полуосей – для самого длинного. Т.о., интервалы P_{orb} в случаях треков 2a и 2b пересекаются.

Типичные представители подгруппы 2a имеют следующие параметры: $a = 300 R_{\odot}$, $M_1 = 12 M_{\odot}$, $M_2 = 4 M_{\odot}$. Основная разница с первой группой треков состоит в наличии более массивных вторичных звезд. Из-за этого стадия с общей оболочкой во время первого перетекания становится менее эффективной, и после второго взрыва сверхновой образуется система с $a = 170 R_{\odot}$ и низким эксцентриситетом (масса второго компонента практически не изменяется). Позднее второй компонент заполняет свою полость Роша. Отношение масс при этом высоко, и перетекание неустойчиво. Образуется общая оболочка. В конце стадии с общей оболочкой вторичный компонент превращается в белый карлик с массой $M \sim 0.8 M_{\odot}$, а орбита уменьшается до $5 R_{\odot}$. Во время стадии с общей оболочкой масса нейтронной звезды возрастает до $\sim 2.3 M_{\odot}$ (для более массивных доноров унос вещества из системы более эффективен, и в таких случаях массы нейтронных звезд ниже: $\sim 1.9 M_{\odot}$).

После формирования двойной, состоящей из нейтронной звезды и белого карлика, эволюция треков второй группы может пойти по одному из двух путей. Для некоторых треков (2a) время сближения компонент за счет гравитационного излучения слишком велико, и переполнение полости Роша не наступает за время жизни Галактики. Системы с более тесными орбитами сближаются достаточно быстро, чтобы карлик переполнил полость за разумное время. Эта ситуация соответствует таким типичным начальным параметрам $a = 200 R_{\odot}$, $M_1 = 12 M_{\odot}$, $M_2 = 4 M_{\odot}$ (трек 2b в таблице 7.1).

Основная разница между треками 2a и 2b состоит в более тесной орбите в последнем случае. Трек 2b подобен треку в правой части рисунка 7.1, но после стадии с общей оболочкой полуось системы составляет лишь $\sim 3 R_{\odot}$. У белого карлика есть достаточно времени, чтобы заполнить полость Роша и целиком перетечь на нейтронную звезду. В этом случае возможно сильное увеличение массы компактного объекта: до $\sim 3 M_{\odot}$. Стадии с белым карликом показаны в выделенной прямоугольной области, поскольку они различают треки 2b и 2a.

Таблица 7.1: Параметры треков второй группы

параметр	min	max	ширина
Трек 2a			
a	$279 R_\odot$	$670 R_\odot$	0.20
M_1	$10.3 M_\odot$	$12.8 M_\odot$	0.054
M_2	$3.9 M_\odot$	$6.7 M_\odot$	0.13
$P_{\text{orb}}^{(*)}$	123 ^d	537 ^d	
Трек 2b			
a	$135 R_\odot$	$279 R_\odot$	0.17
M_1	$10.3 M_\odot$	$12.4 M_\odot$	0.046
M_2	$3.9 M_\odot$	$7.4 M_\odot$	0.15
$P_{\text{orb}}^{(*)}$	41 ^d	144 ^d	

(*) P_{orb} приведен только для иллюстрации, см. текст.

Когда начальная большая полуось системы больше чем $a \sim 670 R_\odot$, вторая стадия с общей оболочкой заканчивается слиянием: формируется объект Торна-Житков. Для него дальнейшая эволюция недостаточно хорошо изучена. Возможно как образование очень массивной нейтронной звезды, так и образование черной дыры. Мы не рассматриваем в наших расчетах такой канал образования массивных нейтронных звезд.

Выше мы обсудили треки без учета скорости отдачи (кика) при образовании нейтронной звезды. Однако, это очень важный параметр, существенно влияющий на параметры двойной системы, в частности, система может быть разрушена или, наоборот, “спасена” киком (последнее относится к случаю сброса более половины массы системы).

Дополнительная скорость, которую нейтронная звезда получает при рождении, может сдвинуть границы интервалов параметров, при которых образуются массивные нейтронные звезды. Если на диапазон масс влияние кика оказывается небольшим, то для случая больших полуосей влияние велико. В частности, с учетом кика изначально более широкие системы, чем обсуждалось выше, могут в конце эволюции приводить к появлению массивных нейтронных звезд. Ниже мы приводим результаты расчетов как с учетом кика, так и без него.

7.1.3 Результаты расчетов

Для определения числа массивных нейтронных звезд в Галактике мы провели несколько расчетов для разных параметров, которые соответ-

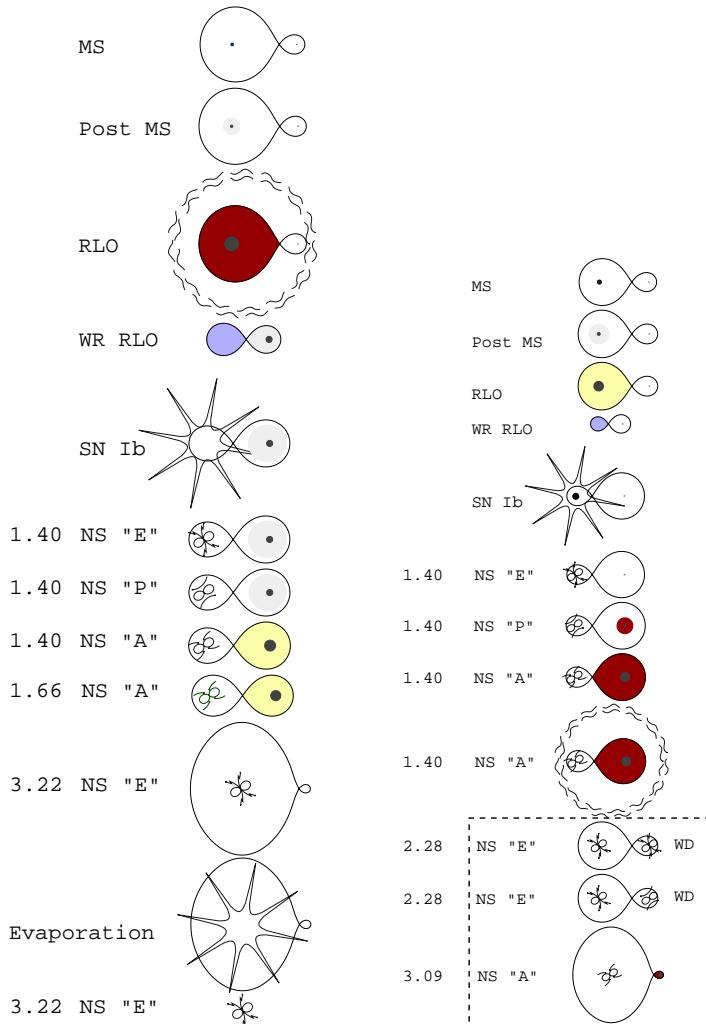


Рис. 7.1: Эволюционные треки, приводящие к образованию массивных нейтронных звезд. На левом рисунке показан типичный трек первой группы. Первый перенос массы приводит к формированию общей оболочки из-за высокого отношения масс. Аккреция на нейтронную звезду во время второго переноса вещества идет устойчиво, без образования общей оболочки. На правом рисунке мы показываем трек для системы второй группы. Трек отличается более высокой массой второго компаньона системы. Из-за этого первый перенос вещества идет без образования общей оболочки. Нейтронная звезда набирает массу в одном или двух эпизодах аккреции. Если начальная орбита не слишком широкая (менее $\sim 200 R_{\odot}$, см. текст), то эпизодов аккреции два. Второй связан с аккрецией вещества белого карлика (на рисунке выделено прямоугольником). Для более широких систем эпизод только один. На рисунке указаны эволюционные стадии, следуя [78] и массы нейтронных звезд. Внутри прямоугольника также приводятся стадии для белого карлика.

Таблица 7.2: Доли массивных нейтронных звезд на разных стадиях

Стадия	с киком	без кика
Эжектор	0.32	0.39
Пропеллер + Георотатор	0.02	0.08
Аккретор	0.66	0.53
Сверхкритические стадии	$5 \cdot 10^{-6}$	0

ствуют выделенным группам двойных систем. В каждом запуске программы рассчитывалось 10^6 индивидуальных треков.

Расчеты проведены для нулевого кика и двухмодового кика с распределением типа приведенного в работе [5]. Доля нейтронных звезд в каждой моде была одна и та же. Средняя скорость в первой составляла 175 км с^{-1} , а во второй – 750 км с^{-1} . В каждой моде распределение было максвелловским.

Для сценария без кика мы поступали следующим образом. Для второй группы треков мы использовали значения, приведенные в таблице 7.1. Для первого семейства треков мы приняли диапазон a от 230 до $346 R_\odot$, для масс первичных компонент M_1 диапазон от 8.4 до $12.6 M_\odot$, а для вторичных (M_2) – от 1.6 до $2.4 M_\odot$.

Для сценария с киком мы использовали те же диапазоны масс, а вот большие полуоси разыгрывались в диапазоне от 200 до 2000 радиусов Солнца.

Полное число нейтронных звезд в Галактике было принято равным 10^9 . Возраст Галактики – $1.5 \cdot 10^{10}$ лет.

Для ненулевого кика результаты таковы. В первом канале (левая часть рисунка 7.1) образуется крайне мало массивных нейтронных звезд. В основном все они появляются во втором канале. Полный темп образования массивных двойных звезд (повторим, что образование идет только путем наращивания массы при акреции в двойных) $6.7 \cdot 10^{-7} \text{ лет}^{-1}$. Это соответствует $\sim 10\,000$ объектов в Галактике. Для нулевого кика темп выше: $4 \cdot 10^{-6} \text{ лет}^{-1}$, что соответствует $\sim 60\,000$ объектам.

Очевидно, лишь часть массивных нейтронных звезд в данный момент времени находится на потенциально наблюдаемой стадии. Это или яркий рентгеновский источник, т.е. стадия акреции, или радиопульсар. В таблице 7.2 приводятся доли массивных нейтронных звезд на каждой из рассмотренных стадий. Радиопульсар является подстадией эжектора. Видно, что аккреторы доминируют.

При ненулевом кике около 25% аккрецирующих массивных нейтронных звезд имеют в качестве доноров нормальные звезды. У остальных

компаньоном является белый карлик. При нулевом кике почти все массивные нейтронные звезды на стадии аккреции находятся в парах с белыми карликами, заполняющими свои полости Роша.

Распределение масс для обоих сценариев приведено рисунку 7.2. Показаны барионные массы. Отметим, что мелкие детали на рисунке связаны со статистическими флуктуациями. Например, первый пик на восходящей части штриховой кривой, а также средний пик на сплошной кривой, являются, по всей видимости, такими флуктуациями. Важной особенностью являются два пика на $M \sim 2.3 M_{\odot}$ и $M \sim 3.1 M_{\odot}$, которые соответствуют типам треков 2a и 2b (см. правую часть рисунка 7.1 и таблицу 7.1).

На рисунке 7.3 приведено распределение по светимостям для массивных нейтронных звезд. В сценарии с ненулевым киком около половины рассмотренных нами компактных объектов имеет массы $M > 2.5 M_{\odot}$. Т.е., по всей видимости, они являются черными дырами. Поэтому мы можем заключить, что в Галактике есть несколько тысяч массивных нейтронных звезд со светимостями $10^{34} \lesssim L \lesssim 10^{36}$ эрг s^{-1} . Это основной вывод данного параграфа.

7.1.4 Дискуссия

Как и любой популяционной модели, нашему подходу свойственны некоторые недостатки. Кратко обсудим их. Основными, на наш взгляд, могут являться неучтенные корреляции между разными параметрами. Так в наших предположениях такие начальные величины как масса, магнитное поле, период вращения и кик считаются некоррелированными друг с другом. Причина проста: нет никаких четких указаний на наличие таких корреляций. Т.е., их попросту невозможно адекватно учесть. Тем не менее, надо отметить, что такие корреляции возможны. Укажем некоторые из них и приведем ссылки на работы, в которых они обсуждаются.

- Спин – магнитное поле [12]
- Магнитное поле – масса [542, 341]
- Внутренняя структура – скорость [236]
- Двойственность – скорость [253]
- Масса ядра – скорость [240]

Кратко прокомментируем эти пункты (см. также последний раздел этой главы) в контексте нашей задачи. По всей видимости, описанные

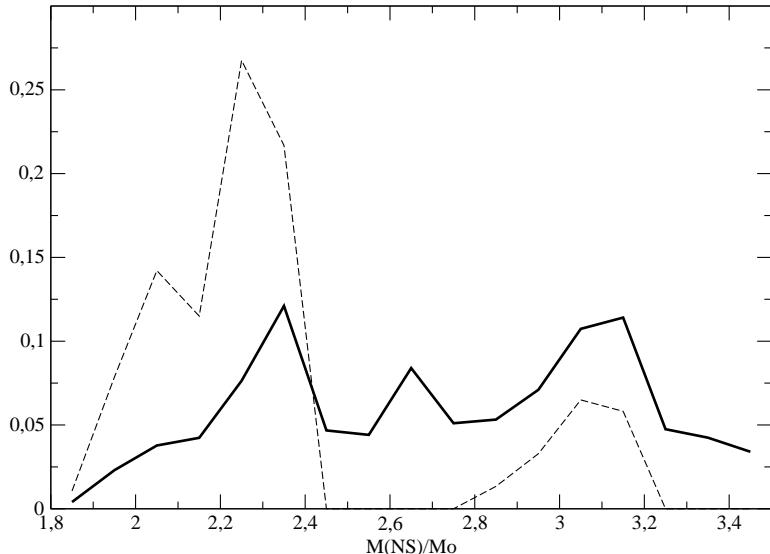


Рис. 7.2: Распределение барионных масс компактных объектов. Показаны только объекты массивнее 1.8 масс Солнца. Верхний предел массы условен, выше примерно 2-2.5 солнечных масс можно ожидать, что объекты являются черными дырами. Штриховая линия соответствует сценарию с нулевым киком. Сплошная – ненулевому кику. Левый пик для обоих распределений соответствует объектам, прошедшим один эпизод акреции. Правые пики образованы объектами, имевшими также в качестве донора белые карлики. Распределения нормированы на единицу (площадь под каждой кривой равна единице).

корреляции для начальной массы не критичны для основных выводов нашей работы. Дело в том, что масса, добавляемая в результате акреции, существенно превосходит обсуждаемые неопределенности в начальной массе.

Важной корреляцией, не учтенной здесь, является возможность того, что существенная часть нейтронных звезд, образующаяся в тесных массивных системах, не получает большой дополнительной скорости (см. раздел 2.5). Однако набор массы в основном происходит в маломассивных системах, так что эта корреляция не может существенно изменить наши результаты.

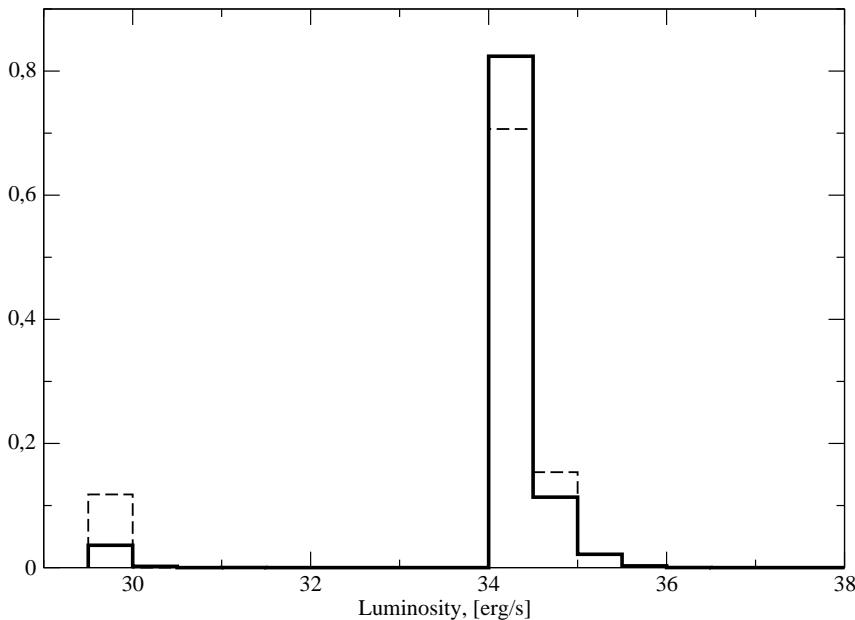


Рис. 7.3: Распределение по светимостям аккрецирующих массивных нейтронных звезд. Левый крайний бин включает все объекты со светимостями $L < 10^{30}$ эрг с^{-1} . Штриховая линия соответствует сценарию с нулевым киком. Сплошная – с ненулевым. В диапазонах $10^{30} \lesssim L \lesssim 10^{34}$ эрг с^{-1} и $10^{36} \lesssim L \lesssim 10^{37}$ эрг с^{-1} число систем не равно нулю, однако крайне мало. Все распределения нормированы на единицу.

Представленные нами результаты относятся к стандартной эволюции двойных в галактическом диске. Их нельзя приложить к системам, образовавшимся в шаровых скоплениях. Однако заметим, что рассмотренные нами каналы эволюции в основном приводят к образованию “жестких” систем на стадии, когда образовалась нейтронная звезда. Т.е., орбитальная скорость в таких системах больше, чем дисперсия скоростей скопления. Поэтому наши системы не испытывают большого динамического влияния скопления. Тем не менее, длительность различных стадий в скоплениях и в диске может отличаться. Т.о., мы не считаем, что наши оценки приложимы к шаровым скоплениям.

Можно предположить, что поскольку темп рождения миллисекундных пульсаров (на единицу массы) в скоплениях выше, чем в диске, то и

темп образования массивных нейтронных звезд будет выше. Этот вопрос нуждается в дополнительном исследовании.

Открытым вопросом остается предельная масса нейтронных звезд. Основная доля кандидатов в черные дыры имеет массы порядка 6-10 масс Солнца. Но, если предельная масса нейтронных звезд составляет порядка 2-2.5 солнечных, то могут (и должны) существовать черные дыры и с массами чуть больше этого предела. Результаты, приведенные на рисунках, свидетельствуют, что число объектов с массами $M \gtrsim 3.2 M_{\odot}$ согласно нашим расчетам мало. Но число дыр с массами $M_{\max} \lesssim M \lesssim 3.2 M_{\odot}$ нельзя назвать пренебрежимо малым. Существуют несколько двойных систем, в которых массы компактных объектов (черных дыр, по всей видимости) составляют $\sim 3\text{-}4 M_{\odot}$ [543, 538]. Объекты могут приобретать такую массу и в результате эволюции в описанных нами каналах.

7.1.5 Возможные кандидаты

Основные ожидаемые наблюдательные проявления массивных нейтронных звезд такие же, как у объектов со стандартными массами: рентгеновские источники и радиопульсары. Однако есть и некоторые отличия. Наличие маломассивного вырожденного компаньона (белого карлика), очень короткий период вращения или очень низкое магнитное поле могут служить индикаторами присутствия в системе массивной нейтронной звезды.

Если магнитное поле становится слишком низким, то альвеновский радиус становится меньше радиуса нейтронной звезды. Это происходит при:

$$B \lesssim 2 \cdot 10^9 \text{ Гс} \dot{M}_{-8}^{1/2} m^{1/4} r_{10}^{-5/4},$$

здесь $\dot{M}_{-8} \equiv \dot{M}/10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$, $r_{10} \equiv r_{\text{NS}}/10 \text{ км}$ и m – масса нейтронной звезды в единицах массы Солнца. В этом случае диск подходит прямо к поверхности нейтронной звезды и образуется пограничный слой, а в спектре появляется дополнительная тепловая компонента [544]. Однако стоит заметить, что в ряде моделей для массивных нейтронных звезд радиус меньше расстояния до последней устойчивой орбиты, поэтому ситуация будет несколько сложнее.

Можно составить список основных типов источников, в которых наиболее вероятно существование массивных нейтронных звезд:

- Рентгеновские источники со слабо выраженным пульсациями и признаками пограничного слоя в спектре.

- Миллисекундные рентгеновские пульсары с белыми карликами.
- Миллисекундные радиопульсары с белыми карликами.
- Другие типы миллисекундных рентгеновских пульсаров.
- Другие типы миллисекундных радиопульсаров.

Мы не включали в наши расчеты системы с изначально очень маломассивными компаньонами (например, бурыми карликами). В таких двойных нейтронная звезда не может набрать большую массу, при этом нейтронная звезда может наблюдаться как миллисекундный пульсар. При этом в наших расчетах учитывались каналы, приводящие к появлению систем типа пульсара “черная вдова” – SAX J1808.4-3658.

7.2 Одиночные аккреторы

В диссертации обсуждались одиночные нейтронные звезды на самых разных стадиях эволюции. В течение своей жизни такие объекты могут проявлять себя как источники разных типов [230]. Наблюдаются в основном молодые одиночные нейтронные звезды, когда у звезды еще есть или очень сильное магнитное поле, или достаточно быстрое вращение, или большой запас тепловой энергии. Крайне интересно обнаружить одиночные нейтронные звезды на поздних стадиях эволюции. Финальной стадией для многих из них должна быть фаза акреции вещества межзвездной среды.

Классическая теория акреции уходит корнями в 30-40-е гг. [216, 215] (см. также ссылки на ранние работы в книге [545]). С начала 70-х годов разные авторы обсуждали возможность наблюдения одиночных аккрецирующих нейтронных звезд. В последние годы их предсказания изменились от очень оптимистичных (почти все старые нейтронные звезды являются аккреторами; рентгеновский спутник класса ROSAT должен обнаруживать тысячи подобных объектов) до очень пессимистичных (на стадии акреции находится только малая доля старых одиночных нейтронных звезд; большинство аккреторов — очень слабые источники).

Физика акреции на одиночные объекты несколько отличается от акреции в двойных системах. Во-первых, отсутствует орбитальный момент. Во-вторых, чаще всего (при акреции из МЗС) темп акреции невелик (см. [97]).

Для астрофизических приложений ключевым вопросом является определение темпа акреции, M . Все рассмотрение проводится для столкно-

вительной среды, что всегда выполняется в случае аккреции на нейтронную звезду из МЗС. При аккреции Бонди одиночная нейтронная звезда, аккрецирующая вещества обычной межзвездной среды может иметь светимость порядка 10^{30} - 10^{32} эрг с $^{-1}$. Если же нейтронная звезда находится в плотном молекулярном облаке [28, 546], то светимость может существенно возрасти.

Современные работы направлены на учет различных эффектов, которые могут изменять (обычно уменьшать) темп аккреции по-сравнению с классическими результатами Бонди и др. (см. ниже).

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

$$R_G = \frac{2GM}{c_s^2}, \quad (7.1)$$

где c_s — скорость звука в МЗС вдали от нейтронной звезды. Таким образом, $\dot{M} = 4\pi R_G^2 \rho_\infty c_s \propto c_s^{-3}$. Отметим сильную зависимость темпа аккреции от температуры $\dot{M} \propto T_\infty^{-3/2}$. Поэтому вопрос о прогреве МЗС излучением нейтронной звезды является исключительно важным. Остановить аккрецию прогрев не может [547], но он может заметно уменьшить ее темп. Влияние прогрева будет рассмотрено ниже.

В случае цилиндрической аккреции ($v_\infty > c_s$) изменяется формула для радиуса гравитационного захвата:

$$R_G = \frac{2GM}{c_s^2 + v_\infty^2}. \quad (7.2)$$

И, таким образом, для темпа аккреции имеем:

$$\dot{M} = k\pi \frac{(2GM)^2}{(c_s^2 + v_\infty^2)^{3/2}} \rho_\infty. \quad (7.3)$$

Коэффициент пропорциональности, k , зависит от скорости нейтронной звезды. Грубо можно положить его равным единице. Точные аналитические решения в данном случае отсутствуют. Важным также оказывается учет влияния магнитосферы нейтронной звезды [83].

Аккреционная светимость может быть оценена по формуле:

$$L = \dot{M}GM/R \approx 2 \times 10^{31} \dot{M}_{11} M_{1.4} R_{10}^{-1} \text{ эрг с}^{-1}.$$

Обратное влияние излучения аккрецирующего объекта на аккреционный поток не раз рассматривалось разными авторами, начиная с [548].

В случае одиночной нейтронной звезды светимость далека от эддингтоновской, $L < 10^{-4}L_E$. Однако, как показано в работе [213] прогрев может уменьшить темп акреции еще в несколько раз, что может многократно уменьшить число потенциально наблюдаемых одиночных аккрецирующих нейтронных звезд.

За счет жесткого излучения движущейся нейтронной звезды вокруг нее возникает кометообразная туманность размером порядка 10^{17} см для самых низкоскоростных нейтронных звезд при плотности порядка 10^{-24} г см⁻³ [213]. При движении в среде с плотностью порядка 10^{-24} г см⁻³ уменьшение темпа акреции 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 больших плотностях МЗС (о характеристиках МЗС см. книгу [549]).

Численное моделирование сферической и цилиндрической акреции на нейтронные звезды проводилось неоднократно. Остановимся на недавних расчетах акреции на нейтронную звезду с учетом магнитного поля [101, 84, 550] (результаты этой группы также доступны в Интернете по адресу <http://www.astro.cornell.edu/us-russia/>).

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

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

Таким образом, современные исследования показывают, что темп акреции Бонди является верхним пределом, редко реализующимся в природе.

Интересный результат был получен в работе [551] Авторы показали, что акреция с невысоким темпом может приводить к вспышечной активности в гамма-области за счет энергии, накопленной в коре нейтронной звезды. Для нейтронной звезды, аккрецирующей с темпом $\sim 10^{10}$ г с⁻¹, требуется $\sim 10^{10}$ лет, чтобы накопить энергию для вспышки максимальной энергии $\sim 5.4 \cdot 10^{45}$ эрг. Энергия выделяется в результате развития неустойчивости. В начале выделяется относительно небольшая запасенная гравитационная энергия. Это приводит к разогреву вещества, достаточного для начала термоядерных реакций, в результате которых и

выделяется основная доля энергии вспышки. Все это приводит к «звезд-отрясению», сопровождающемуся движениями магнитных силовых линий, приводящими к гамма-всплеску [552]. В связи с падением интереса к галактическому происхождению гамма-всплесков после определения красных смещений для нескольких источников данные работы в последнее время активно не обсуждаются. Однако для астрофизики старых одиночных аккрецирующих нейтронных звезд они представляют значительный интерес. В частности, необходимо более детальное рассмотрение условия возникновения неустойчивости, запускающей весь процесс вспышки.

Попытка проведения глобального популяционного синтеза одиночных нейтронных звезд была предпринята в [217]. Эта “перепись” нейтронных звезд была проведена для определения долей популяции нейтронных звезд, находящихся на каждой из четырех основных эволюционных стадий: *эжектора, пропеллера, аккретора и георотатора* (описание данных стадий см. в [200]). С современной точки зрения это исследование имеет несколько недостатков. Авторы использовали очень простые распределения по начальным периодам и магнитным полям, а также одномодовое распределение по скоростям. Для стадий пропеллера и георотатора использовались упрощенные описания, а эволюция угла наклона ротатора χ просто не учитывалась. Несмотря на это, по нашему мнению, основные свойства реального распределения нейтронных звезд в ней описаны корректно. Для стандартного распределения магнитных полей (без затухания) нейтронные звезды большую часть своей жизни проводят как эжекторы (или как георотаторы для высоких скоростей). Это следует из следующего выражения для времени жизни на стадии эжектора:

$$t_E \sim 10^9 \mu_{30}^{-1} n^{-1/2} v_{10} \text{ лет.}$$

Здесь n – концентрация частиц в межзвездной среде, μ_{30} – магнитный момент в единицах 10^{30} Гс см³.

При наличии затухания поля наиболее многочисленными могут стать нейтронные звезды на стадии пропеллера (см. Гл. 2). Замедление вращения нейтронной звезды на стадии сверхзвукового пропеллера известно плохо (см. список формул, например, в [93]). Для одной из моделей (см. [217]) имеем

$$t_P \sim 10^6 \mu_{30}^{-8/7} n^{-3/7} v_{10}^{9/7} \text{ лет.}$$

Т.о., для полей $\lesssim 10^9$ Гс время жизни на стадии сверхзвукового пропеллера становится очень велико.

В работе [217] показано, что при разумном распределении скоростей более 90% одиночных нейтронных звезд никогда не уходят со стадии эжекции, а доли пропеллеров и георотаторов малы. В этой работе наступление стадии георотатора было описано слишком упрощенным способом. Эта стадия наступает после окончания стадии эжектора, если гравимагнитный параметр, $y = \dot{M}/\mu^2$, очень мал (см. подробное описание стадий в [77]). Необходимо, чтобы радиус гравитационного захвата был меньше радиуса магнитосферы. Тогда влияние гравитации мало (как для земной магнитосферы). Соответствующее условие можно записать так [217]:

$$v > 410 n^{1/10} \mu_{30}^{-1/5} \text{ км с}^{-1}.$$

Стоит отметить, что три приведенные выше формулы не стоит воспринимать как догму. Во-первых, они модельно-зависимы. Во-вторых, численные коэффициенты в них определены с точностью не лучше десятков процентов из-за оценочного характера исходных выражений, использованных при выводе. Тем не менее, они дают представление о порядках рассматриваемых величин и “генеральной линии” эволюции одиночных нейтронных звезд.

Для окончания стадии эжектора в [217] рассматривался только вариант, когда радиус гравитационного захвата больше радиуса светового цилиндра. Обратная ситуация важна в случае больших скоростей. При правильном описании большая часть высокоскоростных эжекторов на самом деле оказались бы георотаторами. Не принималась во внимание также стадия дозвукового пропеллера (см. [98] и ссылки там).

Более детальное исследование свойств аккрецирующих одиночных нейтронных звезд проведено в работе [280]. Авторы построили распределение Log N – Log S распределение для аккреторов. В ней показано, что на низких потоках (ниже $10^{-13} - 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{ см}^{-2}$) аккреторы становятся более многочисленными, чем молодые останавливающие нейтронные звезды (этот тип источников более подробно описан в следующем разделе). В этой же работе были получены распределения одиночных аккреторов по скоростям, температурам и темпам акреции, см. Рис. 7.4.

Любопытная статья появилась в 2001 году [553]. Эти авторы высказали гипотезу о том, что слабые рентгеновские источники в шаровых скоплениях могут быть одиночными аккрецирующими нейтронными звездами. Мы провели небольшое исследование, призванное оценить количество таких объектов с заметной светимостью [554].

Мы использовали предположения об эволюции одиночных нейтронных звезд, аналогичные сделанным нами в [217]. Типичным мы считали скопление с массой $10^5 M_\odot$. Скорость отдачи (кик), которую нейтронные

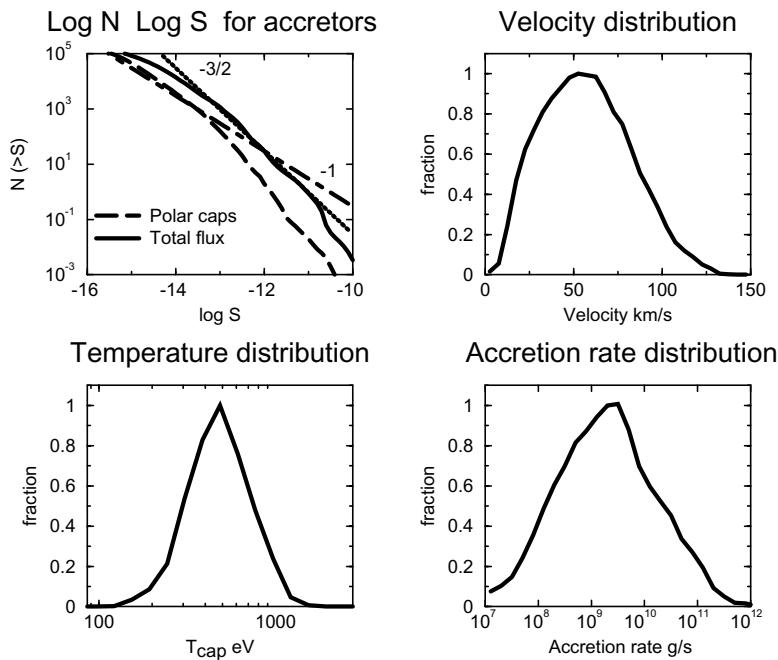


Рис. 7.4: Результаты популяционного синтеза одиночных аккрецирующих нейтронных звезд [280]. На верхнем левом рисунке приведены кривые $\text{Log } N - \text{Log } S$ для полного потока (рассчитанного по формуле Бонди и 100-процентной эффективности акреции) и для акреции на полярные шапки в диапазоне 0.5–2 кэВ. Магнитное поле предполагалось постоянным с распределением, соответствующим наблюдающему у радиопульсаров. Распределение по скоростям было максвелловским со средним значением 300 км s^{-1} . На трех других рисунках показано распределение аккрецирующих нейтронных звезд по скоростям, температурам и темпу акреции.

звезды получали при рождении, имела максвелловское распределение с дисперсией 140 км s^{-1} . Для плотности межзвездной среды в скоплении мы использовали высокое значение, предложенное в работе [553], – 100 cm^{-3} .

Оценки были сделаны нами в два этапа. На первом в рамках простой модели мы получили относительное количество аккреторов в скоплениях и в галактическом диске. В скоплениях доля аккреторов оказалась в 26 раз ниже, чем в диске. Это связано с тем, что огромная доля нейтронных звезд покидает скопления из-за высокой начальной скорости.

Затем мы оценили количество аккреторов в типичном скоплении. Мы получили примерно 0.5–1 аккретор на типичное скопление при норми-

ровке 10^9 нейтронных звезд в Галактике. Т.о., простые эволюционные соображения не противоречат гипотезе [553], если в скоплениях действительно столь высока плотность межзвездной среды [555].

7.3 Редкие объекты и нерешенные проблемы

В области изучения параметров, эволюции и наблюдательных проявлений одиночных нейтронных звезд есть много нерешенных проблем. В связи с этим обсуждается ряд экзотических возможностей. Некоторые из этих вопросов мы кратко обсуждаем в этом разделе. Эти результаты и гипотезы дискуссионны и уязвимы для критики, тем не менее в заключение диссертации мы считаем важным их упомянуть. Они, с одной стороны, дают некоторое представление о некоторых направлениях, в которых можно (и нужно) совершенствовать модели популяционного синтеза. А с другой – показывают области возможного будущего приложения популяционных моделей.

7.3.1 Поиск реликтовых аксионов и одиночные нейтронные звезды

Нейтронные звезды благодаря своим уникальным свойствам могут выступать не только в виде объектов исследований, но и как “астрономические приборы”. Самым известным примером, пожалуй, является идея о детектировании очень длинноволновых гравитационных волн путем наблюдения большого количества радиопульсаров [556, 557]. Максимом Пширковым было предложено, что магнитосфера нейтронных звезд могут работать как “детекторы” реликтовых аксионов, генерируя радиосигнал. Мной было указано, что объекты Великолепной семерки являются наилучшими кандидатами. Совместно нами были проведены расчеты и была написана работа [558], к краткому описанию результатов которой мы и перходим.

Основная часть вещества во вселенной является “темной”, т.е. частицы не наблюдаются непосредственно, кроме их гравитационного влияния. Эти частицы не являются барионами [559, 560]. Было предложено множество типов частиц, которые могут составлять темное вещество. Одними из наилучших кандидатов являются аксионы. Это легкие нейтральные псевдоскалярные частицы, которые возникают из-за спонтанного нарушения симметрии Печчеи-Квинн [561].

В действительности аксионы не являются абсолютно “темными”. Во внешних электромагнитных полях они могут взаимодействовать с вир-

туальными фотонами и давать реальные фотоны – это т.н. эффект Примакова [562].

$$a + \gamma_{\text{virt}} \rightarrow \gamma \quad (7.4)$$

Несколько экспериментов пытаются обнаружить эффект Примакова. Одно из направлений таких исследований связано с поисками взаимодействия высокоэнергичных аксионов, которые могут приходить из солнечных недр, с сильными магнитными полями в лаборатории [563, 564]. Также солнечные аксионы можно искать с помощью рентгеновских наблюдений из-за возможной конверсии этих частиц в земном магнитном поле [565, 566]. Во всех этих экспериментах идут поиски “молодых горячих” аксионов, а не реликтовых холодных частиц, возникших в ранней вселенной. Ниже мы обсуждаем механизм, позволяющий увидеть сигнал от реликтовых аксионов. Отметим, что и в лабораториях идут поиски таких частиц [567].

Самые сильные из известных в макроскопическом масштабе магнитных полей связаны с нейтронными звездами. При определенных обстоятельствах, которые мы обсудим ниже, космологические аксионы могут испытывать эффект Примакова в магнитосферах нейтронных звезд. Возможное “использование” этих сверхсильных полей для поисков легких псевдоскалярных бозонов уже обсуждалось в работах [568, 569]. Ниже мы детальнее обсуждаем одну из возможностей обнаружить конверсионный электромагнитный сигнал.

Взаимодействие аксиона и фотона описывается следующим членом лагранжиана:

$$L_{\gamma\phi} = -\frac{1}{4M} F^{\mu\nu} \tilde{F}_{\mu\nu} \phi, \quad (7.5)$$

где ϕ – акционное поле, $F^{\mu\nu}$, $\tilde{F}_{\mu\nu}$ – тензор электромагнитного поля и его дуальный тензор, соответственно, $\frac{1}{4M}$ – константа связи.

Масса покоя аксиона принимается малой, исходя из имеющихся космологических и астрофизических ограничений: $10^{-6} \text{ эВ} \leq m_a \leq 10^{-2} \text{ эВ}$. Константа связи также мала: $M > 10^{10} \text{ ГэВ}$ [570, 571].

Вероятность конверсии аксиона в поперечном магнитном поле можно оценить по формуле [572] (мы используем планковскую систему единиц, и в уравнениях (7.6), (7.13), (7.14) энергия имеет размерность обратной длины):

$$P_\gamma(L) = 2 \left(\frac{B}{2M} \right)^2 \left[\frac{1 - \cos qL}{q^2} \right], \quad (7.6)$$

где q – разница импульсов аксиона и фотона.

$$q = \frac{|m_\gamma^2 - m_a^2|}{2E_a}, \quad (7.7)$$

m_γ – плазменная масса фотона:

$$m_\gamma = 0.37\sqrt{n/10^8\text{см}^{-3}} \mu\text{эВ}, \quad (7.8)$$

m_a, E_a – масса покоя и энергия аксионов, соответственно.

Мы оцениваем вероятность конвертации реликтовых аксионов в фотоны в магнитосферах нейтронных звезд, используя некоторые упрощающие предположения.

- Скорость аксионов относительно нейтронной звезды направлена перпендикулярно оси вращения.
- Радиальная зависимость величины магнитного поля описывается соотношением $B(r) = B_0(r_0^3/r^3)$, где B_0 – поле на поверхности, r_0 – радиус нейтронной звезды.

Поток излучения, возникающий из-за конверсии аксионов, меняется с периодом, равным половине периода вращения.

Если плазменная масса фотона равна нулю, то конверсия существенно подавлена. Однако плотность заряженных частиц в магнитосфере нейтронной звезды может быть достаточно велика, и это делает конверсию возможной. Для наших оценок мы используем такую характеристическую величину, как плотность Голдрайха-Джулиана [574]. Отметим, что у некоторых нейтронных звезд – магнитаров – плотность плазмы может превосходить эту величину на несколько порядков. С высокой плотностью плазмы связывают наличие “жестких хвостов” в спектрах магнитаров (см. [573] и ссылки там). С другой стороны, у объектов т.н. “Великолепной семерки”, о которых в основном будет ниже идти речь, таких спектральных особенностей нет. Поэтому там, на наш взгляд, голдрайховская плотность является не только хорошим нижним пределом, но и просто приемлемой оценкой параметров плазмы:

$$n_{GJ} = 7 \cdot 10^{-2} \frac{B}{T} \text{ см}^{-3}, \quad (7.9)$$

где T – период вращения нейтронной звезды (в секундах), B – магнитное поле (в гауссах).

$$n(r) = \alpha_1 B(r) T^{-1} = \alpha_1 B_0 r_0^3 r^{-3} T^{-1},$$

$$\alpha_1 = 7 \cdot 10^{-2} \text{ с} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{Гс}^{-1}$$

Т.о., плазменная масса фотона зависит от радиальной координаты как:

$$m_\gamma(r) = \alpha_2 \sqrt{n(r)} = \alpha_1^{1/2} \alpha_2 B_0^{1/2} r_0^{3/2} r^{-3/2} T^{-1/2}.$$

Здесь $\alpha_2 = 3.7 \cdot 10^{-11}$ см^{3/2} эВ. Конверсия имеет место, когда плазменная масса фотона совпадает с массой покоя аксиона, $m_a = m_\gamma$.

Критическое расстояние r_c и критическое магнитное поле $B_c(r_c)$ могут быть оценены из следующего условия:

$$m_\gamma = m_a,$$

и таким образом:

$$r_c = \alpha_1^{1/3} \alpha_2^{2/3} B_0^{1/3} T^{-1/3} m_a^{-2/3} r_0 \quad (7.10)$$

$$B_c = \alpha_1^{-1} \alpha_2^{-2} m_a^2 T \quad (7.11)$$

для холодных ($E_a \approx m_a$, [567]) аксионов выполняется условие:

$$q = \frac{|m_\gamma^2 - m_a^2|}{2E_a} \approx |m_\gamma - m_a| \equiv \Delta m \quad (7.12)$$

Разница между плазменной массой фотона и массой аксиона зависит от длины пробега аксиона L вблизи критической точки (радиуса конверсии) до того, как произойдет конверсия:

$$\Delta m \approx \left| \frac{dm_\gamma(r_c)}{dr} L \right| = \frac{3m_\gamma(r_c)}{2r_c} L$$

С другой стороны, длина L может быть определена из условия (7.6):

$$qL = \pi \quad (7.13)$$

В результате получаем:

$$q^2 = \frac{3\pi}{2} \frac{m_a}{r_c} \quad (7.14)$$

После переписывания вероятности конверсии $P_\gamma = B_c^2 M^{-2} q^{-2}$ с (7.10), (7.11), (7.13) получаем:

$$P_\gamma \approx 20 \text{ Гц}^{-2} \text{ см}^{-1} \text{ эВ}^3 \frac{2}{3\pi} \alpha_1^{-5/3} \alpha_2^{-10/3} B_0^{1/3} T^{5/3} r_0 m_a^{7/3} M^{-2}, \quad (7.15)$$

где коэффициент $20 \text{ Гс}^{-2} \text{см}^{-1} \text{эВ}^3$ появился, чтобы перейти от планковских единиц к обычным. Полный поток фотонов линейно зависит от критического радиуса r_c , потому что число аксионов, распространяющихся через область конверсии, линейно увеличивается с ростом критического радиуса. Т.о., мы можем, наконец, записать нашу оценку для энергии, связанной с конверсией, получаемой в секунду, \dot{E} :

$$\dot{E} \sim \alpha_2^{-8/3} \alpha_1^{-4/3} B_0^{2/3} T^{4/3} r_0^2 m_a^{5/3} M^{-2} \quad (7.16)$$

Ясно, что вероятность резко растет с увеличением периода вращения нейтронной звезды и ростом массы покоя аксиона. Однако важно помнить об ограничениях на B_c (типичные поля пульсаров не превосходят $\sim 10^{13} \text{ Гс}$, а поля магнитаров $\lesssim 10^{15} \text{ Гс}$) и r_c (он не может быть меньше радиуса нейтронной звезды). Т.е., необходимо обсудить возможные кандидаты среди наблюдающихся источников и их параметры.

Для нижеследующих оценок мы используем диапазон массы покоя аксиона $0.1 \mu\text{эВ} < m_a < 10 \mu\text{эВ}$.

Используя (7.9) и (7.8), мы можем получить следующее выражение:

$$B_c = 10^{10} T \left(\frac{m_a}{1 \mu\text{эВ}} \right)^2 \text{ Гс} \quad (7.17)$$

После подстановки типичных значений массы покоя аксиона и параметров нейтронной звезды в уравнение для вероятности конверсии (7.15) видно, что заметная конверсия происходит только для полей $B_c > 10^{11} \text{ Гс}$ – т.о., нам нужны достаточно сильно замагниченные нейтронные звезды. Также для регистрации сигнала важно, чтобы нейтронная звезда была по возможности близко от нас и имела большой период вращения, а также, чтобы она не была ярким источником из-за других механизмов излучения в интересующем нас диапазоне.

На наш взгляд, наилучшими кандидатами для регистрации сигнала от конверсии аксионов в сильном магнитном поле являются близкие остывающие нейтронные звезды – “Великолепная семерка”. Они обладают сильными магнитными полями, расположены относительно близко, и не являются радиоисточниками [376]. Они не проявляются магнитарной активности, не имеют жестких хвостов в спектре, поэтому для оценок мы будем использовать голдрайховскую плотность.

Для оценок используем такие параметры: поле на поверхности – 10^{14} Гс , период вращения – 10 секунд, расстояние от Солнца – 300 пк.

Для $m_a = 5 \mu\text{эВ}$:

$$B_c \approx 2.5 \cdot 10^{12} \text{ Гс}$$

$$r_c = 3.4 r_0$$

$$q^2 = \frac{3\pi m_a}{2r_c} = 1.3 \cdot 10^{-16} \text{ эВ}^2$$

$$P_\gamma \approx 0.2$$

Важно оценить полную массу аксионов, пролетающих через зону активной конверсии ($r < r_c$) за единицу времени, чтобы оценить полную энергетику генерируемого излучения [575].

$$\dot{m} = 2\pi(r_c - r_0)GM_{\text{NS}}\rho v^{-1}, \quad (7.18)$$

где ρ – плотность аксионов, v – скорость нейтронной звезды относительно темного вещества, M_{NS} – масса нейтронной звезды. Плотность ρ берется в наших оценках равной $10^{-24} \text{ г см}^{-3}$ [567]. Скорость мы положили равной $v = 100 \text{ км с}^{-1}$. Масса нейтронной звезды – $M_{\text{NS}} = 1.4M_\odot$, а ее радиус – $r_0 = 10 \text{ км}$. Т.о., для полной массы аксионов, проходящих в секунду через зону активной конверсии, получаем:

$$\dot{m} = 2.8 \cdot 10^2 \text{ г с}^{-1}$$

Энергия генерируемого за одну секунду излучения может быть оценена как:

$$\dot{E} = P_\gamma \dot{m} c^2 = 5.4 \cdot 10^{22} \text{ эрг с}^{-1}$$

Поток электромагнитного излучения на расстоянии 300 пк составляет $5 \cdot 10^{-21} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Ожидаемая центральная частота $f_0 = 1200 \text{ МГц}$ (растет с ростом массы покоя аксиона) с шириной $\delta f = f_0 q / m_a = 2.8 \text{ МГц}$. Плотность потока излучения составляет в таком случае примерно 0.2 Ян.

Мы делаем оценки для массы аксиона от 0.1 до $10 \mu\text{эВ}$. Вероятность конверсии быстро растет с увеличением массы и достигает предельного значения $P = 0.5$ на $m_a \approx 7 \mu\text{эВ}$ (Рис.7.5). Предсказываемый наблюдаемый поток имеет острый пик на этом значении массы аксиона, а затем круто падает (Рис. 7.6). Полоса сигнала постепенно увеличивается с увеличением массы покоя аксиона (Рис. 7.7).

Оценки, приведенные выше, являются верхними пределами. В этих оценках мы пренебрегали дипольностью магнитного поля:

$$B(\mathbf{n}, r) = \frac{3\mathbf{n}(\mathbf{n}\mathbf{m}) - \mathbf{m}}{r^3}, \quad (7.19)$$

где \mathbf{n} – единичный вектор в направлении радиус-вектора \mathbf{r} , \mathbf{m} – вектор магнитного диполя. Более точные расчеты с учетом топологии поля могут понизить приведенные выше оценки. Также поток может уменьшаться из-за обратной конверсии, но мы не рассматриваем здесь эти вопросы. Наконец необходимо отметить возможность того, что фотоны поглощаются в плотной плазме вблизи поверхности нейтронной звезды. Этот эффект будет зависеть от относительных направлений движения нейтронной звезды относительно темного вещества и наблюдателя.

Вероятность конверсии может быть уменьшена из-за эффектов поларизации вакуума [569]. Однако величина магнитного поля в области конверсии намного ниже критического поля $5 \cdot 10^{13}$ Гс.

Переменность сигнала в общем случае может быть устроена довольно сложно, ее лучше рассчитывать численно. На рисунке 7.8 приведена зависимость амплитуды переменности $A = (S_{\max} - S_{\min})/S_{\max}$ от угла между осью вращения и направлением магнитной оси для случая, когда скорость нейтронной звезды относительно темного вещества перпендикулярна оси вращения. Видно, что переменность велика лишь для углов, близких к 90° ($P > 0.5$ если угол $> 80^\circ$), а обычно не превышает 0.1. Период изменения должен составлять половину периода вращения.

В настоящее время наиболее сильные верхние пределы на радиопоток от источников “Великолепной семерки” на частоте 820 МГц составляет примерно 10 мЯн [376]. На низких частотах ситуация более запутанная. Группа наблюдателей в Пущино заявляла об обнаружении сигнала [576]. С другой стороны, наблюдения на индийском телескопе GMRT дали лишь верхние пределы [577]. Возможно, наблюдения на установке LOFAR внесут тут ясность.

Суммируя, если конверсия аксионов в фотоны в сильном магнитном поле имеет место, а константа связи составляет порядка $M = 10^{10}$ ГэВ, то для аксионов с массой $\sim 5 \mu\text{эВ}$ в случае источников “Великолепной семерки” можно ожидать потенциально детектируемого радиосигнала с характерным пиком на частоте, соответствующей массе аксиона. Сигнал в таком случае имеет поток порядка нескольких десятых мЯн на частоте 1200 МГц в полосе порядка 3 МГц.

7.3.2 Маломассивные нейтронные звезды

В этом параграфе мы кратко описываем результаты из статьи [578] и e-принта [579].

Во многих моделях тепловой эволюции маломассивные компактные объекты – нейтронные, кварковые и гибридные звезды – остаются горячими в течение более длительного времени, чем их более массивные “род-

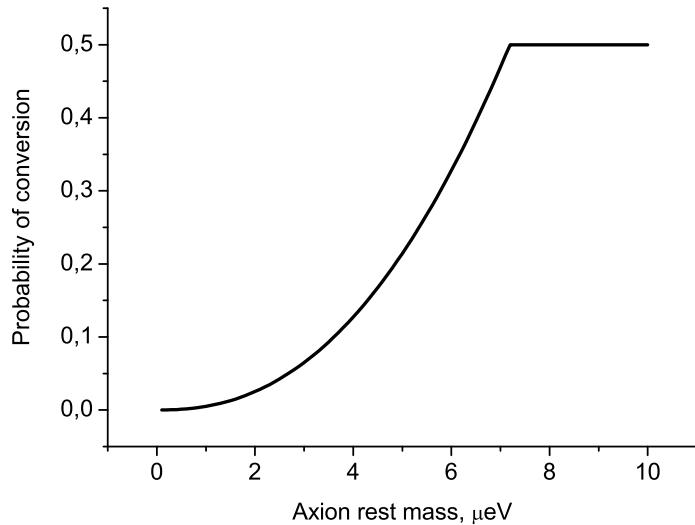


Рис. 7.5: Вероятность конверсии в зависимости от массы покоя аксиона. Вероятность, P , увеличивается с ростом массы. Выход на плато происходит на значении $P = 0.5$, т.к. обратная конверсия подавляет дальнейший рост. Здесь и на следующих рисунках для расчетов использовались следующие значения: магнитное поле на поверхности нейтронной звезды – 10^{14} Гс. Период вращения – 10 секунд. Расстояние источника от Солнца – 300 пк.

ственники”. Рассматриваются даже объекты с гравитационными массами $\sim 0.5 M_{\odot}$ [313]. В течение всей эволюции они имеют более высокие температуры, чем нейтронные звезды типичных масс. Поэтому, если такие объекты существуют, то они должны быть относительно легко детектируемыми источниками. Их обнаружение было бы крайне интересно для физики плотного вещества [580]. Однако в большинстве моделей нейтронные звезды с гравитационными массами $M \lesssim 1M_{\odot}$ не образуются [4, 339, 581]. Это происходит потому, что звездные ядра даже для солнечной металличности имеют массу (в данном случае гравитационная и барионная массы практически равны, после коллапса гравитационная масса образовавшегося компактного объекта будет меньше барионной примерно на 10 процентов для типичных масс нейтронных звезд) $\sim 1.2M_{\odot}$, для малой металличности ядра еще массивнее [4]. Видимо единственными путями образования маломассивных нейтронных звезд, $M \lesssim 1M_{\odot}$, являются такие экзотические сценарии как коллапс белых карликов [582] и фрагментация быстровращающейся протоннейтронной звезды [247, 248].

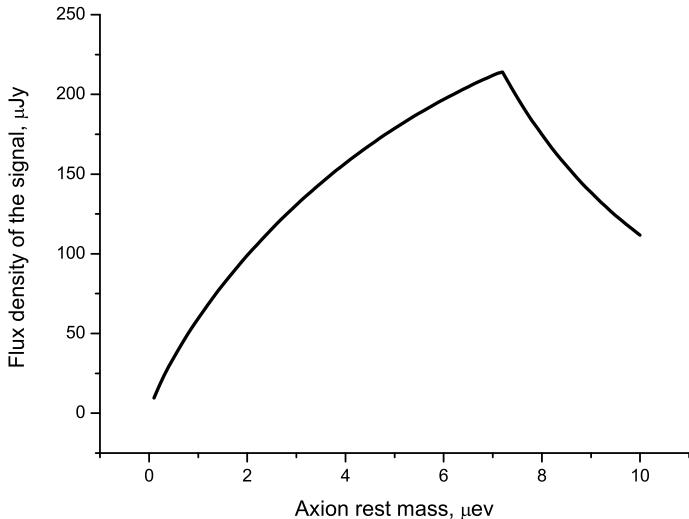


Рис. 7.6: Плотность потока сигнала от конверсии аксионов данной массы.

Ниже мы рассматриваем только второй механизм – фрагментацию – как более обсуждаемый в литературе.

Механизм фрагментации быстровращающейся протонейтронной звезды позволяет сделать второй взрыв, который, по мнению группы авторов [248, 583] позволяет объяснить второй нейтринный всплеск, который, возможно, наблюдался от СН 1987А [145]. Важным предсказанием модели является большая дополнительная скорость (кик) и направление кика, перпендикулярное направлению оси вращения.

В оригинальной модели [248] авторы полагают, что масса взрывающегося компонента может быть очень низкой, вплоть до $0.1M_{\odot}$ – минимальной массы для холодной конфигурации. Однако этот вывод оспаривается, например, в работе [584]. Эти авторы указывают, что минимальная масса для горячей, богатой лептонами конфигурации, не может быть столь низкой, и составляет, скорее, около $0.7M_{\odot}$. От величины массы взрывающегося компонента зависит масса второго.

Относительно большая масса взрывающегося объекта приводит к сравнимой массе оставшегося компонента. Т.е., возможно формирование маломассивных нейтронных звезд, интересных с точки зрения обнаружения горячих объектов. Видимо, это единственный способ создать нейтронные звезды с гравитационными массами $\gtrsim 0.7M_{\odot}$. Это крайне важная особенность данного механизма, которая нуждается в более подроб-

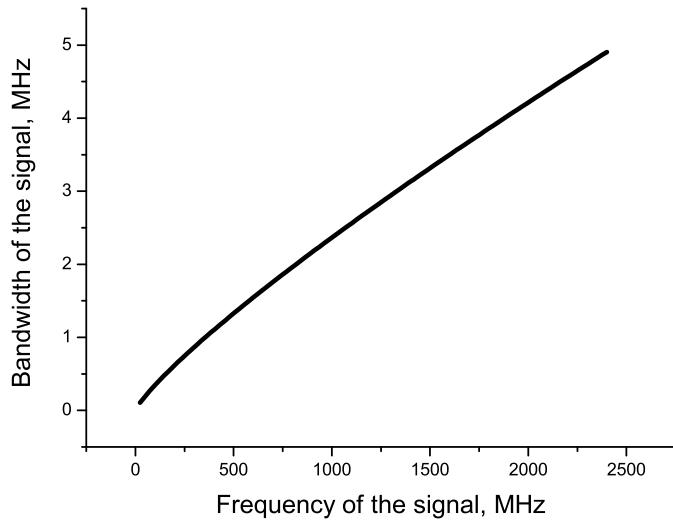


Рис. 7.7: Полоса радиосигнала от конверсии аксионов в зависимости от центральной частоты (она задается массой покоя аксиона). Полоса определяется величиной разницы импульсов аксионов и фотонов $q(f)$ из уравнений (7.12), (7.13). $q^2 \sim f^{5/6}$.

ном обсуждении.

Хотя прямая оценка массы для одиночной нейтронной звезды обычно невозможна, однако чрезвычайно высокая пространственная скорость [584] должна служить четким маркером объектов, образовавшихся в результате фрагментации ядра. Пока такие источники не были обнаружены, что может служить косвенным свидетельством в пользу того, что механизм фрагментации реализуется в природе крайне редко (см., например, [585], где обсуждается вопрос о судьбе быстровращающейся протонейтронной звезды).

7.3.3 Кварковые звезды

Одной из интересных экзотических возможностей, активно обсуждающейся в литературе, является гипотеза о существовании кварковых звезд (см. обзор в [586]). Есть два основных варианта существования кварковой материи в компактных объектах. В первом случае вся звезда (кроме, возможно, очень тонкого поверхностного слоя) находится в состоянии кваркового вещества. Такие объекты называют кварковыми звездами (также существует термин странные звезды, поскольку в большинстве

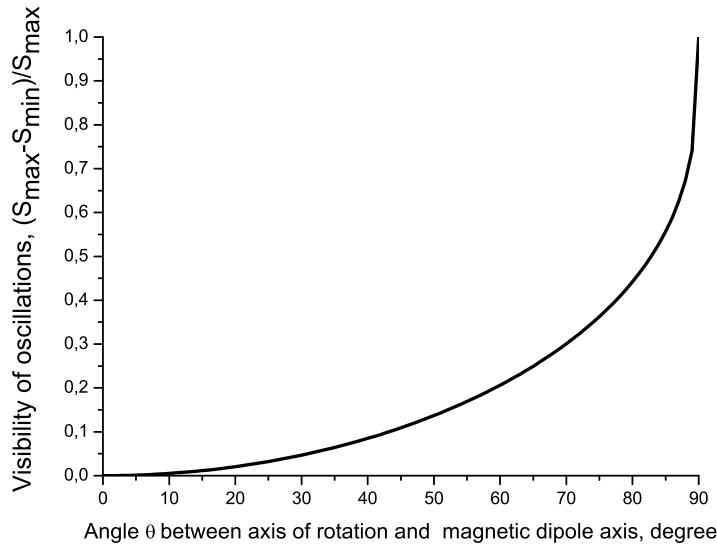


Рис. 7.8: Зависимость переменности сигнала от угла между осью вращения и направлением магнитной оси.

моделей для устойчивости необходимо существование большого количества странных夸克ов в звезде). Во втором лишь внутреннее ядро компактного объекта переходит в новую фазу. Это гибридные звезды. Последние обсуждались выше в гл. 4.

Если заметная доля компактных объектов находится в этом экзотическом состоянии, то это должно проявиться в наблюдаемых астрофизических параметрах. Обсуждаются самые различные варианты. Среди них тепловые свойства объектов, параметры их собственного вращения, излучательные свойства и т.д. (см. обзор [586]). Ниже мы обсудим одну из обсуждавшихся возможностей. Сейчас она не кажется столь вероятной, как это было в момент написания оригинальной статьи [236] (см. также [587]). Однако этот пример хорошо иллюстрирует потенциально неучитываемые корреляции параметров нейтронных звезд, что важно и интересно в контексте нашей дискуссии.

После появления работы [5] популярным стало бимодальное распределение по скоростям отдачи (кику) нейтронных звезд. Именно это распределение использовалось нами (наряду с одномодовым маквелловским) во многих работах, в том числе и в описанных выше. Причины бимодальности были неясны, и высказывались разные гипотезы.¹ Мы рассмотрели

¹Причины неясны и сейчас. Но в последнее время бимодальное распределение

гипотезу о том, что переход части звездной материи в кварковую, который сопровождается большим энерговыделением, сравнимым со сверхновой, может дать дополнительный кик, объяснив, таким образом, второй пик в распределении по скоростям.

Прежде чем перейти к описанию результатов работы [236] подчеркнем, что скорость компактных объектов несет важную информацию об условиях их формирования и эволюции. Т.о., представляется важным детально анализировать возможные следствия разных гипотез в смысле их предсказаний для скоростей. Это может как служить поддержкой модели, так и приводить к ее “закрытию”.

Важный момент состоит в том, что кварковые звезды могут иметь многие параметры в тех же диапазонах, что и адронные нейтронные звезды. Например, кварковые звезды могут проявлять себя как обычные радиопульсары.

Кварковые звезды могут рождаться в результате прямого коллапса [589, 590], или в результате т.н. “задержанного коллапса” [588]. В начале обсудим последний вариант.

Было показано [588, 591], что выше некоторого значения массы обычные адронные компактные объекты (нейтронные звезды) могут находиться в метастабильном состоянии относительно перехода в кварковую фазу. Среднее время жизни в метастабильном состоянии связано с временем нуклеации, необходимым для формирования капли кваркового вещества в центре (где плотность наиболее высока). Это время крайне сильно зависит от давления в центре объекта. В итоге время жизни в метастабильном состоянии может составлять часы, а может превосходить возраст вселенной.

“Задержанный коллапс” может быть вызван увеличением массы компактного объекта (например, из-за акреции, как еще на стадии взрыва сверхновой – т.н. “возвратная акреция” (fall-back), так и при акреции в двойной системе или из межзвездной среды). Мы предположили [236], что возвратная акреция может приводить к образованию кварковых звезд, что из-за дополнительного кика приводит к двухмодовой структуре распределения по начальным скоростям. Разумеется, поскольку мы имеем дело с распределениями, то возможны ситуации, когда относительно низкоскоростной объект является кварковой звездой и, наоборот, высокоскоростной – адронной звездой.

Дадим очень простую оценку ожидаемой величины кика от перехода в кварковое состояние и появления двух нейтринных струй (джетов).

является менее популярным. Появились другие новые подходы. Например, однодомовые, но существенно не-максвелловские распределения, см., например, [10].

Полная энергия, E_{Total} , в несколько раз выше, чем 10^{53} эрг [592, 588]. Какая-то часть полной энергии в конце концов уносится сильно коллинированными струями электрон-позитронной плазмы, обозначим соответствующую долю энергии η . Оценки показывают, что эта величина может быть достаточно велика и составляет до 10% [593]. Будем консервативны и примем $\eta \sim 0.01\text{-}0.1$. Далее, предположим, что джеты асимметричны, и охарактеризуем это параметром κ , который может меняться от нескольких процентов до десятка(ов) процентов. Т.о., разница в энергии, уносимой каждым джетом составит:

$$\Delta E = \eta \kappa E_{\text{Total}} \sim \text{few } 10^{49} - 10^{51} \text{ эрг.}$$

Соответствующая разница в импульсах составит:

$$\Delta P = \Delta E/c.$$

Из условия сохранения момента получим:

$$V_{\text{NS}}/c = \Delta E/(M_{\text{NS}}c^2)$$

Т.о., в конце концов имеем $V_{\text{NS}} \approx \text{few (1-100) км с}^{-1}$.

Вторым возможным способом получения второго кика является т.н. механизм электромагнитной ракеты [246]. Здесь большая величина кика у кварковых звезд связана с более коротким начальным периодом вращения. Максимальная скорость, приобретаемая в механизме Харрисона-Тадемару составляет [237]:

$$V_{\text{max}} \sim 1400 R_{10}^2 P_{\text{ms}}^{-2} \text{ кмс}^{-1}, \quad (7.20)$$

где P_{ms} – период вращения в миллисекундах, а R_{10} – радиус в десятках километров.

Радиусы кварковых звезд в полтора-два раза меньше радиусов адронных звезд. Если начальные периоды вращения у кварковых звезд в 4-5 раз короче (а для этого есть предпосылки, см. [236]), то мы можем ожидать, что пространственные скорости, приобретенные из-за механизма электромагнитной ракеты, будут в 5-6 раз выше. Этого достаточно, чтобы объяснить разницу между двумя пиками в распределении.

Описанный выше сценарий не лишен недостатков. Кратко обсудим некоторые связанные с этим вопросы.

Один из вопросов связан с выживанием тесных маломассивных двойных систем, где компактный объект нааккрецировал большое количество вещества. Сильный кик, приложенный за время много меньшее, чем орбитальный период системы, чаще всего будет ее разрушать. Это довольно серьезная проблема, если работает не механизм электромагнитной

ракеты, в котором разгон происходит долго, а механизм с асимметрией джетов.

Другое направление критики может быть связано с тем, что миллисекундные пульсары имеют довольно низкую скорость, она составляет $\sim 130 \text{ км с}^{-1}$ [594]. Между тем, они являются продуктами эволюции в двойных, где на них шла достаточно интенсивная акреция. Т.о., здесь может быть противоречие с некоторыми вариантами обсуждаемого сценария – с “задержанным коллапсом” и разгоном за счет асимметрии джетов. Т.о., обсуждение и моделирование следствий, связанных с дополнительной скоростью, помогает ограничить модели деконфайнмента в компактных звездах.

Сценарий с разгоном электромагнитной ракетой имеет меньше проблем. Но здесь для достижения большой скорости требуется значительное смещение диполя. Иначе коэффициент в уравнении (7.20) будет слишком мал для объяснения второго пика и скоростей $> 1000 \text{ км с}^{-1}$.

Из-за различной тепловой эволюции кварковых и адронных звезд в рамках обсуждаемого сценария может возникать такая “наведенная” корреляция как скорость-температура. В целом, если в рамках какой-то модели обсуждается ситуация, в которой существуют популяции адронных и кварковых компактных объектах, то появление такой корреляции представляется практически неизбежным, т.к. деконфайнмент связан с дополнительным энерговыделением, а его асимметрия будет приводить к дополнительному кику в сравнении с адронными звездами.

Важно подчеркнуть, что в обсуждаемом сценарии корреляции разных параметров со скоростью должны носить нетривиальный характер. Так например, отдельно для низкоскоростных (адронных) и высокоскоростных (кварковых) звезд корреляции могут отсутствовать, или быть инвертированы. Но, сравнивая две популяции, можно увидеть разницу между какими-то параметрами. Наличие таких разделений разного типа может быть важно для популяционных моделей, но часто обнаружить их нелегко, т.к. чаще всего ищутся корреляции в полных выборках. Т.о., любая фундаментальная дилемма в популяции может приводить к бимодальности ряда распределений параметров, описывающих свойства данных объектов.

7.3.4 Транзиентные и редкие объекты

Развитие техники наблюдений приводит к тому, что достаточно часто обнаруживаются новые объекты, или у известных обнаруживаются новые неожиданные свойства. Это ставит новые вопросы перед создателями моделей, призванных объяснить известные популяции источников.

Среди открытых последних лет можно упомянуть обнаружение RRATs [55], открытие миллисекундного внегалактического радиовсплеска [512], открытие Кальверы и его дальнейшие исследования [595, 596]. В этом разделе мы кратко опишем некоторые гипотезы, призванные объяснить обнаруженные свойства экзотических объектов и свойств или сделать предсказания относительно обнаружения интересных источников в будущем.

Начнем со свойств источника в центре остатка сверхновой RCW103. Источник впервые был детально описан в работе [597]. Светимость источника составляла $L_x \sim 10^{34}$ эрг с⁻¹ (для расстояния 3.3 кпк) и чернотельной температурой около 0.6 кэВ. При этом светимость показывала переменность, но без какой-то регулярности. Некоторый ранние дискуссии о природе этого объекта и ссылки на подробные данные и альтернативные идеи можно найти в работах автора [598, 599].

Детальные наблюдения источника в рентгеновском диапазоне позволили заподозрить периодичность. Однако лишь в 2006 удалось с достаточной достоверностью доказать наличие периода ~ 6.7 часов [600]. Природа периода неизвестна. Сами авторы открытия предположили, что это может быть период вращения. Тогда необходимо, чтобы звезда имела очень большое магнитное поле и остаточный диск вокруг, тогда можно замедлить вращение до столь больших периодов за время жизни компактного объекта.

Альтернативная интерпретация была предложена нами в работе [2]. Еще в работах [598, 599] мы рассматривали возможность существования в RCW103 необычной двойной, в которой видимая нейтронная звезда “питается” аккрецией. Обнаружение семичасового периода позволяет детализировать и модернизировать модель.

Магнитный момент магнитаров достаточно велик для того, чтобы в достаточно компактных системах альвеновский радиус превосходил покрайней мере расстояние между звездами в перигалактике. Такие системы – поляры – известны в случае белых карликов (см. [77] гл. 9 и ссылки на ранние работы в ней). В этом случае семичасовой период является орбитальным периодом системы. Аккреция происходит в интересном режиме, когда донор находится внутри магнитосферы аккрецирующей нейтронной звезды. В таком случае легко ожидать переменность на больших временах (годы), связанную с активностью звезды-донора. Механизм был детально развит в работе [601], авторы которой продемонстрировали его работоспособность.

Пока свойства таких систем остаются неизученными в рамках популяционных моделей. Также неясна дальнейшая судьба такой системы и ее возможные наблюдательные проявления после стадии аккреции.

Другим крайне интересным объектом, обнаруженным относительно недавно, является транзиентный радиоисточник GCRT J1745-3009 [602] (см. обзор в [603]). За прошедшие годы наблюдалось несколько периодов активности источника. Во время первого источник продемонстрировал пять всплесков длительностью около 10 минут с потоком порядка 1 Ян. Вспышки следовали одна за другой с периодом около 77 минут. Во время второго периода активности был зарегистрирован лишь один всплеск [604]. Событие было подобно зарегистрированным ранее. Наконец, третий период активности – снова с одним всплеском – описан в статье [605]. Этот всплеск был короче (около 2 минут) и слабее (около 0.05 Ян). В других диапазонах источник не был обнаружен.

Для объяснения свойств источника был предложен ряд моделей (см., например, список в [605]): коричневый карлик или очень холодная звезда, двойная нейтронная звезда, белый карлик, пульсар с нуллингом, прецессирующий пульсар. Ниже мы кратко опишем некоторые возможности, которые мы привели в работе [606]. Они связаны с экзотическими стадиями эволюции нейтронной звезды.

В [606] было рассмотрено три класса моделей: одиночная звезда на стадии, подобной пропеллеру или георотатору, транзиентный пропеллер, эжектор в двойной системе.

В первом из рассмотренных типов моделей звезда находится на стадии, когда $R_G, R_{co} < R_A < R_l$ (об определении характерных радиусов см. Гл. 1 и 2). 77-минутный период в данном случае является периодом вращения сильно замагниченной ($B \sim 10^{15}$ Гс) одиночной нейтронной звезды с типичной для объектов этого типа скоростью (200 км с^{-1}). Подобные стадии имеют в литературе разные названия. В [77] используется термин “негравитирующий пропеллер”. В [607] – MAGAC (MAGnetic ACcretors). В [83] – “магнитный плуг” (magnetic plow). Идея состоит в том, что периодически (с периодом вращения) наблюдатель может видеть область открытых силовых линий. Активность нейтронной звезды (например, спорадическая аккреция) может приводить к всплеску излучения.

Второй тип моделей основан на старой идеи о том, что на стадии пропеллера возможно накопление вещества на границе магнитосферы в виде квазистатической оболочки, если охлаждение достаточно эффективно (см. обсуждение в [77]). Радиус границы начинает определяться равновесием между давлением магнитного поля и давлением оболочки: $\mu^2/8\pi R^6 = GM_{sh}M/4\pi R^4$.

По мере роста массы оболочки, M_{sh} , уменьшается радиус магнитосферы, пока наконец он не достигает радиуса коротации. Тогда оболочка “проваливается” на нейтронную звезду. В этот момент можно ожи-

дать всплеск излучения. Длительность его можно оценить как: $\Delta t_b = R_{\text{co}}/v_{\text{ff}} = P/2\sqrt{2}\pi$, v_{ff} – скорость свободного падения.

В одном из вариантов 77-минутный интервал связывается с временем между двумя эпизодами коллапса оболочки. Это время можно оценить так:

$$\Delta t = M_{\text{sh}}/\dot{M} = 10^8 \mu_{30}^2 P^{-4/3} \rho_{-24}^{-1} v_{100}^3 \text{ с.} \quad (7.21)$$

Длительность всплеска по порядку величины будет составлять время свободного падения с радиуса коротации. Тогда при длительности всплеска порядка нескольких минут получим период вращения около получаса, что реалистично для сильно замагниченной нейтронной звезды, рассматриваемой в этих сценариях. Также такой период вращения согласно уравнению (7.21) приводит к нужному интервалу между вспышками. Если пропеллер реализуется в двойной системе, то периодичность 77 минут может быть достигнута при более коротких периодах вращения. Неравномерность аккреции приводит к тому, что всплески крайне транзиентны.

Третий тип моделей связан со стадией эжектора, когда нейтронная звезда входит в двойную систему.

Во-первых, возможно возникновение стадии суперэжектора (см. [77]). Приставка “супер–” означает, что поток вещества со звезды-донора, переполнившей свою полость Роша, соответствует сверхэддингтоновскому темпу. Такая стадия возможна только для очень быстро вращающихся нейтронных звезд: $P_{\text{SE}} < 11$ мсек $\mu_{30}^{4/9}$. На этой стадии нейтронная звезда окружена каверной, которую выдувает пульсар. Из-за резкого уменьшения темпа перетекания каверна может расширяться и “лопнуть”. При этом может наблюдаться радиовсплеск.

Во-вторых, может возникнуть пульсирующая каверна. Подобная возможность изучалась в статье [608]. Мы рассмотрели этот случай более подробно и аккуратно [606].

На этой стадии $R_{\text{Sh}} > R_{\text{G}}$. Плотная оболочка не образуется, и радиус границы каверны определяется равенством давления звездного ветра и пульсарного ветра. Давление пульсарного ветра, запертого в каверне, растет. Оценим характерное время пульсации каверны в духе подхода [608]. Начнем с баланса давлений:

$$\frac{\dot{M}V_w}{4\pi R_0^2} \cos^2 \psi + P_g = \frac{L_m}{4\pi R^2 c} \cos^2 \chi + \frac{\delta L_m t}{3V}. \quad (7.22)$$

Первое слагаемое в левой части представляет собой лобовое давление звездного ветра. Здесь $\dot{M} = \alpha L_0/(V_w c)$ – темп потери вещества нормальной звездой. V_w – скорость звездного ветра. P_g – давление газа, в изотер-

мическом потоке можно считать $P_g = AR_0^{-2}$. R_0 и R – это расстояние от нормальной звезды и от нейтронной звезды до точки на границе каверны, соответственно. ψ и χ – углы между нормалью к каверне и векторами \vec{R}_0 и \vec{R} , соответственно. В правой части уравнения первое слагаемое показывает давление ветра релятивистских частиц. L_m – светимость нейтронной звезды, которую можно оценить, например, по магнито-дипольной формуле или любому ее аналогу. Если каверна закрыта, то параметр δ равен единице. Иначе – нулю. Член с δ появляется, т.к. частицы и излучение наапливаются в каверне. Объем, V , можно грубо оценить как $(4/3)\pi R_-^3$, где R_- – расстояние от нейтронной звезды до задней границы каверны на линии, соединяющей нормальную звезду с нейтронной.

Необходимо оценить характерное время $t_{\text{бр}}$, за которое каверна раскрывается. В точке, соответствующей R_- , первый член в левой части равен нулю. Для газового давления используем $A = k\dot{M}T_*/(2\pi V_w m_p)$, $R_0 = a + R_-$, a – большая полуось орбиты, k – постоянная Больцмана.

Критический радиус каверны можно оценить из $P_g = L_m/(4\pi R_-^2 c)$, когда $\delta = 0$. Тогда можно оценить $t_{\text{бр}}$ из $P_g = L_m t_{\text{бр}}/3V$ (в этом случае принято, что два члена в правой части уравнения (7.22) одного порядка):

$$t_{\text{бр}} = (R_{\text{Sh}}/c) (1/(\sqrt{k_*} - (R_{\text{Sh}}/a))), \quad (7.23)$$

здесь $k_* = 4\pi A/(\dot{M}V_w)$. Можно так подобрать реалистичные параметры двойной, что этот интервал будет равен 77 минутам.

Наконец, есть еще один вариант модели с каверной. Этот случай соответствует $R_{\text{Sh}} < R_G$. Образуется плотная оболочка, которая и определяет параметры и эволюцию каверны. В работе [608] обсуждалась возможность того, что каверна “отцепляется” от системы и “уплывает”. Это происходит, когда расширяющаяся каверна достигает R_G .

В таком варианте (см. [608]) длительность всплеска составляет:

$$\Delta t_b = R_G/c \approx 9(v/50 \text{ км/с})^{-2} \text{ мин.} \quad (7.24)$$

Очевидно, что только очень медленный ветер может дать длительный всплеск.

Интервал между всплесками составляет: $\Delta t = (a/R_{\text{Sh}})^2 R_G/c$. Здесь a немногим больше R_{Sh} , поэтому легко получить Δt в несколько раз больше Δt_b , что и требуется.

Можно сделать некоторые простые популяционные оценки для радиотранзиентов типа GCRT. Если обсуждаемый транзистент является типичным представителем своего класса, то можно предположить, что в направлениях, в которых проводились соответствующие обзоры нет других

его представителей, поскольку источник был зарегистрирован на потоке, заметно превышающем предельный, а наблюдения были достаточно длительными в сравнении со временем повторения всплесков.

Если бы источник был близким, то можно было бы ожидать более многочисленные далекие слабые всплески такого типа. Т.о., логично предположить, что источник находится на расстоянии порядка расстояния до центра Галактики (именно в этом направлении проводился поиск). Основываясь на данных о покрытии неба в проведенных обзорах, можно оценить, что в Галактике должно быть около 100-1000 объектов такого типа (для случая изотропного излучения).

Основной вывод данной дискуссии о транзиентном радиоисточнике в направлении галактического центра состоит в том, что нейтронные звезды (в том числе одиночные) на некоторых стадиях эволюции, будучи в обычном состоянии очень слабыми источниками, могут проявлять транзиентную активность. Такие возможности пока плохо исследованы, поэтому их трудно включать в популяционные модели и делать предсказания для будущих наблюдений. Однако это было бы крайне желательно.

Существует интересная возможность для появления молодых нейтронных звезд высоко над галактической плоскостью, которая обсуждалась нами в [344] в связи с открытием источника Кальвера [595]. Эта возможность связана с убегающими ОВ-звездами.

В популяционных вычисления, описанных выше в Гл. 3-5, крайне редко молодые, еще горячие, нейтронные звезды могут подняться сколь-нибудь высоко над галактической плоскостью. Это связано с тем, что мы не рассматривали прародителей с большими пространственными скоростями. Во-первых, это могут быть т.н. гиперскоростные звезды [609, 610]. Считается, что они получают свои большие начальные скорости ($1000 - 3000 \text{ км с}^{-1}$) за счет взаимодействия со сверхмассивной черной дырой в центре Галактики. Однако число таких объектов невелико. Полный темп появления гиперскоростных звезд всех масс составляет от 10^{-3} до 10^{-6} год^{-1} [610]. Поскольку нас интересовали в первую очередь молодые объекты (моложе миллиона лет), возникшие из массивных звезд, таким механизмом можно пренебречь.

Более вероятно, что молодая нейтронная звезда в окрестности Солнца окажется высоко над плоскостью галактики, если ее прародителем была убегающая ОВ-звезда. В 1 кпк от нас находится около сотни подобных объектов [351]. Некоторые из них имеют скорости порядка $200-300 \text{ км с}^{-1}$. При времени жизни до 20 миллионов лет такая звезда может подняться на высоту несколько кпк над плоскостью Галактики прежде чем превратиться в нейтронную звезду. Пока эта возможность не исследована в популяционных моделях.

В заключение этого параграфа обсудим еще одну экзотическую возможность. Нейтронные звезды не являются идеальными сферами. Поэтому можно было ожидать, что они демонстрируют эффект свободной прецессии (см. краткий обзор в [611]). Однако за сорок лет наблюдений радиопульсаров были лишь единичные примеры кандидатов в прецессирующие нейтронные звезды, да и те подвергались сомнению [612].

Проблема долгопериодической свободной прецессии одиночных нейтронных звезд обсуждается давно. При несферичности и несовпадении оси вращения и главной оси объект должен прецессировать. Обычно обсуждаются двухосные конфигурации, т.о. отклонение от сферической симметрии может быть описано одним параметром – сжатием (см. [613], где обсуждаются трехосные модели). Ожидаемые значения сжатия должны приводить к прецессии с периодом порядка года у стандартных радиопульсаров с периодом вращения порядка десятых долей секунды. Прецессионный период равен $P_{\text{prec}} = P/\epsilon$. Здесь P – период вращения, ϵ – сжатие. Прецессионные периоды, возможно измеренные у некоторых нейтронных звезд, требуют $\epsilon \sim 10^{-8}$.

Однако нельзя считать нейтронную звезду просто бесструктурным шарообразным объектом. Обсуждая вращательную динамику нейтронных звезд необходимо принять во внимание сложную структуру из сверхтекущих вихрей внутри них. Нейтронная сверхтекущая жидкость в недрах компактных объектов участвует во вращении путем образования квантованных вихревых линий. Плотность этих вихрей на единицу площади равна $n = 2\Omega/k$, где $\Omega = 2\pi/P$ – частота вращения, а $k = h/2m_n$, где m_n – масса нейтрона (см., например, [614] гл.10). Обсуждаются возможности существования вихрей и в ядре нейтронной звезды, где они могут взаимодействовать с протонами и электронами, и в коре, где они могут “прицепляться” к ней.

Взаимодействие вихрей в ядре с электронами приводит к подавлению прецессии [615]. Хотя, согласно этим авторам, время подавления довольно велико – для пульсара с периодом около секунды это $\sim 400 - 10^4 P_{\text{prec}}$, – его нужно учитывать, поскольку типичные возраста нейтронных звезд больше этой величины.

Также на динамику влияет взаимодействие вихрей с трубками магнитного потока в ядре. Это может приводить к “фиксации” вихревых трубок [616]). В этом случае $P_{\text{prec}} \sim 0.1P$, т.е. обсуждаемой прецессии по сути нет.

Другие проблемы возникают при рассмотрении “прицепления” вихрей к коре. Для абсолютно жестко зацепления долгопериодическая прецессия оказывается невозможной. Прецессионный период становится равным $P(I/I_p)$, где I – момент инерции нейтронной звезды, I_p – момент

инерции сверхтекучей жидкости, “прикрепленной” к коре. Обычно $I_p/I \sim 10^{-2}$ [617]. Т.о., прецессионный период равен $\sim 100 P$. Однако авторы [615] указали, что при конечной температуре абсолютное “запеление” невозможно. Т.о., вопрос остался открытым (см. ниже).

Лучшим примером нейтронной звезды с поведением, подобным прецессии, считается радиопульсар PSR B1828-11. У него наблюдаются два периода (в отношении 1:2), которые могут быть прецессионным периодом и его гармоникой: 511 и 256 дней [618]. Обычно именно на данных по этому источнику основаны дискуссии о существовании и свойствах свободной прецесии нейтронных звезд.

В последние годы появился ряд статей, в которых представлены результаты поиска периодических составляющих в поведении радиопульсаров. В работах [619, 620] проанализировано поведение сотен источников. Показано, что остаточные уклонения в тайминге не слишком молодых радиопульсаров носят квазипериодический характер с характерными временами порядка нескольких лет.

Так же следует упомянуть открытие необычного поведения одного из объектов “Великолепной семерки” – RX J0720.4-3125 [621]. Эти авторы заподозрили прецессию с периодом около 7 лет. Однако дальнейшие исследования [622, 623, 624, 625] показали наличие более сложного поведения. Гипотеза о прецессии в источнике RX J0720.4-3125 породила новый виток теоретических моделей [626, 616, 627].

Ниже мы опишем один из сценариев, в котором возможно квазипериодическое поведение остаточных уклонений тайминга радиопульсаров, следя работе [628]. Он основан на т.н. волнах Ткаченко, к описанию которых мы и переходим.

Волны Ткаченко были предсказаны в работе [629]. Это волны смещения в системе вихревых линий, существующих во врачающейся сверхтекучей жидкости. Иными словами, это некий вид “звука”, распространяющийся по решетке из вихрей, ортогонально к ориентации вихрей. Хорошее подробное описание можно найти в работе [630].

Уже в 70-х гг. волны Ткаченко привлекались для описания периодической модуляции сигнала радиопульсаров [631, 632]. Тогда мотивацией послужили данные о якобы наблюдавшейся периодичности в остаточных уклонениях тайминга пульсара в Крабе, которые не подтвердились. Затем в течение более чем четверти века волны Ткаченко не упоминались в астрономической литературе вплоть до работ [633, 628]. С этого момента идея снова начала пользоваться некоторой популярностью.

В ранней работе [631] (см. также [632]) периодичность стоячей волны

Ткаченко связывается с периодом вращения простым соотношением:

$$P_{\text{T}} = (2\pi/k)(1/V_{\text{T}}) \sim 1.77 R_6 P^{1/2} \text{ лет.} \quad (7.25)$$

Здесь V_{T} – скорость волны, которая в простейшем случае зависит только от периода вращения $V_{\text{T}} \sim P^{-1/2}$. R_6 – радиус области, в которой присутствуют сверхтекущие вихри (Рудерманом рассматривалась ситуация, когда вихри находятся в ядре). Численная оценка в уравнении (7.25) сделана для моды $kR = 5$. Период вращения дан в секундах, радиус области вихрей – в десятках километров. Как видно, период волны Ткаченко оказывается порядка наблюдаемых периодов или квазипериодов у нейтронных звезд разных типов. В частности, у PSR B1828-11 и RX J0720.4-3125.

У источника RX J0720.4-3125 кроме вариаций периода прихода импульсов (остаточные уклонения в данных тайминга) наблюдается модуляция профиля импульса и изменения в спектре. Последние данные [624, 625] не позволяют с уверенностью сказать о том, является ли сигнал периодическим. Тем не менее ясно, что лишь наличием волн Ткаченко эти данные объяснить нельзя. Поэтому нами была предложена следующая гипотеза [628]. В некоторых нейтронных звездах условия таковы, что период волн Ткаченко очень близок к периоду свободной прецессии. Т.о., даже если присутствует механизм подавления прецессии на временах, больших, чем несколько прецессионных периодов, возбудив волну Ткаченко можно резонансно передать часть энергии в прецессионное движение. Совпадение двух периодов является достаточно редким событием, что и объясняет редкость свободной прецессии. Кроме того, необходим механизм возбуждения волн.

В работе [631] было отмечено, что волны Ткаченко могут возбуждаться глитчами. Энергия прецессионного движения может быть оценена как $E_{\text{prec}} = I\Omega_{\text{prec}}\theta^2/2$, где θ – амплитуда прецессии [634]. Для PSR B1828-11 получаем примерно $3 \cdot 10^{36}$ эрг, что существенно меньше типичной энергии глитча. В случае RX J0720.4-3125 была высказана гипотеза, что резкое изменение спектральных свойств и отклонения в тайминге можно объяснить глитчем [623]. Энергия глитча была оценена в $\sim 10^{37.5}$ эрг ($\Delta\nu/\nu \sim 5 \cdot 10^{-8}$). При амплитуде прецессии $\sim 10^\circ$ [621] получаем энергию прецессионного движения $\sim 3 \cdot 10^{35} (\theta/10^\circ)^2$ эрг.

В случае PSR B1828-11 глитчей не наблюдалось. Однако, если прецессия подавляется только на временах порядка сотен периодов прецессии [615], то глитч мог произойти до начала наблюдений этого объекта.

Интересные данные были опубликованы в 2010 году [635]. Эти авторы обнаружили большой глитч у пульсара PSR B2334+61. Также в оста-

точных уклонениях был обнаружен период около года. Авторы рассматривают в качестве одной из возможных интерпретаций предложенную нами модель с волнами Ткаченко. Напомним, что квазипериодические модуляции на периодах порядка сотен дней наблюдаются сейчас у очень большого количества пульсаров [619, 620]. У некоторых из них медленным вариациям предшествуют глитчи, см. например [636].

Детальное теоретическое исследование было недавно опубликовано в работе [637]. Этим автором показано, что для не слишком коротко-периодических пульсаров ($P \gtrsim 0.1$ с) возможно существование волн Ткаченко, объясняющих квазипериодическое поведение остаточных уклонений в тайминге радиопульсаров.

7.3.5 Корреляции параметров

Выше мы неоднократно упоминали о возможности наличия дополнительных неучтенных корреляций между разными параметрами, определяющими эволюцию и наблюдательные проявления нейтронных звезд. Кратко суммируем и дополним эти обсуждения в заключительном разделе диссертации.

Традиционно в популяционных расчетах для нейтронных звезд некоррелированными считаются такие параметры как масса, скорость (кик), начальный период вращения, начальное магнитное поле, угол между магнитной осью и осью вращения и проч. Для каждого параметра задается свой вид распределения, а далее случайным разыгрыванием формируется набор начальных свойств нейтронной звезды. Если рассматривается эволюция в двойной системе, то соответствующие дополнительные эволюционные параметры также чаще всего считают некоррелированными. При этом существует ряд моделей, в которых тесная корреляция между параметрами неизбежно возникает. Некоторые из них подробно обсуждались в литературе. Выше в диссертации мы также обсуждали или упоминали некоторые из них.

Так, например, мы описывали возможную дихотимию свойств, если часть компактных объектов является адронными нейтронными звездами, а часть – кварковыми (или гибридными). Однако это лишь гипотетическая ситуация, но аналогичная ситуация возникает, когда в популяции смешаны объекты с разными историями возникновения. Тогда различные механизмы формирования объектов порождают различные виды начальных распределений и корреляций. Рассмотрим некоторые примеры.

Большой популярностью пользуется идея (и мы применяли ее в разделе 2.5) о том, что часть нейтронных звезд рождается в результате

взрывов сверхновых с электронным захватом, и при этом кик мал. Среди одиночных объектов вклад таких нейтронных звезд невелик – несколько процентов [256]. Однако в двойных системах ситуация иная. Существует класс массивных двойных, в которых до четверти нейтронных звезд получают небольшие дополнительные скорости [253, 254, 255]. При этом, по всей видимости, возможно возникновение корреляции между массой нейтронной звезды и полученным киком, поскольку “включение” механизма сверхновых с захватом электронов зависит от свойств ядра. Эта возможность пока плохо исследована. Существуют интересные указания на то, что масса нейтронных звезд, возникших в результате коллапса с электронным захватом, имеет универсальное значение [638]. Авторы рассмотрели эволюцию двойного пульсара PSR J0737–3039 и предположили, что пульсар В в этой системе возник в результате коллапса с электронным захватом. Идея о строго уникальном значении массы компактного объекта, возникающего в таком случае, подвергалась критике [639]. Однако, на наш взгляд, анализ возможной корреляции между величиной кика и массой остатка заслуживает внимания. Пока такая возможность, насколько нам известно, детально не просчитывалась в популяционных моделях.

Дополнительные корреляции, связанные с механизмом формирования, обсуждались также для магнитаров. Кратко обсудим некоторые из них.

В середине 90х гг. некоторые данные наблюдений были проинтерпретированы как указание на то, что магнитары имеют в несколько раз большие пространственные скорости, чем радиопульсары [640]. Это пытались связать с различными особенностями формирования магнитаров. В частности, с наличием сверхсильных полей на стадии интенсивного излучения нейтрино и с особенностями работы магнито-ротационного механизма сверхновых (см. [641] и ссылки там). Данные о том, что магнитары обладают существенно большей скоростью не подтвердились. Более того, некоторые измерения дают для них вполне стандартные величины [642]. Тем не менее, сама идея о том, что магнитары потенциально в момент рождения обладали ресурсами для получения больших киков, остается популярной, поскольку измерения скоростей магнитаров остаются немногочисленными, а теоретические расчеты не позволяют получить величину кика “из первых принципов”, поэтому никакой ясности в этом вопросе нет.

С наблюдательной точки зрения проблема усугубляется редкостью магнитаров и их отсутствием в солнечной окрестности. С этой точки зрения представляет большой интерес прояснение ситуации с эволюцией магнитаров. Ведь на масштабе в несколько миллионов лет (много меньше

периода обращения в Галактике) скорость остается практически неизменной. Если, например, удастся (например, с помощью популяционных расчетов) продемонстрировать эволюционную связь “Великолепной семерки” с магнитарами, то тогда данные о пространственных скоростях магнитаров можно будет получить, используя близкие объекты.

В стандартной модели Дунканна-Томпсона формирования магнитаров [12] генерация сильных магнитных полей связана с динамо-механизмом. Т.е., необходимо быстрое начальное вращение коллапсирующего ядра. Затем, часть вращательной энергии переходит в энергию поля. Т.о., магнитары оказываются выделенными с точки зрения величины начального периода. Обладая очень короткими “истинно начальными” периодами, магнитары быстро замедляются на стадии генерации поля. Распределение нейтронных звезд по начальным периодам вращения вообще является плохо изученным, тем более не известны корреляции с разными параметрами, в том числе и с магнитным полем. При этом существует ряд задач, где наличие такой корреляции может стать важным. Т.о., исследование этого вопроса также представляется актуальным.

Обычно принято считать, что магнитары – это нейтронные звезды со сверхсильными магнитными полями, проявляющимися, в частности, в быстром замедлении вращения этих объектов. Однако последние данные показывают, что картина гораздо сложнее. Измерения периода источника мягких повторяющихся гамма-всплесков SGR 0418+5729 показали, что его поле, отвечающее за замедление, $< 7.5 \cdot 10^{12}$ Гс [643]. По всей видимости, это указывает на роль недипольных составляющих поля, в том числе – на роль тороидальных полей. Это большая проблема для моделирования популяции магнитаров, т.к. про такие поля известно крайне мало.

С наблюдательной точки зрения о недипольных составляющих, а тем более о тороидальных полях, практически ничего неизвестно. Соответственно, задать параметры для популяционных расчетов можно, основываясь лишь на теоретических оценках. Так в работе [385] авторы использовали расчеты [644, 645, 646], чтобы задать относительные величины тороидальных и полоидальных полей с целью моделирования активности магнитаров. Аналогичные предположения были использованы и нами в работе [374] (см. Гл. 5). Это лучшее, что можно использовать на сегодняшний день, однако такие предположения все равно открыты для критики. Поэтому необходим прогресс в определении того, как тороидальные поля коррелируют с дипольными полоидальными, которые можно оценить из наблюдений.

Некоторые сложные корреляции между различными параметрами могут возникать из-за процесса обратной аккреции (fall-back) сразу по-

сле образования компактного объекта [542]. Этот процесс изучен крайне плохо, поэтому никакой ясности тут нет. С другой стороны, возможностей для возникновения корреляций существует множество. Перечислим некоторые из них.

Сильное поле и/или быстрое вращение могут существенно уменьшить количество вещества, выпадающего обратно на компактный объект. Т.о., можно ожидать, например, антикорреляции между величиной дипольного магнитного поля и массой. Появление молодых нейтронных звезд со слабыми полями из-за эпизода бурной акреции сразу после образования компактного объекта было недавно рассмотрено в работе [647].

Существенный кик также может предотвратить существенную обратную акрецию. Т.е., может возникнуть корреляция между скоростью и массой.

Поскольку масса в основном определяет тепловую эволюцию нейтронной звезды, то возникают корреляции различных параметров с температурой остывающего объекта.

Заключение

Диссертация посвящена моделированию эволюции одиночных нейтронных звезд и связанным проблемам. Ключевым является построение моделей эволюции одиночных нейтронных звезд и проведение численных расчетов с помощью этих моделей. Наиболее существенные результаты связаны с рассмотрением популяции близких молодых нейтронных звезд. В одном из разделов также рассмотрены близкие молодые черные дыры.

С точки зрения приложений важно, что популяционный синтез близких остывающих нейтронных звезд может использоваться как тест теоретических кривых остывания этих объектов. Это делает данную методику востребованной различными исследовательскими группами, и мы ведем работу по созданию он-лайновой версии программы популяционного синтеза [346].

Наиболее продвинутой реализацией популяционного подхода в этой диссертации является комплексное рассмотрение эволюции молодых нейтронных звезд нескольких типов (остывающие компактные объекты, радиопульсы, магнитары) в рамках единой модели с затуханием магнитного поля. Удалось выделить начальное распределение по магнитным полям, удовлетворительно описывающее наблюдательные проявления всех рассмотренных типов объектов. Это распределение может быть использовано в ряде приложений.

В диссертации рассмотрены некоторые аспекты эволюции нейтронных звезд в двойных системах и проведены соответствующие расчеты. Изучены каналы рождения магнитаров в двойных системах, которые соответствуют стандартной модели, в которой большие поля нейтронных звезд генерируются динамо-механизмом, для чего необходимо очень быстрое начальное вращение. Также исследована роль двойственности прародителей нейтронных звезд для формирования распределений по некоторым параметрам.

Нами были изучены некоторые аспекты магнито-вращательной эволюции нейтронных звезд, существенные для популяционных расчетов и

расчетов распределений параметров этих объектов.

Также в диссертации обсуждаются неопределенности эволюционных сценариев, сложности создания популяционных моделей и некоторые экзотические возможности, связанные с наблюдательными проявлениями нейтронных звезд или могущие повлиять на распределение параметров.

Диссертация доступна в Сети по адресу:
<http://xray.sai.msu.ru/~polar/disser/book.pdf>

На защиту выносятся следующие результаты:

1. Разработана оригинальная модель, описывающая популяцию близких молодых нейтронных звезд. На ее основе создан комплекс программ для популяционных расчетов эволюции близких одиночных остывающих нейтронных звезд и произведены расчеты.
 - а) Сравнением результатов расчетов с данными наблюдений продемонстрировано, что основная часть близких молодых остывающих нейтронных звезд имеет происхождение в Поясе Гулда.
 - б) Предложен новый тест моделей тепловой эволюции нейтронных звезд, основанный на расчете распределения Log N - Log S этих объектов в окрестности Солнца и сравнении с данными наблюдений. С помощью численного моделирования продемонстрирована эффективность нового метода. Показано, что он компенсирует недостатки традиционного подхода проверки моделей тепловой эволюции. Для ряда моделей рассчитаны диапазоны параметров, позволяющие описать наблюдаемую популяцию.
 - в) Сделаны предсказания для поиска одиночных остывающих нейтронных звезд с помощью будущих рентгеновских обзоров. Новые источники на более низких потоках будут иметь более высокие температуры, чем объекты “Великолепной семерки” – порядка 200 эВ, и будут располагаться за Поясом Гулда в направлении на богатые ОВ-ассоциации.
2. Проведен комплексный популяционный синтез молодых одиночных нейтронных звезд в модели с затуханием магнитного поля. Исследована эволюционная связь между популяциями одиночных нейтронных звезд. Исследовано начальное распределение по магнитным полям. Доля магнитаров ограничена величиной порядка 10%. Выделено лог-нормальное распределение по начальным магнитным

полям, удовлетворительно описывающие одновременно популяции близких остывающих нейтронных звезд, магнитаров и радиопульсаров. В этой модели среднее поле составляет $10^{13.25}$ Гс, дисперсия $\sigma = 0.6$.

3. Исследованы особенности магнито-вращательной эволюции старых одиночных нейтронных звезд и получены следующие результаты.

а) Рассчитаны модели эволюции одиночных нейтронных звезд с затуханием магнитного поля на большом масштабе времени для разных моделей затухания. Для разных моделей затухания выделены диапазоны параметров, при которых нейтронные звезды выходят на стадию акреции из межзвездной среды за время меньше времени жизни Галактики. При экспоненциальном распаде, начальных полях порядка 10^{12} Гс, характерном времени распада 10^7 - 10^8 лет и нижней границе поля порядка $10^{9.5}$ - 10^{11} Гс нейтронные звезды не успевают выйти на стадию акреции за время меньшее нескольких миллиардов лет.

б) Рассчитано распределение по периодам вращения старых одиночных акрецирующих нейтронных звезд при постоянном магнитном поле с учетом турбулентности межзвездной среды. Характерные периоды составляют несколько месяцев для реалистичных распределений по магнитным полям и скоростям. Для самых ярких низкоскоростных звезд периоды составляют порядка нескольких суток.

4. Исследована роль двойных систем в формировании параметров одиночных компактных объектов и получены следующие результаты.

а) Изучены каналы образования быстро вращающихся ядер звезд, которые могут быть прародителями магнитаров, в тесных двойных системах. Показано, что при сохранении ядром звезды-прародителя значительной части приобретенного углового момента удается объяснить как количество магнитаров, так и факт их одиночности. В рамках сценария с заметной потерей углового момента в процессе эволюции необходимо сделать дополнительные предположения о параметрах дополнительной скорости (кике) при рождении нейтронной звезды. Необходим кик перпендикулярно плоскости орбиты с величиной $\gtrsim 400$ км s^{-1} .

б) Рассмотрено влияние двойственности звезд-прародителей на распределение углов между осью вращения и направлением пространственной скорости для разных параметров кика. Рассчитано, в ка-

ких областях на плоскости угол-скорость доминируют одиночные пульсары, родившиеся в двойных системах. Такие источники чаще имеют углы $\gtrsim 15 - 20^\circ$, а также преобладают среди объектов со скоростями $\lesssim 30 \text{ км с}^{-1}$.

5. Исследованы некоторые аспекты эволюции массивных двойных систем и получены следующие результаты.
 - а) Предложена методика поиска близких молодых черных дыр, образовавшихся в распавшихся после взрыва сверхновой двойных системах, по убегающим звездам. Рассчитаны области локализации для четырех объектов.
 - б) Построен и проанализирован спектр масс массивных нейтронных звезд в двойных системах, выделены типы систем, в которых наиболее вероятно их появление. Темп формирования нейтронных звезд с массой $\gtrsim 1.8 M_\odot$ составляет примерно $(6 - 7) 10^{-7}$ в год.
6. По результатам обработки каталога BATSE даны оценки темпа гигантских вспышек магнитаров. Темп вспышек с энерговыделением в начальном импульсе $\gtrsim 0.5 10^{44}$ эрг составляет $\lesssim 1/10 - 1/30$ в год на Галактику. Темп вспышек с энерговыделением в начальном импульсе $\gtrsim 10^{46}$ эрг составляет $\lesssim 1/1000$ в год на Галактику.

В заключение я хотел бы поблагодарить своих соавторов и коллег в России и других странах. Особая благодарность моим соавторам по многим публикациям, вошедшим в диссертацию: Давиду Блашке, Ховику Григоряну, Монике Колпи, Беттине Посселт, Андреа Поссенти, Михаилу Прохорову, Альдо Тревесу и Роберто Туролле. Также я хотел бы поблагодарить Павла Болдина, Сергея Блинникова, Хосе Понса, Хуана Мираллеса, Александра Куранова, Константина Постнова, Максима Пширкова, Алексея Богомазова, Френка Хаберла, Иоахима Трюмпера, Ральфа Нейхаузера, Бориса Штерна, Игнасио Бомбачи, Алексея Хоперского, Владислава Кодратьева и Адриану Пирес, работа с которыми над совместными проектами была плодотворной и доставила мне искреннее удовольствие.

На разных этапах моя работа поддерживалась фондом “Династия”, Российским Фондом Фундаментальных Исследований, Федеральной Целевой Программой “Научные и педагогические кадры инновационной России”, фондом RSCI и фондом INTAS. Я благодарен университету Падуи (Италия), университету и обсерватории Кальяри (Италия), университету Аликанте (Испания), университету Комо (Италия), университетам Милана (Италия) и обсерватории Йены за поддержку и гостеприимство. Работа неоднократно поддерживалась различными стипендиями и

грантами Московского Государственного университета для молодых ученых.

Моя работа по изучению одиночных нейтронных звезд и применению популяционного синтеза началась под руководством Владимира Липунова, сыгравшего большую роль в становлении меня как ученого.

Также я хочу выразить признательность своей жене, без чьей поддержки эта работа никогда не была бы закончена.

Литература

- [1] Потехин А Ю, Физика нейтронных звезд, *Успехи Физ. Наук* **180** 1279 (2010)
- [2] Popov S B, The zoo of neutron stars, *Phys. Part. Nuc.* **39** 1136
- [3] Baym G, Lamb F K, Neutron Stars, in: *Encyclopedia of Physics, 3rd edition* (Eds R G Lerner and G L Trigg) (2005) p. 1721
- [4] Woosley S E, Heger A, Weaver T A, The evolution and explosion of massive stars, *Rev. Mod. Phys.* **74** 1015 (2002)
- [5] Arzoumanian Z, Chernoff D F, Cordes J M, The Velocity Distribution of Isolated Radio Pulsars *Astrophys. J.* **568** 289 (2002)
- [6] Hobbs G, Lorimer D R, Lyne A G, Kramer M, A statistical study of 233 pulsar proper motions, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **360** 963 (2005)
- [7] Zhang W, Woosley S E, Heger A, Fallback and Black Hole Production in Massive Stars, *Astrophys. J.* **679** 639 (2008)
- [8] Lattimer J, Prakash M, What a Two Solar Mass Neutron Star Really Means *arXiv*: **1012.3208** (2010)
- [9] Valentim R, Rangel E, Horvath J E, On the mass distribution of neutron stars, *arXiv*: **1101.4872** (2010)
- [10] Faucher-Giguier C-A, Kaspi V, Birth and Evolution of Isolated Radio Pulsars, *Astrophys. J.* **643** 332 (2006)
- [11] Гинзбург В Л, О магнитных полях коллапсирующих мас и сверхновых звезд *ДАН СССР* **156** 43 (1964)
- [12] Thompson C, Duncan R C, Neutron star dynamos and the origins of pulsar magnetism *Astrophys. J.* **408** 194 (1993)

- [13] Hewish A, Bell S J, Pilkington J D H, Scott P F, Collins R A, Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source, *Nature* **217** 709 (1968)
- [14] Manchester R N, Hobbs G B, Teoh A, Hobbs M, The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue, *Astron. J.* **129** 1993 (2005)
- [15] Mereghetti S, X-ray emission from isolated neutron stars, *arXiv*: **1008.2891** (2010)
- [16] Popov S B, Turolla R, Isolated neutron stars: An astrophysical perspective, in: *Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop On Superdense QCD Matter and Compact Stars* (NATO Science Series. II. Mathematics, Physics and Chemistry. Eds. D. Blaschke and D. Sedrakian. Vol. 197) (2006) p. 53
- [17] Treves A, Popov S B, Colpi M, Prokhorov M E, Turolla R, The Magnificent Seven: Close-by Cooling Neutron Stars?, in: *Proc. of "X-ray astronomy 2000"* (Eds. R Giacconi, L Stella, S Serio, ASP Conf. Series vol. 234) (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2001) p.225
- [18] Haberl F, The magnificent seven: magnetic fields and surface temperature distributions, *Astrophys. Scape. Sci* **308** 181 (2007)
- [19] Kaplan D L, Nearby, Thermally Emitting Neutron Stars, in: *"40 Years of Pulsars: Millisecond Pulsars, Magnetars and More"* (ASP Conf. Series Vol. 983, Eds C Bassa, Z Wang, A Cumming, V M Kaspi) (2008) p. 331
- [20] Turolla R, Isolated Neutron Stars: The Challenge of Simplicity, in: *Neutron Stars and Pulsars* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 357) (Springer Berlin Heidelberg, 2009) p. 141
- [21] Попов С Б, Прохоров М Е, “Астрофизика одиночных нейтронных звезд: радиотихие нейтронные звезды и магнитары”, *Труды ГАИШ* **72** (2003)
- [22] Bhatt H C *Astron. Astrophys.* **232** 367 (1990)
- [23] Pires A M, Motch C, Turolla R, Treves A, Popov S B The isolated neutron star candidate 2XMM J104608.7-594306 *Astron. Astrophys.* **498** 233 (2009)
- [24] Treves A, Colpi, M, *Astron. Astrophys.* **241** 107 (1991)
- [25] Blaes O, Rajagopal M, *Astrophys. J* **381** 210 (1991)

- [26] Blaes O, Madau P, *Astrophys. J.* **403** 690 (1993)
- [27] Manning R A, Jeffries R D, Willmore A P Are there any isolated old neutron stars in the ROSAT Wide Field Camera survey? *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **278** 577 (1996)
- [28] Colpi M, Campana S, Treves A, The observability of old isolated neutron stars with ROSAT. 2: Molecular clouds and deep fields *Astron. Astrophys.* **278** 161 (1993)
- [29] Haberl F, Motch C, Pietsch W, *Astron. Nachr.* **319** 97 (1998)
- [30] Treves A, Turolla R, Zane S, Colpi M, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **112** 297 (2000)
- [31] Neuhauser R, Trümper J E, *Astron. Astrophys.* **343** 151 (1999)
- [32] Walter F, Wolk S J, Neuhauser R, *Nature* **379** 233 (1996)
- [33] Zampieri L, Campana S, Turolla R, Chieregato M, Falomo R, Fugazza D, Moretti A, Treves A, *Astron. Astrophys.* **378** L5 (2001)
- [34] Mereghetti S, Stella L, The very low mass X-ray binary pulsars: A new class of sources? *Astrophys. J.* **442** L17 (1995)
- [35] van Paradijs J, Taam R E, van den Heuvel E P J, On the nature of the “anomalous” 6-s X-ray pulsars, *Astron. Astrophys.* **299** L41 (1995)
- [36] Woods P M, Thompson C, in: *Compact stellar X-ray sources* (Cambridge Astrophysics Series, No. 39., Eds W Lewin, M van der Klis) (Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2006) p. 547
- [37] Mereghetti S, The strongest cosmic magnets: soft gamma-ray repeaters and anomalous X-ray pulsars, *Astron. Astrophys. Rev.* **15** 225 (2008)
- [38] Tam C R, Kaspi V M, Gaensler B M, Gotthelf E V, Chandra Observations of the Transient 7 s X-ray Pulsar AX J1845.0-0258, *Astrophys. J.* **652** 548 (2006)
- [39] Israel G L et al., The Post-Burst Awakening of the Anomalous X-Ray Pulsar in Westerlund 1, *Astrophys. J.* **664** 448 (2007)
- [40] Camilo F et al. 1E 1547.0-5408: A Radio-emitting Magnetar with a Rotation Period of 2 Seconds *Astrophys. J. Lett.* **666** L93 (2007)

- [41] Halpern J P, Gotthelf E V, The Fading of Transient Anomalous X-Ray Pulsar XTE J1810-197, *Astrophys. J.* **618** 874 (2005)
- [42] Rea N, Esposito P, Magnetar outbursts: an observational review, *arXiv*: **1102.4472** (2011)
- [43] Mazets E P, Golentskii S V, Il'inskii V N, Aptekar R L, Guryan Iu A *Nature* **282** 587 (1979)
- [44] Ведренне Г, Зенченко В М, Курт В Г, Ниел М, Харлей К, Эстулин И В, Наблюдения рентгеновского барстера 0525.9-66.1, *Письма Астрон. Ж.* **5** 588 (1979)
- [45] Duncan R C, Thompson C, Magnetars, in: *High velocity neutron stars and gamma-ray bursts* (AIP Conf. Proc. Vol. 366, Eds. R E Rothschild, R.E. Lingenfelter) p. 111 (1996)
- [46] Gavriil F P, Kaspi V M, Long-term RXTE monitoring of anomalous X-ray pulsars, *Astrophys. J.* **567** 1067 (2002)
- [47] Caraveo P A, in: *Pulsar astronomy – 2000 and beyond: Proc. of IAU Coll. 177* (ASP Conf. Series Vol. 202, Eds M Kramer, N Wex, R Wielebinski) (San Francisco, 2000) p. 289
- [48] Bignami G F, Caraveo P A, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **34** 331 (1996)
- [49] Jackson M S, Halpern J P, Gotthelf E V, Mattox J R, *Astrophys. J.* **587** 935 (2002)
- [50] Malofeev V M, Malov O I, Detection of Geminga as a radio pulsar, *Nature* **389** 697 (1997)
- [51] Mirabal N, Halpern J P, *Astrophys. J.* **547** L137 (2001)
- [52] Halpern J P, Gotthelf E V, Mirabal N, Camilo F, *Astrophys. J.* **573** L41 (2002)
- [53] Trepel L et al., Multiwavelength properties of a new Geminga-like pulsar: PSRJ2021+4026, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **405** 1339 (2010)
- [54] Caraveo P et al., X-ray pulsations from the radio-quiet gamma-ray pulsar in CTA 1, *Astrophys. J.* **725** L6 (2010)
- [55] McLaughlin M A et al., Transient radio bursts from rotating neutron stars, *Nature* **439** 817 (2006)

- [56] Halpern J P, Gotthelf E V, Spin-Down Measurement of PSR J1852+0040 in Kesteven 79: Central Compact Objects as Anti-Magnetars, *Astrophys. J.* **709** 436 (2010)
- [57] Halpern J P, Gotthelf E V, Camilo F, Seward F D, X-Ray Timing of PSR J1852+0040 in Kesteven 79: Evidence of Neutron Stars Weakly Magnetized at Birth, *Astrophys. J.* **665** 1304 (2007)
- [58] Keane E F, Transient Radio Neutron Stars, *arXiv*: **1008.3693** (2010)
- [59] Halpern J P, Camilo F, Gotthelf E V, Helfand D J, Kramer M, Lyne A G, Leighly K M, Eracleous M, *Astrophys. J.* **552** L125 (2001)
- [60] Colpi M, Possenti A, Popov S B, Pizzolato F, Spin and magnetism in old neutron stars, in: *Physics of Neutron Star Interiors* (Eds. D Blaschke, N K Glendenning, A Sedrakian, Lecture Notes in Physics, Vol. 578) (Springer-Verlag, Berlin, 2001) p. 440
- [61] Бескин В С, Радиопульсары *Успехи Физ. Наук* **186** 9 1169 (1999)
- [62] Бескин В С, Магнитогидродинамические модели астрофизических струйных выбросов, *Успехи Физ. Наук* **180** 1241 (2010)
- [63] Pacini F, Energy Emission from a Neutron Star, *Nature* **216** 567 (1967)
- [64] van der Swaluw E, Wu Y, *Astrophys. J.* **555** L49 (2001)
- [65] Regimbau T, de Freitas Pacheco J A, *Astron. Astrophys.* **374** 181 (2001)
- [66] Tauris T M, Manchester R N, On the Evolution of Pulsar Beams, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **298** 625 (1998)
- [67] Chevalier R A, Emmering R T, *Astrophys. J.* **304** 140 (1986)
- [68] Gotthelf E V, Vasishth G, Dotani T, *Astrophys. J.* **522** L49 (1999)
- [69] Migliazzo J M, Gaensler B M, Backer D C, Stappers B W, van der Swaluw E, Strom R G, *Astrophys. J.* **567** L141 (2002)
- [70] Andersson N, Jones D I, Kokkotas K D, Stergioulas N, *Astrophys. J.* **543** L75 (2000)
- [71] Owen B J, Lindblom L, Cutler C, Schutz B F, Vecchio A, Andersson N, *Phys. Rev. D* **58** 084020-1/15 (1998)
- [72] Брагинский В Б, *Успехи Физ. Наук* **170** 743 (2000)

- [73] Грищук Л П, Липунов В М, Постнов К А, Прохоров М Е, Сатья-пракаш Б С, *Успехи Физ. Наук* **171** 3 (2001)
- [74] Giazotto A, Bonazzola S, Gourgoulhon E, *Phys. Rev.* **D55** 2014 (1997)
- [75] Bastrukov S, Podgainy D, Yang J, Weber F, in: *Soft Gamma Repeaters: The Rome 2000 Mini-Workshop Mem. Soc. Astron. It.* **73** 522 (Eds M Feroci, S Mereghetti) (2002)
- [76] Lindblom L, in: *Gravitational Waves: A Challenge to Theoretical Astrophysics* (ICTP Lecture Notes Series Volume III, Eds V Ferrari, J C Miller, L Rezzolla, ICTP Lecture Notes Series Vol. III) (2001); astro-ph/0101136
- [77] Липунов В М, *Астрофизика нейтронных звезд* (М.: Наука 1987)
- [78] Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E, The Scenario Machine: Binary Star Population Synthesis *Astrophys. Space Phys. Rev.* **9** 1 (1996)
- [79] Arons J, in: *Pulsar astronomy – 2000 and beyond: Proc. of IAU Coll. 177* (ASP Conf. Ser., Vol. 202, Eds M Kramer, N Wex, R Wielebinski) (San Francisco, 2000) p. 449
- [80] Chen K, Ruderman M, *Astrophys. J.* **402** 264 (1993)
- [81] Illarionov A F, Syunyaev R A, *Astron. Astrophys.* **39** 185 (1975)
- [82] Шварцман В Ф, *Изв. ВУЗов, серия Радиофизика* **13** 1852 (1970)
- [83] Toropina O D, Romanova M M, Toropin Yu M, Lovelace R V E, Propagation of magnetized neutron stars through the interstellar medium *Astrophys. J.* **561** 964 (2001)
- [84] Romanova M M, Toropina O D, Toropin Yu M, Lovelace R V E, Interaction of evolved pulsars and magnetars with the ISM, in: *Relativistic astrophysics: Proc. of the 20th Texas symposium* (AIP Conf. Ser., Vol. 586, Eds J C Wheeler, H Martel) (Melville, NY: AIP 2001) p. 519
- [85] Rutledge R E, *Astrophys. J.* **553** 796 (2001)
- [86] Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N, *Physics of pulsar magnetosphere* (Cambridge University Press, 1993)
- [87] Goldreich P, Neutron star crusts and alignment of magnetic axes in pulsars, *Astrophys. J.* **160** L11 (1970)

- [88] Davis L, Goldstein M, Magnetic-dipole alignment in pulsars, *Astrophys. J.* **159** L81 (1970)
- [89] Macy W W, Pulsar magnetic axis alignment and counteralignment, *Astrophys. J.* **190** 153 (1974)
- [90] Candy B N, Blair D G, The evolution of radio pulsars, *Astrophys. J.* **307** 535 (186)
- [91] Jones P B, Pulsar magnetic alignment – The critical period and integrated pulse width, *Astrophys. J.* **209** 602 (1976)
- [92] Jones P B, Pulsar magnetic alignment – A classification of pulsars, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **178** 87 (1977)
- [93] Липунов В М, Попов С Б *Астрон. Ж.* **72** 711 (1995)
- [94] Colpi M, Turolla R, Zane S, Treves A, *Astrophys. J.* **501** 252 (1998)
- [95] Livio M, Xu C, Frank J, *Astrophys. J.* **492** 298 (1998)
- [96] Popov S B, Prokhorov M E, *Astron. Astrophys.* **357** 164 (2000)
- [97] Treves A, Colpi M, Lipunov V M, The observability of old isolated neutron stars with ROSAT. 2: Molecular clouds and deep fields *Astron. Astrophys.* **269** 319 (1993)
- [98] Ikhsanov N R On the accretion luminosity of isolated neutron stars *Astron. Astrophys.* **399** 1147 (2003)
- [99] Davis R E, Pringle J E, Spindown of neutron stars in close binary systems-II *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **196** 209 (1981)
- [100] Wang Y-M, Robertson J A, “Propeller” action by rotating neutron stars *Astron. Astrophys.* **151** 361 (1985)
- [101] Toropin Yu M, Toropina O D, Savelyev V V, Romanova M M, Chechetkin V M, Lovelace R V E, Spherical Bondi accretion onto a magnetic dipole *Astrophys. J.* **517** 906 (1999)
- [102] Prokhorov M E, Popov S B, Khoperskov A V, Period distribution of old accreting isolated neutron stars *Astron. Astrophys.* **381** 1000 (2002)
- [103] Wang J, Evidence for magnetic field decay in RX J0720.4-3125 *Astrophys. J.* **486** L119 (1997)

- [104] Коненков Д Ю, Попов С Б, RX J0720.4-3125 как возможный пример затухания магнитного поля нейтронных звезд *Письма в Астрон. Ж.* **23** 569 (1997)
- [105] Popov S B, Prokhorov M E, Colpi M, Treves A, Turolla R, Young compact objects in the solar vicinity, in: “*Relativistic Astrophysics and Cosmology*” Proc. of the 13th Course of the International School of Cosmic Ray Astrophysics (Eds. M.M. Shapiro, T. Stanev, J.P. Wefel) (New Jersey, NJ: World Scientific Publishing, 2004) p. 101
- [106] Taylor J H, Manchester R N, Lyne A G, Catalog of 558 pulsars, *Astrophys. J. Supp.* **88** 529 (1993)
- [107] Либерман М А, Йоханссон Б, Вещество в сверхсильном магнитном поле и структура поверхности нейтронных звезд *Успехи Физ. Наук* **165** 121 (1995)
- [108] Thompson C, Duncan R C, The soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars—I. Radiative mechanism for outbursts *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **275** 255 (1995)
- [109] Heyl J S, Hernquist L, Powering anomalous X-ray pulsars by neutron star cooling *Astrophys. J.* **489** L67 (1997)
- [110] Ruderman M arXiv: **astro-ph/0510623** (2005)
- [111] Chanmugam G, Magnetic fields of degenerate stars *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **30** 143 (1992)
- [112] Mitra D, Konar S, Bhattacharya D, Hoensbroech A V, Seiradakis J H, Wielebinski R, Evolution of multipolar magnetic fields in isolated neutron stars and its effect on pulsar radio emission in: *Pulsar astronomy – 2000 and beyond: Proc. of IAU Coll. 177* (ASP Conf. Ser., Vol. 202, Eds. M. Kramer, N. Wex, N. Wielebinski) (San Francisco: AIP, 2000), p. 265
- [113] Tauris T M, Konar S, Torgue decay in the pulsar (p, \dot{p}) diagram. Effects of crustal ohmic dissipation and alignment *Astron. Astrophys.* **376** 543 (2001)
- [114] Ostriker J P, Gunn J E, On the nature of pulsars. I. Theory *Astrophys. J.* **157** 1395 (1969)

- [115] Urpin V, Konenkov D, Magnetic and spin evolution of isolated neutron stars with the crustal magnetic field *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **295** 167 (1997)
- [116] Урпин В А, Муслимов А Г, Эволюция магнитного поля в коре и охлаждение нейтронных звезд *Астрон. Ж.* **69** 1028 (1992)
- [117] Geppert U, Page D, Zannias T, Magnetic field decay in neutron stars. Analysis of general relativistic effects *Phys. Rev. D* **61** 3004 (2000)
- [118] Page D, Geppert U, Zannias T, General relativistic treatment of the thermal, magnetic and rotational evolution of isolated neutron stars with crustal magnetic fields *Astron. Astrophys.* **360** 1052 (2000)
- [119] Pethick C J, Cooling of neutron stars *Rev. Mod. Phys.* **64** 1133 (1992)
- [120] Zdunik J L, Haensel P, Paczynski B, Miralda-Escude J, Thermal structure of neutron stars with very low accretion rates *Astrophys. J.* **384** 129 (1992)
- [121] Geppert U, Urpin V, Konenkov D, Wind accretion and magnetorotational evolution of neutron stars in binaries *Astron. Astrophys.* **307** 807 (1996)
- [122] Бисноватый-Коган Г С, Комберг Б В, Пульсары и тесные двойные системы *Астрон. Ж.* **51** 373 (1974)
- [123] Choudhuri A R, Konar S, Diamagnetic screening of magnetic field in accreting neutron stars *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **332** 933 (2002)
- [124] Konar S, Choudhuri A R, Diamagnetic screening of magnetic field in accreting neutron stars II — The effect of polar cap widening *arXiv: astro-ph/0304490* (2003)
- [125] Муслимов А Г, Цыган А И, Сверхпроводимость и сверхтекучесть нейтронных звезд и затухание магнитных полей пульсаров *Письма в Астрон. Ж.* **11** 196 91985)
- [126] Konenkov, D.Yu., Geppert, U, The evolution of core and surface magnetic field in isolated neutron stars *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **325** 426 (2001)
- [127] Konenkov, D.Yu., Geppert, U, On the nature of the residual magnetic fields in millisecond pulsars *Astron. Astrophys.* **372** 583 (2001)

- [128] Konenkov D Yu, Geppert U, The effect of the neutron-star crust on the evolution of a core magnetic field *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **313** 66 (2000)
- [129] Geppert U, Rheinhardt M, Non-linear magnetic field decay in neutron stars — Theory and observations *Astron. Astrophys.* **392** 1015 (2002)
- [130] Johnston S, Galloway D, Pulsar braking indices revisited *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **306** L50 (1999)
- [131] Hollerbach R, Rudiger G, The influence of Hall drift on the magnetic fields of neutron stars *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **337** 216 (2002)
- [132] Mandal S, Chakrabarty S, Pauli paramagnetism of neutron star matter and the upper limit for neutron star magnetic fields *arXiv: astro-ph/0209015* (2002)
- [133] Colpi M, Geppert U, Page D, Period clustering of the anomalous X-ray pulsars and magnetic field decay in magnetars *Astrophys. J.* **529** L29 (2000)
- [134] Урпин В А, Яковлев Д Г, Термогальваномагнитные эффекты в белых карликах и нейтронных звездах *Астрон. Ж.* **57** 738 (1980)
- [135] Urpin V A, Levshakov S A, Iakovlev D G, Generation of neutron star magnetic fields by thermomagnetic effects *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **219** 703 (1986)
- [136] Blandford R D, Applegate J H, Hernquist L, Thermal origin of neutron star magnetic fields *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **204** 1025 (1983)
- [137] Spruit, H, Gamma-ray bursts from X-ray binaries *Astron. Astrophys.* **341** L1 (1999)
- [138] Pizzochero P M, Neutron Stars, the Most Exotic Nuclear Lab in the Universe, *arXiv: 1001.1272* (2010)
- [139] Schmitt A, Dense matter in compact stars - A pedagogical introduction, *arXiv: 1001.3294* (2010)
- [140] Яковлев Д Г, Левенфиш К П, Шибанов Ю А, Остыивание нейтронных звезд и сверхтекучесть в их недрах, *Успехи Физ. Наук* **169** 825 (1999)

- [141] Prakash M, Lattimer J M, Pons J A, Steiner A W, Reddy S, Evolution of a neutron star from its birth to old age in: *Physics of neutron star interiors* (Lecture Notes in Physics, Vol. 578, Eds D Blaschke, N K Glendenning, A Sedrakian) (Springer 2001) p. 364
- [142] Ferrari V, Miniutti G, Pons J A, Gravitational waves from newly born, hot neutron stars *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **342** 629 (2003)
- [143] Hirata K, Kajita T, Koshiba M, Nakahata M, Oyama Y, Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 1490 (1987)
- [144] Bionta R M, Blewitt G, Bratton C B, Caspere D, Ciocio A, Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud *Phys. Rev. Lett.* **58** 1494 (1987)
- [145] Alexeyev E N, Alexeyeva L N, Volchenko V I, Krivosheina I V, Characteristics of a neutrino signal from SN 1987A, detected by the Baksan underground scintillation telescope of the Nuclear Research Institute of the Soviet Academy of Sciences *Phys. Lett. B* **205** 209 (1988)
- [146] Имшенник В С, Надежин Д К, Сверхновая 1987А в Большом Магеллановом Облаке: наблюдения и теория *Успхи Физ. Наук* **156** 561 (1988)
- [147] Page D, Geppert U, Weber *Nuclear Physics A* **777** 497 (2006)
- [148] Tsuruta S, Cameron A G W, Cooling of neutron stars *Nature* **207** 364 (1965)
- [149] Bahcall J N, Wolf R A, An observational test of theories of neutron star cooling *Astrophys. J.* **142** 1254 (1965)
- [150] Thorne K S, The relativistic equations of stellar structure and evolution *Astrophys. J.* **212** 825 (1977)
- [151] Левенфиш К П, Шибанов Ю А, Яковлев Д Г, Простая модель остывающей нейтронной звезды со сверхтекучим ядром: сравнение с наблюдениями *Письма в Астрон. Ж.* **25** 491 (1999)
- [152] Gnedin O Y, Yakovlev D G, Potekhin A Y, Thermal relaxation in young neutron stars *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **324** 725 (2001)
- [153] Gusakov M E, Neutrino emission from superfluid neutron-star cores: various types of neutron pairing *Astron. Astrophys.* **389** 702 (2002)

- [154] Gamow G, Schoenberg M, Neutrino theory of stellar collapse *Phys. Rev.* **59** 539 (1941)
- [155] Пинаев В С, О некоторых процессах образования нейтринных пар в звездах *ЖЭТФ* **45** 548 (1963)
- [156] Lattimer J M, Prakash M, Pethick C J, Haensel P, Direct URCA process in neutron stars *Phys. Rev. Lett.* **66** 2701 (1991)
- [157] Leinson L B, Direct Urca processes on nucleons in cooling neutron stars *Nucl. Phys.* **A707** 543 (2002)
- [158] Chiu H-Y, Salpeter E E, Surface X-ray emission from neutron stars *Phys. Rev. Lett.* **12** 413 (1964)
- [159] Friman B L, Maxwell O, Neutrino emissivities of neutron stars *Astrophys. J.* **232** 541 (1979)
- [160] Kaminker A D, Haensel P, Neutrino emission due to electron bremsstrahlung in superfluid neutron-star cores *Acta. Phys Polonica* **30** 1125 (1999)
- [161] Flowers E G, Ruderman M, Sutherland P G, Neutrino pair emission from finite-temperature neutron superfluid and the cooling of young neutron stars *Astrophys. J.* **205** 541 (1976)
- [162] Воскресенский Д Н, Сенаторов А В, *Ядерная физ.* **45** 657 (1987)
- [163] Arretche F, Natale A A, Voskresensky D N, Medium effects in the pion pole mechanism (photon photon \rightarrow pion-zero \rightarrow neutrino-R antineutrino-L (neutrino-L antineutrino-R)) of neutron star cooling *Phys. Rev. C* **68** 035807 (2003)
- [164] Lattimer J M, Prakash M, Neutron star structure and the equation of state *Astrophys. J.* **550** 426 (2001)
- [165] Kaminker A D, Yakovlev D G, Gnedin O Yu, Three types of cooling superfluid neutron stars: theory and observations *Astron. Astrophys.* **383** 1076 (2002)
- [166] Yakovlev D G, Gnedin O Y, Kaminker A D, Potekhin A Y, Cooling of superfluid neutron stars in: *WE-Heraeus seminar on neutron stars, pulsars, and supernova remnants* (MPE Report 278, Eds W Becker, H Lesch, J Trumper) (Garching bei Munchen: Max-Plank-Institut fur extraterrestrische Physik, 2002) p.287

- [167] Svidzinsky A A, Radiation of neutron stars produced by superfluid core *Astrophys. J.* **590** 386 (2003)
- [168] Воскресенский Д Н, Сенаторов А В, Излучение нейтрино нейтронными звездами *ЖЭТФ* **90** 1505 (1986)
- [169] Bejger, M., Yakovlev, D.G., Gnedin, O.Y, Cooling of superfluid neutron stars with muons *Acta Physica Polonica B* **34** 233 (2002)
- [170] Kubis, S, Kutschera M, Kaon condensates, nuclear symmetry energy and cooling of neutron stars *Nucl. Phys. A* **720** 189 (2003)
- [171] Shovkovy I A, Ellis P J, Quark color superconductivity and the cooling of compact stars *arXiv: astro-ph/0207346* (2002)
- [172] Blaschke D, Grigorian H, Voskresensky D N, Cooling of hybrid neutron stars and hypothetical self-bound objects with superconducting quark cores *Astron. Astrophys.* **368** 561 (2001)
- [173] Marshall H L, Schulz N S, Using high resolution X-ray spectrum of PSR B0656+14 to constrain the chemical composition of the neutron star atmosphere *Astrophys. J.* **574** 377 (2002)
- [174] Zavlin V E, Pavlov G G, Trumper J, The neutron star in the supernova remnant PKS 1209-52, *Astron. Astrophys.* **331** 821 (1998)
- [175] Zavlin V E, Trumper J, Pavlov G G, X-ray emission from radio-quiet neutron star in Puppis A, *Astrophys. J.* **525** 959 (1999)
- [176] Zavlin V E, Pavlov G G, *частное сообщение* (1999)
- [177] Pavlov G G, Zavlin V E, Sanwal D, Burwitz V, Garmire G P, The X-ray spectrum of the Vela pulsar resolved with the Chandra X-ray observatory, *Astrophys. J.* **552** L129 (2001)
- [178] Possenti A, Mereghetti S, Colpi M, The pulsed soft X-ray emission from PSR 0656+14, *Astron. Astrophys.* **313** 565 (1996)
- [179] Halpern J P, Wang F Y-H, A broadband X-ray study of the Geminga pulsar, *Astrophys. J.* **477** 905 (1997)
- [180] Ogelman H, X-ray observations of cooling neutron stars, in: *Lives of neutron stars* (Eds. M A Alpar, U Kiziloglu, J van Paradijs) (NATO ASI Ser., Kluwer, Dordrecht, 1995) p. 101

- [181] Pons J A, Walter F M, Lattimer J M, Prakash M, Neuhauser R, An P, Toward a mass and radius determination of the nearby isolated neutron star RX J185635-3754, *Astrophys. J.* **564** 981 (2001)
- [182] Drake J J, Marshall H L, Dreizler S, Freeman P E, Fruscione A, Juda M, Kashyap V, Nicastro F, Pease D O, Wargelin B J, Werner K, Is RX J18563.5-3754 a quark star?, *ApJ* 573, 996 (2002)
- [183] Slane P, Hughes J P, Edgar R J, Plucinsky P P, Miyata E, Aschenbach B, Nonthermal X-ray emission from G226.2-1.2 (RX J0852.0-4622), *Astrophys. J.* **548** 814 (2001)
- [184] Craig W W, Hailey Ch J, Pisarski R L, ROSAT observations of the supernova remnant CTB 1, *Astrophys. J.* **488** 307 (1997)
- [185] Lyne A G, Pritchard R S, Graham-Smith F, Camilo F, Very low braking index for the Vela pulsar, *Nature* 381, 497 (1996)
- [186] Potekhin A Y, Yakovlev D G, Chabrier G, Gnedin O Y, Thermal structure and cooling of superfluid neutron stars with accreted magnetized envelopes in: "Neutron stars and pulsars" (Eds N Shibasaki et al.) (Tokyo: Universal Academy Press, 2003) p.161
- [187] Schaab Ch, Sedrakian A, Weber F, Weigel M K Impact of internal heating on the thermal evolution of neutron stars *Astron. Astrophys.* **346** 465 (1999)
- [188] Yakovlev D G, Kaminker A D, Gnedin O Y, Haensel P, Neutrino emission from neutron stars *Phys. Rept.* **354** 1 (2001)
- [189] Tsuruta S, Teter M A, Takatsuka T, Tatsumi T, Tamagaki R, Confronting neutron star cooling theories with new observations *Astrophys. J.* **571** L143 (2002)
- [190] Попов С Б, Прохоров М Е *Ученые науч. наук* **177** 1179 (2007)
- [191] Fritze-v.Alvensleben U, in *Stars, Gas and Dust in Galaxies: Exploring the Links, ASP Conference Proceedings* Vol.221 (Ed. D Alloin, K Olsen, G Galaz) (2000) p.179; astro-ph/0009290
- [192] Cid Fernandes R, Sodré L Jr, Schmitt H R, Leão J R S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **325** 60 (2001)
- [193] Maraston C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **362** 799 (2005)

- [194] Bruzual G, Charlot S, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **344** 1000 (2003)
- [195] Maraston C, in *Extragalactic Globular Cluster Systems* (Ed. M Kissler-Patig) (Springer-Verlag, 2003) p. 237; astro-ph/0301419
- [196] Verbunt F, Hartman J W, Bhattacharya D, Wijers R A M J, Nelemans G in *Pulsar timing, general relativity and the internal structure of neutron stars* (Ed. Z Arzoumanian, F Van der Hooft, E P J van den Heuvel) (1999) p. 215
- [197] Cerviño M, Valls-Gabaud D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **338** 481 (2003)
- [198] Cerviño M, Luridiana V *Astron. Astrophys.* **413** 145 (2004)
- [199] Cerviño M, Luridiana V , astro-ph/0510411 (2005)
- [200] Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E *Astrophys. and Space Science Rev.* **9** 1 (1996)
- [201] Taam R E, Sandquist E L *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **38** 113 (2000)
- [202] Webbink R F *Astrophys. J.* **227** 355 (1984)
- [203] de Kool H *Astrophys. J.* **358** 189 (1990)
- [204] Nelemans G, Verbunt F, Yungelson L R, Portegies Zwart S F *Astron. Astrophys.* **360** 1011 (2000)
- [205] Попов С Б, Прохоров М Е, Магнитные поля нейтронных звезд: указания на распад, *Изв. РАН (Серия физическая)* **67** 317 (2003)
- [206] Popov S B, Prokhorom M E, Restrictions on parameters of power-law magnetic field decay for accreting isolated neutron stars, *Astron. Astrophys. Trans.* **20** 635 (2001)
- [207] Geppert U, Page D, Colpi M, Zannias T Magneto-rotational and thermal evolution of magnetars with crustal magnetic fields in: *Pulsar astronomy – 2000 and beyond: Proc. of IAU Coll. 177* (ASP Conf. Series Vol. 202, Eds M Kramer, N Wex, R Wielebinski) (San Francisco, 2000) p. 681
- [208] Goldreich P, Reisenegger A Magnetic field decay in isolated neutron stars *Astrophys. J.* **395** 250 (1992)
- [209] Ostriker J P, Rees M J, Silk J *Astrophys. Lett.* **6** 179 (1970)

- [210] Motch C in: *Proceedings of X-ray Astronomy '999 — Stellar Endpoints, AGN and the Diffuse Background*(Eds G Malaguti, G Palumbo, N White) (Gordon & Breach, Singapore, 2001)
- [211] Попов С Б, Коненков Д Ю *Изв. ВУЗов, серия “Радиофизика”* **41** 28 (1998)
- [212] Falgarone E, Philips T G *Astrophys. J.* **359** 344 (1990)
- [213] Blaes O, Warren O, Madau P Ang, isolated neutron stars. III. Preheating of infalling gas and cometary HII regions *Astrophys. J.* **454** 370 (1995)
- [214] Рузмайкин А А, Соколов Д Д, Шукров А М *Магнитные поля галактик* (Наука, Москва) (1988)
- [215] Hoyle F, Littleton R A Evolution of stars *Proc. Camb. Phil. Soc.* **35** 592 (1939)
- [216] Bondi H, Hoyle F On the mechanism of accretion by stars *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **104** 273 (1944)
- [217] Popov S B, Colpi M, Treves A, Turolla R, Lipunov V M, Prokhorov M E *Astrophys. J.* **530** 896 (2000)
- [218] Lommen A N, Zepka A, Backer D C, McLaughlin M, Cordes J M, Arzoumanian Z, Xilouris K New Pulsars from an Arecibo Drift Scan Search *Astrophys. J.* **545** 1007 (2000)
- [219] Ghosh P, Lamb, F K *Astrophys. J.* **232** 256 (1979)
- [220] Lipunov V M, Popov S B *Astron. Astroph. Transactions* **8** 221 (1995)
- [221] Popov S B, Prokhorov M E, Trans-sonic propeller stage, *Astron. Astroph. Trans.* **24** 17 (2005)
- [222] Prokhorov M E, Popov S B, Trans-sonic propeller stage, in: *Proc. “Astrophysics and Cosmology After Gamow”* (Eds. G.S. Bisnovatyi-Kogan, S. Silich, E. Terlevich, R. Terlevich, A. Zhuk) (Cambridge Scientific Publishers, Cambridge, UK, 2007) p.343
- [223] Davies R E, Fabian A C, Pringle J E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **186** 779 (1979)
- [224] Ikhsanov N R *Astron. Astrophys.* **368**, L5 (2001)

- [225] Popov S B, On the evolutionary states of neutron stars in pre-low-mass X-ray binaries, *Astron. Astrophys.* **418** 699 (2004)
- [226] Willems B, Kolb U, On the detection of pre-low-mass X-ray binaries, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **343** 949 (2003)
- [227] Belczynski K, Taam R E *Astrophys. J.* **616** 1159 (2003)
- [228] Шакура Н И *Письма в Астрон. Ж.* **1** 23 (1975)
- [229] Perna R. et al. *Astrophys. J.* **594** 936 (2003)
- [230] Popov S B, Treves A, Turolla R, Radioquiet isolated neutron stars: old and young, nearby and far away, dim and very dim, in: *Proceedings of the 4th AGILE workshop* (Eds M Tavani, A Pellizzoni, S Vercellone) (Aracne Editrice 2004) p. 183
- [231] Johnston J, Hobbs G, Vigeland S, Kramer M, Lyne A G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **364** 1397 (2005)
- [232] Rankin J, Further Evidence for Alignment of the Rotation and Velocity Vectors in Pulsars, *Astrophys. J.* **664** 443 (2007)
- [233] Kuranov A G, Popov S B, Postnov K A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **395** 2087 (2009)
- [234] Ng C Y, Romani R W *Astrophys. J.* **601** 479 (2004)
- [235] Ng C Y, Romani R W Birth Kick Distributions and the Spin-Kick Correlation of Young Pulsars, *Astrophys. J.* **660** 1357 (2007)
- [236] Bombaci I, Popov S B On the nature of bimodal initial velocity distribution of neutron stars *Astron. Astrophys.* **424** 627 (2004)
- [237] Lai D, Chernoff D F, Cordes J M *Astrophys. J.* **549** 1111 (2001)
- [238] Postnov K A, Yungelson L R *Living Rev. Relat.* **9** 6 (2006)
- [239] Шкловский И С *Астрон. Ж.* 562 (1970)
- [240] Scheck L, Plewa T, Janka H-Th, Kifonidis K, Müller E *Phys. Rev. Lett.* **92** 011103 (2004)
- [241] Scheck L, Kifonidis K, Janka H-Th, Müller E *Astron. Astrophys.* **457** 963 (2006)

- [242] Чугай Н Н *Письма в Астрон. Ж.* **10** 87 (1984)
- [243] Bisnovatyi-Kogan G S *Astr. Astrophys. Trans.* **3** 287 (1993)
- [244] Khokhlov A et al. *Astrophys. J.* **524** L107 (1999)
- [245] Akiyama S et al., *Astrophys. J.* **564** 954 (2003)
- [246] Harrison E R, Tademaru E *Astrophys. J.* **201** 447 (1975)
- [247] Berezinskii V S, Castagnoli C, Dokuchaev V I et al. *Nuovo Cimento C* **11** 287 (1988)
- [248] Имшенник В С, Надежин Д К *Письма в Астрон. Ж.* **18** 79 (1992)
- [249] Имшенник В С *Письма Астрон. Ж.* **18** 489 (1992)
- [250] Pinsonneault M H, Stanek K Z *Astrophys. J.* **639** L67 (2006)
- [251] Spruit H C, Phinney E S *Nature* **393** 139 (1998)
- [252] Постнов К А, Прохоров М Е *Письма Астрон. Ж.* **24** 586 (1998)
- [253] Podsiadlowski P, Langer N, Poelarends A J T et al. *Astrophys. J.* **612** 1044 (2004)
- [254] van den Heuvel E P J in: *Proc. 5th Integral Science Workshop* (Eds. V Schönenfelder, G Lichti, C Winkler) (ESA SP-552, Noordwijk, 2004) p. 185
- [255] van den Heuvel E P J in: *Proc. The multicolored landscape of compact objects and their explosive origins* (AIP Conf. Proc., Vol. 924, 2007) p. 598
- [256] Poelarends A J T, Herwig F, Langer N, Heger A *Astrophys. J.* **675** 614 (2008)
- [257] Wang C, Lai D, Han J L *Astrophys. J.* **656** 399 (2007)
- [258] Yakovlev D G, Pethick C J *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **42** 169 (2004)
- [259] Lequeux J *Astron. Astrophys.* **80** 35 (1979)
- [260] Stone R C *Astron. J.* **102** 333 (1991)
- [261] Hills J G *Astrophys. J.* **267** 322 (1983)

- [262] Kalogera V *Astrophys. J.* **541** 319 (2000)
- [263] Zahn J-P *Astron. Astrophys.* **57** 383 (1977)
- [264] Johnston J, Kramer M, Karastergiou A, Hobbs G, Ord S, Wallman J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **381** 1625 (2007)
- [265] Mason B D, Gies D R, Hartkopf W I et al. *Astron. J.* **115** 821 (1998)
- [266] Gies D R, in: “*Massive Star Formation: Observations Confront Theory*” (ASP Conf. Ser. Vol. 387, Eds H Beuther, H Linz, T Henning) (San Francisco: Astron. Soc. Pac., 2008) p.93
- [267] Popov S B, Close by Compact Objects and Recent Supernovae in the Solar Vicinity, in: “*Neutrinos and Explosive Events in the Universe*” *Proc. of the International School of Cosmic Ray Astrophysics, 14th Course* (Eds. M.M. Shapiro, T. Stanev, J.P. Wefel) (NATO Science Series, II. Mathematics, Physics and Chemistry Vol. 209, 2005) p.119
- [268] Popov S B, Prokhorov M E, Colpi M, Treves A, Turolla R, Young isolated neutron stars from the Gould Belt, *Astron. Astrophys.* **406** 111 (2003)
- [269] Popov S B, Colpi M, Prokhorov M E, Treves A, Turolla R, Young close-by neutron stars: the Gould Belt vs. the Galactic disc, *Astrophys. Space Sci.* **299** 117 (2005)
- [270] Popov S B, Grigorian H, Turolla R, Blaschke D, Population synthesis as a probe of neutron star thermal evolution, *Astron. Astrophys.* **448** 327 (2006)
- [271] Прохоров М Е, Попов С Б, в Физика космоса (Ред. П Е Захарова) (Екатеринбург: Изд. Уральского Гос. Университета, 2002) с. 80
- [272] Paczynski B, A test of the Galactic origin of gamma-ray bursts *Astrophys. J.* **348** 485 (1990)
- [273] Ofek E O Space and Velocity Distributions of Galactic Isolated Old Neutron Stars *Astron. J.* **121** 814 (2009)
- [274] Sartore N, Ripamonti E, Treves A, Turolla R Galactic neutron stars. I. Space and velocity distributions in the disk and in the halo *Astron. Astrophys.* **510** A23 (2010)

- [275] Boldin P A, Popov S B Evolution of isolated neutron stars till accretion. The role of initial magnetic field *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* **407** 1090 (2010)
- [276] Popov S B, Evolution of isolated neutron stars, in: “*Astrophysical sources of high energy particles and radiation*” *Proc. of the NATO Advanced Study Institute and 12th Course of the International School of Cosmic Ray Astrophysics* (Eds. M.M. Shapiro, T. Stanev, J.P. Wefel) (NATO ASI series. II. Mathematics, Physics and Chemistry, vol 44) (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2001) p.101
- [277] Halpern J P, Camilo F, Gotthelf E V The Next Geminga: Search for Radio and X-Ray Pulsations from the Neutron Star Identified with 3EG J1835+5918 *Astrophys. J.* **668** 1154 (2007)
- [278] Prokhorov M E, Postnov K A, *Astron. Astrophys.* **286** 437 (1994)
- [279] Miyamoto M, Nagai R *Publ. Astron. Soc. Jap.* **27** 533 (1975)
- [280] Popov S B, Colpi M, Prokhorov M E, Treves A, Turolla R *Astrophys. J.* **544** L53 (2000)
- [281] Pöppel W The Gould Belt system and the local interstellar medium *Fund. Cosm. Phys.* **18** 1 (1997)
- [282] Torra J, Fernández D, Figueras F *Astron. Astrophys.* **359** 82 (2000)
- [283] Schworer A D, Hasinger G, Schwarz R, Haberl F, Schmidt M, The isolated neutron star candidate RBS1223 (1RXS J130848.6+212708), *Astron. Astrophys.* **341** L51 (1999)
- [284] Paredes J M, Black Holes in the Galaxy, in: *Compact Objects and their emission Proc. of The First La Plata International School on Astronomy and Geophysics* (Eds. G E Romero, P Benaglia) (2009)
- [285] Shankar F, The demography of supermassive black holes: Growing monsters at the heart of galaxies, *New Astron. Rev.* **53** 57 (2009)
- [286] Agol E, Kamionkowski M, X-rays from isolated black holes in the Milky Way, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **334** 553 (2002)
- [287] Chisholm J R, Dodelson S, Kolb E W, Stellar-Mass Black Holes in the Solar Neighborhood, *Astrophys. J.* **569** 437 (2003)

- [288] Maccarone T J, Using radio emission to detect isolated and quiescent accreting black holes, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **360** L30 (2005)
- [289] Agol E, Kamionkowski M, Koopmans L V E, Blandford R D, Finding Black Holes with Microlensing, *Astrophys. J.* **576** L131 (2002)
- [290] Mao S et al., Optical Gravitational Lensing Experiment OGLE-1999-BUL-32: the longest ever microlensing event - evidence for a stellar mass black hole? *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **329** 349 (2002)
- [291] Bennett D P et al., Gravitational Microlensing Events Due to Stellar-Mass Black Holes, *Astrophys. J.* **579** 639 (2002)
- [292] Popov S B, Prokhorov M E, Colpi M, Treves A, Turolla R Young close isolated compact objects *Gravitation & Cosmology* **8** Suppl. II, 133
- [293] Прохоров М Е, Попов С Б Близкие молодые черные дыры *Письма Астрон. Ж.* **28** 609 (2002)
- [294] Blaauw A *Bull. Astron. Inst. Netherlands* **15** 265 (1961)
- [295] Grenier I A, Perrot C A, *Neutron star contribution to the Galactic unidentified EGRET sources Gamma-2001* (AIP Conf. Proc. Vol. 587 Eds. S. Ritz, N. Gehrels, C.R. Shrader) (New York: Melville, 2001) p. 649
- [296] Hoogerwerf R, de Bruijne J H J, de Zeeuw P T, On the origin of the O and B-type stars with high velocities. II. Runaway stars and pulsars ejected from the nearby young stellar groups, *Astron. Astrophys.* **365** 49 (2001)
- [297] White N E, van Paradijs J *Astrophys. J. Lett.* **473** L25 (1996)
- [298] Fryer C L *Astrophys. J.* **522** 413 (1999)
- [299] Бисноватый-Коган Г С, *Астрофизика* **4** 221 (1968)
- [300] Hills J G *Astrophys. J.* **267** 322 (1983)
- [301] Lyne A G, Lorimer D R *Nature* **369** 127 (1994)
- [302] Tauris T M, Takens R J *Astron. Astrophys.* **330** 1047 (1998)
- [303] Grenier I A *Astron. Astrophys.* **364** L93 (2000)
- [304] Maíz-Apellániz J *Astron. J.* **121** 2737 (2001)

- [305] Rutledge R E, Fox, D W, Bogosavljevic M, Mahabal A A Limit on the Number of Isolated Neutron Stars Detected in the ROSAT Bright Source Catalogue *Astrophys. J.* **598** 458 (2003)
- [306] Prakash M, Ainsworth T L, Lattimer J M *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2518 (1988)
- [307] Popov S B, Prokhorov M E *Astron. Astrophys.* **331** 535 (1998)
- [308] Шварцман Б Ф *Астрон. Ж.* **48** 479 (1971)
- [309] Gruzinov A *Astrophys. J.* **501** 787 (1998)
- [310] Gruzinov A, *arXiv: astro-ph/9908101* (1999)
- [311] Prokhorov M E, Postnov K A *Odessa Astron. Publ.* **14**, 78 (2001)
- [312] Popov S B, Grigorian H, Turolla R, Blaschke D, Log N – Log S distribution as a new test for cooling curves of neutron stars, in: *Astrophysical sources of high energy particles and radiation* (Eds. T. Bulik, B. Rudak, G. Madejski) (AIP Conf. Proc., vol 801, 2005) p. 316
- [313] Blaschke D, Grigorian H, Voskresensky D N, Cooling of neutron stars: Hadronic model *Astron. Astrophys.* **424** 979 (2004)
- [314] Grigorian H, Brightness constraint for cooling models of young neutron stars, *Phys. Rev. C* **74** 025801 (2006)
- [315] Takatsuka, T., Tamagaki, R. 2004, *Prog. Theor. Phys.*, 112, 37
- [316] Tsuruta, S. 1979, *Phys. Rep.*, 56, 237
- [317] Yakovlev, D.G., Levenfish, K.P., Potekhin, A.Y. et al. 2004, *A&A*, 417, 169
- [318] Popov S B, Grigorian H, Blaschke D *Phys. Rev. C* **74** 025803 (2006)
- [319] Popov S B, Blaschke D, Grigorian H, Posselt B, in: *Quarks-2006* (Eds V Rubakov et al.) (Moscow: INR, 2007) p. 280
- [320] Blaschke D, Voskresensky D N, Grigorian H, Cooling of neutron stars with color superconducting quark cores *arXiv: hep-ph/0510368* (2005)
- [321] Abuki H, Kitazawa M, Kunihiro T, How do chiral condensates affect color superconducting quark matter under charge neutrality constraints? *Phys. Lett. B* **615** 102 (2005)

- [322] Blaschke D, Fredriksson S, Grigorian H, Öztas A M, Sandin F, The phase diagram of three-flavor quark matter under compact star constraints *Phys. Rev. D* **72** 065020 (2005)
- [323] Rüster S B, Werth V, Buballa M, Shovkovy I A, Rischke D H, The phase diagram of neutral quark matter: Self-consistent treatment of quark masses *Phys. Rev. D* **72** 034004 (2005)
- [324] Aguilera D N, Blaschke D, Grigorian H, How robust is a 2SC quark matter phase under compact star constraints? *Nucl. Phys. A* **757** 527 (2005)
- [325] Gocke C, Blaschke D, Khalatyan A, Grigorian H, Equation of state for strange quark matter in a separable model *arXiv: hep-ph/0104183* (2004)
- [326] Steiner A W, Reddy S, Prakash M, Color-neutral superconducting quark matter *Phys. Rev. D* **66** 094007 (2002)
- [327] Neumann F, Buballa M, Oertel M, Mixed phases of color superconducting quark matter *Nucl. Phys. A* **714** 481 (2003)
- [328] Buballa M, NJL model analysis of quark matter at large density *Phys. Rept.* **407** 205 (2005)
- [329] Akmal A, Pandharipande V R, Ravenhall D G, The equation of state for nucleon matter and neutron star structure *Phys. Rev. C* **58** 1804 (1998)
- [330] Heiselberg H, Hjorth-Jensen M, Phase Transitions in Neutron Stars and Maximum Masses *Astrophys. J. Lett.* **525** L45 (1999)
- [331] Grigorian H, Voskresensky D N, Medium Effects in Cooling of Neutron Stars and $3P_2$ Neutron Gap *Astron. Astrophys.* **444**, 913 (2005)
- [332] Schwenk A, Friman B, Polarization contributions to the spin-dependence of the effective interaction in neutron matter *Phys. Rev. Lett.* **92**, 082501 (2004)
- [333] Воскресенский Д Н, Коломейцев Е Е, Кампфер Б *ЖЭТФ* **87** 211 (1998)
- [334] Blaschke D, Klähn T, Voskresensky D N, Diquark condensates and compact star cooling *Astrophys. J.* **533**, 406 (2000)

- [335] Jaikumar P, Prakash M, Neutrino pair emission from Cooper pair breaking and recombination in superfluid quark matter *Phys. Lett. B* **516**, 345 (2001)
- [336] Grigorian H, Blaschke D, Voskresensky D N, Cooling of neutron stars with color superconducting quark cores *Phys. Rev. C* **71**, 045801 (2005)
- [337] Page D, Lattimer J M, Prakash M, Steiner A W, Minimal cooling of neutron stars: A new paradigm *Astrophys. J. Suppl.* **155** 623 (2004)
- [338] Page D, U. Geppert and F. Weber, The Cooling of Compact Stars *arXiv: astro-ph/0508056* (2005)
- [339] Timmes F X, Woosley S E, Weaver T A The Neutron Star and Black Hole Initial Mass Function *Astrophys. J.* **457** 834 (1996)
- [340] *The Hipparcos and Tycho Catalogues* **ESA SP-1200** (1997)
- [341] Heger A, Woosley S E, Spruit H C Presupernova Evolution of Differentially Rotating Massive Stars Including Magnetic Fields *Astrophys. J.* **626** 350 (2005)
- [342] Posselt B, Popov S B, Haberl F, Trümper J, Turolla R, Neuhäuser R The Magnificent Seven in the dusty prairie *Astrophys. Space Sci.* **308** 171 (2007)
- [343] Popov S B, Posselt B, Haberl F, Trümper J, Turolla R, Neuhäuser R Space cowboys odyssey: beyond the Gould Belt in: *40 Years of Pulsars: Millisecond Pulsars, Magnetars and More* (AIP Conf. Proc., Vol. 983, Eds. C. Bassa, Z. Wang, A. Cumming, & V. M. Kaspi) (2008) p. 357
- [344] Posselt B, Popov S B, Haberl F, Trümper J, Turolla R, Neuhäuser R The needle in the haystack: where to look for more isolated cooling neutron stars *Astron. Astrophys.* **482** 617 (2008)
- [345] Posselt B, Popov S B, Haberl F, Trümper J, Turolla R, Neuhäuser R, Boldin P A, The needle in the haystack: where to look for more isolated cooling neutron stars (Corrigendum), *Astron. Astrophys.* **512** id.C2 (2010)
- [346] Boldin P A, Popov S B, Tetzlaff N, A web-tool for population synthesis of near-by cooling neutron stars: An on-line test for cooling curves, *Astron. Nach.* **332** 122 (2011)
- [347] Wilms J, Allen A, McCrat R *Astrophys. J.* **542** 914 (2000)

- [348] Blaha C, Humphreys R M A comparison of the luminosity functions in U, B, and V and their relationship to the initial mass function for the Galaxy and the Magellanic Clouds *Astron. J.* **98** 1598 (1989)
- [349] Мельник А М, Ефремов Ю Н Новый список ОВ ассоциаций в нашей Галактике *Письма Астрон. Ж.* **21** 13 (1995)
- [350] Дамбис А К, Мельник А М, Растворгувев А С *Письма Астрон. Ж.* **27** 58 (2001)
- [351] de Zeeuw P T, Hoogerwerf R, de Bruijne J H J, Brown A G A, Blaauw A, A HIPPARCOS Census of the Nearby OB Associations *Astron. J.* **117** (1999)
- [352] Fux R, Martinet L The disc scale length of the Galaxy *Astron. Astrophys.* **287** L21 (1994)
- [353] Kent S M, Dame T M, Fazio G Galactic structure from the Spacelab infrared telescope. II - Luminosity models of the Milky Way *Astrophys. J.* **378** 131 (1991)
- [354] Tammann G A, Loeffler W, Schroeder A The Galactic supernova rate *Astrophys. J. Supp.* **92** 487 (1994)
- [355] Lallement R, Welsh B Y, Vergely J L, Crifo F, Sfeir D 3D mapping of the dense interstellar gas around the Local Bubble *Astron. Astrophys.* **411** 447 (2003)
- [356] Hakkila J, Myers J M, Stidham B J, Hartmann D H A Computerized Model of Large-Scale Visual Interstellar Extinction *Astron. J.* **114** 2043 (1997)
- [357] Piskunov A E, Kharchenko N V, Röser S, Schilbach E, Scholz R-D Revisiting the population of Galactic open clusters *Astron. Astrophys.* **445** 545 (2006)
- [358] Kharchenko N V, Piskunov A E, Röser S, Schilbach E, Scholz R-D Astrophysical parameters of Galactic open clusters *Astron. Astrophys.* **438** (2005)
- [359] Kharchenko N V, Piskunov A E, Röser S, Schilbach E, Scholz R-D 109 new Galactic open clusters *Astron. Astrophys.* **440** 403 (2005)

- [360] Motch C, Pires A M, Haberl F, Schwope A Measuring proper motions of isolated neutron stars with Chandra *Astrophys. Space Sci.* **308** 217 (2007)
- [361] Agüeros M A et al. Candidate Isolated Neutron Stars and Other Optically Blank X-Ray Fields Identified from the ROSAT All-Sky and Sloan Digital Sky Surveys *Astron. J.* **131** 1740 (2006)
- [362] Chieregato M, Campana S, Treves A, Moretti A, Mignani R P, Tagliaferri G Blank field sources in the ROSAT HRI Brera multiscale wavelet catalog *Astron. Astrophys.* **444** 69 (2005)
- [363] Болдин П А, Попов С Б, Популяционный синтез одиночных остывающих нейтронных звезд: что увидит eROSITA?, *Тезисы конференции HEA-2009* (2010) стр. 13
- [364] Gavriil F P et al. Magnetar-Like Emission from the Young Pulsar in Kes 75 *Science* **319** 1802 (2008)
- [365] Ng C-Y, Kaspi V M, High Magnetic Field Rotation-powered Pulsars, *arXiv:* **1010.4592** (2010)
- [366] Halpern J P, Gotthelf E V, Reynolds J, Ransom S M, Camilo F, Outburst of the 2 s Anomalous X-Ray Pulsar 1E 1547.0-5408 *Astrophys. J.* **676** 1178 (2008)
- [367] Camilo F, et al. Transient pulsed radio emission from a magnetar *Nature* **442** 892 (2006)
- [368] Deneva J S et al. Arecibo Pulsar Survey Using ALFA: Probing Radio Pulsar Intermittency And Transients *Astrophys. J.* **703** 2259 (2009)
- [369] McLaughlin M A et al., Timing observations of rotating radio transients, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **400** 1431 (2009)
- [370] Reynolds S P et al. Discovery of the X-Ray Counterpart to the Rotating Radio Transient J1819-1458 *Astrophys. J. Lett.* **639** L71 (2006)
- [371] Popov S B, Turolla R, Possenti A A tale of two populations: rotating radio transients and X-ray dim isolated neutron stars *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **369** L23 (2006)
- [372] Vranešević N et al. Pulsar Birthrates from the Parkes Multibeam Survey *Astrophys. J. Lett.* **617** L139 (2004)

- [373] Lorimer D R Binary and Millisecond Pulsars *Living Reviews in Relativity* **8** 7 (2005)
- [374] Popov S B, Pons J A, Miralles J A, Boldin P, Posselt B Population synthesis studies of isolated neutron stars with magnetic field decay *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **401** 2675 (2010)
- [375] Diehl R et al. *Nature* **439** 45 (2006)
- [376] Kondratiev V I et al. New Limits on Radio Emission from X-ray Dim Isolated Neutron Stars *Astrophys. J.* **702** 692 (2009)
- [377] Predehl P et al., eROSITA on SRG, in: *Space Telescopes and Instrumentation 2010: Ultraviolet to Gamma Ray* (Eds. M Arnaud, S S Murray, T Takahashi) (Proc. of the SPIE vol. 7732, 2010) p. 77320U
- [378] Cappelluti N et al., eROSITA on SRG: a X-ray all-sky survey mission, *arXiv*: **1004.5219** (2010)
- [379] Pavlinsky M et al., Spectrum-Roentgen-Gamma astrophysical mission, in: *Space Telescopes and Instrumentation 2008: Ultraviolet to Gamma Ray* (Eds. M J L Turner, K A Flanagan) (Proc. of the SPIE vol. 7011, 2008) p. 70110H
- [380] Kaspi V M Recent progress on anomalous X-ray pulsars *Astrophys, Space Sci.* **308** 1 (2007)
- [381] Zane S Neutron star surface emission: Beyond the dipole model *Astrophys. Scape. Sci* **308** 259 (2007)
- [382] Rea N Rotating RAdio Transients: multiwavelength observations in: *Astrophysics of Compact Objects* (AIP Conf. Ser. vol. 968, Eds. Yuan Y-F, Li X-D, Lai D) (2008) p. 151
- [383] Kaspi V M Grand unification of neutron stars *Proceedings of the National Academy of Science* **107** 7147 (2010)
- [384] Kumar H S, Safi-Harb S Variability of the High Magnetic Field X-Ray Pulsar PSR J1846-0258 Associated with the Supernova Remnant Kes 75 as Revealed by the Chandra X-Ray Observatory *Astrophys. J. Lett.* **678** L43 (2008)
- [385] Perna R, Pons J A, A unified model of the magnetar and radio pulsar bursting phenomenology , *arXiv*: **1102.1098** (2010)

- [386] Keane E F, Kramer M On the birthrates of Galactic neutron stars *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **391** 2009 (2008)
- [387] Geppert U, Küker M, Page D Temperature distribution in magnetized neutron star crusts *Astron. Astrophys.* **426** 267 (2004)
- [388] Geppert U, Küker M, Page D Temperature distribution in magnetized neutron star crusts. II. The effect of a strong toroidal component *Astron. Astrophys.* **457** 937 (2006)
- [389] Pérez-Azorín J F, Miralles J A, Pons J A Anisotropic thermal emission from magnetized neutron stars *Astron. Astrophys.* **451** 1009 (2006)
- [390] Pérez-Azorín J F, Miralles J A, Pons J A Thermal radiation from magnetic neutron star surfaces *Astron. Astrophys.* **433** 275 (2005)
- [391] Pons J A, Link B, Miralles J A, Geppert U Evidence for Heating of Neutron Stars by Magnetic-Field Decay *Physical Review Letters* **98** 071101 (2007)
- [392] Aguilera D N, Pons J A, Miralles J A *Astron. Astrophys.* **486** 255 (2008)
- [393] Aguilera D N, Pons J A, Miralles J A The Impact of Magnetic Field on the Thermal Evolution of Neutron Stars *Astrophys. J. Lett.* **673** L167 (2008)
- [394] Pons J A, Miralles J A, Geppert U, Magneto-thermal evolution of neutron stars *Astron. Astrophys.* **496** 207 (2009)
- [395] Aguilera D N, Cirigliano V, Pons J A, Reddy S, Sharma R, Superfluid Heat Conduction and the Cooling of Magnetized Neutron Stars *Phys. Rev. Lett.* **102** 091101 (2009)
- [396] Gezerlis A, Carlson J, Strongly paired fermions: Cold atoms and neutron matter *Phys. Rev. C* **77** 032801 (2008)
- [397] Douchin F, Haensel P, A unified equation of state of dense matter and neutron star structure *Astron. Astrophys.* **380** 151 (2001)
- [398] Yakovlev D G, Pethick C J Neutron Star Cooling *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **42** 169 (2004)
- [399] Page D, Geppert U, Weber F, *Nuclear Physics A* **777** 497 (2006)

- [400] Haberl F et al. The isolated neutron star X-ray pulsars RX J0420.0-5022 and RX J0806.4-4123: New X-ray and optical observations *Astron. Astrophys.* **424** 635 (2004)
- [401] Page D, Lattimer J M, Prakash M, Steiner A W, Neutrino Emission from Cooper Pairs and Minimal Cooling of Neutron Stars *Astrophys. J.* **707** 1131 (2009)
- [402] Muno M P, Gaensler B M, Nechita A, Miller J M, Slane P O A Search for New Galactic Magnetars in Archival Chandra and XMM-Newton Observations *Astrophys. J.* **680** 639 (2008)
- [403] Arefiev V et al., Hard x-ray concentrator experiment for Spectrum-X-Gamma mission, in: *Space Telescopes and Instrumentation II: Ultraviolet to Gamma Ray* (Eds. M J L Turner, G Hasinger) (Proc. of the SPIE vol. 6266, 2006) p. 62663L
- [404] Kuijken K, Gilmore G, The Mass Distribution in the Galactic Disc - Part III - the Local Volume Mass Density *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **239** 651 (1989)
- [405] Carlberg R G, Innanen K A, Galactic chaos and the circular velocity at the sun *Astron. J.* **94** 666 (1987)
- [406] Lyne A G, Parkes 20-cm Multibeam Pulsar Surveys in: *40 Years of Pulsars: Millisecond Pulsars, Magnetars and More* (ASP Conf. Series Vol. 983, Eds C Bassa, Z Wang, A Cumming, V M Kaspi) (2008) p. 561
- [407] Gill R, Heyl J, The birthrate of magnetars *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **381** 52 (2007)
- [408] Helfand D J et al. VLBA Measurement of the Transverse Velocity of the Magnetar XTE J1810-197 *Astrophys. J.* **662** 1198 (2007)
- [409] Motch C, Pires A M, Haberl F, Schwöpe A, Zavlin V E Proper motions of thermally emitting isolated neutron stars measured with Chandra *Astron. Astrophys.* **497** 423 (2009)
- [410] Ciolfi R, Ferrari V, Gualtieri L, Pons J A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 821 (2009)
- [411] Lander S K, Jones D I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **395** 2162 (2009)
- [412] Baldo M et al. *Phys. Rev. C* **58** 1921 (1998)

- [413] Evans D et al. *IAUC* **3356** (1979)
- [414] Cheng B, Epstein R I, Guyer R A, Young A C *Nature* **382** 518 (1996)
- [415] Göğüş E, Woods P M, Kouveliotou C, van Paradijs J *Astrophys. J.* **532** L121 (2000)
- [416] Aptekar R.L. et al., Konus Catalog of Soft Gamma Repeater Activity: 1978 to 2000 , *Astrophys. J. Suppl.* **137** 227 (2001)
- [417] Mazets E et al. *GCN* **2922** (2004)
- [418] Popov S B *arXiv: astro-ph/0502391* (2005)
- [419] Popov S B, Stern B E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **365** 885 (2006)
- [420] Heckman T, in: *Origins* (ASP Conference Series, Vol. 148, Eds. C E Woodward, J M Shull, H A Thronson, Jr.) (1998) p.127
- [421] Engelbracht C W, Rieke M J, Rieke G H, Kelly D M, Achtermann J M, *Astrophys. J.* **505** 639 (1998)
- [422] Pietsch W et al. *Astron. Astrophys.* **365** L174 (2001)
- [423] Bregman J D, Temi P, Rank D, *Astron. Astrophys.* **355** 525 (2000)
- [424] Golentskii S V, Mazets E P, Il'inskii V N, Guryan Iu A, *Soviet Astron. Let.* **5** 340 (1979)
- [425] Fenimore E E, Klebesadel R W, Laros J G *Astrophys. J.* **460**, 964 (1996)
- [426] Pendleton G N et al. *Astrophys. J.* **512** 362 (1999)
- [427] Bisnovatyi-Kogan G S, in: *Proc. 20th Texas Symposium on relativistic astrophysics* (AIP conference proceedings, Vol. 586, Eds J Craig Wheeler, H Martel) (2001) p.611
- [428] Hurley K et al. *Nature* **434** 1098 (2005)
- [429] Duncan R C, in: *Proc. 20th Texas Symposium on relativistic astrophysics* (AIP conference proceedings, Vol. 586, Eds. J Craig Wheeler, H Martel, 2001) p. 495
- [430] Brinchmann J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **351** 1151 (2004)

- [431] Gallego J, Zamorano J, Aragon-Salamanca A, Rego M *Astrophys. J.* **455** L1 (1995)
- [432] Neff S G, Ulvestad J S, Teng S H *Astrophys. J.* **611** 186 (2004)
- [433] Lipari S L et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **354** L1 (2004)
- [434] Binggeli B, Tamman G A, Sandage A *Astron. J.* **94** 251 (1987)
- [435] Nakar E, Gal-Yam A, Piran T, Fox D B *Astrophys. J.* **640** 849 (2006)
- [436] Palmer D M et al. *Nature* **434** 1107 (2005)
- [437] Popov S B, Prokhorov M E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **367** 732 (2006)
- [438] Богомазов А И, Попов С Б *Астрон. Ж.* **86** 361 (2009)
- [439] Duncan R C, Thompson C *Astrophys. J.* **392** L9 (1992)
- [440] Woosley S E *Astrophys. J.* **405**, 273 (1993)
- [441] Богомазов А И, Липунов В М, Тутуков А В *Астрон. Ж.* **85** 520 (2008)
- [442] Тутуков А В, Черепашук А М *Астрон. Ж.* **81** 43 (2004)
- [443] Богомазов А И, Липунов В М, Тутуков А В *Астрон. Ж.* **84** 345 (2007)
- [444] Mészáros P *Rep. Prog. Phys.* **69** 2259 (2006)
- [445] Metzger B D, Quataert E, Thompson T A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **385** 1455 (2008)
- [446] Komissarov S, Barkov M, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **382** 1029 (2007)
- [447] Тутуков А В, *Астрон. Ж.* **80** 692 (2003)
- [448] Heger A, Woosley S E, Langer N, Spruit H C, in: *Stellar evolution*" (Proc. of IAU Symp. 215, Eds Maeder A, Eenes P) (ASP, San Francisco, 2004) p. 291
- [449] Meynet G, Maeder A *Astron. Astrophys.* **429** 581 (2005)
- [450] Blondin J M, Mezzacappa A *Nature* **445** 58 (2007)
- [451] Ferrario L, Wickramasinghe D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **389** L66 (2008)

- [452] Soderberg A, in: *SUPERNOVA 1987A: 20 YEARS AFTER. Supernovae and Gamma-Ray Bursters.* (AIP Conference Proceedings 937, 2007) p. 492
- [453] Metzger B D, Quataert E, Thompson T A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **385** 1455 (2008)
- [454] Bucciantini N, Quataert E, Arons J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **383** L25 (2008)
- [455] Thompson C, Murray N *Astrophys. J.* **560** 339 (2001)
- [456] Langer N, Yoon S-C, Petrovic J, Heger A *arXiv: astro-ph/0302232* (2003)
- [457] Thompson T A, Chang P, Quataert E, *Astrophys. J.* **611** 380 (2004)
- [458] Fryer C L, Heger A, *Astrophys. J.* **623** 302 (2005)
- [459] Shore S, in: *Interacting binaries* (Saas-Fee Advanced Course 22, Eds Nussbaumer H, Orr A) (Berlin: Springer, 1994)
- [460] Vanbeveren D, de Donder E, van Bever J, van Rensbergen W, de Loore C, *New Astronomy* **3** 443 (1998)
- [461] Maeder A, Meynet G *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **38** 143 (2000)
- [462] Kouveliotou C, Dieters S, Strohmayer T, et al. *Nature* **393** 235 (1998)
- [463] Figer D F, Najarro F, Geballe T R, Blum R D, Kudritzki R P *Astrophys. J.* **622** L49 (2005)
- [464] Gaensler B M, McClure-Griffiths N M, Oey M S et al. *Astrophys. J.* **620** L95 (2005)
- [465] Cameron P B, Chandra P, Ray A et al. *Nature* **434** 1112 (2005)
- [466] McClure-Griffiths N M, Gaensler B M *Astrophys. J.* **630** L161 (2005)
- [467] Munoz M P, Clark J S, Crowther P A et al. *Astrophys. J.* **636**, L41 (2006)
- [468] Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E *Astron. Astrophys.* **310** 489 (1996)
- [469] Липунов В М, Постнов К А, Прохоров М Е, Богомазов А И *Астрон. Ж.* **86** 985 (2009)

- [470] Wang C, Lai D, Han J *Astrophys. J.* **639** 1007 (2006)
- [471] Ardeljan N V, Bisnovatyi-Kogan G S, Moiseenko S G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **359** 333 (2005)
- [472] Scheck L, Kifonidis K, Janka H-Th, Müller E *Astron. Astrophys.* **457** 963 (2006)
- [473] Масевич А Г, Тутуков А В *Эволюция звезд: теория и наблюдения* (М.: Наука, 1988)
- [474] Zahn J-P, *arXiv: arXiv:0807.4870* (2008)
- [475] Maeda K, Nomoto K, Tominaga N, et al. *Astrophys. J.* **666** 1069 (2007)
- [476] van den Heuvel E P J in: *Interacting Binaries* (Eds S N Shore, M Livio, E P J van den Heuvel) (Springer-Verlag, 1994) p. 103
- [477] Petit V, Wade G A, Drissen L, et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **387** L23 (2008)
- [478] Vink J, Kuiper L, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **370** L14 (2006)
- [479] Spruit H C, in: *40 YEARS OF PULSARS: Millisecond Pulsars, Magnetars and More* (AIP Conference Proceedings vol. 983) p. 391 (2008)
- [480] Gelfand J D, Gaensler B M, *Astrophys. J.* **667** 1111 (2007)
- [481] Kumar H S, Safi-Harb S, *Astrophys. J.* **678** L43 (2008)
- [482] Gavriil F P, Gonzalez M E, Gotthelf E V, et al. *Science* **319** 1802 (2008)
- [483] Holland S T, Barthelmy S D, Baumgartner W H et al. *GRB Coordinates Network, Circular Service* **8112** 1 (2008)
- [484] Barthelmy S D, Beardmore A P, Burrows D N et al. *GRB Coordinates Network Circular Service* **8113** 1 (2008)
- [485] Reisenegger A *Astron. Astrophys.* **499** 557 (2009)
- [486] Pizzolato F, Colpi M, De Luca A, Mereghetti S, Tiengo A *Astrophys. J.* **681** 530 (2008)
- [487] Popov S B *Astron. Nach.* **329** 15 (2008)

- [488] Radhakrishnan V, Manchester R N *Nature* **222** 228 (1969)
- [489] Reichley P E, Downs G S *Nature* **222** 229 (1969)
- [490] Lyne A G, Shemar S L, Graham Smith F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **315** 534 (2000)
- [491] Kaspi V, Gavriil F P, Woods P M, Jensen J B, Roberts M S E, Chakrabarty D *Astrophys. J.* **588** L93 (2003)
- [492] Woods P M, Kaspi V M, Thompson C et al. *Astrophys. J.* **605** 378 (2004)
- [493] Thompson C, Duncan R *Astrophys. J.* **543** 322 (1996)
- [494] Janssen G H, Stappers B W *Astron. Astrophys.* **457** 611 (2006)
- [495] Ruderman M *Nature* **223** 597 (1969)
- [496] Anderson P W, Itoh N *Nature* **256** 25 (1975)
- [497] Alpar M A, Baykal A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **269** 849 (1994)
- [498] Cheng K S, Chi X *Astron. Astrophys.* **306** 326 (1996)
- [499] Prakash M, Lattimer J M, Pons J A, Steiner A W, Reddy S, in: *Physics of neutron star interiors* (Eds Blaschke D, Glendenning N K, Sedrakian A, 2001) p.364
- [500] Alpar M A, Ho C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **204** 655 (1983)
- [501] Lazzati D, Ghirlanda G, Ghisellini G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **361** L8 (2005)
- [502] Ofek E *Astrophys. J.* **659** 339 (2007)
- [503] Frederiks D D, Palshin V D, Aptekar R L et al. *Письма в астрон. журн.* **33** 19
- [504] Ofek E O, Kulkarni S R, Nakar E et al. *Astrophys. J.* **652** 507 (2006)
- [505] Golenetskii S, Aptekar R, Mazets E et al. *GCN* **6088** (2007)
- [506] Stella L, Dall'Osso S, Israel G L, Vecchio A *Astrophys. J.* **634** L165 (2005)
- [507] Pons J, Geppert U *Astron. Astrophys.* **470** 303 (2007)

- [508] Crider A, in: *Gamma-Ray Bursts in the Swift Era* (AIP Conference Proceedings Vol. 836, Eds Holt S S, Gehrels N, Nousek J A) (Melville, NY: American Institute of Physics, 2006) p.64
- [509] Eichler D *arXiv: astro-ph/0504452* (2005)
- [510] Singh S, Ma C-P, Arons J *Phys. Rev. D* **69** 063003 (2004)
- [511] Cordes K M, McLaughlin M A *Astrophys. J.* **596** 1142 (2003)
- [512] Lorimer D R, Bailes M, McLaughlin M A, Narkevic D J, Crawford F *Science* **318** 777 (2007)
- [513] Lipunov V M, Panchenko I E *Astron. Astrophys.* **312** 937 (1996)
- [514] Vietri M *Astrophys. J.* **471** L95 (1996)
- [515] Hansen B M S, Lyutikov M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **322** 695 (2001)
- [516] Блинников С И, Новиков И Д, Переводчикова Т В, Полнарев А Г *Письма в астрон. журн.* **10** 177 (1984)
- [517] Rezzolla L et al., The missing link: Merging neutron stars naturally produce jet-like structures and can power short Gamma-Ray Bursts, *arXiv: 1101.4298* (2011)
- [518] Nakar E *Phys. Rep.* **442** 166 (2007)
- [519] Popov S B, Postnov K A *arXiv: 0710.2006* (2007)
- [520] Popov S B, Postnov K A, Hyperflares of SGRs as an engine for millisecond extragalactic radio bursts, in: “*Evolution of Cosmic Objects through their Physical Activity*” *Proc. of the Conference dedicated to Viktor Ambartsumian’s 100th anniversary* (Eds. H A Harutyunian, A M Mickaelian, Y. Terzian) (Yerevan, Gitutyun Publishing House of NAS RA, 2010) p. 129
- [521] Nakar E, Gal-Yam A, Piran T, Fox D B *Astrophys. J.* **640** 849 (2006)
- [522] Lyutikov A *Astrophys. J.* **580** L65 (2002)
- [523] Lyutikov M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **367**, 1594 (2006)
- [524] Göğüş E et al. *Astrophys. J.* **526** 93 (1999)
- [525] Balsano R J et al., in: *Fourth Huntsville gamma-ray burst symposium* (AIP Conference Proceedings Vol. 428, 1998) p. 585

- [526] Katz C A, Hewitt J N, Moore C B, Corey B E, in: *Fourth Huntsville gamma-ray burst symposium* (AIP Conference Proceedings Vol. 428, 1998) p. 591
- [527] Burgay M et al., *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **372** 410 (2006)
- [528] Crawford F, Hessels J W T, Kaspi V M, *Astrophys. J.* **662** 1183 (2007)
- [529] Gaensler B M et al. *Nature* **434** 1104 (2005)
- [530] Granot J et al. *Astrophys. J.* **638** 391 (2006)
- [531] Demorest P B, Pennucci T, Ransom S M, Roberts M S E, Hessels J W T A two-solar-mass neutron star measured using Shapiro delay *Nature* **467** 1081 (2010)
- [532] Popov S B, Prokhorov M E, Formation of massive skyrmion stars, *Astron. Astrophys.* **434** 649 (2005)
- [533] Ouyed R, Butler M, Skyrmion Stars *Astrophys. J.* **522** 453 (1999)
- [534] Ouyed R, From the Skyrme model to hypothetical Skyrmion stars: Astrophysical implications *arXiv: astro-ph/0402122* (2004)
- [535] Thorsett S E, Chakrabarty D *Astrophys. J.* **512** 288 (1999)
- [536] Quaintrell H, Norton A J, Ash T D C et al. *Astron. Astrophys.* **401** 313 (2003)
- [537] Clark J S, Goodwin S P, Crowther P A et al. *Astron. Astrophys.* **392** 909 (2002)
- [538] Shahbaz T, Casares J, Watson C et al. The Massive Neutron Star or Low-Mass Black Hole in 2S 0921-630 *Astrophys. J.* **616** 123 (2004)
- [539] Haensel P in: *Final Stages of Stellar Evolution* (Eds C Motch, J-M Hameury) (EAS Publications Series 7, 2003) p. 249
- [540] Bagchi M, The role of binding energies of neutron stars on the accretion driven evolution, *arXiv: 1102.2912* (2011)
- [541] Тутуков А В, О происхождении вращения и пространственной скорости радиопульсаров, *Астрон. Ж.* **82** 616 (2005)
- [542] Popov S B, Prokhorov M E, Colpi M, Treves A, Turolla R, in: *Proc. of the Third International Sakharov Conference on Physics* (Eds. A Semikhatov et al. , Scientific World) (Moscow, 2002) p. 420

- [543] Orosz J A, McClintock J E, Remillard R A, Corbel S Orbital Parameters for the Black Hole Binary XTE J1650-500 *Astrophys. J.* **616** 376 (2004)
- [544] Иногамов Н А, Сюняев Р А *Письма в Астрон. Ж.* **25** 269 (1999)
- [545] Горбацкий В Г *Космическая газодинамика* (М. Наука, 1977)
- [546] Popov S B, Prokhorov M E, Spatial distribution of the accretion luminosity of isolated neutron stars and black holes in the Galaxy *Astron. Astrophys.* **331** 535 (1998)
- [547] Bisnovatyi-Kogan G S, Blinnikov S I, Spherical accretion on to compact X-ray sources with preheating - No thermal limit for the luminosity *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **191** 711 (1980)
- [548] Шварцман В Ф, Зоны ионизации вокруг нейтронных звезд, *Астрон. Ж.* **47** 824 (1970а)
- [549] Бочкарев Н Г, *Основы физики межзвездной среды* (Москва, Издательство МГУ, 1992)
- [550] Toropina O D, Romanova M M, Toropin Yu M, Lovelace R V E, Magnetic inhibition of accretion and observability of isolated old neutron stars *Astrophys. J.* **593** 472 (2003)
- [551] Mock P C, Joss P C, Limits on energy storage in the crusts of accreting neutron stars *Astrophys. J.* **500** 374 (1998)
- [552] Blaes O, Blandford R D, Goldreich P, Koonin S E, Slowly accreting neutron stars and the origin of gamma-ray bursts *Astrophys. J.* **363** 612 (1990)
- [553] Pfahl E, Rappaport S Bondi-Hoyle-Lyttleton Accretion Model for Low-Luminosity X-Ray Sources in Globular Clusters *Astrophys. J.* **550** 172 (2001)
- [554] Popov S B, Prokhorov M E Evolution of isolated neutron stars in globular clusters: number of accretors *Astron. Astrophys. Trans.* **21** 217 (2002)
- [555] Knapp G R, Gunn J E, Bowers P F, Vasquez Poritz J F, Limits on Ionized Gas in Globular Clusters *Astrophys. J.* **462** 231 (1996)

- [556] Сажин М В, Возможность обнаружения сверхдлинноволновых гравитационных волн, *Астрон. Ж.* **55** 36 (1978)
- [557] Manchester R N Detection of Gravitational Waves using Pulsar Timing *arXiv:* **1004.3602** (2010)
- [558] Pshirkov M S, Popov S B, *ЖЭТФ* **108** 384 (2009)
- [559] Peebles P J E *Int. J. Mod. Phys. A* **16** 4223 (2001)
- [560] Kamionkowski M *arXiv:* **0706.2986** (2007)
- [561] Peccei R D, Quinn H R *Phys. Rev. D* **16** 1791 (1977)
- [562] Primakoff H, *Phys. Rev.* **81** 899 (1951)
- [563] Eleftheriadis C et al. (CAST Collaboration) *arXiv:* **astro-ph/0305534** (2003)
- [564] Inoue Y, Namba T, Moriyama S et al. *Phys. Lett. B* **536** 18 (2002)
- [565] Zioutas K, Thompson D J, E.A. Paschos E A, *Phys. Lett. B* **443** 201 (1998)
- [566] Davoudiasl H, Huber P, *Phys. Rev. Lett.* **97** id.141302 (2006)
- [567] Duffy L, Sikivie P, Tanner D B et al., *Phys. Rev. Lett.* **95** id.091304 (2005)
- [568] Гнедин Ю Н, Красников С В *ЖЭТФ* **102** 1729 (1992)
- [569] Gnedin Yu N *Astron. Astrophys. Trans.* **5** 163 (1994)
- [570] Sikivie P *arXiv:* **hep-ph/0606014** (2006)
- [571] Khlopov M Yu, Sakharov A S, Sokoloff D D *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **72** 105 (1999)
- [572] Sikivie P *Phys. Rev. Lett.* **51** 1415 (1983)
- [573] Götz D et al. *Astron. Astrophys.* **449** L31 (2006)
- [574] Goldreich P, Julian W H *Astrophys. J.* **157** 869 (1969)
- [575] Goldman I, Nussinov S *Phys. Rev. D* **40** 3221 (1989)
- [576] Malofeev V M, Malov O I, Teplykh D A *Astrophys. Space Sci.* **308** 211 (2007)

- [577] Joshi et al. Постерный доклад на конференции COSPAR-2008.
- [578] Popov S B, Blaschke D, Grigorian H, Prokhorov M E, Neutron star masses: dwarfs, giants and neighbors *Astrophys. Space Sci.* **308** 381 (2007)
- [579] Popov S B, On the mechanism of low-mass compact object formation *arXiv: astro-ph/0403710* (2004)
- [580] Carriere J, Horowitz C J, Piekarewicz J *Astrophys. J.* **593** 463 (2003)
- [581] Fryer C L, Kalogera V *Astrophys. J.* **554** 548 (2001)
- [582] Xu R X it Mon. Not. R. Astron. Soc. **356** 359 (2005)
- [583] Имшенник В С *Ученые. Физ. Наук* **180** 1121 (2010)
- [584] Colpi M, Wasserman I *Astrophys. J.* **581** 1271 (2002)
- [585] Houser J L, Centrella J M, Smith S C *Phys. Rev. Lett.* **72** 1314 (1994)
- [586] Bombaci I, Quark Matter in Compact Stars: Astrophysical Implications and Possible Signatures in: *Proceedings of the The Eleven Marcell Grossmann Meeting “On Recent Developments in Theoretical and Experimental General Relativity, Gravitation and Relativistic Field Theories”* (Ed. R Ruffini) (World Scientific Publishing, 2008) p. 605
- [587] Bombaci I, Popov S B, On the bimodality of the kick velocity distribution of radio pulsars, in: “*Supernovae as cosmological lighthouses*” (Turatto M., Benetti S., Zampieri L., Shea W.) (ASP Conf. Ser. vol. 342, 2005) p. 433
- [588] Berezhiani Z, Bombaci I, Drago A, Frontera F, Lavagno A *Astrophys. J.* **586** 1250 (2003)
- [589] Benvenuto O G, Horvath J E *Phys. Rev. Lett.* **63** 716 (1989)
- [590] Hong D K, Hsu S D H, Sannino F *Phys. Lett.* **B516** 362 (2001)
- [591] Bombaci I, Parenti I, Vidaña I Quark Deconfinement and Implications for the Radius and the Limiting Mass of Compact Stars *Astrophys. J.* **614** 314 (2004)
- [592] Bombaci I, Datta B *Astrophys. J.* **530** L69 (2001)
- [593] Salmonson J D, Wilson J R *Astrophys. J.* **517** 859 (1999)

- [594] Lyne A G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **295** 743 (1998)
- [595] Rutledge R E, Fox D B, Shevchuk A H, Discovery of an Isolated Compact Object at High Galactic Latitude, *Astrophys. J.* **672** 1137 (2008)
- [596] Zane S et al., Discovery of 59 ms pulsations from 1RXS J141256.0+792204 (Calvera), *Mon. Not. R. Aston. Soc.* **410** 2428 (2010)
- [597] Gotthelf E V, Petre R, Hwang U, The Nature of the Radio-quiet Compact X-Ray Source in SNR RCW 103, *Astrophys. J.* **475** L175 (1997)
- [598] Popov S B, “On the nature of the compact X-ray source inside RCW 103”, *Astron. Astrophys. Trans.* **17** 35 (1998)
- [599] Popov S B, “Nature of the compact X-ray source in supernova remnant RCW103 and related problems”, *Astrophys. Space Sci.* **274** 285 (2000)
- [600] de Luca A. et al., A Long-Period, Violently Variable X-ray Source in a Young Supernova Remnant, *Science* **313** 814 (2006)
- [601] Pizzolato F, Colpi M, De Luca A, Mereghetti S, Tiengo A, 1E 161348-5055 in the Supernova Remnant RCW 103: A Magnetar in a Young Low-Mass Binary System?, *Astrophys. J.* **681** 530 (2008)
- [602] Hyman S D, Lazio T J W, Kassim N E, Ray P S, Markwardt C B, Yusef Zadeh F, A powerful bursting radio source towards the Galactic Centre, *Nature* **434** 50 (2005)
- [603] Ray P.S., et al., A Bursting Radio Transient in the Direction of the Galactic Center *arXiv: 0808.1899* (2008)
- [604] Hyman S D, Lazio T J W, Roy S, Ray P S, Kassim N E, A New Radio Detection of the Transient Bursting Source GCRT J1745-3009 *Astrophys. J.* **639** 348 (2006)
- [605] Hyman S D et al., A Faint, Steep-Spectrum Burst from the Radio Transient GCRT J1745-3009, *Astrophys. J.* **660** L121 (2007)
- [606] Popov S B, Scenarios for GCRT J1745-3009, in: “*Evolution of Cosmic Objects through their Physical Activity*” *Proc. of the Conference dedicated to Viktor Ambartsumian’s 100th anniversary* (Eds. H A Harutyunian, A M Mickaelian, Y. Terzian) (Yerevan, Gitutyun Publishing House of NAS RA, 2010) p. 105

- [607] Rutledge B E, Magnetically Accreting Isolated Old Neutron Stars, *Astrophys. J.* **553** 796 (2001)
- [608] Lipunov V M, Prokhorov M E *Astrophys. Space Sci.* **98** 221 (1984)
- [609] Brown W R, Geller M J, Kenyon S J, Kurtz M J, Discovery of an Unbound Hypervelocity Star in the Milky Way Halo, *Astrophys. J.* **622** L33 (2005)
- [610] Brown W R, Geller M J, Kenyon S J, Kurtz M J, Bromley B C, Hypervelocity Stars. II. The Bound Population, *Astrophys. J.* **660** 311 (2007)
- [611] Link B, in: *Radio Pulsars* (ASP Conf. Ser. vol. 302, Eds. M Bailes, D J Nice, S E Thorsett) (San Francisco, 2003) p. 241
- [612] Ruderman M, Gil J, *Astron. Astrophys.* **460** L31 (2006)
- [613] Akgün T, Link B, Wasserman I, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **365** 653 (2006)
- [614] Шапиро С Л, Тьюколски С А, *Черные дыры, белые карлики и неейтронные звезды* (М. Мир, 1985)
- [615] Alpar A M, Ögelman H, *Astron. Astrophys.* **185** 196 (1987)
- [616] Link B, *Astrophys. Space Sci.* **308** 435 (2007)
- [617] Shaham J, *Astrophys. J.* **214** 251 (1977)
- [618] Stairs I H, Lyne A G, Shemar S L, *Nature* **406** 484 (2000)
- [619] Hobbs G, Lyne A G, Kramer M, An analysis of the timing irregularities for 366 pulsars, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **402** 1027 (2010)
- [620] Weisberg J M et al., A search for neutron star precession and interstellar magnetic field variations via multiepoch pulsar polarimetry, *Astrophys. J.* **721** 1044 (2010)
- [621] Haberl F, Turolla R, de Vries C P, Zane S, Vink J, Méndez M, Verbunt F, Evidence for precession of the isolated neutron star RX J0720.4-3125, *Astron. Astrophys.* **451** L17 (2006)
- [622] van Kerkwijk M H, Kaplan D L, Isolated neutron stars: magnetic fields, distances, and spectra, *Astrophys. Space Sci.* **308** 191 (2007)

- [623] van Kerkwijk M H, Kaplan D L, Pavlov G G, Mori K, Spectral and Rotational Changes in the Isolated Neutron Star RX J0720.4-3125, *Astrophys. J. Lett.* **659** L149 (2007)
- [624] Hohle M et al., Spectral and temporal variations of the isolated neutron star RX J0720.4-3125: new XMM-Newton observations, *Astron. Astrophys.* **498** 811 (2009)
- [625] Hohle M et al., Updated phase coherent timing solution of the isolated neutron star RX J0720.4-3125 using recent XMM-Newton and Chandra observations, *Astron. Astrophys.* **521** 11 (2010)
- [626] Link B, Incompatibility of long-period neutron star precession with creeping neutron vortices, *Astron. Astrophys.* **458** 881 (2006)
- [627] Glampedakis K, Andersson N, Jones D I, Stability of Precessing Superfluid Neutron Stars, *Phys. Rev. Lett.* **100**(8), 081101 (2008)
- [628] Popov S B, Tkachenko waves, glitches and precession in neutron stars, *Astrophys. Space Sci.* **317** 175 (2008)
- [629] Ткаченко В К, Устойчивость вихревых решеток, *Ж. Эксп. Теор. Физ.* **50** 1573 (1966)
- [630] Andereck C D, Glaberson W I, Tkachenko waves, *Low Temp. Phys.* **48** 257 (1982)
- [631] Ruderman M, Long Period Oscillations in Rotating Neutron Stars, *Nature* **225** 619 (1970)
- [632] Дайсон Ф, в кн.: *Нейтронные звезды и пульсары* (М. Мир, 1973)
- [633] Noronha J, Sedrakian A, Tkachenko modes as sources of quasiperiodic pulsar spin variations, *Phys. Rev. D* **77** 023008 (2008)
- [634] Jones P B, Comment on “Constraining Hadronic Superfluidity with Neutron Star Precession”, *Phys. Rev. Lett.* **92** 149001 (2004)
- [635] Yuan J P et al., A very large glitch in PSR B2334+61, *Astrophys. J.* **719** L111 (2010)
- [636] Shabanova T V, Observations of three slow glitches in the spin rate of the pulsar B1822-09, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **356** 1435 (2005)

- [637] Haskell B, Tkachenko modes in rotating neutron stars: the effect of compressibility and implications for pulsar timing noise, *arXiv: 1011.1180* (2010)
- [638] Podsiadlowski Ph et al., The double pulsar J0737-3039: testing the neutron star equation of state, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **361** 1243 (2005)
- [639] Blaschke D, Klahn T, Weber F, Constraints on the High-Density Nuclear Equation of State from Neutron Star Observables, in: *Astronomy and Relativistic Astrophysics, New Phenomena and New States of Matter in the Universe Proc. of the Third workshop, IWARA 2007* (Eds. Cesar A Zen Vasconcellos et al.) (World Scientific, 2010) p.31
- [640] Kulkarni S R, Frail D A, Kassim N E, Murakami T, Vasisht G, The radio nebula of the soft gamma-ray repeater 1806 - 20, *Nature* **368** 129 (1994)
- [641] Sawai H, Kotake K, Yamada S, Numerical Simulations of Equatorially Asymmetric Magnetized Supernovae: Formation of Magnetars and Their Kicks, *Astrophys J.* **672** 465 (2008)
- [642] Helfand D J et al., VLBA Measurement of the Transverse Velocity of the Magnetar XTE J1810.197, *Astrophys. J.* **662** 1198 (2007)
- [643] Rea N et al., A Low-Magnetic-Field Soft Gamma Repeater, *Science* **330** 944 (2010)
- [644] Ciolfi R, Ferrari V, Gualtieri L, Pons J A, Relativistic models of magnetars: the twisted torus magnetic field configuration, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **397** 913 (2009)
- [645] Ciolfi R, Ferrari V, Gualtieri L, Structure and deformations of strongly magnetized neutron stars with twisted-torus configurations, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **406** 2540 (2010)
- [646] Lander S K, Jones D I, Magnetic fields in axisymmetric neutron stars, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **395** 2162 (2009)
- [647] Ho W C G, Evolution of a buried magnetic field in the central compact object neutron stars, *arXiv: 1002.4870* (2011)