

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

Штыковский Павел Евгеньевич

**Массивные рентгеновские двойные в близких галактиках**

01.03.02 Астрофизика и радиоастрономия

ДИССЕРТАЦИЯ  
на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
д.ф.-м.н. М.Р. Гильфанов

Москва  
2007

*Эта работа - результат исследований, проведенных в отделе Астрофизики высоких энергий Института Космических Исследований РАН. Я глубоко благодарен своему научному руководителю Марату Равильевичу Гильфанову за переданные знания и навыки. Значение его научной школы для меня трудно переоценить.*

*Огромную благодарность хотелось бы выразить Рашиду Алиевичу Сюняеву и всем членам коллектива отдела Астрофизики высоких энергий ИКИ РАН – Мише Ревнивцеву, Вадиму Арефьеву, Сергею Сазонову, Александру Лутовинову, Евгению Михайловичу Чуразову и др. Их стиль работы всегда служил мне примером, к которому надо стремиться, а их личные качества делали работу в отделе особо приятной.*

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>5</b>
<b>1 Массивные рентгеновские двойные в Магеллановых Облаках</b>	<b>11</b>
1.1 Наблюдения	13
1.1.1 Обсерватория XMM-Newton	13
1.1.2 Обработка данных и поиск источников	15
1.1.3 Коррекция астрометрии	18
1.1.4 Коррекция на неполноту каталога рентгеновских источников	18
1.2 Рентгеновские источники в направлении на МО	19
1.2.1 Фоновые источники и источники в нашей Галактике	19
1.2.2 Маломассивные рентгеновские двойные	20
1.2.3 Массивные рентгеновские двойные	20
1.2.4 Другие источники в Магеллановых Облаках	24
1.2.5 $\text{Log}(N) - \text{Log}(S)$ рентгеновских источников в Магеллановых Облаках	25
1.3 Идентификация массивных рентгеновских двойных	26
1.3.1 Оптические свойства компаньонов массивных рентгеновских двойных	27
1.3.2 Идентификация массивных рентгеновских двойных в БМО	28
1.3.3 Идентификация массивных рентгеновских двойных в ММО	32
1.3.4 Другие методы идентификации массивных рентгеновских двойных	37
1.4 Массивные рентгеновские двойные и АЯГ в направлении на МО	38
1.4.1 Функция светимости массивных рентгеновских двойных в БМО	38
1.4.2 Функция светимости массивных рентгеновских двойных в ММО	39
1.4.3 Оптические свойства массивных рентгеновских двойных в ММО	41
1.4.4 Активные ядра галактик в направлении на МО	42
1.5 Заключение	44
1.6 Приложение: Кросс-корреляция двух каталогов	45
1.6.1 Случай постоянной плотности звезд поля	45
1.6.2 Случай переменной плотности звезд поля	46
1.6.3 Разброс в ошибках на положение рентгеновских источников	47
<b>2 Функция светимости массивных рентгеновских двойных и эффект “пропеллера”</b>	<b>51</b>
2.1 Эффект “пропеллера” и функция светимости массивных рентгеновских двойных	53
2.1.1 Эволюция нейтронной звезды в массивных рентгеновских двойных	53
2.1.2 Качественная модель	55

2.1.3	Эффект “пропеллера” и распределение периодов вращения нейтронных звезд . . . . .	57
2.2	Сравнение с наблюдениями . . . . .	58
<b>3</b>	<b>Массивные рентгеновские двойные и недавняя история звездообразования в Магеллановых Облаках</b>	<b>61</b>
3.1	Эволюция популяции массивных рентгеновских двойных после вспышки звездообразования . . . . .	62
3.1.1	Пространственное распределение массивных рентгеновских двойных в БМО . . . . .	62
3.1.2	Теоретические представления . . . . .	63
3.1.3	Экспериментальное определение функции $\eta_{HMXB}(t)$ . . . . .	66
3.2	История звездообразования в Малом Магеллановом Облаке . . . . .	66
3.2.1	Синтетические диаграммы цвет-светимость . . . . .	69
3.2.2	Восстановление истории звездообразования . . . . .	74
3.2.3	Проверка процедуры восстановления истории звездообразования . . . . .	79
3.2.4	Результаты: история звездообразования в ММО . . . . .	87
3.3	Эволюция популяции массивных рентгеновских двойных после вспышки звездообразования . . . . .	88
3.3.1	Результаты и обсуждение . . . . .	89
3.4	Заключение . . . . .	93
<b>4</b>	<b>Массивные рентгеновские двойные и спиральная структура родительской галактики</b>	<b>95</b>
4.1	Спиральная структура в различных индикаторах звездообразования. . . . .	96
4.1.1	Спиральная структура в распределении массивных рентгеновских двойных. . . . .	97
4.2	Спиральная структура и массивные рентгеновские двойные: сравнение с наблюдениями . . . . .	100
4.2.1	Сравнение с наблюдениями: М 51 . . . . .	101
4.2.2	Массивные рентгеновские двойные в нашей Галактике . . . . .	109
4.3	Заключение . . . . .	113
<b>5</b>	<b>Верхний предел на светимость центрального источника в SNR 1987A по данным обсерватории ИНТЕГРАЛ</b>	<b>115</b>
	<b>Заключение</b>	<b>123</b>
	<b>Литература</b>	<b>125</b>

# Введение

Рентгеновские двойные представляют собой тесные двойные системы, в которых черная дыра или нейтронная звезда аккрецирует вещество звезды-компаньона. Изучение объектов этого класса началось в 60-х годах XX-ого века после открытия первого несолнечного источника рентгеновского излучения в нашей Галактике, Sco X-1 (Джаккони и др., 1962). После запуска обсерватории имени Эйнштейна началось и широкомасштабное изучение рентгеновских источников в других галактиках. Угловое разрешение обсерватории, уникальное для того времени, открыло возможность для изучения широкого спектра явлений в близких галактиках – были открыты первые ультраяркие рентгеновские источники, яркие рентгеновские источники в спиральных галактиках. Началось исследование диффузной компоненты рентгеновского излучения, к примеру, были обнаружены горячие гало в эллиптических галактиках и истечения горячего газа из звездообразующих галактик (например, Фаббиано, 2006).

Однако именно рентгеновские двойные вместе с остатками вспышек сверхновых вносят основной вклад в излучение нормальных галактик в стандартном рентгеновском диапазоне. Рентгеновские двойные можно разделить на два класса - маломассивные системы, в которых звездой-донором является маломассивная звезда и массивные, в которых компактный объект аккрецирует вещество со звезды раннего спектрального класса. Вследствие малого времени жизни массивных звезд, массивные рентгеновские двойные должны быть тесно связаны с недавним звездообразованием. Однако, несмотря на то, что связь ярких рентгеновских источников с молодым звездным населением в других галактиках обсуждалась еще во времена обсерватории им. Эйнштейна, до недавнего времени ограниченная разрешающая способность рентгеновских телескопов и их чувствительность не позволяли продвинуться дальше качественных рассуждений. Настоящий прорыв в изучении популяций рентгеновских двойных в галактиках произошел после запуска обсерваторий нового поколения Chandra и XMM-Newton. Угловое разрешение обсерватории Chandra, например, составляет доли угловой секунды, что сравнимо с разрешением наземных оптических телескопов и позволяет исследовать излучение отдельных рентгеновских источников на расстояниях вплоть до 20 Мпс. Благодаря этому за последние несколько лет был получен ряд интересных результатов - например, существенно увеличено число известных ультраярких рентгеновских источников, исследована их функция светимости; исследованы популяции массивных рентгеновских двойных в

ряде звездообразующих галактик; изучены свойства популяций маломассивных рентгеновских двойных в галактиках различных морфологических типов и, в частности, исследована их связь с шаровыми скоплениями и т.д. (например, Фабиано, 2006).

Одним из важнейших результатов, полученных этими обсерваториями, стало подтверждение тесной связи между числом массивных рентгеновских двойных ( $N_{HMXB}$ ) и темпом звездообразования в родительской галактике (SFR) и выражение ее на количественном языке в виде линейного соотношения  $N_{HMXB} = A \cdot \text{SFR}$  (Гримм и др., 2003). Этот результат позволяет использовать массивные рентгеновские двойные для измерения темпа звездообразования в галактиках наряду с такими классическими индикаторами, как излучение в линии  $H_\alpha$ , УФ и далеком ИК диапазонах. Очевидно, что дополнительный способ оценки интенсивности звездообразования имеет большую ценность. Действительно, на данный момент не существует индикатора звездообразования, который был бы одинаково надежен для галактик различных типов. К примеру, для понимания связи излучения в ИК диапазоне с массой молодых звезд необходимо ответить по крайней мере на два вопроса – каков вклад излучения от маломассивных звезд и какая доля излучения перерабатывается в ИК диапазон или другими словами, какая величина оптической толщи галактики (Белл, 2003). Неопределенности и вариации в этих параметрах могут привести к тому, что в некоторых случаях полученные темпы звездообразования будут ненадежны. Наглядным примером такой ситуации могут служить Магеллановы Облака (см. раздел 1.2.3). Таким образом, независимый метод оценки звездообразования, каким может являться рентгеновская светимость галактики, несомненно имеет большую ценность. Однако, несмотря на очевидность связи между массивными рентгеновскими двойными и недавним звездообразованием, универсальность ее калибровки, как и в случае с другими индикаторами, неочевидна. Действительно, из простейших соображений, основанных на современных представлениях о строении и эволюции звезд следует, что кроме текущего темпа звездообразования существует ряд параметров, которые могут влиять на популяцию массивных рентгеновских двойных. Очевидными кандидатами на эту роль являются обилие тяжелых элементов, начальная функция масс и история звездообразования галактики. С наблюдательной точки зрения влияние первого на свойства массивных рентгеновских двойных изучено плохо. Однако модельные расчеты показывают, что оно может быть значительным вследствие того, что металличность может влиять на интенсивность звездного ветра звезды-компаньона и на время, которое она проводит на различных эволюционных стадиях (Дрэй, 2006). Форма начальной функции масс и история звездообразования родительской галактики также существенны для популяции этих систем (Попов и др., 1998). Таким образом, связь между числом массивных рентгеновских двойных и темпом звездообразования может быть достаточно сложной. Изучение факторов, влияющих на нее, поможет свести к минимуму разброс в калибровке и соответственно является важным для возможности диагностики процессов звездообразования в галактиках по их рентгеновскому излучению. В качестве потенциального применения для такого

индикатора можно назвать восстановление космической истории звездообразования (Норман и др., 2004).

Не менее важным изучение популяций рентгеновских двойных в галактиках является и для физики формирования и эволюции двойных систем. Теоретические исследования в этой области ведутся еще с 70-80-х годов прошлого века. Основным инструментом теории являются модели популяционного синтеза, представляющие собой моделирование эволюции большого числа двойных систем и позволяющие предсказывать разнообразные наблюдательные проявления черных дыр и нейтронных звезд (например, Попов, Прохоров, 2004; Бельчинский и др., 2005). Однако детальное описание эволюции двойной системы является сложной задачей. Действительно, даже в эволюции одиночных звезд существуют фазы моделирование которых проблематично (например, голубые и красные сверхгиганты, Лангер и Медер (1995)). В то же время присутствие компаньона за счет обмена массой может существенно поменять характер эволюции звезды. Появляется необходимость детально рассчитывать эволюцию орбиты двойной системы за счет гравитационного излучения, торможения магнитным полем, приливного взаимодействия и других эффектов, эволюцию магнитного поля и периода вращения компактного объекта для систем с нейтронными звездами и т.д. Кроме того, нет окончательного мнения относительно механизма формирования Be звезд, которые, как известно, являются компаньонами в большинстве рентгеновских двойных. Все это приводит к тому, что предсказания моделей популяционного синтеза зависят от ряда предположений и эмпирических параметров, допустимые значения которых могут меняться в широком диапазоне. Прояснить многие неясные моменты, очевидно, можно “калибруя” такие модели наблюдениями.

К настоящему времени обсерваториями Chandra и XMM-Newton накоплен большой объем уникальных данных, позволяющих детально изучать свойства популяций массивных рентгеновских двойных в галактиках. Это позволяет впервые в истории рентгеновской астрономии исследовать широчайший круг задач и, в частности, ответить на поставленные выше вопросы. Много интересной информации можно почерпнуть уже из наблюдений массивных рентгеновских двойных в наших ближайших соседях - Магеллановых Облаках. Несмотря на небольшую массу этих галактик, в них идет заметное звездообразование. Действительно, отношение темпа звездообразования к звездной массе для Магеллановых Облаков составляет  $\sim 2 \cdot 10^{-10} - 10^{-9} \text{ год}^{-1}$ , что превосходит аналогичное значение для Млечного Пути как минимум на порядок. В результате, обилие массивных рентгеновских двойных в Магеллановых Облаках сравнимо с обилием этих систем в нашей Галактике (Лю и др., 2005). Более того, исследование массивных рентгеновских двойных в Магеллановых Облаках имеет ряд преимуществ связанных с тем, что все источники находятся на одном расстоянии от наблюдателя и небольшим поглощением в направлении на них. Близость Магеллановых Облаков дает возможность изучать свойства популяции массивных рентгеновских двойных вплоть до малых светимостей,  $10^{33} - 10^{34} \text{ эрг/с}$ , не достижимых в других, более далеких галактиках. Это позволяет изучать эффекты,

которые становятся существенными только при малых темпах аккреции, наиболее существенным из которых является эффект “пропеллера” – остановка аккреции центробежной силой вращающейся магнитосферы нейтронной звезды. В то же время, малая металличность Магеллановых Облаков позволяет исследовать связь массивных рентгеновских двойных с обогащением тяжелыми элементами.

Изучение свойств популяции массивных рентгеновских двойных в Магеллановых Облаках и, в частности, их связи с недавним звездообразованием занимает центральное место в диссертации.

### **Содержание работы.**

Диссертация посвящена исследованию популяций массивных рентгеновских двойных в близких галактиках по данным обсерваторий XMM-Newton и Chandra и архивным оптическим и ИК каталогам. Она состоит из пяти глав, введения и заключения.

Во *Введении* дается краткое описание проблем, затронутых в диссертации и обосновывается актуальность данной работы.

*Первая глава* диссертации посвящена идентификации популяции массивных рентгеновских двойных в Магеллановых Облаках и состоит из четырех разделов и приложения. В разделе 1.1 описываются наблюдения обсерватории XMM-Newton, использованные в работе и методы их обработки. Подробно описывается достигнутая чувствительность обзора и метод коррекции на неполноту. В разделе 1.2 исследуется природа рентгеновских источников в направлении на Магеллановы Облака. Показано, что подавляющее большинство источников в направлении на эти галактики являются активными ядрами галактик (АЯГ), а массивные рентгеновские двойные составляют только малую долю в популяции рентгеновских источников. Раздел 1.3 посвящен идентификации массивных рентгеновских двойных на фоне превосходящей популяции АЯГ. Оптическое излучение массивной рентгеновской двойной определяется излучением звезды-компаньона. Таким образом, используя ожидаемые свойства последних и данные оптических и ИК каталогов, можно выделить массивные рентгеновские двойные среди источников других классов. При помощи этой процедуры было отобрано 28 источников в БМО и 50 в ММО, из которых 9 и 32 соответственно классифицированы как надежные массивные рентгеновские двойные. В разделе 1.4 обсуждаются полученные результаты – обилие массивных рентгеновских двойных в Магеллановых Облаках и поведение их функции светимости. В данной главе также обсуждается кривая подсчетов АЯГ в направлении на МО. Показано, что она согласуется с кривыми подсчета в других обзорах. В *приложении* рассмотрены некоторые аспекты кросс-корреляции двух каталогов.

*Вторая глава* диссертации посвящена влиянию эффекта пропеллера на функцию светимости массивных рентгеновских двойных и состоит из двух разделов. Эффект заключается в остановке аккреции центробежной силой вращающейся магнитосферы нейтронной звезды (Илларионов и Сюняев, 1975). В разделе 2.1 рассчитывается, как он влияет на функцию светимости массивных рентгеновских двойных и показывается, что он должен приводить к недостат-

ку источников с малыми светимостями. В разделе 2.2 производится сравнение предсказаний с наблюдаемыми функциями светимости массивных рентгеновских двойных в Магеллановых Облаках. Показано, что наблюдения позволяют отбросить модели с неэффективным замедлением нейтронной звезды.

В *третьей главе* диссертации исследована связь между популяцией массивных рентгеновских двойных и недавним звездообразованием в Магеллановых Облаках. Основным результатом, полученным в этой части работы, является зависимость числа массивных рентгеновских двойных от времени, прошедшего с момента звездообразования,  $N_{HMXB}(t)$ . Глава состоит из 3 разделов. В разделе 3.1 обсуждается эволюция числа массивных рентгеновских двойных после вспышки звездообразования и рассматриваются факторы, влияющие на нее. Показано, что ее необходимо учитывать при исследовании массивных рентгеновских двойных в индивидуальных звездных скоплениях. На примере БМО продемонстрировано, что она приводит к тому, что линейная связь между числом этих систем и темпом звездообразования в звездных скоплениях необязательно является универсальной и может нарушаться. Показано, что распределение массивных рентгеновских двойных по областям с различными историями звездообразования можно использовать для восстановления зависимости  $N_{HMXB}(t)$ . Раздел 3.2 посвящен восстановлению недавней истории звездообразования в Малом Магеллановом Облаке. Исследованы различные факторы, влияющие на точность этой процедуры и показано, что основную неопределенность в нее вносят неточности моделей эволюции массивных звезд. Путем аппроксимации наблюдаемых диаграмм цвет-светимость модельными изохронами получена история звездообразования в ММО за последние 100 млн. лет. В разделе 3.3 путем сравнения распределения массивных рентгеновских двойных в ММО с пространственно-разрешенной историей звездообразования восстановлено поведение их числа как функции времени, прошедшего после вспышки звездообразования. Здесь же обсуждается характер полученной зависимости и делаются сравнения с эволюцией темпа вспышек сверхновых II-ого типа и предсказаниями моделей популяционного синтеза.

*Четвертая глава* диссертации посвящена проявлению спиральной структуры в распределении массивных рентгеновских двойных и состоит из двух разделов. В разделе 4.1 обсуждается проявление спиральной структуры в различных индикаторах звездообразования. Построена простая кинематическая модель, показывающая, что вследствие того, что популяция массивных рентгеновских двойных зависит от темпа звездообразования, происходившего  $\sim 5-60$  млн. лет назад, их положение не будет совпадать со спиральной структурой, наблюдаемой в традиционных индикаторах, например, в линии  $H_{\alpha}$ . В разделе 4.2, используя наблюдения M51 обсерваторией Chandra, изучено распределение различных классов рентгеновских источников относительно спиральных рукавов этой галактики, наблюдаемых в линии  $H_{\alpha}$ . Показано, что характер распределения массивных рентгеновских двойных относительно ярких областей НII совместим с предсказаниями модели. Также предсказано распределение массивных рентгеновских двойных в нашей Галактике и продемонстрировано, что оно

может существенно отличаться от распределений таких молодых объектов, как ультракомпактные области НШ.

*Пятая глава* диссертации посвящена ограничениям на светимость центрального источника в остатке от вспышки сверхновой SN1987A по данным обсерваторий ХММ-Newton и ИНТЕГРАЛ, полученным в рамках исследования популяции рентгеновских источников в БМО. Она состоит из одного раздела, в котором описана процедура получения верхнего предела и обсуждаются полученные результаты.

## Глава 1

# Массивные рентгеновские двойные в Магеллановых Облаках

Изучение рентгеновских источников в наших близких соседях – Магеллановых Облаках (МО) – началось еще во времена обсерватории им. Эйнштейна (Ванг и др., 1991). В то время как в мягком рентгеновском диапазоне заметная часть источников в этих галактиках является остатками вспышек сверхновых, на энергиях выше нескольких килоэлектронвольт основной вклад вносят массивные и маломассивные рентгеновские двойные. Соотношение чисел последних в галактике определяется отношением темпа звездообразования к звездной массе в ней,  $SFR/M_*$  (Гримм и др., 2003; Гильфанов, 2004). Вследствие сравнительно невысокой массы Магеллановых Облаков (раздел 1.2.2) и заметного темпа звездообразования (раздел 1.2.3), величина  $SFR/M_*$  для этих галактик составляет  $\approx 2 \cdot 10^{-10} - 10^{-9} \text{ год}^{-1}$ , что как минимум на порядок превышает соответствующее значение в Млечном Пути. Таким образом, популяция рентгеновских двойных в Магеллановых Облаках доминируется массивными системами. Знаменательным событием в изучении популяций массивных рентгеновских двойных в Магеллановых Облаках стал запуск обсерватории РОСАТ. Действительно, если до 1995 года было известно всего около 10 систем этого класса, то к 2000 году, благодаря наблюдениям МО этой обсерваторией, их число возросло до  $\approx 45$  (Лю и др., 2005; Хаберл и Питч., 1999; Кахабка, 2002). Еще более значительный скачок в числе массивных рентгеновских двойных произошел после запуска обсерваторий XMM-Newton и Chandra, в результате чего на данный момент в Магеллановых Облаках известно уже  $\approx 100$  источников этого класса.

Изучение популяции массивных рентгеновских двойных в Магеллановых Облаках представляет особый интерес по следующим причинам.

1. Близость Магеллановых Облаков.

Благодаря небольшому расстоянию до Магеллановых Облаков,  $d \approx 50$  –

60 кпс (Вестерлунд, 1997), появляется возможность детектировать даже слабые источники за сравнительно небольшое наблюдательное время. Действительно, чувствительность в типичном наведении обсерваторий *Chandra* и *XMM-Newton* составляет  $\sim 10^{-14}$  эрг/с/см<sup>2</sup>, что на расстоянии Магеллановых Облаков соответствует светимости  $\sim 3 - 4 \cdot 10^{33}$  эрг/с. Именно этим фактором (не считая заметного темпа звездообразования) и обусловлено большое число идентифицированных массивных рентгеновских двойных в МО. Это дает возможность исследовать свойства популяции массивных рентгеновских двойных с малыми светимостями, которые сложно изучать в нашей Галактике вследствие сильно варьирующегося поглощения и ее неоднородного покрытия (и, соответственно, чувствительности обзоров). Другая причина, делающая изучение массивных рентгеновских двойных в МО удобным, заключается в том, что все они находятся практически на одном расстоянии от нас и вычисление светимости источника не представляет труда. Кроме того, МО расположены на больших Галактических широтах, вследствие чего поглощение в направлении на эти галактики невелико, как и вклад объектов Млечного Пути.

## 2. Интенсивное звездообразование.

Наличие ряда уникальных комплексов звездообразования в Магеллановых Облаках вместе с большим числом массивных рентгеновских двойных позволяет детально исследовать связь между популяцией этих систем и недавним звездообразованием. В качестве примера можно привести гигантскую оболочку нейтрального водорода LMC 4, характерный размер которой составляет  $\sim 1$  кпс и туманность 30 Dor со сверхмассивным звездным скоплением R136 (HD 38268) в центре, возраст которого составляет всего  $\sim 1 - 2$  млн. лет. Близость МО дает возможность подробно исследовать свойства таких звездообразующих областей. В частности, появляется возможность восстанавливать историю звездообразования звездного населения по диаграммам Герцшпрунга-Рассела, начальную функцию масс и т.д.

## 3. Низкое обилие тяжелых элементов.

Хорошо известно, что металличность МО заметно ниже металличности нашей Галактики (Вестерлунд, 1997). Например, межзвездная среда и молодые звездные скопления в БМО имеют обилие тяжелых элементов  $\sim 1/3$  от солнечного, а обилие тяжелых элементов в ММО еще меньше (Вестерлунд, 1997; Гарнетт, 1999; Корн и др., 2002). Влияние металличности на свойства популяции рентгеновских двойных экспериментально изучено слабо. Однако модельные расчеты показывают, что оно может быть значительным вследствие того, что металличность влияет на интенсивность звездного ветра звезды-компаньона и на время, которое она проводит на различных эволюционных стадиях (Дрэй, 2006). Таким образом, рентгеновские наблюдения Магеллановых Облаков дают уникальную возможность исследовать влияние обилия тяжелых элементов на свойства попу-

ляции массивных рентгеновских двойных.

Однако, с другой стороны, близость Магеллановых Облаков усложняет изучение массивных рентгеновских двойных в нем. Действительно, угловой размер БМО на небе составляет  $\sim 10^\circ \times 10^\circ$ , в результате чего покрытие существенной доли этой галактики требует множества наведений таких обсерваторий, как XMM-Newton и Chandra. Это приводит к низкой пространственной плотности рентгеновских двойных по сравнению с Активными Ядрами Галактик (АЯГ), вследствие чего возникает проблема идентификации рентгеновских двойных на фоне превосходящей популяции АЯГ. Таким образом, поиск массивных рентгеновских двойных в Магеллановых Облаках представляет собой трудоемкую задачу. Имеющиеся каталоги массивных рентгеновских двойных в МО основаны на ряде критериев, включающих в себя наличие пульсаций рентгеновского потока, а также свойства оптических компаньонов и рентгеновского излучения (например, Лю и др., 2005). Существенной особенностью этих каталогов, ограничивающей возможность их применения для исследования свойств популяции массивных рентгеновских двойных, является их невысокая полнота, количественных оценок которой не существует.

К счастью, как будет показано ниже, угловое разрешение обсерваторий XMM-Newton и Chandra позволяет решить эту проблему. В данной главе диссертации мы исследуем компактные рентгеновские источники в направлении на Магеллановы Облака, используя архивные данные обсерватории XMM-Newton и идентифицируем среди них популяцию массивных рентгеновских двойных. Особый упор делается на исследование полноты каталога на малых потоках. Это позволяет использовать его для изучения частот возникновения даже самых слабых объектов.

Модуль расстояния до БМО и ММО принимается равным  $m - M = 18.5$  и  $m - M = 18.9$  (Вестерлунд, 1997) соответственно, что отвечает расстояниям в  $D \approx 50$  и  $60$  кпс.

## 1.1 Наблюдения

Мы использовали 23 наведения обсерватории XMM-Newton в направлении на БМО и 9 в направлении на ММО с чувствительностью, превышающей  $\sim$  несколько  $\times 10^{-14}$  эрг/с/см<sup>2</sup> в диапазоне 2–10 кэВ (см. таблицу 1.1). Поля зрения обсерватории, наложенные поверх изображений МО в далеком ИК диапазоне (IRAS, 100 $\mu$ ) показаны на рис. 1.1 и 1.2.

### 1.1.1 Обсерватория XMM-Newton

Обсерватория XMM-Newton была запущена Европейским Космическим Агенством в декабре 1999 года. Основными ее инструментами являются три телескопа косоугольного падения типа Уолтера и 30 см телескоп, работающий в оптическом/УФ диапазоне

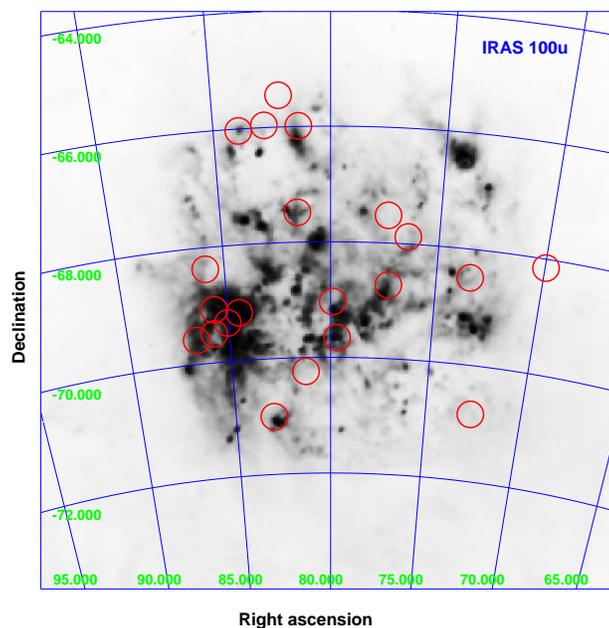


Рис. 1.1 Большое Магелланово Облако в далеком ИК диапазоне (IRAS,  $100\mu$ ). Окружности показывают наведения обсерватории XMM-Newton, использованные в работе.

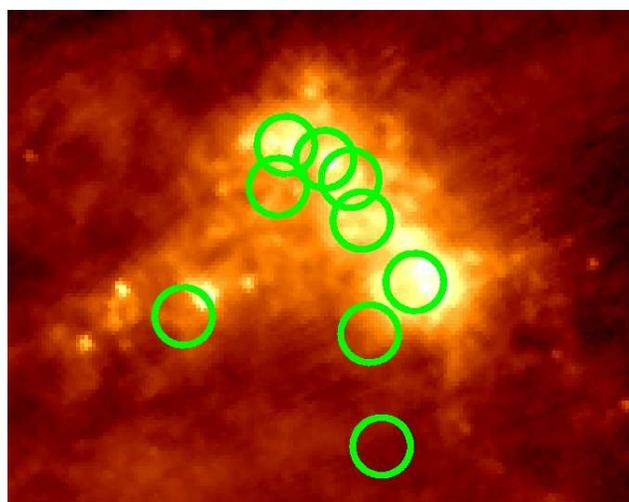


Рис. 1.2 Малое Магелланово Облако в далеком ИК диапазоне (IRAS,  $100\mu$ ). Окружности показывают наведения обсерватории XMM-Newton, использованные в работе.

([http://xmm.vilspa.esa.es/external/xmm\\_user\\_support/documentation/uhb/index.html](http://xmm.vilspa.esa.es/external/xmm_user_support/documentation/uhb/index.html)).

В фокальных плоскостях телескопов Уолтера расположены ПЗС матрицы двух типов – 2 EPIC MOS (размер пиксела 1.1") и 1 EPIC PN (размер пиксела 4.1"), работающие в энергетическом диапазоне 0.15–15 кэВ и имеющие энергетическое разрешение  $E/\Delta E \approx 20 - 50$ . Часть излучения в двух телескопах также проходит через спектроскопические решетки. За счет этого эффективная собирающая площадь для телескопов с детекторами EPIC MOS в два раза ниже, чем для телескопа с EPIC PN. Характерная чувствительность, достигаемая с экспозицией 10 кс в диапазоне 0.15-15 кэВ составляет  $10^{-14}$  эрг/с/см<sup>2</sup>. Отметим, что чувствительность падает с удалением от центра поля зрения. Угловой размер поля зрения телескопов составляет 30', размер функции отклика на точечный источник  $\approx 6''$  (FWHM). Форма функции отклика зависит от расстояния от центра поля зрения.

Детекторы EPIC MOS и EPIC PN имеют несколько режимов функционирования, отличающихся разными максимально допустимыми потоками источников, мертвым временем, временным разрешением, а также типом получаемой информации. В этой работе используются данные режимов Large Window и Small Window в которых с детекторов собирается пространственная информация в двух координатах.

Инструментальный фон детекторов EPIC состоит из двух компонент – шума детектора, который становится важен на энергиях менее 200 эВ и компоненты, обусловленной взаимодействием заряженных частиц с конструкцией телескопа и детекторами, которая особенно важна на энергиях порядка нескольких кэВ. Последнюю в свою очередь можно подразделить на постоянную компоненту и вспышечную, которая обусловлена протонами низких энергий ( $E < 100$  кэВ).

### 1.1.2 Обработка данных и поиск источников

Данные наведений для инструментов EPIC MOS и EPIC PN были обработаны при помощи стандартного программного обеспечения SAS (XMM-Newton Science Analysis Software). Для того, чтобы исключить временные интервалы с высоким фоном, связанным с протонными вспышками, мы провели анализ кривой блеска со всего детектора на энергиях выше 10 кэВ, где эффективная площадь инструментов обсерватории мала. Времена, где отсчеты существенно превышали средний уровень в дальнейшем были исключены из анализа. После этого мы получили изображения в энергетическом диапазоне 2–8 кэВ, отбросив области возле краев детекторов и горячие пиксели. Выбор диапазона диктуется желанием минимизировать долю звезд в нашей галактике, остатков вспышек сверхновых и катаклизмических переменных, которые обычно имеют более мягкие спектры, чем рентгеновские двойные. Для того, чтобы улучшить чувствительность обзора, изображения с детекторов MOS1 и MOS2 были сложены. В случаях, когда присутствовали как данные с MOS, так и PN, мы использовали те из них, чувствительность которых была выше.

Для поиска источников в стандартном программном обеспечении SAS суще-

Таблица 1.1. Наведения обсерватории XMM-Newton, использованные для анализа

Номер	Наведение	RA	DEC	Инструмент	Экспозиция, кс
<i>БМО</i>					
0113000501	0519-69.0	05 19 23	-69 00 52	MOS1+MOS2	25+47
0111130201	2E 0509.5–6734	05 09 16	-67 31 41	MOS1+MOS2	34+34
0062340101	2E 0453.8–6834	04 53 41	-68 31 07	MOS1+MOS2	16+16
0111130301	2E 0525.3–6601	05 25 13	-65 59 38	MOS1+MOS2	9.5+9.5
0134520701	AB Dor	05 28 35	-65 28 30	MOS1+MOS2	48+48
0123510101	CAL 83	05 43 33	-68 24 07	MOS1+MOS2	10+10
0104060101	LMC Deep field	05 31 17	-65 55 58	MOS1+MOS2	38+38
0109990201	DEM L71	05 05 49	-67 54 11	MOS1+MOS2	22+23
0109990101	LHA 120–N63A	05 35 51	-66 00 32	MOS1+MOS2	9.6+9.6
0094410101	LMC-2(f1)	05 42 35	-69 03 20	PN	8.8
0094410201	LMC-2(f2)	05 42 58	-69 28 22	PN	8.8
0094410401	LMC-2(f4)	05 46 48	-69 33 39	MOS1+MOS2	5.2+5.2
0126500101	LMC X-3	05 38 44	-64 06 11	MOS1+MOS2	20+20
0113000301	N103B	05 08 41	-68 43 53	MOS2	23
0089210701	N120	05 18 37	-69 37 56	MOS1+MOS2	36+36
0089210901	N206	05 31 51	-70 58 39	MOS1+MOS2	24+24
0071940101	N51D	05 26 05	-67 27 21	MOS1+MOS2	32+32
0127720201	Nova LMC 2000	05 24 41	-70 14 00	MOS1+MOS2	22+22
0113000401	PSR 0540–69.3	05 40 02	-69 21 19	MOS2	35
0113020201	PSR J0537–6909	05 37 57	-69 08 52	MOS1	37
0008020101	RXJ0439.8–6809	04 39 57	-68 07 27	MOS1+MOS2	15+15
0089210601	SNR0450-709	04 50 26	-70 48 48	MOS1+MOS2	56+57
0137160201	YYMen	04 58 12	-75 15 01	MOS1+MOS2	87+87
<i>ММО</i>					
0135721501	1ES0102-72	16.0297	-72.0109	PN	25
0112880901	CF Tuc	13.3742	-74.6614	MOS1+MOS2	80
0110000201	IKT 18	14.9441	-72.1583	MOS1+MOS2	39
0110000301	IKT 23	16.3021	-72.3744	MOS1+MOS2	58
0110000101	IKT 5	12.3645	-73.2215	MOS1+MOS2	53
0084200101	SMC Pointing 1	14.1015	-72.3590	MOS1+MOS2	33
0084200801	SMC Pointing 8	13.7263	-73.6701	MOS1+MOS2	42
0011450101	SMC X-1	19.1750	-73.4381	MOS1+MOS2	102
0157960201	XTE J0055-727	13.9263	-72.7143	MOS2	19

ствуется ряд подпрограмм, основными из которых являются *eboxdetect* и *emldetect*. Процедура поиска источников состоит из следующих шагов:

1. Создание карты экспозиции (времени наблюдения) с учетом общего времени наблюдения и деградации чувствительности к краям поля зрения. Создание маски детектора, исключающей горячие пиксели, края детекторов и другие артефакты.

2. Детектирование источников при помощи программы *eboxdetect*. Данная программа производит поиск источников, сравнивая число отсчетов в окне размером порядка функции отклика на точечный источник с числом отсчетов непосредственно вне него. После этого рассчитывается вероятность Пуассоновской флуктуации, приводящей к наблюдаемому превышению числа отсчетов над фоновым уровнем и сравнивается с пороговой. На этом шаге порог берется низким для того, чтобы заведомо найти все реальные источники. Отсчеты в областях вокруг найденных источников далее отбрасываются, а оставшееся изображение аппроксимируется модельной функцией. Полученное изображение используется на следующем шаге в качестве фона.

3. Поиск источников при помощи программы *emldetect*. Данная программа производит поиск источников, сравнивая наблюдаемое распределение отсчетов с фоном и формой функции отклика и генерируя на их основе значимость источника  $L$ , представляющую собой аналог функции правдоподобия.

При детектировании источников необходимо задать пороговое значение функции правдоподобия  $L_{lim}$  – в случае, когда значимость источника превышает это значение считается, что он реальный, в противном случае – ложный, т.е. является флуктуацией фона. Для определения оптимального значения  $L_{lim}$  мы создали набор модельных изображений без источников с уровнем фона (который разыгрывался в каждом пикселе изображения, как Пуассоновская реализация от среднего уровня) близким к реальному. Далее в каждом из изображений был проведен поиск источников с различными значениями для порога  $L_{lim}$ . Окончательное значение  $L_{lim}=10.5$  соответствует детектированию  $< 1$  источника в 10 наведениях. Отметим, что поиск источников в БМО был проведен более старой версией SAS, в которой была ошибка в программе *emldetect*, поэтому здесь использовалось значение  $L_{lim}=22$ .

Изображения с нанесенными на них источниками были исследованы визуально и очищены от ложных источников, возникающих около ярких источников и дуг, вызванных однократным отражением. Все протяженные источники были исключены из анализа. Скорости счета в диапазоне 2–8 кэВ были переведены в потоки в диапазоне 2–10 кэВ, используя коэффициенты пересчета, соответствующие энергетическому спектру с фотонным индексом 1.7,  $escf_{MOS}=2.27 \cdot 10^{-11}$  эрг/см<sup>2</sup>,  $escf_{PN}=8.0 \cdot 10^{-12}$  эрг/см<sup>2</sup>. В случае ММО, подавляющее большинство массивных рентгеновских двойных в котором являются рентгеновскими пульсарами, для анализа полученного списка массивных рентгеновских двойных использовались также коэффициенты пересчета, соответствующие более жестким спектрам с фотонным индексом 1,  $escf_{MOS}=2.95 \cdot 10^{-11}$  эрг/см<sup>2</sup> и  $escf_{PN}=1.0 \cdot 10^{-11}$  эрг/см<sup>2</sup>.

Результирующий список источников содержит  $\approx 460$  источников в направлении на БМО и  $\approx 196$  источников в направлении на ММО. Кривые подсчетов для рентгеновских источников приведена на рис. 1.4.

### 1.1.3 Коррекция астрометрии

Важную роль при поиске кандидатов в массивные рентгеновские двойные играет точность определения их координат. Она определяется двумя факторами – статистическими неопределенностями и точностью астрометрической привязки. Первая составляет от долей угловой секунды для ярких источников до  $\approx 2''$  (на уровне значимости  $1\sigma$ ) для наиболее слабых источников. Типичная неопределенность во второй составляет  $\approx 2''$  ([http://xmm.vilspa.esa.es/external/xmm\\_sw\\_cal/calib/index.shtml](http://xmm.vilspa.esa.es/external/xmm_sw_cal/calib/index.shtml); XMM-SOC-CAL-TN-0018).

Для нескольких наведений мы провели коррекцию астрометрии, используя оптические источники из каталогов MCPs, USNO-B (Зарицкий и др., 2002; Моне и др., 2003). Коррекция была проведена в случаях, когда для двух или более рентгеновских источников в поле зрения обсерватории были известны оптические компаньоны.

### 1.1.4 Коррекция на неполноту каталога рентгеновских источников

Очевидно, что чувствительность обзора не является постоянной во всех направлениях на небе, а варьируется как от наведения к наведению, так и внутри поля зрения в конкретном сеансе. Причинами таких вариаций являются разные времена экспозиции в разных наведениях, искажение формы функции отклика на краях поля зрения, присутствие диффузного излучения, вариации фона и т.д. В результате, покрытие неба на слабых потоках может быть существенно меньше, чем на больших, что приводит, например, к искажению функций светимости для слабых источников. Одним из способов решения данной проблемы является игнорирование всех источников слабее некоторого порога, определяющегося порогом детектирования в наведении с самой худшей чувствительностью. Однако, такой метод приводит к потере части полезной информации. Поэтому нередко используется более усложненный метод, заключающийся в подсчете телесного угла обзора, как функции потока  $A(S)$  и коррекции наблюдаемых частот возникновения объектов в соответствии с ним. После перенормировки функция  $A(S)$  просто отражает долю источников заданного потока, которую мы детектируем и может быть использована, например, для коррекции дифференциального распределения потоков:

$$\left(\frac{dN}{dS}\right)_{corrected} = \frac{A_0}{A(S)} \cdot \left(\frac{dN}{dS}\right)_{observed} \quad (1.1)$$

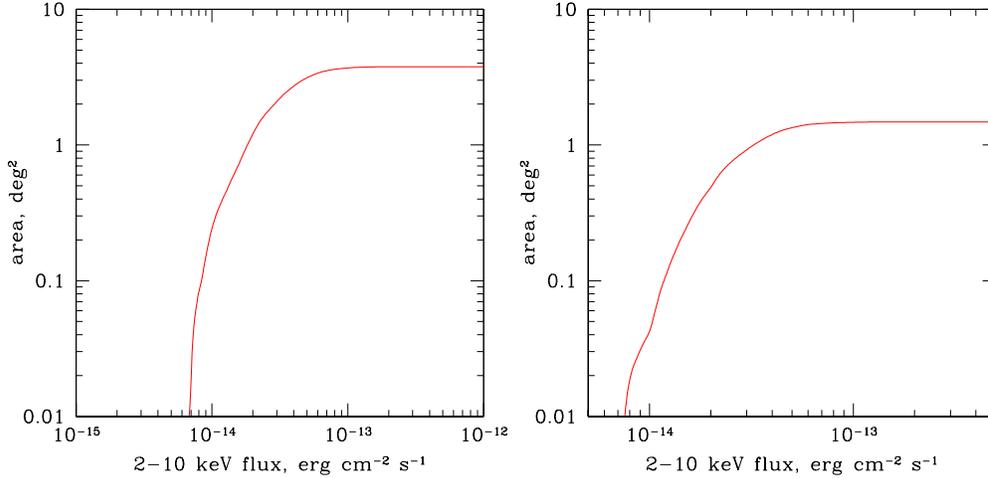


Рис. 1.3 Телесный угол обзора как функция потока в диапазоне 2–10 кэВ (см. раздел 1.1.4) для БМО (слева) и ММО (справа).

где  $A_0$  - суммарный телесный угол обзора на больших потоках. Тогда кумулятивные кривые подсчета будут корректироваться следующим образом:

$$N(> S) = \sum_{S_j > S} \frac{A_0}{A(S_j)} \quad (1.2)$$

где  $S_j$  – поток  $j$ -ого источника.

Для вычисления телесного угла обзора, как функции потока, мы создавали на картах фона, полученных в разделе 1.1.2, модельные источники, используя форму функции отклика из калибровочных файлов наведения. Далее мы воспроизвели процедуру вычисления функции правдоподобия в подпрограмме *emldetect* и рассчитали для каждого направления на небе минимальный поток источника, детектируемый при выбранном пороге  $L_{lim}$ . Полученная функция  $A(S)$  приведена на рис. 1.3. Из рисунка очевидно, что эффекты неполноты начинают играть роль на потоках  $< 10^{-13}$  эрг/с/см<sup>2</sup>. Площадь обзора на больших потоках составляет  $A_0 \approx 1.48$  кв. град. для ММО и  $A_0 \approx 3.77$  кв. град. для БМО. Кривые подсчетов, скорректированные на эффекты неполноты, приведены на рис.1.4.

## 1.2 Рентгеновские источники в направлении на МО

### 1.2.1 Фоновые источники и источники в нашей Галактике

Суммарное число источников в БМО с потоками  $F_X[2-10 \text{ кэВ}] > 3.3 \cdot 10^{-14}$  эрг/с/см<sup>2</sup> (что соответствует светимости  $10^{34}$  эрг/с) составляет 181. После коррекции на неполноту (уравнение (1.2)) получаем  $N_{obs}(> 3.3 \cdot 10^{-14}) \approx 214$ . Согласно кривой подсчета  $\log(N) - \log(S)$ , полученной в работе Моретти и др.

(2003), ожидаемое число фоновых активных ядер галактик в телесном угле  $3.77$  кв. град. составляет  $N_{\text{СХВ}}(> 3.3 \cdot 10^{-14}) \approx 218_{-58}^{+117}$ . Из сравнения этих чисел становится очевидно, что подавляющее число рентгеновских источников в направлении на БМО представляют собой активные ядра галактик. Аналогичную оценку можно сделать и для ММО. В данном случае получим число источников с потоками  $F_{\text{X}}[2 - 10 \text{ кэВ}] > 2.3 \cdot 10^{-14}$  эрг/с/см<sup>2</sup> (что соответствует светимости  $10^{34}$  эрг/с), скорректированное на неполноту  $N(> 2.3 \cdot 10^{-14}) \approx 192$  против ожидаемых в  $1.48$  кв. град.  $\approx 148$  фоновых источников. Таким образом, в популяция рентгеновских источников в направлении на ММО также доминируется АЯГ.

Другими источниками, не связанными с МО, но входящими в полученный список, могут являться звезды в нашей Галактике. Однако вклад таких звезд будет намного меньше и они в дальнейшем отбрасываются нашей процедурой идентификации массивных рентгеновских двойных (см. раздел 1.3).

### 1.2.2 Маломассивные рентгеновские двойные

При пороговой чувствительности обзора, составляющей  $F_{\text{X}} \sim (1 - 3) \cdot 10^{-14}$  эрг/с/см<sup>2</sup>, что соответствует светимости  $L_{\text{X}} \sim 3 \cdot 10^{33} - 10^{34}$  эрг/с на расстоянии МО, внутренние источники Магеллановых Облаков доминируются рентгеновскими двойными. Их суммарное число пропорционально звездной массе и темпу звездообразования для маломассивных и массивных рентгеновских двойных соответственно.

Звездную массу МО можно оценить, используя их светимость в оптическом диапазоне. Согласно каталогу RC3 (де Вокулер и др., 1991), скорректированная на межзвездное поглощение звездная величина в диапазоне V составляет  $V_{T_0}^{LMC} \approx 0.13$  для БМО и  $V_{T_0}^{SMC} \approx 1.92$  для ММО, что соответствует светимостям  $L_V^{LMC} \approx 1.9 \cdot 10^9 L_{\odot}$  и  $L_V^{SMC} \approx 4.6 \cdot 10^8 L_{\odot}$ . Используя цвета  $(B - V)_{T_0}^{LMC} \approx 0.44$  и  $(B - V)_{T_0}^{SMC} \approx 0.36$  (де Вокулер и др., 1991) и результаты работы Белл, де Жонг (2001), получаем,  $(M/L)_V \approx 0.77$  и  $(M/L)_V \approx 0.59$  в солнечных единицах, что дает звездную массу  $M_{*} \approx 1.5 \cdot 10^9 M_{\odot}$  для БМО и  $M_{*} \approx 2.7 \cdot 10^8 M_{\odot}$  для ММО. Согласно результатам, полученным в работе Гильфанов (2004), такие массы соответствуют  $\approx 8$  и  $\approx 1$  маломассивным рентгеновским двойным со светимостями  $L_{\text{X}} \gtrsim 10^{35}$  эрг/с в БМО и ММО соответственно. Эти числа согласуются с наблюдениями, т.к. на данный момент известна только одна маломассивная рентгеновская двойная в БМО и ни одной в ММО.

### 1.2.3 Массивные рентгеновские двойные

Число массивных рентгеновских двойных тесно связано с интенсивностью звездообразования в галактике. Однако определение темпа звездообразования в Магеллановых Облаках при помощи стандартных индикаторов звездообразования является нетривиальной задачей. К примеру, соотношение между светимостью в ИК диапазоне и темпом звездообразования откалибровано для случая большой оптической толщи галактики (например, для галактик со всплеском

звездообразования). Вследствие того, что оптическая толща МО невелика и существенная доля излучения молодых звезд может покидать их не поглощаясь, темп звездообразования, полученный по этим индикаторам, может быть заметно меньше реального (Белл, 2003). Ниже мы приводим оценки темпа звездообразования в Магеллановых Облаках, основанные на различных индикаторах звездообразования. Все значения нормированы на диапазон звездных масс  $0.1 - 100 M_{\odot}$ , предполагая Салпитеровскую начальную функцию масс (НФМ).

### Темп звездообразования в МО

#### *Большое Магелланово Облако*

Корректируя суммарную светимость БМО в линии  $H_{\alpha}$  на межзвездное поглощение  $A(H_{\alpha}) \approx 0.3$ , Кенникатт (1995) оценил значение темпа звездообразования в БМО:

$$\text{SFR}(H_{\alpha}) = 0.26 M_{\odot}/\text{год} \quad (1.3)$$

Как отмечено в работе Кенникатта (1991), индикаторы звездообразования, основанные на излучении в линии  $H_{\alpha}$ , могут недооценивать темп звездообразования в МО из-за неопределенности в доле ионизирующего излучения, поглощаемой этих галактиках и неучтенного вклада диффузного ионизованного газа. Принимая во внимание эти факторы, Кенникатт (1991) оценил верхний предел на темп звездообразования:  $\text{SFR} \lesssim 0.6 M_{\odot}/\text{год}$ .

Согласно каталогу наблюдений обсерваторией IRAS больших галактик (Райс и др., 1988), суммарная светимость БМО в ИК-диапазоне составляет  $L_{\text{IR}} \approx 2.54 \cdot 10^{42}$  эрг/с. Используя калибровку из работы Кенникатта (1998), получаем:

$$\text{SFR}(\text{IR}) = 0.23 M_{\odot}/\text{год} \quad (1.4)$$

что согласуется со значением, основанным на излучении в  $H_{\alpha}$ . Однако ИК излучение также может недооценивать темп звездообразования в таких галактиках, как Магеллановы Облака из-за большой доли излучения, выходящей из галактики без поглощения (напр., Белл, 2003).

Индикатором звездообразования, слабо подверженным такого рода неопределенности, является комбинация УФ и ИК излучения. Поток от БМО в УФ диапазоне был измерен обсерваторией D 2 В-Aura (Вангиони-Флам и др., 1980),  $F_{\lambda} = 3.36 \cdot 10^{-9}$  и  $1.95 \cdot 10^{-9}$  эрг/с/см<sup>2</sup>/Å на длинах волн  $\lambda = 1690 \text{Å}$  и  $2200 \text{Å}$  соответственно. Корректируя эти значения на межзвездное поглощение ( $E(B-V)=0.075$ ,  $A_{1690} = 0.59$  и  $A_{2200} = 0.72$ ) и следуя работе Белл (2003), получаем при помощи калибровки из работы Кенникатта (1998):

$$\text{SFR}(\text{UV}) + \text{SFR}(\text{IR}) = 0.46 \text{ и } 0.49 M_{\odot}/\text{год} \quad (1.5)$$

соответственно. Эти значения согласуются с темпом звездообразования, полученным по одному потоку в УФ диапазоне, скорректированному на поглощение

(Вангиони-Флам и др., 1980):

$$\text{SFR}(\text{UV, ext.corr.}) = 0.40 - 0.65 M_{\odot}/\text{год} \quad (1.6)$$

где нижние и верхние границы соответствуют неопределенности в корректировке на поглощение.

Филипович и др. (1998) из сравнения данных радио и рентгеновского диапазонов оценили число остатков вспышек сверхновых в БМО ( $N_{\text{SNR}}=36$ ). Исходя из соотношения возраст – поток в радиодиапазоне, они оценили темп вспышек сверхновых в одну сверхновую за  $100 \pm 20$  лет, что соответствует темпу звездообразования

$$\text{SFR}(\text{SNR}) \approx 0.7 \pm 0.2 M_{\odot}/\text{год} \quad (1.7)$$

Темпы звездообразования полученные из формул (1.5–1.7) более соответствуют физическим условиям в Магеллановых Облаках, чем остальные и качественно согласуются друг с другом. Поэтому в дальнейшем мы принимаем:

$$\text{SFR}(\text{LMC}) \approx 0.5 \pm 0.25 M_{\odot}/\text{год} \quad (1.8)$$

#### *Малое Магелланово Облако*

Вилке и др. (2004), используя данные обсерватории ISOPHOT и калибровку из работы Кенникатта (1998), получили темп звездообразования в ММО:  $\text{SFR}(\text{IR})=0.015 M_{\odot}/\text{год}$ . Однако, авторы отметили, что это значение недооценивает темп звездообразования вследствие того, что оптическая толща этой галактики мала и дали более реалистичную оценку:

$$\text{SFR}(\text{IR}) = 0.05 M_{\odot}/\text{год}. \quad (1.9)$$

Используя светимость ММО в ИК диапазоне из работы Вилке и др. (2004)  $L_{\text{IR}} = 3.21 \cdot 10^{41}$  эрг/с и используя формулу (5) из работы Белл (2003), которая учитывает неопределенность упомянутую выше, мы получили:

$$\text{SFR}(\text{IR}) = 0.044 M_{\odot}/\text{год}. \quad (1.10)$$

Используя светимость ММО в линии  $\text{H}_{\alpha}$ , Кенникатт (1995) оценил темп звездообразования в нем:

$$\text{SFR}(\text{H}_{\alpha}) = 0.044 M_{\odot}/\text{год}. \quad (1.11)$$

Кенникатт (1991) дал консервативный верхний предел, учитывающий тот факт, что индикатор, основанный на излучении в  $\text{H}_{\alpha}$ , может недооценивать интенсивность звездообразования:

$$\text{SFR}(\text{H}_{\alpha}) \lesssim 0.1 M_{\odot}/\text{год}. \quad (1.12)$$

Как уже отмечалось выше, более надежным индикатором звездообразования является комбинированное УФ и ИК излучение Основываясь на потоке в УФ

диапазоне, измеренном обсерваторией D 2B-Aura (Вангиони-Флам и др., 1980) на длине волны  $\lambda = 1690\text{\AA}$  и корректируя его на поглощение, при помощи калибровки из работы Кенникатт (1998) мы получаем:

$$\text{SFR}(\text{UV} + \text{FIR}) = 0.063 M_{\odot}/\text{год}. \quad (1.13)$$

Это значение согласуется с темпом звездообразования, рассчитанным только по потоку в УФ диапазоне, скорректированным на поглощение:

$$\text{SFR}(\text{UV}, \text{ ext. corr.}) = 0.063 M_{\odot}/\text{год} \quad (1.14)$$

Существует также оценка темпа звездообразования в ММО на основе частоты вспышек сверхновых. Филипович и др. (1998) оценил последнюю в одну сверхновую в  $350 \pm 70$  лет. Мы переводим это значение в темп звездообразования в интервале масс  $0.1-100M_{\odot}$ , предполагая Салпитеровскую НФМ:

$$\text{SFR}(\text{SNR}) \approx 0.38_{-0.05}^{+0.10} M_{\odot}/\text{год}. \quad (1.15)$$

Эта оценка согласуется со значением, полученным в работе Харрис, Зарицкий (2004) путем аппроксимации наблюдаемых диаграмм цвет-светимость модельными изохронами:

$$\text{SFR}(\text{CMD}) \approx 0.37 M_{\odot}/\text{год}. \quad (1.16)$$

Это значение соответствует недавнему звездообразованию, происходившему  $\sim 4-5$  млн. лет назад.

Таким образом, значения темпа звездообразования в ММО, полученные по различным индикаторам звездообразования имеют разброс с фактором  $\sim 10$ . Стандартные индикаторы (ИК, УФ,  $H_{\alpha}$ ) дают сравнительно небольшое значение  $\sim 0.05 M_{\odot}/\text{год}$ , в то время как оценки, основанные на частоте вспышек сверхновых и анализе диаграмм цвет-светимость, дают значительно больший темп звездообразования  $\sim 0.3-0.4 M_{\odot}/\text{год}$ . В дальнейшем мы принимаем темп звездообразования в ММО:

$$\text{SFR}(\text{SMC}) \approx 0.05 - 0.4 M_{\odot}/\text{год}. \quad (1.17)$$

Однако заметим, что метод, основанный на анализе диаграмм цвет-светимость является наиболее надежным. Обсуждение результатов, полученных по различным индикаторам звездообразования, может также быть найдено в работе Вилке и др. (2004).

### Обилие массивных рентгеновских двойных в МО

Используя оценки темпа звездообразования в Магеллановых Облаках, полученные выше, и калибровку Гримм и др. (2003), можно рассчитать ожидаемое число массивных рентгеновских двойных в этих галактиках. При этом необходимо принять во внимание, что Гримм и др. (2003) использовали темпы

звездообразования, полученные главным образом по индикаторам, основанным на излучении в радио и ИК диапазонах. Недавняя перекалибровка этих индикаторов (Белл, 2003) привела к соотношениям SFR-radio и SFR-IR, отличающихся от общепринятых (Кондон, 1992; Кенникатт, 1998) на факторы 2.2 и  $\sim 0.7$  соответственно. С учетом новой калибровки значения темпов звездообразования, использованные в работе Гримм и др. (2003) эффективно соответствуют  $\sim 1/3 - 1/2$  от суммарного темпа образования звезд в интервале масс  $0.1 - 100 M_{\odot}$ . Поэтому в дальнейшем мы изменяем коэффициенты в их формулах (6) и (7) на 1.1 и 1.8 соответственно.

Во всем БМО, для темпа звездообразования  $SFR=0.5 \pm 0.25 M_{\odot}/\text{год}$ , мы предсказываем  $\sim 60 \pm 30$  массивных рентгеновских двойных со светимостями  $\geq 10^{35}$  эрг/с. Для ММО соответствующие значения составляют  $SFR=0.05 - 0.4 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  и  $\sim 6 - 49$  массивных рентгеновских двойных со светимостями  $\geq 10^{35}$  эрг/с. Эти значения наглядно демонстрируют, что популяция рентгеновских двойных в Магеллановых Облаках доминирована системами с массивными компаньонами. В БМО существуют три “исторических” ярких массивных рентгеновских двойных, LMC X-1 ( $L_X \sim 1.5 \cdot 10^{38}$  эрг/с), LMC X-3 ( $L_X \sim 1.5 \cdot 10^{38}$  эрг/с) и LMC X-4 ( $L_X \sim 0.4 \cdot 10^{38}$  эрг/с). Их число согласуется с предсказаниями  $N_{\text{НМХВ}}(L_X \geq 0.4 \cdot 10^{38}) \sim 1.5 \pm 0.6$ . Аналогично, в БМО есть одна маломассивная рентгеновская двойная, LMC X-2, средняя светимость которой составляет  $L_X \sim 1.5 \cdot 10^{38}$  эрг/с, что также согласуется с предсказываемым числом  $N_{\text{ЛМХВ}}(L_X \geq 1.5 \cdot 10^{38}) \sim 0.23$ .

Для того, чтобы оценить ожидаемое число массивных рентгеновских двойных в области МО, покрытой наведениями ХММ, мы оцениваем темп звездообразования в них по данным далекого ИК диапазона. Пользуясь картами БМО, полученными обсерваторией IRAS (предоставленными службой *SkyView*, Мак-Глинн и др. (1996)) и значениями темпа звездообразования в БМО, полученными выше (формула (1.8)), получаем

$$SFR(\text{ХММ}, \text{LMC}) \approx 0.089 \pm 0.045 M_{\odot}/\text{год} \quad (1.18)$$

При этом половина звездообразования сосредоточена в трех наведениях ХММ на область 30 Doradus. Аналогичное значение для Малого Магелланова Облака составляет:

$$SFR(\text{ХММ}, \text{SMC}) \approx 0.018 \div 0.15 M_{\odot}/\text{год} \quad (1.19)$$

С этими значениями мы предсказываем  $\sim 11 \pm 5$  и  $\sim 2 - 18$  массивных рентгеновских двойных со светимостями  $\geq 10^{35}$  эрг/с $^{-1}$  в наблюдаемой части Большого и Малого Магелланова Облаков соответственно.

#### 1.2.4 Другие источники в Магеллановых Облаках

Кроме рентгеновских двойных популяция рентгеновских источников в Магеллановых Облаках может содержать также одиночные пульсары, катаклизми-

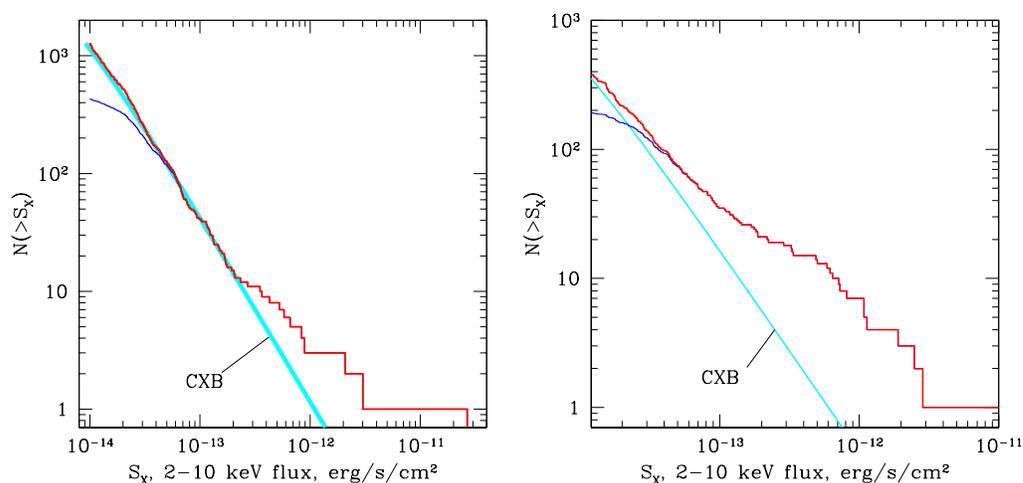


Рис. 1.4 Кумулятивное распределение  $\log(N)$ – $\log(S)$  точечных рентгеновских источников в направлении на Большое (слева) и Малое (справа) Магеллановы Облака. Тонкая и толстая гистограммы показывают наблюдаемые и скорректированные на неполноту (см. раздел 1.1.4) распределения соответственно. Прямая линия показывает предсказания для АЯГ (Моретти и др., 2003).

ческие переменные и двойные звезды Вольфа-Райе со сталкивающимися ветрами.

В наблюдаемой области БМО находятся два одиночных рентгеновских пульсара: PSR B0540–6910 и PSR J0537–6910, которые мы в дальнейшем исключаем из анализа. Кроме того, в БМО находятся две известных рентгеновских новых. Отметим, что оба этих класса источников в конечном итоге отбрасываются процедурой поиска массивных рентгеновских двойных и/или за счет выбора довольно жесткого энергетического диапазона для детектирования источников.

Звезды Вольфа-Райе в двойных системах также могут излучать в рентгеновском диапазоне. Излучение в данном случае возникает за счет сталкивающихся ветров компаньонов (Черепашук, 1976). Типичные рентгеновские светимости таких объектов не превосходят  $\sim$ несколько  $\cdot 10^{34}$  эрг/с. Несколько систем этого класса расположено в области звездообразования 30 Dor и обсуждается в разделе 1.3.2.

### 1.2.5 $\text{Log}(N)$ – $\text{Log}(S)$ рентгеновских источников в Магеллановых Облаках

Как отмечено выше, популяция рентгеновских источников в направлении на Магеллановы Облака состоит главным образом из двух типов источников – фоновых активных ядер галактик и массивных рентгеновских двойных, являющихся внутренней популяцией для этих галактик. Распределение  $\log(N)$ – $\log(S)$

для обоих типов источников в рассматриваемом диапазоне потоков следует степенным законам с дифференциальными наклонами  $\approx 2.5$  (АЯГ) и  $\approx 1.6$  (массивные рентгеновские двойные). Вследствие существенной разницы в наклонах, их относительный вклад сильно зависит от потока. На больших потоках,  $F_X \gtrsim (2 - 3) \cdot 10^{-13}$  эрг/с/см<sup>2</sup> ( $L_X \gtrsim 10^{35}$  эрг/с), доминируют массивные рентгеновские двойные, в то время как на малых большую часть источников составляют фоновые источники. Это наглядным образом иллюстрируется рисунком 1.4, на котором показаны наблюдаемые и скорректированные на неполноту кривые подсчета для всех источников. На малых потоках распределения согласуются с предсказаниями для фоновых источников, в то время как на больших очевиден заметный вклад популяции массивных рентгеновских двойных.

### 1.3 Идентификация массивных рентгеновских двойных

Массивные рентгеновские двойные в Магеллановых Облаках составляют только малую долю от общего числа рентгеновских источников. Поэтому для изучения свойств популяции массивных рентгеновских двойных необходимы критерии, которые позволили бы отождествить их на фоне превосходящей популяции неинтересующих нас объектов. Вследствие сравнительно небольшой разницы в спектрах рентгеновского излучения активных ядер галактик и массивных рентгеновских двойных, на их основе трудно построить надежные критерии такого рода. Это особенно актуально для слабых источников, т.к. в этом случае большие статистические ошибки могут минимизировать спектральные различия. Поэтому для идентификации массивных рентгеновских двойных удобно привлекать данные других диапазонов. Действительно, оптическое излучение массивных рентгеновских двойных доминировано звездами-компаньонами свойства которых хорошо известны (ван Парадайс и ван ден Хойвел, 1995). Это можно использовать для создания ряда критериев, которым должны удовлетворять оптические компаньоны рентгеновских источников и, таким образом, для поиска потенциальных массивных рентгеновских двойных. Кроме того, можно использовать комбинированные критерии, основанные на оптическом и рентгеновском диапазонах. Таковым, например, является отношение рентгеновского потока к оптическому, позволяющее отбросить звезды в нашей Галактике. Для идентификации массивных рентгеновских двойных в БМО мы также используем данные о собственном движении звезд. Это позволяет отбросить часть объектов в нашей Галактике, т.к. скорость их перемещения по небу может быть значительно выше, чем для объектов в Магеллановых Облаках, которая не превышает нескольких миллисекунд дуги в год (Вестерлунд, 1997).

### 1.3.1 Оптические свойства компаньонов массивных рентгеновских двойных

Массивные рентгеновские двойные излучают за счет аккреции вещества массивного компаньона раннего спектрального класса на компактный объект. Механизм аккреции может быть связан либо (i) с истечением сильного звездного ветра от ОВ-сверхгиганта, либо (ii) с экваториальным околозвездным диском около Ве звезды (напр. Корбе, 1986; ван Парадайс и ван ден Хойвел, 1995). В Большом Магеллановом Облаке известны как системы первого класса, так и последнего. В Малом Магеллановом Облаке, напротив, большинство известных массивных рентгеновских двойных являются системами с Ве звездами, а система со сверхгигантом известна только одна (SMC X-1; Кое и др. (2004)).

Большое количество известных массивных рентгеновских двойных в Магеллановых Облаках позволяет получить критерии отбора напрямую из наблюдений. Например, Кое и др. (2004) изучили оптические свойства систем с Ве-компаньонами в ММО. Большинство массивных рентгеновских двойных с идентифицированными оптическими компаньонами в их списке (32 из 34) имеют звездные величины в диапазоне  $m_V = 14 - 17$ . Исключения составляют SMC X-1 со звездной величиной компаньона-сверхгиганта  $m_V = 13.2$  и рентгеновский пульсар CXOU J010042.8-721132 с  $m_V = 18.01$  (каталог OGLE, Удальский и др., 1998), который вероятно является не массивной рентгеновской двойной, а аномальным рентгеновским пульсаром (Лэмб и др., 2002).

Такая картина согласуется с ожиданиями, основанными на положениях возможных компаньонов массивных рентгеновских двойных на диаграмме цвет-светимость, модуле расстояния до ММО  $(m - M)_0 = 18.9$  (Вестерлунд, 1997) и межзвездном поглощении для звезд в этой галактике  $A_V(\text{ММО}) \sim 0.46$  (Зарицкий и др., 2002). Действительно, ОВ сверхгиганты и яркие гиганты (классы светимости I-II) имеют абсолютные звездные величины  $M_V \sim -7 - -4$ , соответствующие видимым звездным величинам  $m_V \sim 12.5 - 15.5$ . Положение Ве звезд на диаграмме цвет-светимость близко к главной последовательности. Видимые звездные величины  $m_V < 17 - 18$  соответствуют спектральным классам ранее В3-В5 для таких звезд (В5-В7 для гигантов), что согласуется со свойствами компаньонов массивных рентгеновских двойных в нашей Галактике (Лю и др., 2000). Так как потенциальные компаньоны массивных рентгеновских двойных имеют спектральные классы ранее В3-В5, их цвета в оптическом и ближайшем ИК-диапазонах составляют  $B - V \lesssim -0.20$  и  $J - K \lesssim -0.16$ . Принимая во внимание межзвездное поглощение получаем  $B - V, J - K \lesssim 0.1 - 0.2$ . Эти значения согласуются с B-V цветами массивных рентгеновских двойных, исследованных в работе Кое и др. (2004). Однако известно, что в ИК-диапазоне Ве звездам свойственен избыток излучения, связанный со свободно-свободными и свободно-связанными переходами в диске (Герц и др., 1974). Поэтому, значения цветов J-K могут быть и больше, чем приведенные выше.

Аналогичные рассуждения можно провести и для систем в Большом Магеллановом Облаке, принимая во внимание модуль расстояния до этой галактики

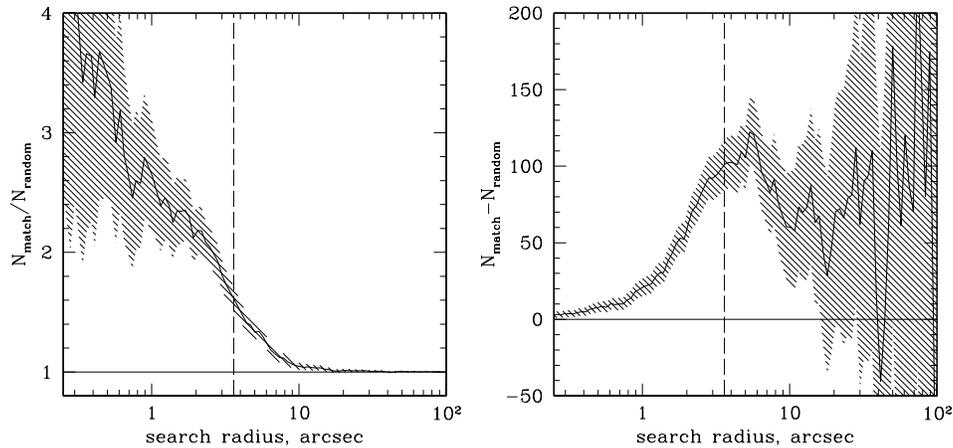


Рис. 1.5 *Слева*: Отношение числа совпадений между рентгеновскими источниками и звездами (каталог USNO-B) к ожидаемому числу случайных совпадений в БМО, как функция радиуса поиска. *Справа*: Разница между числом совпадений и ожидаемым числом случайных совпадений в БМО. Рисунок демонстрирует поведение числа истинных совпадений в зависимости от радиуса поиска. Вертикальная штриховая линия на обоих рисунках показывает радиус поиска  $3.6''$ .

$(m - M)_0 = 18.5$  (Вестерлунд, 1997) и межзвездное поглощение для звезд в ней  $A_V(\text{БМО}) \sim 0.55$  (Зарицкий и др., 2004). Мы получаем, что компаньоны массивных рентгеновских двойных в БМО имеют звездные величины  $m_V \lesssim 16.5 - 17.5$ ,  $m_R \lesssim 16.2 - 17.0$  и цвета  $B-V, V-R, J-K \lesssim 0.1 - 0.2$ .

Используя полученные выше критерии, можно построить процедуру для идентификации массивных рентгеновских двойных в Магеллановых Облаках. Отметим, что подавляющее большинство активных ядер галактик имеют существенно более слабые потоки в оптическом диапазоне и находятся в красной части спектра, т.е. имеют большие значения цветов  $B-V, J-K, V-K$  и т.д.

### 1.3.2 Идентификация массивных рентгеновских двойных в БМО

#### Каталоги и критерии отбора

Для поиска кандидатов в массивных рентгеновские двойные в БМО мы использовали следующие каталоги.

1. USNO-B, v. 1.0 (Моне и др., 2003).
2. Guide Star Catalog, v. 2.2.1 (GSC2.2.1) (Моррисон и др., 2001).
3. Обзор Магеллановых Облаков (The CCD survey of the Magellanic Clouds, Масси (2002)).

4. Обзор всего неба на 2 мкм (2MASS, Кутри и др. (2003)).
5. Каталог точечных источников в ближнем ИК-диапазоне (DENIS, Циони и др. (2000)).

В качестве первого шага мы провели корреляцию каталога рентгеновских источников с источниками из каталогов USNO-B, GSC и Масси (2002), используя радиус поиска  $3.6''$  и следующие критерии отбора:  $R < 17.5$ ,  $R - I < 1.5$ ,  $B - R < 1.5$  и  $V - R < 1.5$ . Если оптический объект присутствовал одновременно в каталогах USNO-B и GSC, мы использовали фотометрию из последнего, вследствие ее более высокой точности. Из-за невысокого качества фотометрии в данных каталогах пределы по цвету взяты намного выше, чем возможные цвета компаньонов массивных рентгеновских двойных. Такие пределы также могут помочь в областях с высоким поглощением (например, 30 Dor).

Далее для всех рентгеновских источников, вблизи которых были найдены подходящие оптические звезды, был проведен поиск источников в каталогах звезд ближнего ИК-диапазона 2MASS и DENIS, используя такой же радиус поиска, как и ранее. После этого были применены следующие критерии отбора.

1. Все рентгеновские источники, имеющие цвета J–K или I–K  $> 0.7$  были исключены из дальнейшего анализа.
2. Все рентгеновские источники (за исключением нескольких сомнительных случаев), имеющие оптические компаньоны с собственным движением были отброшены (все такие источники имели движение  $> 10$  миллисекунд дуги в год).
3. Рентгеновские источники, имеющие низкое отношение рентгеновского потока к оптическому,  $F_X/F_{\text{opt}} < 10^{-3}$ , были отброшены. Для вычисления оптического потока мы использовали соотношение  $F_{\text{opt}} = 3.83 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-m_R/2.5}$  эрг/с/см<sup>2</sup>. Такие невысокие  $F_X/F_{\text{opt}}$  типичны для звезд в нашей Галактике, а не массивных рентгеновских двойных. Все известные массивные рентгеновские двойные в БМО имеют  $F_X/F_{\text{opt}} > 10^{-2}$ , за исключением RXJ0532.5-6551 и RXJ0520.5-6932, которые имеют  $F_X/F_{\text{opt}} \approx 3.6 \cdot 10^{-3}$  и  $\approx 4.6 \cdot 10^{-3}$  соответственно.
4. Если рентгеновский источник имел также пересечение с оптической звездой из каталога Масси (2002), имеющего высокую фотометрическую точность, мы использовали оптические цвета из него. Источники со спектральными классами позднее A0 были отброшены.

### Радиус поиска

Выбор радиуса поиска играет важную роль при поиске оптических компаньонов массивных рентгеновских двойных. Заниженное значение радиуса поиска может привести к потере значительной доли массивных рентгеновских двойных, в то время как слишком большое – к большому числу ложных совпадений.

Для выбора радиуса поиска, подходящего для поиска оптических компаньонов, мы провели анализ зависимости числа совпадений между рентгеновскими источниками и звездами из каталога USNO-B, как функции радиуса поиска. С этой целью использовались все звезды каталога независимо от их звездной величины и цвета. Отметим, что значительная доля звезд представлена в каталоге USNO-B по несколько раз. Это связано с тем, что этот каталог основан на обработке изображений, сделанных в разные времена, и одна и та же область на небе может быть покрыта многократно. Поэтому абсолютное число совпадений необходимо интерпретировать с осторожностью.

Для больших значений радиуса поиска,  $r_0 \gtrsim 10'' - 20''$ , число совпадений асимптотически следует закону  $N_{\text{match}} \propto r_0^2$ , соответствующему случайным совпадениям (рис. 1.5, левая панель). Так как неопределенность локализации источников обсерваторией XMM-Newton не превышает нескольких угловых секунд дуги, на малых значениях радиуса поиска доминируют истинные совпадения. Как очевидно из рис. 1.5, выбранное значение радиуса поиска,  $r_0 = 3.6''$ , позволяет нам найти  $\gtrsim 80 - 90\%$  оптических компаньонов рентгеновских источников (правая панель). С другой стороны, он приводит к разумному числу случайных совпадений ( $\lesssim 50 - 60\%$ , рис.1.5, левая панель).

### Результаты идентификации

В результате процедуры поиска осталось 28 потенциальных кандидатов в массивные рентгеновские двойные (таблица 1.2). Из них 9 источников имеют свойства, согласующиеся с описанными выше св-вами оптических компаньонов. Эти источники мы рассматриваем как вероятные (в дальнейшем также называемые надежными) массивные рентгеновские двойные. Все известные массивные рентгеновские двойные, находящиеся в наблюдаемой части БМО попали в этот список. Природу остальных источников тяжело установить надежно в рамках доступной информации, поэтому в дальнейшем мы считаем ее неопределенной.

Комментарии касательно отдельных источников:

#9: Этот источник имеет несколько оптических совпадений в каталогах USNO и GSC. Один из источников каталога USNO имеет высокое значение собственного движения и большую  $F_x/F_{\text{opt}} \sim 10^{-2}$ , поэтому, вероятно, является случайным совпадением. Другие три звезды каталога GSC и одна каталога USNO находятся приблизительно рядом друг с другом и, очевидно, не имеют собственного движения. Их цвета имеют большие неопределенности, но тем не менее согласуются с цветами компаньонов массивных рентгеновских двойных. Мы включили этот источник в список вероятных массивных рентгеновских двойных, хотя он и менее надежен, чем остальные.

#12: Этот источник был ранее классифицирован в работе Сасаки и др. (2000), как кандидат в массивные рентгеновские двойные из-за близкого сверхгиганта спектрального класса B2. Однако, его положение, определенное обсерваторией XMM, находится в  $\approx 20''$  от этого сверхгиганта. Это существенно превосходит ошибку на его пространственные координаты  $\sigma_r \approx 2.7''$ , и, таким обра-

зом, делает невозможной ассоциацию двух источников. Оптические звезды, найденные вблизи этого источника не позволяют нам прийти к надежному заключению касательно его природы.

#13: Оптический компаньон этого источника был найден в каталоге Масси (2002). Оптические цвета  $B-V=0.25$  и  $V-R=0.17$  не позволяют нам сделать надежное заключение касательно его природы.

### Область 30 Doradus

Вследствие высокой плотности звезд, качество оптических каталогов USNO и GSC в центральной части этой туманности заметно хуже, чем в других областях БМО. В финальном списке рентгеновских источников в направлении на туманность находится 5 источников. Из них 3 находятся на расстоянии больше  $\approx 4.5'$  от центра и поиск их оптических компаньонов не представляет трудности. Оставшиеся два источника, XMMUJ053844.2–690608 и XMMUJ053841.7–690514 находятся менее чем в одной угловой минуте от центра 30 Dor и совпадают со скоплениями R136 и R140 соответственно. Они были ранее отождествлены с массивными рентгеновскими двойными по данным обсерватории РОСАТ (Ванг, 1995). Однако размеры обоих рентгеновских источников свидетельствуют о том, что они не являются точечными. Действительно, наблюдения обсерватории Chandra показали, что источник XMMUJ053844.2–690608 состоит из одного яркого источника и нескольких слабых, совпадающих с яркими звездами ранних спектральных классов (O3f\* или WN) в скоплении R136. В то же время, источник XMMUJ053841.7–690514 находится в скоплении R140, содержащем по меньшей мере две звезды Вольфа-Райе (WN). Принимая во внимание малый возраст скопления R136,  $\lesssim 1 - 2$  млн. лет (Масси и Хантер, 1998), недостаточный для формирования массивных рентгеновских двойных, Портегис Цварт и др. (2002) предположили, что эти источники являются двойными системами со звездами Вольфа-Райе со сталкивающимися ветрами.

Для того, чтобы избежать неопределенности, связанной с классификацией этих объектов, область радиусом  $4'$  вокруг R136 была в дальнейшем исключена из анализа. Отметим, что это не влияет на наши дальнейшие заключения.

### Полнота списка массивных рентгеновских двойных в БМО

Полнота списка рентгеновских двойных определяется следующими факторами:

1. Полнота оптических каталогов.

Поиск оптических пересечений основан на каталогах GSC2.2 и USNO-B. GSC2.2 - каталог, основанный на отфильтрованном по звездной величине ( $V \leq 19.5$ ) каталоге GSC-II (<http://www-gsss.stsci.edu/gsc/gsc2/GSC2home.htm>). Последний полон до 21-ой величины на больших галактических широтах (Моррисон и др., 2001).

Каталог USNO-B 1.0 также полон до  $V = 21$  (Моне и др., 2003). Однако полнота каталогов, очевидно, может существенно ухудшаться в областях с высокой звездной плотностью. Примером такой области может служить центральная часть 30 Dor, исключенная нами из анализа (раздел 1.3.2). Вследствие отсутствия карт чувствительности для данных оптических каталогов, количественная оценка этого фактора на полноту списка массивных рентгеновских двойных невозможна. Однако приведенные пределы для полноты превышают порог (17.5), использовавшийся для поиска оптических компаньонов, на 3.5 звездных величины. Поэтому маловероятно, что этот фактор является определяющим.

2. Эффективность поиска, связанная со статистическими и систематическими неопределенностями положений рентгеновских и оптических источников. Этот фактор, вероятно, является одним из основных, влияющих на полноту нашего каталога. Как показано в разделе 1.3.2, с радиусом поиска  $3.6''$  мы детектируем  $\sim 80 - 90\%$  истинных совпадений (рис. 1.5).
3. Процедура поиска оптических компаньонов массивных рентгеновских двойных. Процедура основана на ожидаемых оптических свойствах звезд-компаньонов, которые хорошо известны. Поэтому, этот фактор значительно менее важен для полноты каталога, чем предыдущий.

Таким образом, полнота нашего каталога велика. Отметим, что вследствие того, что эффект двух последних факторов зависит от потока, они могут не только уменьшить общее число массивных рентгеновских двойных, но и исказить их функцию светимости на малых потоках. Однако более важным источником неопределенности на малых потоках является наличие источников, природу которых не удалось установить надежно.

### **1.3.3 Идентификация массивных рентгеновских двойных в ММО**

#### **Каталоги и критерии отбора**

Для поиска оптических компаньонов массивных рентгеновских двойных были использованы следующие каталоги:

1. Фотометрический Обзор Магеллановых Облаков: ММО (MCPS) (Зарицкий и др., 2002).
2. Guide Star Catalog, v. 2.2.1 (GSC2.2.1) (Моррисон и др., 2001).
3. Каталог звезд в ММО из работы Масси (2002).
4. Обзор всего неба на 2 мкм (2MASS) (Кутри и др., 2003).

5. Каталог звезд с эмиссионными линиями в ММО (Мейссониер и Аззопарди, 1993).
6. Обзор 2 кв. град. в Малом Магеллановом Облаке (Эванс и др., 2004).

Поиск кандидатов в массивные рентгеновские двойные в ММО аналогичен их поиску в БМО. Однако существенным различием между ними является наличие для ММО каталогов с фотометрией высокого качества. Большинство различий между процедурами поиска обусловлены именно этим фактором.

В качестве первого шага мы провели поиск оптических совпадений рентгеновских источников со звездами в каталогах MCPS, GSC и Масси (2002), используя радиус поиска  $4''$  и критерии отбора  $V < 18.0$ ,  $B - V < 0.6$ . В случаях, когда пересечения имелись в нескольких каталогах, предпочтение отдавалось каталогу MCPS вследствие его высокой фотометрической точности. Пределы по цвету были выбраны значительно выше, чем возможные цвета оптических компаньонов массивных рентгеновских двойных для того, чтобы учесть неопределенности в фотометрии. Однако заметим, что более высокое качество фотометрии позволило нам существенно понизить пределы по сравнению с процедурой в БМО. В результате данной процедуры было отобрано 54 рентгеновских источника, удовлетворяющих этим критериям.

Далее мы провели кросс-корреляцию отобранных рентгеновских источников с каталогом 2MASS, каталогом звезд с эмиссионными линиями (Мейссониер и Аззопарди, 1993) и каталогом из работы Эванс и др. (2004), содержащем классификацию ряда звезд в ММО.

После этого были применены следующие критерии отбора.

1. В случае, когда оптический источник присутствовал только в каталоге GSC, имеющем сравнительно невысокое качество фотометрии, мы применяли критерии отбора, основанные на данных ближайшего ИК-диапазона (каталог 2MASS). Эти критерии пришлось применить только для одного источника с  $J - K \approx 1.2$ .
2. Все рентгеновские источники с невысоким отношением рентгеновского потока к оптическому,  $F_X/F_{\text{opt}} < 10^{-3}$ , были отброшены. Оптический поток рассчитывался согласно формуле  $F_{\text{opt}} = 8.0 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-m_V/2.5}$  эрг/с/см<sup>2</sup>. Такие значения  $F_X/F_{\text{opt}}$  характерны для звезд в нашей Галактике, в то время как все подтвержденные кандидаты в массивные рентгеновские двойные в ММО имеют  $F_X/F_{\text{opt}} > 3 \cdot 10^{-3}$ , причем  $\sim 90\%$  из них имеют  $F_X/F_{\text{opt}} > 10^{-2}$ .

### Радиус поиска

Как было отмечено выше, качество фотометрии каталога MCPS позволяет использовать более жесткие критерии поиска оптических компаньонов и, таким образом, сократить количество ложных пересечений со звездами поля. Это дает

возможность использовать больший радиус поиска звезд-компаньонов. Используя плотность оптических звезд в каталоге MCPS, удовлетворяющих критериям отбора и суммарное число рентгеновских источников, получаем для радиуса поиска  $4''$  около 14 ложных совпадений. С другой стороны, типичная ошибка на положение слабого рентгеновского источника составляет  $\sigma \approx 2''$  (уровень значимости  $1\sigma$ ). Поэтому в идеальной ситуации мы теряем только  $\sim 13\%$  источников со слабыми потоками. Однако это число может быть несколько более высоким вследствие ограниченной точности астрометрической привязки.

Высокое качество каталога позволяет также провести более подробный анализ числа совпадений как функции радиуса поиска. Существенную роль здесь играет тот факт, что процедура поиска в большей степени основана на одном каталоге (MCPS) и то, что каждая звезда в нем представлена по одному разу (в отличие от случая с USNO-B). В Приложении мы проводим детальный анализ количества совпадений как функции радиуса поиска и показываем, что в действительности мы теряем только малую часть массивных рентгеновских двойных в ММО.

### Результаты идентификации

В результате процедуры поиска осталось 50 потенциальных кандидатов в массивные рентгеновские двойные (таблица 1.3). Как следует из раздела 1.3.3,  $\approx 14$  из них могут являться случайными совпадениями со звездами поля. Поэтому дальнейшем мы разделяем источники на надежные массивные рентгеновские двойные и источники, природа которых неопределенна. В первую группу попадают источники, имеющие пульсации рентгеновского потока (согласно результатам ряда работ, см. ссылки в табл. 1.3), эмиссионные линии или известный спектральный класс звезды-компаньона. Последние два критерия идентификации основаны на каталогах Мейссониер и Аззопарди (1993) и Эванс и др. (2004).

Было найдено 32 рентгеновских источника, удовлетворяющих по крайней мере одному из этих критериев. Природу оставшихся 18 источников мы считаем неопределенной. Список источников приведен в таблице 1.3. Об эффективности процедуры поиска можно судить по тому факту, что в него попали все известные массивные рентгеновские двойные в наблюдавшейся части ММО.

Комментарии касательно отдельных источников:

#1: Вследствие большой рентгеновской яркости данного источника (SMC X-1) поток для него был рассчитан используя данные детектора EPIC PN, работающего в режиме малого окна (Small Window).

#17 = RXJ0049.2–7311: Оптические цвета согласуются с предсказаниями для компаньонов массивных рентгеновских двойных. Этот источник был отождествлен с ярким объектом в линии  $H_\alpha$  (Кое и др., 2004) и, возможно, может быть ассоциирован с близлежащим рентгеновским пульсаром AXJ0049-732 ( $p=9s$ ).

#34: Оптические цвета согласуются с предсказаниями для компаньонов массивных рентгеновских двойных, однако цвета в ближнем ИК-диапазоне доволь-

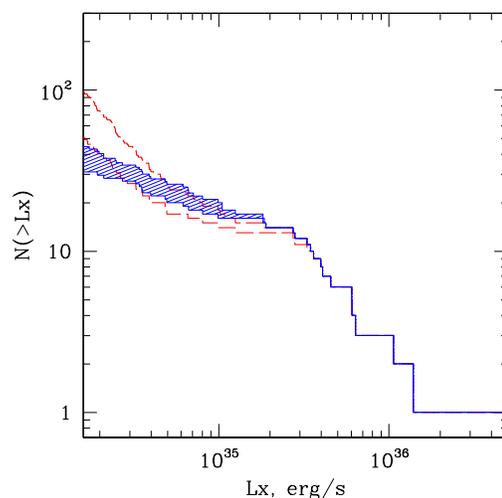


Рис. 1.6 Функция светимости массивных рентгеновских двойных в ММО, полученная при помощи разных методов (раздел 1.3.4). Сплошная гистограмма соответствует методу, основанному на оптических свойствах массивных рентгеновских двойных, в то время как штриховая гистограмма получена при помощи метода, основанного на рентгеновских цветах. Очевидно, что оба метода дают схожие результаты для источников со светимостями  $L_X \gtrsim 10^{35}$  эрг/с.

но высокие,  $J-K=0.97$ .

#35: Оптические цвета согласуются с предсказаниями для компаньонов массивных рентгеновских двойных. Лэмб и др. (2002) классифицировали этот источник как возможный аномальный рентгеновский пульсар ( $p=8s$ ).

#38: Источник внутри звездного скопления NGC 330. Вследствие высокой звездной плотности надежность его фотометрии невелика.

#49: Оптические цвета согласуются с предсказаниями для компаньонов массивных рентгеновских двойных. Источник находится в  $24''$  от источника AXJ0048.2–7309. Йокогава и др. (2003), основываясь на наличии внутри радиуса  $40''$  (90% значимость для обсерватории ASCA) объекта с эмиссионными линиями в каталоге Мейссониер и Аззопарди (1993) классифицировал этот источник как возможный рентгеновский пульсар с Be компаньоном. Однако положение рентгеновского источника по данным обсерватории ХММ исключает ассоциацию рентгеновского источника со звездой с эмиссионными линиями из каталога Мейссониер и Аззопарди (1993). Поэтому в дальнейшем мы считаем, что природа этого источника неопределенна.

### Полнота списка массивных рентгеновских двойных в ММО

Как и в случае с БМО, полнота списка массивных рентгеновских двойных определяется следующими факторами.

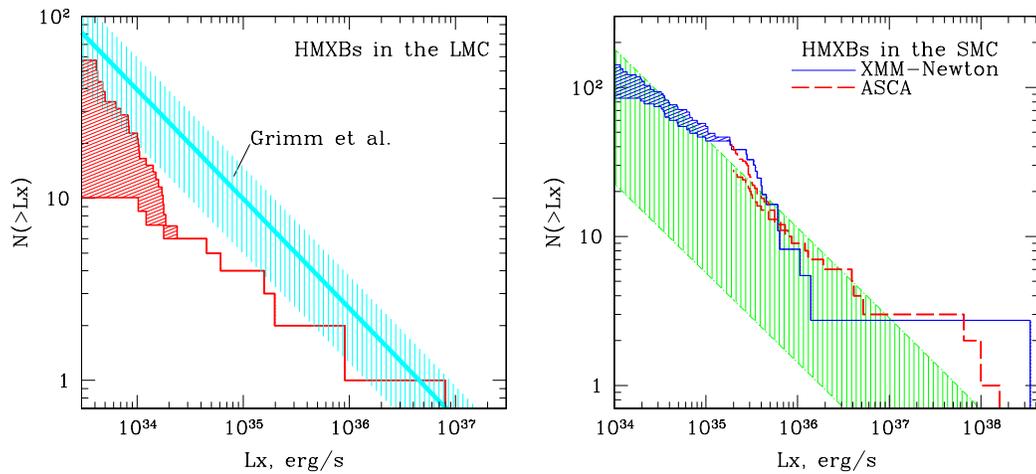


Рис. 1.7 *Слева*: Функция светимости массивных рентгеновских двойных в БМО, скорректированная на неполноту. Верхняя гистограмма показывает все источники из таблицы 1.2, кроме двух из области 30 Dor, нижняя показывает только вероятные массивные рентгеновские двойные. Эти гистограммы соответствуют верхней и нижней границам на истинную функцию светимости массивных рентгеновских двойных. Верхняя линия и заштрихованная область показывают предсказания универсальной функции светимости из работы Гримм и др. (2003), экстраполированной в область малых светимостей и ее неопределенности. *Справа*: Функция светимости массивных рентгеновских двойных в ММО, скорректированная на неполноту. Сплошные гистограммы – результаты XMM, верхняя показывает все источники из таблицы 1.3, нижняя показывает только вероятные массивные рентгеновские двойные. Гистограмма отмасштабирована (умножена на 2.7) согласно доле темпа звездообразования в ММО, попадающей в наведения обсерватории XMM-Newton. Штриховая гистограмма – результаты обсерватории ASCA (Йокогава и др., 2003). Широкая заштрихованная область между двумя параллельными линиями показывает функцию светимости, предсказываемую степенным законом из работы Гримма и др. (2003). Ее ширина отражает неопределенность в темпе звездообразования в ММО (раздел 1.2.3).

1. Полнота оптических каталогов. Полнота каталога MCPS высока для звезд с  $V < 20$  (Зарицкий и др., 2002). Как уже отмечалось, каталог, на котором основан GSC2.2, полон для звезд ярче 21-ой величины на высоких галактических широтах (Моррисон и др., 2001). Отметим, что используемый порог по звездной величине ( $V_{lim}=18$ ) позволяет заключить, что полнота данных каталогов должна быть велика даже в областях с довольно высокой плотностью звезд.

Каталог MCPS в некоторых областях имеет полосы, где фотометрия звезд отсутствует. Для нескольких рентгеновских источников, лежащих вблизи таких полос мы использовали дополнительные каталоги: OGLE (Удальский и др., 1998) и USNO-B (Моне и др., 2003).

2. Эффективность поиска, связанная со статистическими и систематическими неопределенностями положений рентгеновских и оптических источников. Этот фактор вносит основной вклад в неполноту списка массивных рентгеновских двойных. Как было отмечено в разделе 1.3.3, с радиусом поиска  $4''$  мы детектируем  $\sim 87\%$  слабых массивных рентгеновских двойных, в то время как для ярких источников полнота близка к  $100\%$ . В Приложении мы показываем, что даже с учетом факторов, неучтенных при получении данной оценки, мы теряем только малую часть массивных рентгеновских двойных в ММО.
3. Процедура поиска оптических компаньонов массивных рентгеновских двойных. Процедура основана на ожидаемых оптических свойствах звезд-компаньонов, которые хорошо известны. Поэтому, этот фактор значительно менее важен для полноты каталога, чем предыдущий. Действительно, пики распределений звездных величин и цветов надежных массивных рентгеновских двойных в ММО лежат далеко от выбранных границ по ним (см. рис. 1.8). Это означает, что мы идентифицируем подавляющее большинство массивных рентгеновских двойных, если только не существует какого-то существенно отличного (и ранее неизвестного) типа этих систем.

Таким образом, полнота нашего каталога массивных рентгеновских двойных близка к  $\sim 100\%$ . При этом основной причиной, приводящей к потере источников, является неопределенность в положениях рентгеновских источников. Вследствие того, что эффект этого фактора зависит от потока, он может не только уменьшить общее число массивных рентгеновских двойных, но и исказить их функцию светимости на малых потоках.

### 1.3.4 Другие методы идентификации массивных рентгеновских двойных

Идентификация оптических компаньонов не является единственным способом отождествления популяции массивных рентгеновских двойных. К примеру,

Йокогава и др. (2000) обнаружили, что с этой целью можно также использовать спектральную информацию. Для сравнения двух методов идентификации мы применяем критерии отбора, полученные этими авторами, к нашему списку рентгеновских источников. В качестве параметра, характеризующего рентгеновский спектр источника, Йокогава и др. (2000) использовали жесткость спектра  $HR = (H - S)/(H + S)$ , где  $H$  и  $S$  – скорости счета в энергетических диапазонах 2-7 кэВ и 0.7-2 кэВ соответственно. Все рентгеновские источники, имеющие фотонные индексы  $\alpha = 0.4 - 1.5$  (что соответствует жесткостям  $HR_{XBP}(ASCA) = 0.2 - 0.6$ ) классифицируются как кандидаты в рентгеновские пульсары. Источники, имеющие несколько более мягкие спектры,  $\alpha = 1.5 - 2.0$ , классифицируются как источники неопределенной природы. Большие фотонные индексы и, соответственно, более мягкие спектры нетипичны для массивных рентгеновских двойных, в особенности для нейтронных звезд с Ве-компаньонами, которые составляют большинство в ММО. Функции светимостей, полученные при помощи двух методов приведены на рис. 1.6.

Как очевидно из рисунка, результаты методов согласуются для источников со светимостями  $L_X \gtrsim 10^{35}$  эрг/с, в то время как на малых светимостях метод, основанный на жесткости спектров дает существенно большее число источников. Расхождение скорее всего является следствием статистической неопределенности для потоков источников с малыми светимостями, приводящей к попаданию активных ядер галактик в интервал жесткостей кандидатов в рентгеновские пульсары. Кроме того, на малых потоках может давать заметный вклад популяция сильно поглощенных АЯГ, имеющих жесткие спектры. Очевидно, в рамках описанного в данном разделе метода такие источники будут отождествлены с рентгеновскими пульсарами. Таким образом, можно заключить, что эффективность метода существенно снижается на малых потоках.

## 1.4 Массивные рентгеновские двойные и АЯГ в направлении на МО

### 1.4.1 Функция светимости массивных рентгеновских двойных в БМО

Функции светимости кандидатов в массивные рентгеновские двойные, скорректированные на неполноту, приведены на рис. 1.7. Верхняя и нижняя гистограммы показывают все источники из таблицы 1.2 и только надежные кандидаты в массивные рентгеновские двойные соответственно и могут интерпретироваться как верхний и нижний пределы на функцию светимости массивных рентгеновских двойных в БМО. Как очевидно из рис. 1.7, гистограммы совпадают на светимостях  $L_X \gtrsim (2 \div 3) \cdot 10^{34}$  эрг/с, в то время как для менее ярких источников становятся существенными неопределенности в оптической идентификации, в результате чего гистограммы расходятся. Отметим, что верхняя гистограмма становится более крутой на малых потоках и ее наклон приближа-

ется к наклону фоновых АЯГ. Это позволяет заключить, что значительная доля источников неопределенной природы является активными ядрами галактик.

Для определения параметров функции светимости мы аппроксимировали ее степенным законом  $dN/dL \propto L^{-\alpha}$  в диапазоне светимостей  $L_X \geq 2.5 \cdot 10^{34}$  эрг/с при помощи метода максимального правдоподобия (Кроуфорд и др., 1970). Мы получили значение для дифференциального наклона  $\alpha = 1.28_{-0.23}^{+0.26}$ , нормировка соответствует  $N(> 10^{35} \text{ эрг/с}) \approx 5$  массивным рентгеновским двойным. Как очевидно из рис. 1.7, функция светимости несколько более пологая, чем предсказания закона из работы Гримм и др. (2003) ( $\alpha \approx 1.6$ ). Однако с точки зрения статистики значимость отклонения для светимостей  $L_X \geq 2.5 \cdot 10^{34}$  эрг/с невелика. Действительно, тест Колмогорова-Смирнова дает вероятность того, что распределение светимостей является выборкой из степенного закона с  $\alpha = 1.6$  порядка 40%. Значимость отклонения наблюдаемой функции светимости от предсказываемой становится существенной только для нижней гистограммы во всем диапазоне светимостей рис. 1.7,  $p_{KS} \sim 1\%$ . Однако этого тоже недостаточно для того, чтобы делать надежные заключения. Кроме того, список кандидатов в массивные рентгеновские двойные на малых потоках может быть неполон (раздел 1.3.2).

#### **1.4.2 Функция светимости массивных рентгеновских двойных в ММО**

Функции светимости кандидатов в массивные рентгеновские двойные, скорректированные на неполноту, приведены на рис. 1.7. Для того, чтобы функции отражали суммарное число источников во всей галактике, они были домножены на отношение темпа звездообразования в наблюдаемой части ММО к суммарному темпу звездообразования в нем. Верхняя и нижняя гистограммы показывают все источники из таблицы 1.3 и только надежные кандидаты в массивные рентгеновские двойные соответственно и могут интерпретироваться как верхний и нижний пределы на функцию светимости массивных рентгеновских двойных в ММО.

На рис. 1.7 также представлены функции светимости массивных рентгеновских двойных в ММО, полученные в работе Йогогава и др. (2003) по данным обсерватории ASCA и соответствующие всему Малому Магелланову Облаку. Верхняя гистограмма на рисунке отвечает всем источникам из работы Йогогава и др. (2003) за исключением тех, что были классифицированы авторами, как остатки вспышек сверхновых, АЯГ и звезды в нашей Галактике. Нижняя гистограмма показывает распределение светимостей для кандидатов в массивные рентгеновские двойные – как подтвержденных, так и неподтвержденных. Как очевидно из рисунка, функции светимости по данным обсерваторий XMM-Newton и ASCA согласуются друг с другом. Это подтверждается и тестом Колмогорова-Смирнова ( $p_{KS} \sim 50 - 70\%$ )

*Число массивных рентгеновских двойных в ММО*

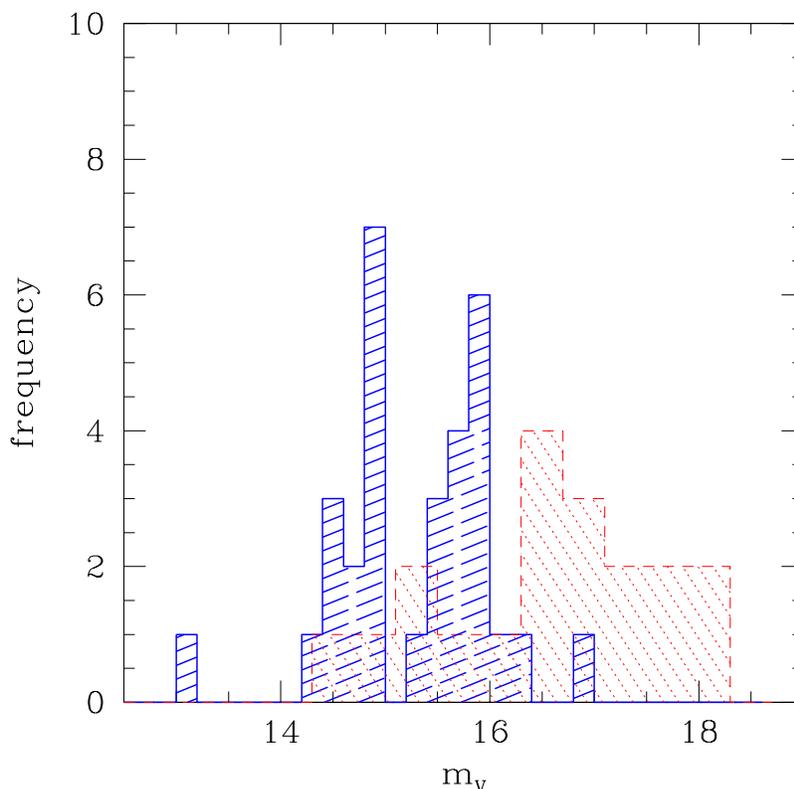


Рис. 1.8 Распределение звездных величин в V-диапазоне для массивных рентгеновских двойных в ММО. Сплошная гистограмма соответствует надежным кандидатам в массивные рентгеновские двойные из таблицы 1.3, штриховая – источникам неопределенной природы.

Заштрихованная область на рис. 1.7 показывает предсказания универсальной функции светимости (Гримм и др., 2003) и ее экстраполяцию в сторону малых светимостей. Ширина заштрихованной области отражает неопределенность темпа звездообразования в ММО (раздел 1.2.3). Как ясно из рисунка, число массивных рентгеновских двойных в ММО согласуется с верхним пределом на темп звездообразования, посчитанным по наблюдаемому темпу вспышек сверхновых и диаграммам цвет-светимость. Если же, напротив, ближе к действительности темп звездообразования, посчитанный по излучению в диапазонах ИК, УФ и линии  $H_\alpha$ , то число массивных рентгеновских двойных в ММО превосходит предсказываемое приблизительно на порядок. Отметим, что анализ и интерпретация наблюдений ММО в работе Гримм и др. (2003) были основаны на темпе звездообразования, полученном по темпу вспышек сверхновых (Филипович и др., 1998).

*Форма функции светимости массивных рентгеновских двойных в ММО*

## §1.4 Массивные рентгеновские двойные и АЯГ в направлении на MO41

На первый взгляд форма функции светимости массивных рентгеновских двойных в диапазоне светимостей  $\sim 10^{34} - 10^{38}$  эрг/с в ММО является более сложной, чем степенной закон  $N(> L) \propto L^{-0.6}$ .

Аппроксимация функции светимости для ярких источников ( $L_X > 2 \cdot 10^{35}$  эрг/с) степенным законом  $dN/dL \propto L^{-\alpha}$  при помощи метода максимального правдоподобия дает значение для наклона  $\alpha = 1.74_{-0.19}^{+0.22}$ , согласующееся с универсальным значением 0.6. Согласно тесту Колмогорова-Смирнова, наблюдаемое распределение светимостей согласуется с точки зрения статистики с универсальным распределением ( $p_{KS} \sim 17\%$ ). Это также подтверждается функцией светимости, полученной по данным обсерватории ASCA, содержащей в  $\sim 3$  раза больше источников.

На малых светимостях становится существенной неопределенность процедуры идентификации массивных рентгеновских двойных, поэтому необходимо рассматривать верхний и нижний пределы на функцию светимости массивных рентгеновских двойных отдельно. Верхний предел на функцию светимости согласуется со степенным законом в диапазоне светимостей  $L_X > 10^{34}$  эрг/с с вероятностью, полученной тестом Колмогорова-Смирнова  $\sim 75\%$  и наклоном, наилучшим образом описывающим данные  $\alpha = 1.5 \pm 0.08$ . Для нижней гистограммы на рис. 1.7 мы получаем во всем диапазоне светимостей наклон  $\alpha = 1.37 \pm 0.08$ . Распределение согласуется со степенным законом ( $p_{KS} \approx 33\%$ ). Аппроксимация только части этого распределения на малых светимостях (в диапазоне  $10^{34} - 2 \cdot 10^{35}$  эрг/с) дает значение наклона  $\alpha \approx 1.13_{-0.13}^{+0.30}$ .

Таким образом, в целом функция светимости массивных рентгеновских двойных в ММО согласуется со степенным законом с наклоном 1.6. Однако по имеющимся данным сложно сделать окончательный вывод об поведении распределения на малых светимостях. Отметим, что согласно рассуждениям о числе ложных совпадений и распределению звездных величин источников (см. разделы 1.3.3 и 1.4.3), большинство источников неопределенной природы должны быть случайными пересечениями АЯГ со звездами поля. Поэтому, возможно, что нижняя граница на функцию светимости на рис. 1.7 более соответствует истине, чем верхняя и уплощение функции светимости для слабых источников действительно присутствует.

### 1.4.3 Оптические свойства массивных рентгеновских двойных в ММО

Распределение звездных величин для кандидатов в массивные рентгеновские двойные в ММО представлено на рис. 1.8. В распределении для надежных кандидатов в массивные рентгеновские двойные заметна бимодальность с двумя пиками вблизи  $m_V \approx 14.6$  и  $m_V \approx 15.5$ . Для оценки статистической значимости бимодальности мы провели тест при помощи метода “bootstrap” (Сильверман, 1981). Полученная значимость невелика и не позволяет сделать однозначного заключения (вероятность того, что распределение имеет более одной моды

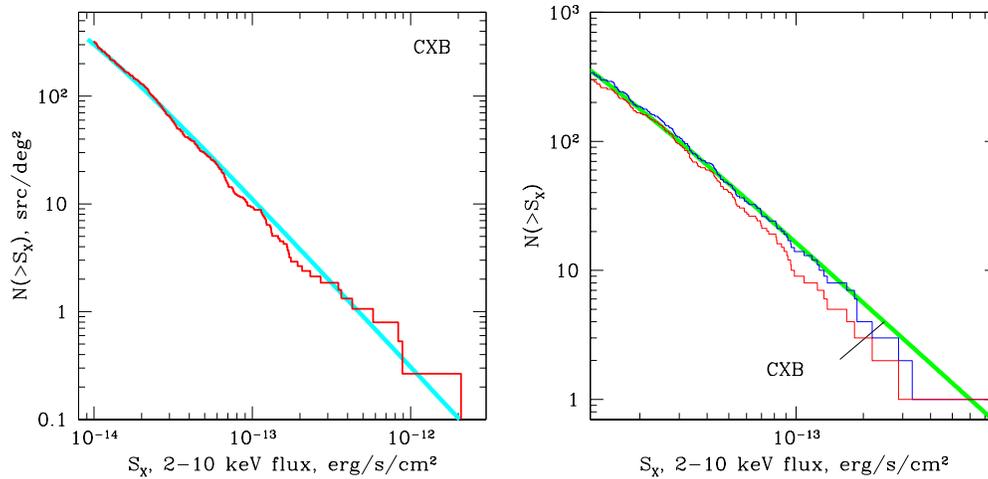


Рис. 1.9 Кривая  $\log N$ – $\log S$  для АЯГ, полученная после удаления кандидатов в массивные рентгеновские двойные для БМО (слева) и ММО (справа). Сплошная линия показывает предсказания, полученные на основе кривой подсчета из работы Моретти и др. (2003). Две гистограммы для ММО соответствуют удалению только надежных кандидатов в массивные рентгеновские двойные и всех источников из таблицы 1.3.

97%). Причина такой бимодальности, если она действительно присутствует, неясна. Предположительно, разные моды могли бы соответствовать Ве звездам на главной последовательности и на последовательности гигантов. Однако это потребовало бы выполнения ряда дополнительных условий.

Распределение звездных величин для источников неопределенной природы отлично от распределения для надежных кандидатов в массивные рентгеновские двойные. Это согласуется с ожиданиями того, что большая часть из них является случайными совпадениями (раздел 1.3.3).

#### 1.4.4 Активные ядра галактик в направлении на МО

##### *Большое Магелланово Облако*

Распределение  $\log(N)$ – $\log(S)$  для фоновых АЯГ, полученное после удаления из списка рентгеновских источников кандидатов в массивные рентгеновские двойные, представлено на рис. 1.9. Разница между распределениями, полученными после удаления только надежных кандидатов в массивные рентгеновские двойные и после удаления надежных кандидатов и источников неопределенной природы, незначительна вследствие большого фона источников на малых потоках. Значения, приведенные ниже, соответствуют второму случаю.

Мы аппроксимировали распределение в диапазоне потоков  $F_X > 2 \cdot 10^{-14}$  эрг/с/см<sup>-2</sup> при помощи степенного закона  $N(> S) = k(S/S_0)^{-\alpha}$ , где  $S_0 = 2 \cdot 10^{-14}$

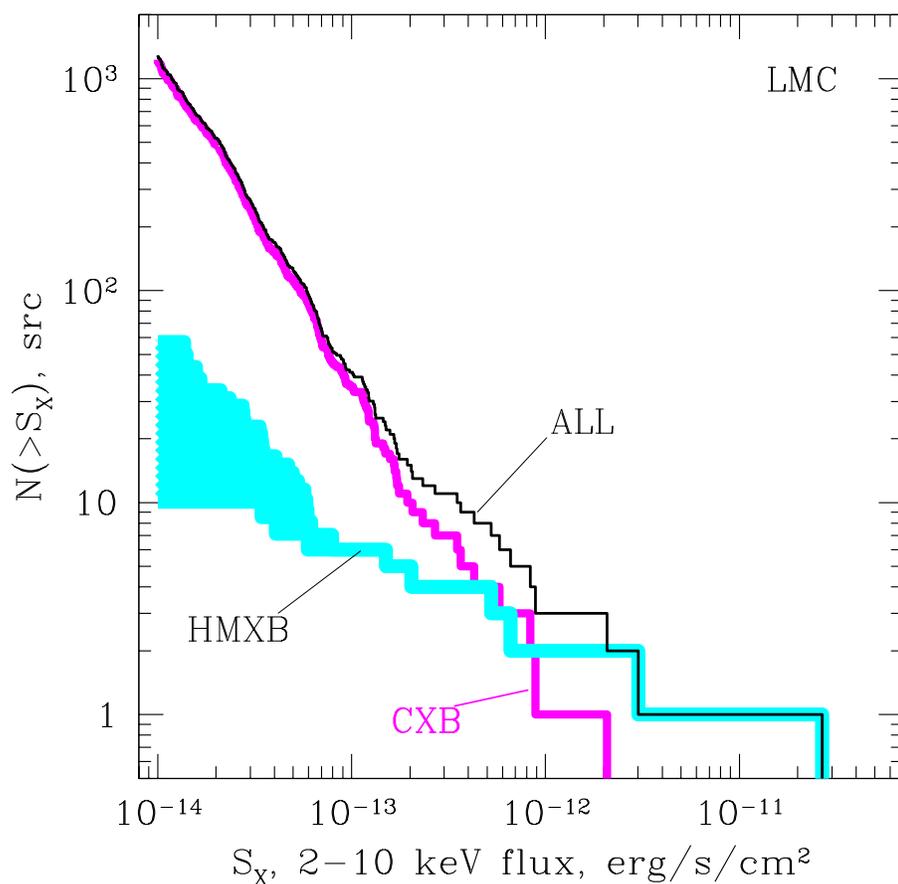


Рис. 1.10 Распределение  $\log(N)$ - $\log(S)$  для рентгеновских источников в направлении на БМО. Разные гистограммы показывают распределения для всех источников (ALL), массивных рентгеновских двойных (HMXB) и АЯГ (CXB).

эрг/с/см<sup>-2</sup>. Значения параметров, наилучшим образом аппроксимирующих данные:  $\alpha = 1.62 \pm 0.08$ ,  $k = 127 \pm 11$ . Распределение потоков согласуется с данной моделью – вероятность, посчитанная методом Колмогорова-Смирнова, получается порядка 16%. Такие значения параметров согласуются с результатами работы Моретти и др. (2003):  $\alpha = 1.57^{+0.1}_{-0.08}$ ,  $k=121^{+69}_{-31}$ .

#### *Малое Магелланово Облако*

Распределение  $\log(N)$ – $\log(S)$  для фоновых АЯГ, полученное после удаления из списка рентгеновских источников кандидатов в массивные рентгеновские двойные, приведено на рис. 1.9. Вследствие того, что число массивных рентгеновских двойных в единице телесного угла для ММО довольно велико (заметно выше, чем в БМО), дальнейшие вычисления мы проводим как удаляя только надежные кандидаты в массивные рентгеновские двойные, так и все источники из таблицы 1.3. Полученные распределения аппроксимировались в диапазоне потоков  $F_X > 2 \cdot 10^{-14}$  эрг/с/см<sup>-2</sup> при помощи степенного закона  $N(> S) = k(S/S_0)^{-\alpha}$ , где  $S_0 = 2 \cdot 10^{-14}$  эрг/с/см<sup>-2</sup>. В случае, когда удалялись только надежные кандидаты в массивные рентгеновские двойные, мы получили наклон  $\alpha = 1.48 \pm 0.12$ . Если же удалять все источники, наклон получается равным  $\alpha = 1.55 \pm 0.13$ .

Мы также сравнили полученные кривые подсчета с результатами работы Моретти и др. (2003). Согласно тесту Колмогорова-Смирнова, распределение потоков источников может являться выборкой из кривой подсчета, полученной в этой работе ( $p_{KS} \sim 96\%$  в случае, когда исключаются только надежные кандидаты и  $p_{KS} \sim 76\%$  в случае, когда исключаются все источники из таблицы 1.3) Число источников с потоками выше  $2 \cdot 10^{-14}$  эрг/с/см<sup>-2</sup>, предсказываемое Моретти и др. (2003),  $N = 178^{+96}_{-46}$ , также согласуется с наблюдаемым числом источников  $N = 167 \pm 13$  (исключаются все источники из таблицы 1.3) и  $N = 186 \pm 14$  (исключаются только надежные кандидаты).

Таким образом, можно заключить, что кривая подсчета АЯГ в направлении на Магеллановы Облака согласуется с кривыми подсчета, полученными в других обзорах.

## 1.5 Заключение

Используя архивные данные обсерватории XMM–Newton изучены популяции рентгеновских источников в направлении на Магеллановы Облака. Суммарная площадь обзора составляет  $\approx 3.8$  кв. град. для БМО и  $\approx 1.5$  кв. град. для ММО соответственно с пороговой чувствительностью  $\sim 10^{-14}$  эрг/с/см<sup>2</sup> (рис.1.3), что отвечает светимости  $\sim 3 - 4 \cdot 10^{33}$  эрг/с. Из 460 и 196 источников, наблюдаемых в направлении на на БМО и ММО соответственно, подавляющее большинство являются активными ядрами галактик, наблюдаемыми “на просвет”. Используя звездную массу и темп звездообразования в этих галактиках, мы продемонстрировали, что популяция рентгеновских двойных доминирована массивными системами. Близость Магеллановых Облаков и угловое разреше-

ние обсерватории ХММ–Newton позволили на основе данных оптических и ИК каталогов идентифицировать массивные рентгеновские двойные на фоне превосходящей популяции АЯГ. Используя ожидаемые свойства оптических компаньонов массивных рентгеновских двойных, мы отобрали 28 и 50 источников в Большом и Малом Магеллановых Облаках из которых 9 и 32 источника классифицированы как надежные кандидаты в массивные рентгеновские двойные (таблицы 1.2, 1.3). Наглядно разделение рентгеновских источников на массивные рентгеновские двойные и АЯГ представлено на рис. 1.10.

Используя полученные каталоги, мы получили верхние и нижние пределы на поведение функций светимости массивных рентгеновских двойных в Магеллановых Облаках. Их обилие в БМО согласуется с предсказаниями, основанными на функции светимости массивных рентгеновских двойных, полученной в работе Гримм и др. (2003) и темпе звездообразования, полученном при помощи стандартных индикаторов, основанных на излучении в линии  $H\alpha$ , ИК и УФ диапазонах. Однако в ММО данные индикаторы предсказывают в несколько раз меньшее число систем, чем наблюдается. В то же время согласие удастся восстановить, если использовать темп звездообразования, полученный из анализа диаграмм цвет-светимость и темпа вспышек сверхновых. Поведение функций светимости в целом согласуется со степенным законом с наклоном 1.6 (Гримм и др., 2003). Однако на малых светимостях нижние пределы на распределение светимостей более плоские. Причиной этого могут быть как неопределенности процедуры идентификации массивных рентгеновских двойных, так и реальный физический эффект, как описано в главе 2 диссертации.

## 1.6 Приложение: Кросс-корреляция двух каталогов

Ниже рассмотрена задача кросс-корреляции каталогов рентгеновских и оптических источников в случае, когда только часть рентгеновских источников имеет оптические компаньоны, причем число последних заметно ниже общего числа звезд. Поиск пересечений рентгеновских источников со звездами производится внутри некоторого радиуса, называемого в дальнейшем радиусом поиска. В этом случае рентгеновские источники будут пересекаться как с истинными компаньонами, так и со случайными звездами поля. Мы показываем, что, рассматривая поведение кривой, описывающей зависимость числа совпадений от радиуса поиска, можно оценить число рентгеновских источников, имеющих истинные оптические компаньоны.

### 1.6.1 Случай постоянной плотности звезд поля

Число пересечений рентгеновских источников с оптическими внутри радиуса поиска  $r$  складывается из числа рентгеновских источников, имеющих истин-

ные оптические компаньоны внутри  $r$  и числа случайных совпадений:

$$N_{Xmatch} = N(1 - e^{-\rho\pi r^2}) + Me^{-\rho\pi r^2} \int_0^r \phi(r') dr', \quad (1.20)$$

где  $N$  – суммарное число рентгеновских источников,  $M$  – число рентгеновских источников, имеющих оптические компаньоны,  $\rho$  – плотность звезд поля (исключая звезды-компаньоны),  $\phi(r)$  – распределение расстояний между рентгеновскими источниками и их оптическими компаньонами. Первое слагаемое в данном уравнении отражает число случайных совпадений, т.е. число рентгеновских источников, имеющих как минимум одну звезду поля внутри радиуса поиска. Второе слагаемое представляет собой число истинных совпадений, лежащих внутри радиуса поиска. Экспонента в нем исключает источники, которые одновременно имеют совпадение со звездой-компаньоном и звездой поля, т.к. они уже включены в первое слагаемое. Предполагая, что все рентгеновские источники имеют одну и ту же ошибку на положение  $\sigma$  и что ошибка на положение оптических звезд мала ( $\phi(r) = r/\sigma^2 \cdot e^{-r^2/2\sigma^2}$ ), мы можем переписать это уравнение следующим образом:

$$N_{Xmatch} = N(1 - e^{-\rho\pi r^2}) + Me^{-\rho\pi r^2} (1 - e^{-r^2/2\sigma^2}). \quad (1.21)$$

Аппроксимируя зависимость  $N_{Xmatch}(r)$  при помощи этой формулы, можно определить число рентгеновских источников, имеющих оптические компаньоны  $M$ , плотность звезд  $\rho$  и ошибку на положение  $\sigma$ .

### 1.6.2 Случай переменной плотности звезд поля

В более реалистичном случае плотность звезд  $\rho$  варьируется как от поля к полю, так и от источника к источнику. Это может привести к существенным отклонениям кривой  $N_{Xmatch}(r)$  от предсказаний формулы (1.21). Вариации плотности звезд можно частично учесть, заменяя среднюю плотность звезд в первом слагаемом в формуле 1.21 локальными плотностями звезд около рентгеновских источников. Однако плотность  $\rho$  во втором члене напрямую рассчитать нельзя, т.к. она относится к рентгеновским источникам, имеющим реальные оптические совпадения, неизвестные нам априори. Таким образом, из формулы (1.21) получаем:

$$N_{Xmatch} = \sum_{i=1}^N (1 - e^{-\rho_i\pi r^2}) + Me^{-\rho\pi r^2} (1 - e^{-r^2/2\sigma^2}). \quad (1.22)$$

Локальные плотности  $\rho_i$  рассчитываются индивидуально для каждого рентгеновского источника. Плотность  $\rho$  теперь представляет собой плотность звезд поля около рентгеновских источников, имеющих оптические компаньоны. Параметрами фита в этом случае являются  $M$ , ошибка на положение рентгеновских источников  $\sigma$  и плотность  $\rho$ . Аппроксимируя зависимость  $N_{Xmatch}(r)$ , используя каталог рентгеновских источников, найденных обсерваторией ХММ, получаем

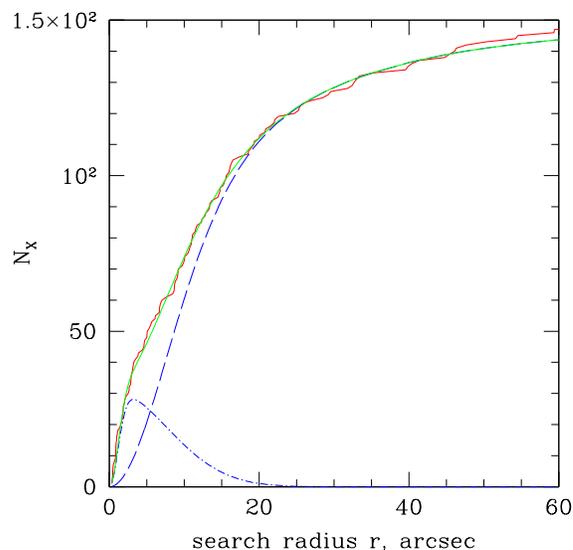


Рис. 1.11 Зависимость числа рентгеновских источников, имеющих пересечение со звездой от радиуса поиска и ее аппроксимация при помощи уравнения (1.22). Отдельно показаны вклад истинных совпадений с оптическими компаньонами (штрих-пунктирная кривая) и случайных пересечений со звездами поля (штриховая кривая).

число рентгеновских источников, имеющих истинные оптические компаньоны  $\sim 31$ , что близко к числу надежных кандидатов в массивные рентгеновские двойные в таблице 1.2 (см. рис. 1.11). Значение ошибки на положение, полученное из аппроксимации,  $\sigma \approx 1.2''$ , также близко к типичному значению ошибок для рентгеновских источников в нашем списке ( $\approx 0 - 2''$ ). Отметим также, что из формулы 1.22 следует, что вычитая первое слагаемое из зависимости  $N_{Xmatch}$  и домножая оставшуюся часть на  $e^{\rho\pi r^2}$ , можно получить зависимость числа истинных пересечений от радиуса поиска. Полученная таким образом зависимость приведена на рис. 1.12. Очевидно, что используя радиус поиска  $4''$ , мы детектируем подавляющее большинство рентгеновских источников с оптическими компаньонами.

### 1.6.3 Разброс в ошибках на положение рентгеновских источников

Очевидно, в реалистичном случае распределение ошибок на положения рентгеновских источников не является дельта функцией, как это предполагалось выше. С учетом этого уравнение (1.22) необходимо переписать следующим

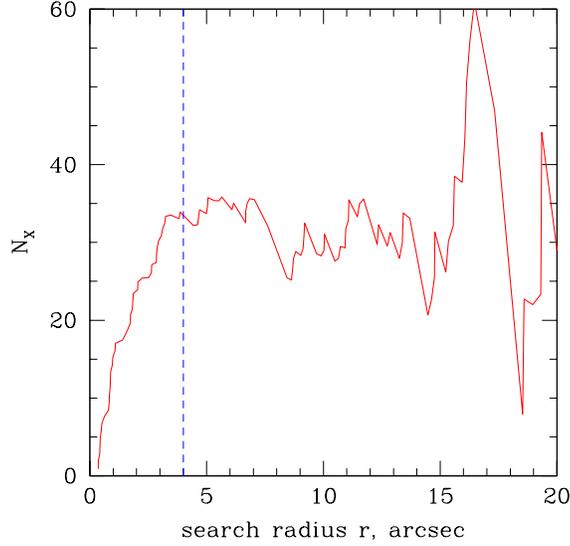


Рис. 1.12 Число истинных совпадений как функция радиуса поиска, оцененная при помощи уравнения (1.22) (раздел 1.6.2). Вертикальная линия показывает радиус поиска  $r=4''$ . Ясно, что подавляющее большинство рентгеновских источников с истинными оптическими совпадениями лежит внутри радиуса поиска.

образом:

$$N_{Xmatch} = \sum_i (1 - e^{-\rho_i \pi r^2}) + M e^{-\rho \pi r^2} \cdot \int \int \phi(r', \sigma) g(\sigma) d\sigma dr', \quad (1.23)$$

где  $\phi(r, \sigma) \propto r e^{-r^2/2\sigma^2}$  – распределение расстояний между рентгеновским источником и оптическим-компаньоном для заданного  $\sigma$ , а  $g(\sigma)$  – распределение ошибок на положение рентгеновских источников. Для того, чтобы показать, что разброс не изменит существенно результаты, полученные выше, мы предположили, что распределение ошибок следует степенному закону  $g(\sigma) \propto \sigma^\alpha$  в интервале  $\sigma = 0.2 - 2.3''$ . В данном случае параметрами фита являются число  $M$ , плотность звезд  $\rho$  и наклон  $\alpha$ . Аппроксимируя зависимость  $N_{Xmatch}(r)$  при помощи этой формулы, мы получили  $M=34$ , что хорошо согласуется с числом кандидатов в массивные рентгеновские двойные в таблице 1.2.

Таблица 1.2. Кандидаты в массивные рентгеновские двойные в БМО

Номер	RA	DEC	$F_{X}^1$ , эрг/с/см <sup>-2</sup>	$L_{X}^1$ , эрг/с	$m_R$	Комментарии
<i>Надежные<sup>(3)</sup></i>						
1	05 38 56.7	-64 05 03	$2.67 \cdot 10^{-11}$	$8.0 \cdot 10^{36}$	16.7	LMC X-3
2	05 31 13.1	-66 07 07	$3.01 \cdot 10^{-12}$	$9.0 \cdot 10^{35}$	14.0	Be/X EXO053109–6609
3	05 30 11.4	-65 51 23.4	$6.59 \cdot 10^{-13}$	$2.0 \cdot 10^{35}$	14.7	Be/X ? 272s pulsar <sup>(2)</sup>
4	05 31 15.4	-70 53 50	$5.25 \cdot 10^{-13}$	$1.6 \cdot 10^{35}$	13.6	
5	05 41 34.7	-68 25 50	$2.04 \cdot 10^{-13}$	$6.1 \cdot 10^{34}$	14.0	
6	05 29 47.7	-65 56 43	$1.51 \cdot 10^{-13}$	$4.5 \cdot 10^{34}$	14.6	Be/X RXJ0529.8–6556
7	05 32 32.5	-65 51 41	$5.93 \cdot 10^{-14}$	$1.8 \cdot 10^{34}$	13.4	OB RXJ0532.5–6551
8	05 20 29.4	-69 31 56	$4.05 \cdot 10^{-14}$	$1.2 \cdot 10^{34}$	14.1	RXJ0520.5–6932
9	05 31 18.2	-66 07 30	$3.42 \cdot 10^{-14}$	$1.0 \cdot 10^{34}$	16.0	
<i>Прочие ист.<sup>(4)</sup></i>						
10	05 23 00.0	-70 18 32	$7.93 \cdot 10^{-14}$	$2.4 \cdot 10^{34}$	17.3	M
11	05 37 17.0	-64 12 17	$6.19 \cdot 10^{-14}$	$1.9 \cdot 10^{34}$	17.2	GSC, N
12	05 41 23.4	-69 36 34	$5.84 \cdot 10^{-14}$	$1.8 \cdot 10^{34}$	17.1	C
13	04 53 11.8	-68 39 47	$5.71 \cdot 10^{-14}$	$1.7 \cdot 10^{34}$	16.7	C
14	05 30 02.3	-71 00 46	$5.3 \cdot 10^{-14}$	$1.6 \cdot 10^{34}$	14.9	USNO-B
15	05 44 34.3	-68 28 14	$4.99 \cdot 10^{-14}$	$1.5 \cdot 10^{34}$	17.4	USNO-B
16	05 20 13.6	-69 09 42	$4.72 \cdot 10^{-14}$	$1.4 \cdot 10^{34}$	16.0	M
17	05 18 03.7	-69 01 14	$3.51 \cdot 10^{-14}$	$1.1 \cdot 10^{34}$	17.1	USNO-B
18	05 33 46.9	-70 59 15.4	$3.46 \cdot 10^{-14}$	$1.0 \cdot 10^{34}$	14.4	C
19	05 40 43.6	-64 01 45	$3.36 \cdot 10^{-14}$	$1.0 \cdot 10^{34}$	17.1	C
20	05 24 15.3	-70 04 35	$2.80 \cdot 10^{-14}$	$8.4 \cdot 10^{33}$	17.0	USNO-B
21	05 27 33.0	-65 34 47	$2.77 \cdot 10^{-14}$	$8.3 \cdot 10^{33}$	16.2	M
22	05 27 02.0	-70 05 16	$2.75 \cdot 10^{-14}$	$8.3 \cdot 10^{33}$	17.4	USNO-B
23	05 23 15.2	-70 14 38	$2.35 \cdot 10^{-14}$	$7.1 \cdot 10^{33}$	16.1	USNO-B
24	05 27 02.6	-67 27 28	$2.11 \cdot 10^{-14}$	$6.3 \cdot 10^{33}$	14.4	USNO-B, N
25	05 21 07.6	-69 03 01	$1.66 \cdot 10^{-14}$	$5.0 \cdot 10^{33}$	16.4	USNO-B
26	05 27 31.5	-65 20 34	$1.58 \cdot 10^{-14}$	$4.7 \cdot 10^{33}$	17.3	USNO-B
27	05 26 55.5	-65 20 49	$1.41 \cdot 10^{-14}$	$4.2 \cdot 10^{33}$	17.5	C
28	05 25 03.6	-70 08 16	$1.37 \cdot 10^{-14}$	$4.1 \cdot 10^{34}$	17.4	USNO-B
<i>30 Dor</i>						
29	05 38 44.2	69 06 08	$8.35 \cdot 10^{-13}$	$2.5 \cdot 10^{35}$		WR в R136
30	05 38 41.7	69 05 14	$1.03 \cdot 10^{-13}$	$3.1 \cdot 10^{34}$		WR в R140

Комментарии: USNO-B – оптическое пересечение только со звездой каталога USNO-B; GSC – оптическое пересечение только со звездой каталога GSC; M – много непересекающихся оптических совпадений; C – сомнительные фотометрические цвета; N – возможно, не является массивной рентгеновской двойной;

<sup>1</sup> диапазон энергий 2–10 кэВ

<sup>2</sup>(Хаберл и др., 2003)

<sup>3</sup>свойства оптической звезды согласуются со свойствами оптических компаньонов массивных рентгеновских двойных

<sup>4</sup>имеющейся информации недостаточно для надежной классификации источника

<sup>5</sup>цвет B–V из каталога Лю и др. (2000)

<sup>6</sup>цвет B–V

Таблица 1.3. Кандидаты в массивные рентгеновские двойные в ММО

Номер	RA	DEC	$L_X^1$ , эрг/с	$m_V$		Комментарии
<i>Надежные<sup>(3)</sup></i>						
1	01 17 05.2	-73 26 38	$3.8 \cdot 10^{38}$	13.2	p, ob	SMC X-1 P=0.717s (2)
2	00 47 23.3	-73 12 28	$1.4 \cdot 10^{36}$	16.	p	RX(AX)J0047.3-7312 P=263s (2)
3	00 51 52.3	-73 10 34	$1.1 \cdot 10^{36}$	14.5	p,em	RXJ0051.9-7311=AXJ0051.6-7311 P=172s (2)
4	00 49 42.0	-73 23 14	$6.4 \cdot 10^{35}$	14.9	p,em	RXJ0049.7-7323=AXJ0049.5-7323 P=755.5s (2)
5	00 57 50.4	-72 07 55	$6.1 \cdot 10^{35}$	15.7	p,em	CXOUJ005750.3-720756 P=152.3s (2)
6	00 54 55.9	-72 45 10	$5.2 \cdot 10^{35}$	15.0	p,em	AXJ0054.8-7244 P=500s(2,3)
7	00 57 49.6	-72 02 35	$4.6 \cdot 10^{35}$	15.7	p,em	RXJ0057.8-7202=AXJ0058-72.0 P=280.4s (2)
8	01 01 20.8	-72 11 17	$4.0 \cdot 10^{35}$	15.6	p,em	RXJ0101.3-7211 P=455s (2)
9	01 01 52.1	-72 23 34	$4.0 \cdot 10^{35}$	14.9	em, ob	AXJ0101.8-7223(2)
10	00 55 18.5	-72 38 52	$3.6 \cdot 10^{35}$	15.9	p	P=702s (3)
11	00 59 20.9	-72 23 15	$3.5 \cdot 10^{35}$	15.0	p	XMMUJ005921.0-722317 P=202s (4)
12	00 50 57.3	-73 10 09	$3.3 \cdot 10^{35}$	14.4	em	RXJ0050.9-7310=AXJ0050.8-7310 (2)
13	00 50 44.6	-73 16 05	$2.9 \cdot 10^{35}$	15.5	p,em	RXJ0050.8-7316 AXJ0051-733 P=323.2 (2)
14	01 03 13.4	-72 09 13	$2.7 \cdot 10^{35}$	14.8	p,em	SAXJ0103.2-7209=AXJ0103.2-7209 P=345.2 (2)
15	00 58 12.4	-72 30 50	$2.0 \cdot 10^{35}$	14.9	em <sup>5</sup>	RXJ0058.2-7231 (2,5)
16	00 55 28.5	-72 10 57	$1.8 \cdot 10^{35}$	16.8	p	CXOUJ005527.9-721058 P=34s (6)
17	00 49 13.7	-73 11 38	$1.3 \cdot 10^{35}$	16.4	em	=(?)AXJ0049-732(P=9s) RXJ0049.2-7311 (2,7,10)
18	00 48 34.3	-73 02 31	$9.9 \cdot 10^{34}$	14.8	em, ob	RXJ0048.5-7302 (2)
19	00 54 56.4	-72 26 48	$8.1 \cdot 10^{34}$	15.3	p,em	XTEJ0055-724 P=59s (2)
20	01 05 55.3	-72 03 51	$6.6 \cdot 10^{34}$	15.7	em	RXJ0105.9-7203 AXJ0105.8-7203 (2)
21	01 01 37.4	-72 04 18	$6.1 \cdot 10^{34}$	16.3	em	RXJ0101.6-7204 (2)
22	00 56 15.2	-72 37 54	$4.9 \cdot 10^{34}$	14.6	em, ob	
23	00 57 36.1	-72 19 33	$4.8 \cdot 10^{34}$	16.0	em,p	CXOUJ005736.2-721934 P=565s (2)
24	00 57 24.0	-72 23 57	$4.0 \cdot 10^{34}$	14.7	ob	
25	00 49 29.9	-73 10 58	$3.5 \cdot 10^{34}$	16.2	em	=(?)AXJ0049-732(P=9s)(2,7)
26	01 05 08.1	-72 11 48	$3.5 \cdot 10^{34}$	15.7	em	RXJ0105.1-7211 AXJ0105-722 P=3.34s? (2)
27	01 03 37.7	-72 01 35	$3.4 \cdot 10^{34}$	14.7	em	RXJ0103.6-7201 (2)
28	01 19 39.0	-73 30 14	$3.3 \cdot 10^{34}$	15.9	em	(4)
29	01 01 03.0	-72 07 01	$2.7 \cdot 10^{34}$	15.8	em	RXJ0101.0-7206 P=304.5 (2)
30	01 00 30.3	-72 20 32	$2.1 \cdot 10^{34}$	14.6	em, ob	XMMUJ010030.2-722035 (2)
31	00 56 05.8	-72 21 57	$2.0 \cdot 10^{34}$	15.9	p,em	XMMUJ005605.2-722200 P=140.1 (2)
32	00 50 47.9	-73 18 12	$8.7 \cdot 10^{33}$	15.6	em	
<i>Прочие ист.<sup>(4)</sup></i>						
33	00 55 34.9	-72 29 05	$2.1 \cdot 10^{35}$	14.7		
34	00 48 18.8	-73 21 00	$1.1 \cdot 10^{35}$	16.2		
35	01 00 42.9	-72 11 32	$1.1 \cdot 10^{35}$	17.7	p	CXOUJ010043.1-721134 AXP? P=8s (8)
36	00 54 32.2	-72 18 09	$7.2 \cdot 10^{34}$	16.6		
37	00 54 03.6	-72 26 30	$6.6 \cdot 10^{34}$	14.9		
38	00 56 18.7	-72 28 02	$3.9 \cdot 10^{34}$	15.3		скопление NGC330
39	01 00 37.2	-72 13 16	$2.5 \cdot 10^{34}$	16.7		
40	00 48 33.4	-73 23 55	$2.5 \cdot 10^{34}$	17.7		
41	00 54 41.1	-72 17 20	$2.1 \cdot 10^{34}$	15.7		
42	00 47 19.9	-73 08 22	$2.0 \cdot 10^{34}$	17.3		
43	00 53 35.8	-72 34 24	$1.7 \cdot 10^{34}$	17.2		
44	01 04 37.4	-72 06 30	$1.4 \cdot 10^{34}$	18.0		
45	01 00 22.9	-72 11 27	$1.2 \cdot 10^{34}$	17.0		
46	00 48 04.0	-73 17 01	$1.2 \cdot 10^{34}$	17.0		
47	00 49 05.4	-73 14 10	$1.0 \cdot 10^{34}$	18.0		
48	01 03 28.3	-72 06 51	$1.0 \cdot 10^{34}$	16.5		
49	00 48 14.9	-73 10 03	$8.6 \cdot 10^{33}$	15.3		=(?)AXJ0048.2-7309 (2,9)
50	00 50 20.2	-73 11 17	$8.6 \cdot 10^{33}$	17.0		

– энергетический диапазон 2–10 кэВ, предполагая расстояние 60 кpc; <sup>2</sup> – см. работу Хаберл и Питч (2004а) и ссылки в ней; <sup>3</sup> – Хаберл и др. (2004); <sup>4</sup> – Малжид и др. (2004); <sup>5</sup> – Эдж и Кое (2003); <sup>6</sup> – Эдж и др. (2004); <sup>7</sup> – Филипович и др. (2000); <sup>8</sup> – Лэмб и др. (2002); <sup>9</sup> – Йокогава и др. (2003); <sup>10</sup> – Кое и др. (2004); p – пульсар; em – источник имеет совпадение в каталоге Мейссониер и Аззопарди (1993); ob – классифицирован в работе Эванс и др. (2004) как звезда OB-класса.

## Глава 2

# Функция светимости массивных рентгеновских двойных и эффект “пропеллера”

В зависимости от природы компактного объекта рентгеновские двойные можно подразделить на два класса – системы с черными дырами и системы с нейтронными звездами. Известно, что представители последнего являются существенно более многочисленными среди рентгеновских двойных нашей Галактики (Лю и др., 2000) и Магеллановых Облаков (Корбе и др., 2004). В наблюдательных проявлениях этих двух типов систем есть существенные различия, связанные с наличием у нейтронной звезды твердой поверхности и нередко сильно-го магнитного поля. Последний фактор особо важен для массивных рентгеновских двойных. Действительно, вследствие того, что массивные рентгеновские двойные являются молодыми объектами, типичные магнитного поля на поверхности нейтронной звезды составляют  $\sim 10^{12}$  Гс. Такие поля достаточно велики, чтобы существенно изменить структуру аккреционного потока вблизи компактного объекта. В результате, в то время как в случае рентгеновских двойных с черными дырами аккреционный диск может простирается вплоть до последней устойчивой орбиты, в массивных рентгеновских двойных с нейтронными звездами аккреционный диск вблизи компактного объекта сменяется магнитосферным потоком, где вещество двигается вдоль силовых линий поля (Лэмб и др., 1973). Это служит причиной, к примеру, возникновения такого феномена, как рентгеновские пульсары в двойных системах.

Наличие около нейтронной звезды магнитосферы, вращающейся с ее угловой скоростью, может привести к ряду интересных эффектов, одним из которых является так называемый эффект “пропеллера”. Размер магнитосферы определяется соотношением между энергией магнитного поля и энергией аккрецируемого вещества, т.е. определяется темпом аккреции и магнитным полем нейтронной звезды. Каноническим значением для  $R_m$  является (например, Лэмб и др.,

1973):

$$R_m = 1.4 \cdot 10^9 R_6^{10/7} M_{1.4}^{1/7} B_{12}^{4/7} L_{35}^{-2/7} \text{ см} \quad (2.1)$$

где  $R_6$  – радиус нейтронной звезды в единицах  $10^6$  см,  $M_{1.4}$  – ее масса, поделенная на  $1.4M_\odot$ ,  $B_{12}$  напряженность магнитного поля на поверхности нейтронной звезды, выраженная в единицах  $10^{12}$  Гс,  $L_{35}$  – рентгеновская светимость в единицах  $10^{35}$  эрг/с. При выводе данной формулы предполагалось, что темп аккреции на нейтронную звезду связан с ее светимостью посредством соотношения  $L_X = (GM_{NS}/R_{NS})\dot{M}$ . Характер взаимодействия аккреционного диска с магнитосферой нейтронной звезды определяется отношением угловой скорости нейтронной звезды  $\Omega_*$  к Кеплеровской скорости вращения на радиусе магнитосферы  $\Omega_K(R_m)$ ,  $\omega = \Omega_*/\Omega_K(R_m)$ . Действительно, при малых значениях параметра  $\omega$  ( $\omega \lesssim 1$ ), магнитосфера вращается медленнее, чем вещество вне ее и система проявляет себя как рентгеновский пульсар. Однако при  $\omega \gtrsim 1$  ситуация обратная – магнитосфера вращается быстрее и, таким образом, существует центробежный барьер для аккреции вещества на нейтронную звезду (Илларионов и Сюняев, 1975). В этом случае говорят, что система находится в режиме “пропеллера”. Вещество отбрасывается из системы и рентгеновская светимость ее крайне низка.

Детали взаимодействия аккреционного потока с магнитосферой нейтронной звезды, особенно при больших значениях параметра  $\omega$ , изучены слабо. Например, на данный момент неизвестна даже глобальная конфигурация магнитного поля в системе аккреционный диск–вращающаяся нейтронная звезда. В частности, были предложены модели в которых: магнитное поле связывает нейтронную звезду с диском только посредством взаимодействия магнитосферы с его внутренней частью; стационарная конфигурация в которой магнитное поле нейтронной звезды входит в диск на протяжении значительного диапазона радиусов; нестационарная конфигурация в которой чередуются циклы предыдущих состояний за счет размыкания и последующего перезамыкания магнитных силовых линий (см. например работу Узденский, 1998, и ссылки в ней). В пользу нестационарной картины говорят и результаты численного моделирования (Устюгова и др., 2006). Критическое значение параметра  $\omega = \omega_{prop}$ , при котором происходит переход в режим “пропеллера”, также является довольно неопределенным. Согласно выводам, полученным в работе Спруит и Таам (1993), аккреция все еще возможна в небольшом интервале значений  $\omega \gtrsim 1$ . Авторы предположили, что критическое значение параметра  $\omega$  составляет  $\omega \gtrsim \sqrt{v_K/c_s}$ , где  $c_s$  – скорость звука на границе магнитосферы. Это значение может быть очень большим для стандартного диска Шакуры-Сюняева (Шакура и Сюняев, 1973),  $\omega \gg 1$ . Однако применимость этого решения на границе магнитосферы вызывает сомнения (напр. Спруит и Таам, 1993). Кроме того, из-за диссипации ударных волн, порождаемых вращающейся магнитосферой (Илларионов и Сюняев, 1975), внутренний край диска может быть довольно горячим. С другой стороны, необходимость учета горячей атмосферы вокруг нейтронной звезды побудила Дэвиса и Прингла (1981) кроме режима сверхзвукового “пропеллера” ввести

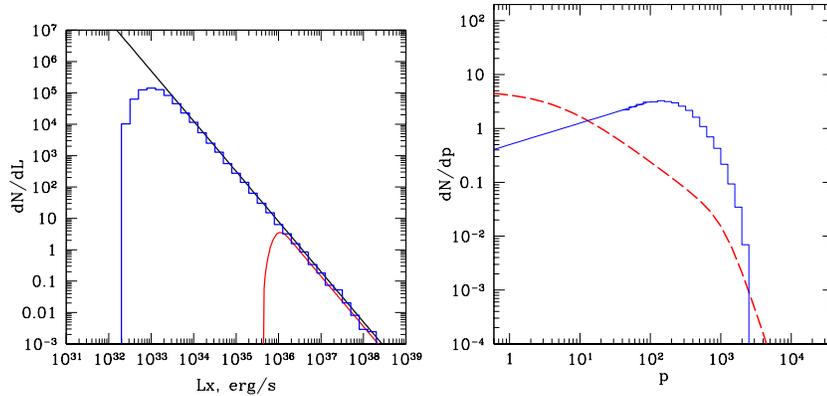


Рис. 2.1 Слева: Распределение светимостей массивных рентгеновских двойных, рассчитанное с учетом эффекта “пропеллера”. Кривая показывает результаты, полученные при помощи модели замедления Илларионова и Сюняева (1975), гистограмма – при помощи модели Гоша и Лэмба (1979). Прямая линия показывает степенное распределение с наклоном 1.6 (Гримм и др., 2003). Справа: Равновесное распределение периодов вращения нейтронных звезд в массивных рентгеновских двойных (прямая и гистограмма) и аналитическая аппроксимация наблюдаемого распределения периодов (штриховая кривая).

режим “дозвукового пропеллера”, который может работать и при сравнительно низких значениях  $\omega_{prop}$ .

Прояснить аспекты взаимодействия аккреционного потока с вращающейся магнитосферой нейтронной звезды, очевидно, помогли бы наблюдательные данные. Однако наблюдения перехода нейтронных звезд в стадию “пропеллера” довольно малочисленны (например, Кампана, 1997) и, более того, зачастую допускают альтернативную интерпретацию, поэтому любые наблюдательные результаты в этой области имеют большую ценность. Ниже мы показываем, что методом изучения режима “пропеллера”, альтернативным наблюдению индивидуальных источников может служить анализ функции светимости популяции массивных рентгеновских двойных.

## 2.1 Эффект “пропеллера” и функция светимости массивных рентгеновских двойных

### 2.1.1 Эволюция нейтронной звезды в массивных рентгеновских двойных

Рассмотрим вкратце основные стадии эволюции нейтронной звезды в массивных рентгеновских двойных (подробнее см., например, Илларионов и Сюняев, 1975; Липунов, 1987). Нейтронные звезды рождаются с малыми периодами

вращения,  $P_{init} \ll 1$  с и сильными магнитными полями,  $B_{init} \gtrsim 10^{12}$  Гс. В качественной картине, построенной ниже, мы пренебрегаем эволюцией последних, как и вариациями темпа аккреции  $\dot{M}$  и концентрируемся только на эволюции периода вращения нейтронной звезды. Молодая нейтронная звезды первоначально находится в фазе “эжектора”, замедляясь за счет магнитодипольных потерь. С течением времени давление пульсарного ветра падает и аккрецируемое вещество проникает под световой цилиндр нейтронной звезды, после чего начинается новая стадия в жизни массивной рентгеновской двойной - “пропеллер”. В стадии “пропеллера” нейтронная звезда также замедляется, но уже за счет взаимодействия вращающейся магнитосферы с аккреционным потоком. В какой-то момент период вращения достигает равновесного значения  $P_{eq} = P_{eq}(\dot{M}, B)$ , при котором  $\Omega_* \approx \Omega_K(R_m)$  ( $\omega \approx 1$ ), в результате чего начинается аккреция на нейтронную звезду и светимость системы существенно возрастает. В последующее время массивная рентгеновская двойная находится вблизи равновесного периода, периодически ускоряясь и замедляясь (Липунов, 1987). Таким образом, если пренебречь эволюцией оптического компаньона, все наблюдаемые пульсары должны находиться вблизи равновесных периодов, зависящих от  $\dot{M}$  и  $B$ . Это подтверждается и наблюдениями – известно, например, что в массивных рентгеновских двойных с Be компаньонами периоды вращения нейтронных звезд коррелируют со светимостью/орбитальным периодом системы (Корбе, 1986; Маджид и др., 2004).

Рассмотрим, какой эффект данная картина может иметь на функцию светимости массивных рентгеновских двойных. Очевидно, что последняя определяется главным образом распределением темпов аккреции на компактный объект, которое в свою очередь связано с распределениями параметров орбиты двойных систем и свойств оптических компаньонов. Наблюдения нашей и других галактик в рентгеновском диапазоне показали, что в области светимостей  $L_X \gtrsim 10^{35} - 10^{36}$  эрг/с распределение светимостей (=темпов аккреции) следует степенному закону,  $dN/dL \propto L^{-1.6}$  (Гримм и др., 2003). Такая зависимость согласуется с простейшими предсказаниями, основанными на соотношениях масса-светимость и масса-радиус для массивных звезд (Постнов, 2003). Однако поведение функции светимости на малых светимостях ( $L_X \lesssim 10^{34}$  эрг/с) практически не исследовано вследствие того, что эта область находится на предельной чувствительности даже при наблюдении близких галактик такими обсерваториями, как Chandra и XMM-Newton. Как будет показано ниже, на таких светимостях можно ожидать искажение ее формы вследствие эффекта “пропеллера”. Действительно, рассмотрим время замедления нейтронной звезды до равновесного периода. Простейший качественный анализ эволюции по цепочке “эжектор”-“пропеллер”-аккретор дает для времени замедления систем, аккрецирующих из звездного ветра, следующее выражение (Илларионов и Сюняев, 1975):

$$t_A = 4 \cdot 10^8 h^{-3/7} \dot{\mu}^{-11/14} v_0^{1/2} m_r^{-1/7} \text{ лет}, \quad (2.2)$$

где  $h$  - магнитное поле в единицах  $10^{11}$  Гс,  $\dot{\mu}$  – темп аккреции вещества в  $10^{15}$  г/с,  $v_0$  – скорость звездного ветра в  $10^3$  км/с и  $m_r$  – масса нейтронной звезды в мас-

сах Солнца. Для систем со светимостью  $10^{35}$  эрг/с, магнитным полем  $3 \cdot 10^{12}$  Гс и  $v_0=0.4$  получаем  $t_A \sim 100$  млн. лет, что превышает времена жизни оптических компаньонов в массивных рентгеновских двойных (см. главу 3 диссертации). Это означает, что системы с малыми  $\dot{M}$  никогда не выйдут из стадии “пропеллера”, что приведет к завалу на функции светимости.

Детальный расчет искажения функции светимости требует рассмотрения эволюции как периода вращения, так и магнитного поля нейтронной звезды для ансамбля двойных систем с разными  $\dot{M}$ ,  $B_{init}$  и  $P_{init}$ . Задача еще больше усложняется необходимостью учитывать эволюцию оптического компаньона и, таким образом, темпа аккреции, режим дозвукового “пропеллера” и т.д. Однако нашей целью является демонстрация принципиальной возможности использовать функции светимости массивных рентгеновских двойных в близких галактиках (и в особенности Магеллановых Облаках), наблюдаемых при помощи обсерваторий XMM-Newton и Chandra, для прояснений физики взаимодействия аккреционного потока с магнитосферой нейтронной звезды. Другими словами, нас интересует возможная амплитуда эффекта на светимостях порядка  $10^{33-34}$  эрг/с. Поэтому в дальнейшем мы ограничиваемся приближенными оценками, пренебрегая деталями.

### 2.1.2 Качественная модель

Качественный анализ характера искажения функции светимости можно сделать путем сравнения времен замедления систем до начала аккреции,  $t_A$  с временами жизни оптических компаньонов массивных рентгеновских двойных. Мы предполагаем, что исходное распределение темпов аккреции следует степенному закону,  $dN/d\dot{M} \propto \dot{M}^{-1.6}$ , в широком диапазоне  $\dot{M}$ . В качестве характерного времени жизни оптического компаньона мы берем  $t_0=10$  млн. лет. Для качественной оценки мы принимаем, что все системы имеют одну и ту же скорость ветра,  $v_0=0.4$ . Очевидно, что в рамках такого подхода доля теряемых слабых источников зависит от числа систем, имеющих магнитные поля для которых  $t_A(B, \dot{M}) > t_0$  (см. ф-лу (2.2)):

$$\frac{dN}{dL} = \frac{R_{NS}}{GM_{NS}} \frac{dN}{d\dot{M}} \propto \dot{M}^{-1.6} \int_{t_A(B, \dot{M}) < t_0} \frac{dn}{dB} dB \quad (2.3)$$

Здесь мы предположили, что системы в режиме “пропеллера” имеют светимость ниже порога регистрации. Мы считаем, что магнитные поля нейтронных звезд лежат в диапазоне  $10^{12} - 10^{13}$  Гс и распределены согласно следующему закону:

$$\frac{dn}{dB} = n_0 \exp\left(\frac{(\log(B) - \log(B_0))^2}{2\sigma_B^2}\right) \quad (2.4)$$

$$10^{12} \text{ Гс} < B < 10^{13} \text{ Гс}$$

с параметрами  $\log(B_0) = 12.4$  и  $\sigma_B = 0.2$ . Данная зависимость вместе с наблюдаемым распределением магнитных полей пульсаров в массивных рентгеновских

двойных (Кобурн и др., 2002) показаны на правой панели рис. 2.2. Мы также предполагаем, что магнитные поля не эволюционируют со временем.

Функция светимости, рассчитанная согласно вышеописанной процедуре, приведена на рис. 2.1. Из рисунка ясно, что в такой модели завал на функции светимости должен наблюдаться для систем со светимостями  $\lesssim 10^{36}$  эрг/с. Это противоречит наблюдениям, в том числе изложенным в первой главе диссертации, т.к. на данный момент известно значительное число массивных рентгеновских двойных, обладающих меньшими светимостями.

Очевидно, что темп замедления нейтронной звезды существенно зависит от того идет ли аккреция через диск или через ветер и от характера взаимодействия аккреционного потока с магнитосферой нейтронной звезды. В качестве примера мы рассчитываем характер искажения функции светимости, пользуясь темпом замедления нейтронной звезды из модели Гоша и Лэмба (1979). Авторы рассмотрели случай аккреции через диск, предполагая, что магнитное поле пронизывает его в широком диапазоне радиусов. Это приводит к появлению дополнительного момента, тормозящего нейтронную звезду. Отметим, что строго говоря эта модель не применима для систем в режиме “пропеллера”, т.к. в ней отсутствуют решения для значений параметра  $\omega$ , превышающих единицу. Поэтому, следуя рассуждениям Элснера и др. (1980), для расчета темпа замедления мы используем формулу (15) из работы Гоша и Лэмба (1979), предполагая  $\omega = 0.9$  (т.е. вблизи перехода аккретора в “пропеллер”). Дальнейший расчет выполняется методом Монте-Карло. Мы создаем модельную популяцию систем, обладающих малыми начальными периодами вращения,  $P_{init}=0.01$  с и рассчитываем для них суммарное время эволюции по цепочке “эжектор”-”пропеллер”-аккретор. Магнитные поля нейтронных звезд берутся из распределения, описываемого ф-лой (2.4). Предполагается, что переход между фазами “эжектора” и “пропеллера” происходит в тот момент, когда на радиусе светового цилиндра давление пульсарного ветра совпадает с давлением вещества диске,  $L/4\pi r_c^2 c = \rho V^2$ . Светимость пульсара принимается равной

$$L = 4 \cdot 10^{29} h^2 P^{-4} \text{ эрг/с.}$$

Равновесный период, соответствующий переходу “пропеллера” в аккретор рассчитывается согласно формуле (13) из работы Илларионова и Сюняева (1975).

Полученная функция светимости приведена на рис. 2.1. Очевидно, что в такой модели времена замедления значительно меньше и, соответственно, завал на функции светимости становится заметен только для систем с  $L \lesssim 10^{33}$  эрг/с. Таким образом, по поведению функции светимости массивных рентгеновских двойных можно судить о характере аккреции в системе и взаимодействии аккреционного потока с магнитным полем нейтронной звезды.

### 2.1.3 Эффект “пропеллера” и распределение периодов вращения нейтронных звезд

Эффект “пропеллера” должен проявлять себя не только в поведении функции светимости, но также и в распределении периодов нейтронных звезд в массивных рентгеновских двойных. Действительно, как было отмечено выше, в идеальной ситуации все наблюдаемые массивные рентгеновские двойные должны иметь периоды близкие к равновесным,  $P_{eq} = P_{eq}(\dot{M}, B)$ . Ожидаемое равновесное распределение периодов легко рассчитать, зная распределения темпов аккреции и магнитных полей. Для качественной оценки зависимости мы как и ранее предполагаем, что  $dN/d\dot{M} \propto \dot{M}^{-1.6}$  (Гримм и др., 2003) и что все системы имеют одно и то же магнитное поле. Пользуясь выражением для равновесного периода из работы Илларионов и Сюняев (1975), получаем:

$$\left(\frac{dN}{dP}\right)_{eq} = \frac{dN}{d\dot{M}} \frac{d\dot{M}}{dP_{eq}} \propto P^{0.4} \quad (2.5)$$

В тоже время в области больших периодов начинает сказываться эффект пропеллера, поэтому на распределении будет наблюдаться завал. На рис. 2.1 мы приводим распределение периодов аккрецирующих систем, полученное в модели, основанной на темпе замедления из работы Гоша и Лэмба (1979). Очевидно, что максимальное значение периода на нем отражает светимость (через  $\dot{M}(P_{eq}, B)$ ), на которой начинает сказываться эффект “пропеллера”. На рисунке 2.1 также приведена аппроксимация наблюдаемых распределений периодов пульсаров в нашей Галактике (Лю и др., 2000) и ММО (Корбе и др., 2004) (см. также рисунок 2.2). Распределение периодов более подвержено неопределенностям, чем распределение светимостей, что связано с трудностями регистрации пульсаций от слабых источников и сложностью детектирования длинных периодов. Вероятно, это основные причины, приводящие к тому, что наблюдаемое распределение периодов сильно отклоняется от предсказываемого (см. рисунки 2.1 и 2.2). Другим фактором, приводящим к искажению распределения, может быть, например, эволюция оптического компаньона, в результате чего часть систем может находиться вне равновесия. Кроме того, максимальные периоды могут быть больше, чем предсказываемые ф-лой (13) из работы Илларионова и Сюняева (1975) вследствие эффекта дозвукового “пропеллера” (Дэвис и Прингл, 1981).

Тем не менее, в простейшем рассмотрении, если предположить, что максимальный период на наблюдаемых распределениях соответствует действительности, то из его равенства максимальному периоду модельного распределения следует, что модель близка к истине. В это случае искажение функции светимости должно быть существенным на светимостях  $\lesssim 10^{33}$  эрг/с (рис. 2.1).

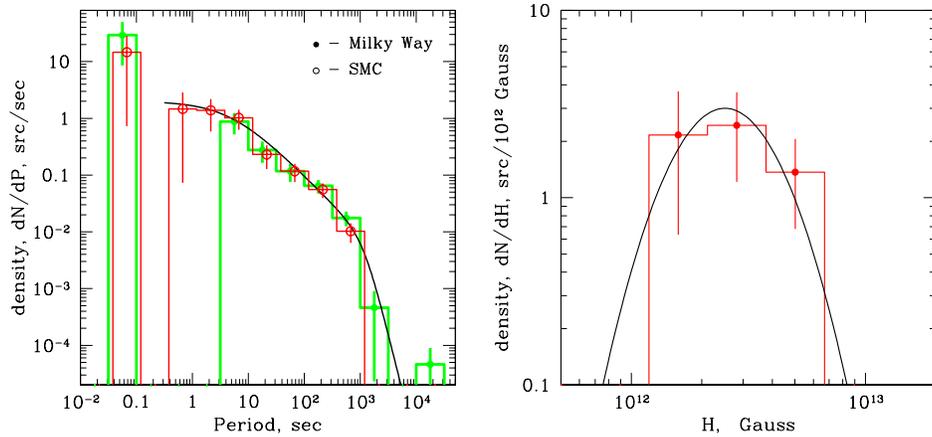


Рис. 2.2 Распределение периодов вращения (слева) и напряженностей магнитных полей (справа, Кобурн и др. (2002)) нейтронных звезд в массивных рентгеновских двойных и их аналитические аппроксимации, используемые для вычислений. Распределения периодов показаны для систем в нашей Галактике (Лю и др., 2000) и ММО (Корбе и др., 2004).

## 2.2 Сравнение с наблюдениями

Степень влияния эффекта “пропеллера” на функцию светимости массивных рентгеновских двойных, очевидно, зависит от числа систем с черными дырами. Как уже было отмечено выше, доля таких систем сравнительно невелика. Согласно каталогу массивных рентгеновских двойных из работы Лю и др. (2000), в 50 из 85 систем в нашей Галактике зарегистрированы пульсации. Среди оставшихся 35 источников только несколько имеют надежную идентификацию компактного объекта с черной дырой. Поэтому доля массивных рентгеновских двойных с черными дырами составляет  $0.04 \lesssim f_{bh,MW} \lesssim 0.45$ . В случае Малого Магелланова Облака аналогичная оценка будет еще меньше. Поэтому поведение функции светимости будет доминировано системами с нейтронными звездами и в ней можно напрямую искать предсказанный эффект.

На рисунке 2.3 мы приводим кумулятивную функцию светимости массивных рентгеновских двойных в Малом Магеллановом Облаке, полученную в первой главе диссертационной работы. Верхняя сплошная гистограмма соответствует всем источникам из таблицы 1.3, нижняя - надежным кандидатам в массивные рентгеновские двойные. Эти гистограммы можно интерпретировать, как верхний и нижний пределы на истинную функцию светимости массивных рентгеновских двойных в ММО. Штриховые гистограммы соответствуют массивным рентгеновским двойным, идентифицированным по данным обсерватории ASCA (Йокогава и др., 2003). Для того, чтобы их можно было сравнивать с данными XMM-Newton, мы перенормируем их согласно доле темпа звездо-

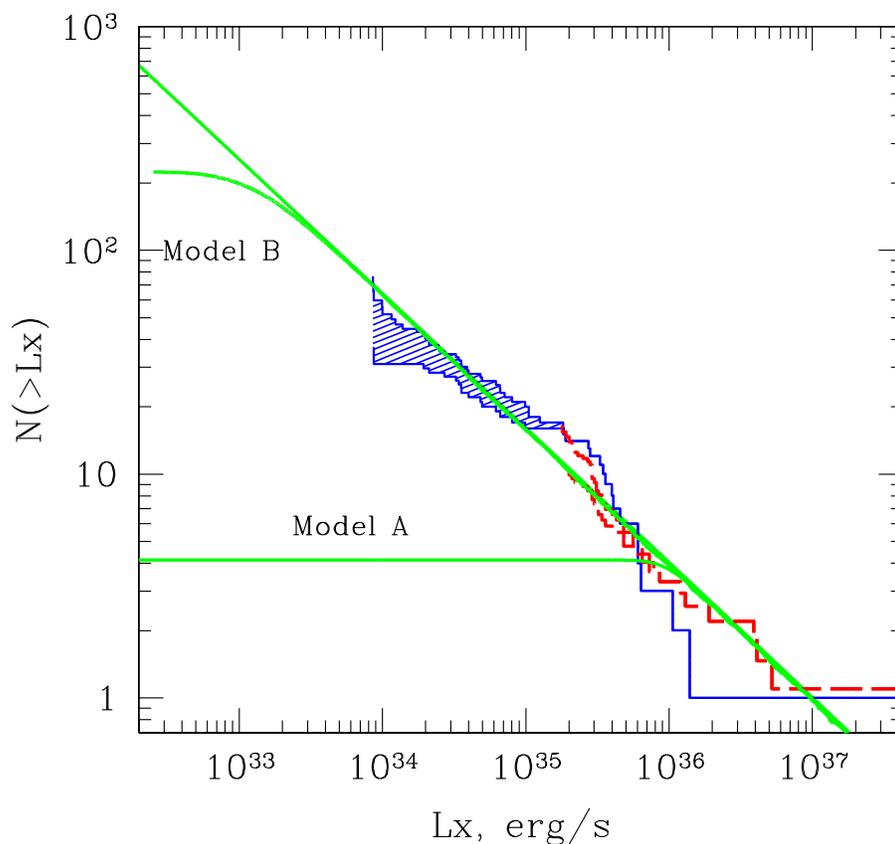


Рис. 2.3 Кумулятивная функция светимости кандидатов в массивные рентгеновские двойные в ММО по данным обсерваторий XMM-Newton и ASCA. Верхняя сплошная гистограмма соответствует всем источникам из таблиц 1.2 и 1.3, нижняя - надежным кандидатам в массивные рентгеновские двойные. Заштрихованная область отражает неопределенность в процедуре идентификации массивных рентгеновских двойных. Штриховые гистограммы соответствуют массивным рентгеновским двойным, идентифицированным по данным обсерватории ASCA (Йокогава и др., 2003). Линия показывает степенное распределение с показателем 0.6 (Гримм и др., 2003), а две кривые – предсказания моделей, рассчитанных в разделе 2.1.2 для темпа замедления нейтронной звезды в модели Илларионова и Сюняева (1975) (Model A) и Гоша и Лэмба (1979) (Model B).

образования ММО, попадающей в наведения ХММ (см. главу 1 диссертации). На рисунке также приведены степенное распределение с показателем 0.6 (кумулятивным) (Гримм и др., 2003) и модельные распределения, рассчитанные в разделе 2.1.2. Из рисунка ясно, что наблюдения позволяют заведомо отбросить модель, основанную на темпе замедления из работы Илларионова и Сюняева (1975) (Model A).

Согласно анализу, проведенному в разделах 1.4.1 и 1.4.2 первой главы диссертационной работы, в данных есть свидетельства, что нижняя граница на функцию светимости массивных рентгеновских двойных в ММО является более плоской, чем степенной закон  $dN/dL \propto L^{-1.6}$  (на уровне значимости  $\lesssim 2\sigma$ ). Однако вследствие большой неопределенности функции светимости, связанной как с небольшим числом источников, так и с особенностями процедуры идентификации массивных рентгеновских двойных, нельзя достоверно сказать, начинается ли функция светимости уплощаться в области  $L \sim 10^{34}$  эрг/с или нет. Если же уплощение действительно присутствует, то можно было бы отбросить модели, в которых замедление пульсаров происходит быстро и, таким образом, завал предсказывается на меньших светимостях. Отметим, однако, что это потребовало бы более строгого рассмотрения эволюции нейтронной звезды и оптического компаньона. Кроме того, необходимо принять во внимание сильную переменность рентгеновского потока от Be/X систем. С другой стороны, согласно рассуждениям в разделе 2.1.3, характер наблюдаемого распределения периодов вращения пульсаров дает основания предположить, что искажение должно стать заметным на светимостях  $\lesssim 10^{33}$  эрг/с. Поэтому интересно было бы проделать поиск массивных рентгеновских двойных в Магеллановых Облаках, используя все доступные на данный момент наблюдения обсерваторий ХММ-Newton и Chandra. Возможно, что уникальное угловое разрешение телескопов последней позволило бы продвинуться дальше по шкале светимостей, вплоть до систем с  $L \sim 10^{33}$  эрг/с. Очевидно, это могло бы помочь лучше понять физику взаимодействия аккреционного потока с магнитосферой нейтронной звезды.

## Глава 3

# Массивные рентгеновские двойные и недавняя история звездообразования в Магеллановых Облаках

Хорошо известно, что массивные рентгеновские двойные благодаря малому времени жизни оптического компаньона могут служить индикатором недавнего темпа звездообразования в галактиках. С одной стороны такая картина имеет множество наблюдательных подтверждений. Например, Гримм и др. (2003), используя архивные данные обсерватории Chandra, показали, что число массивных рентгеновских двойных в близких галактиках связано с темпом звездообразования посредством линейного соотношения  $N_{HMXB} = A \cdot SFR$ . В качестве других примеров можно привести концентрацию массивных рентгеновских двойных к спиральным рукавам галактик, их повышенное число в галактиках со всплеском звездообразования. Можно также упомянуть популяцию массивных рентгеновских двойных в Магеллановых Облаках – как следует из результатов раздела 1.4, обилие этих систем в целом согласуется с предсказаниями зависимости  $N_{HMXB} = A \cdot SFR$ . Однако, с другой стороны, очевидные соображения, основанные на современных представлениях об эволюции двойных систем, говорят о том, что связь популяции массивных рентгеновских двойных с темпом звездообразования должна быть более сложной, чем линейная зависимость. Действительно, как уже отмечалось ранее, существует ряд факторов, которые могут повлиять на это соотношение, одним из которых является поведение недавней истории звездообразования галактики. Очевидно, что число массивных рентгеновских двойных, активных в некоторый момент времени, определяется суммарным вкладом систем разных возрастов согласно истории звездообразования  $SFR(t)$  и некоторой функции  $\eta_{HMXB}(t)$ , описывающей зависимость числа массивных рентгеновских двойных от времени, прошедшего с момента звездообразования. Тогда в общем случае число этих систем должно выражаться не через текущий темп

звездообразования галактики, а через свертку ее истории звездообразования за последние  $\sim 100$  млн. лет с вышеупомянутой функцией  $\eta_{HMXB}(t)$ . В свою очередь универсальное соотношение  $N_{HMXB} = A \cdot SFR$  – результат усреднения зависимости  $\eta_{HMXB}(t)$  по областям звездообразования разного возраста на масштабах галактик. Очевидно, что, в областях со специфической историей звездообразования, (например, в моновозрастных звездных скоплениях) коэффициент в этом соотношении может быть другим.

Идеальной лабораторией, позволяющей исследовать эти и другие аспекты формирования и эволюции массивных рентгеновских двойных, является Малое Магелланово Облако (ММО). Действительно, благодаря заметному темпу звездообразования и небольшому расстоянию (60 кпс), число известных массивных рентгеновских двойных в нем составляет несколько десятков (см. главу 1 диссертационной работы). С другой стороны, близость ММО дает возможность детально исследовать звездное население и, в частности, восстанавливать его историю звездообразования. В данной работе мы используем каталог массивных рентгеновских двойных в Магеллановых Облаках, полученный в первой главе работы и архивные данные оптических наблюдений (Зарицкий и др., 2002), для исследования связи между числом массивных рентгеновских двойных и недавней историей звездообразования галактики. Нашей целью является получение зависимости числа массивных рентгеновских двойных от времени, прошедшего с момента звездообразования.

### 3.1 Эволюция популяции массивных рентгеновских двойных после вспышки звездообразования

#### 3.1.1 Пространственное распределение массивных рентгеновских двойных в БМО

Сказанное выше можно проиллюстрировать, рассмотрев пространственное распределение массивных рентгеновских двойных в Большом Магеллановом Облаке. Действительно, как видно из рис. 3.1, распределение массивных рентгеновских двойных по звездным скоплениям БМО не коррелирует с интенсивностью излучения в линии  $H_{\alpha}$ , отражающим текущий темп звездообразования. На рисунке представлены известные массивные рентгеновские двойные и кандидаты в массивные рентгеновские в БМО. Вследствие того, что полнота использованного каталога может варьироваться по галактике, рисунок необходимо интерпретировать с осторожностью. Однако в распределении кандидатов в массивные рентгеновские двойные в БМО, полученных по данным обсерватории ХММ (полнота списка которых высока), присутствует та же тенденция, хотя и покрытие обсерваторией этой галактики невелико. Практически половина известных массивных рентгеновских двойных в БМО находится в сверхгигантской оболочке  $HI$  LMC 4. В то же время, в районе области 30 Dog находится всего несколько источников, в то время как в ней образуется  $\approx 50\%$  моло-

дых звезд от общего числа в области, наблюдавшейся обсерваторией ХММ. Такие факторы, как межзвездное поглощение и отдача, полученная при вспышке сверхновой, могут повлиять на распределение массивных рентгеновских двойных, однако их явно недостаточно для объяснения наблюдений. Действительно, наибольшее поглощение в БМО наблюдается в направлении на центр Dog,  $E(B - V) = 0.65$  (Вестерлунд, 1997), что соответствует  $N_H \approx 3.5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ . Такое значение не может существенно изменить пространственное распределение источников, зарегистрированных в энергетическом диапазоне 2–8 кэВ. Типичные скорости отдачи массивных рентгеновских двойных составляют  $\sim 15 \text{ км/с}$ , что соответствует  $\sim 10 \text{ угл. мин./10 млн. лет}$ . Такие скорости также не могут существенно изменить пространственное распределение массивных рентгеновских двойных.

Наблюдения легко объяснить, если принять во внимание, что возраст звездного населения в области 30 Dog составляет всего  $\approx 1 - 2 \text{ млн. лет}$ , что недостаточно для образования компактных объектов даже из самых массивных звезд и, соответственно, появления аккрецирующих рентгеновских источников. В то же время характерный возраст населения в LMC 4,  $\approx 10 - 30 \text{ млн. лет}$ , благоприятен для формирования многочисленной популяции массивных рентгеновских двойных.

### 3.1.2 Теоретические представления

Для описания эволюции популяции массивных рентгеновских двойных введем функцию  $\eta_{HMXB}(t)$ , описывающую зависимость числа массивных рентгеновских двойных, наблюдаемых по прошествии времени  $t$  после вспышки звездообразования и имеющих светимость выше заданной, нормированное на массу образованных массивных звезд:

$$\eta_{HMXB}(t) = \frac{N_{HMXB}(t)}{M(> 8M_{\odot})} \quad (3.1)$$

где  $M(> 8 M_{\odot})$  - масса звезд более массивных, чем  $8 M_{\odot}$ , сформированных во вспышке звездообразования, а  $N_{HMXB}(t)$  - число массивных рентгеновских двойных, светимость которых превышает некоторое пороговое значение. В качестве последнего примем светимость  $10^{34} \text{ эрг/с}$ , соответствующую чувствительности, достигнутой обсерваторией ХММ-Newton в наблюдениях ММО.

Очевидно, что функция  $\eta_{HMXB}(t)$  отлична от нуля лишь в ограниченном интервале времен. Действительно, первые рентгеновские двойные появятся только после образования первых черных дыр и/или нейтронных звезд. Количественно, время жизни звезд, приводящих к вспышкам сверхновых II типа и образованию компактного объекта лежит в интервале от  $\approx 2 - 3 \text{ млн. лет}$  для наиболее массивных звезд,  $\approx 100M_{\odot}$ , до  $\approx 40 \text{ млн. лет}$  для звезд массой  $\approx 8 M_{\odot}$  - наименее массивных, способных образовать компактный объект. Отметим, что в такой картине естественно ожидать, что первыми появятся рентгеновские двойные, в

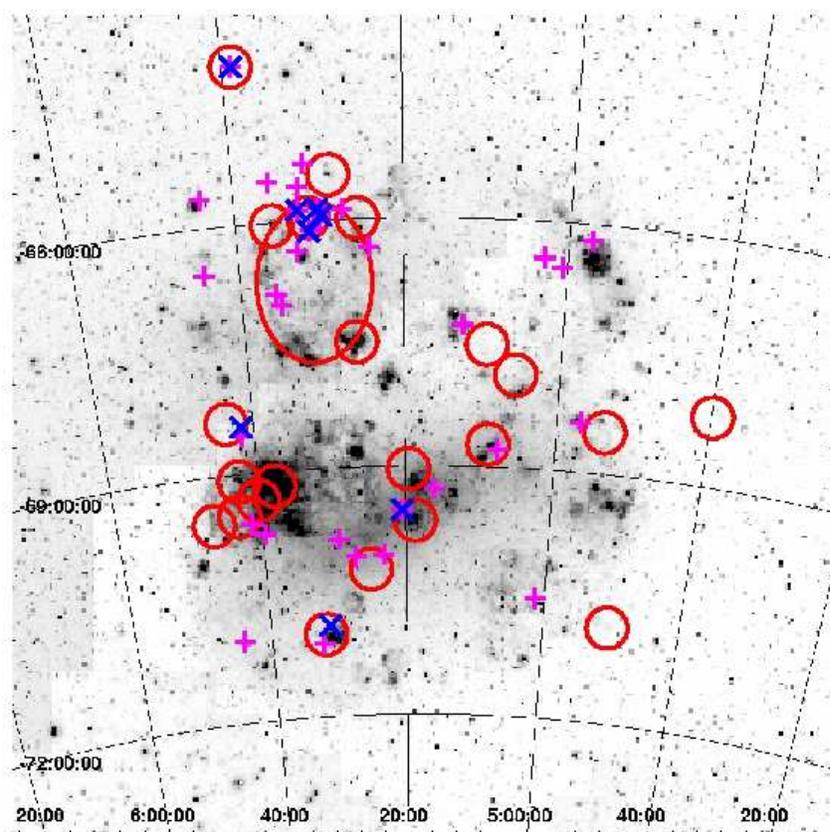


Рис. 3.1 Изображение БМО в линии  $H_{\alpha}$ . “+” – все известные массивные рентгеновские двойные из каталога Лю и др. (2000) и массивные рентгеновские двойные, открытые обсерваторией РОСАТ (Кахабка, 2002); “x” – надежные кандидаты в массивные рентгеновские двойные (таблица 1.2). Большие окружности показывают роля зрения обсерватории ХММ. Овальная область показывает положение сверхгигантской оболочки LMC 4. Область максимальной поверхностной яркости, расположенная к югу от Dec =  $-69^{\circ} - 30$  Doradus.

которых компактным объектом будет черная дыра, а затем (вероятно более многочисленная) популяция аккрецирующих нейтронных звезд.

С другой стороны, время существования массивных рентгеновских двойных ограничено временем жизни звезды-компаньона. Принимая во внимание, что наименее массивные звезды-компаньоны, наблюдаемые во время активной рентгеновской фазы, имеют массу  $\approx 6M_{\odot}$ , это время составляет  $\sim 60$  млн. лет для одиночной звезды без учета особенностей эволюции звезд в двойных системах. С учетом переноса массы от более массивной звезды к будущей звезде-донору, это время может быть несколько модифицировано. Сюда же входит и собственно стадия рентгеновского источника, характерные времена для которой значительно меньше времен, рассмотренных выше,  $\sim 10^3 - 10^6$  лет, в зависимости от типа звезды-компаньона и параметров двойной системы.

Очевидно, что функция  $\eta_{HMXB}(t)$  должна быть тесно связана с темпом вспышек сверхновых II-ого типа,  $\eta_{SNI}(t)$ , образующих компактный объект. В первом приближении можно предположить, что связь линейна:

$$\eta_{HMXB}(t) = A \cdot \eta_{SNI}(t) \quad (3.2)$$

Темп вспышек сверхновых легко определить из соотношения масса звезды – время жизни (Шэллер и др., 1992) и начальной функции масс (НФМ), которая в дальнейшем предполагается Салпитеровской в диапазоне  $0.1-100 M_{\odot}$ . Отметим, что форма НФМ в области малых масс для нас не важна, т.к. в конечном итоге все соотношения нормируются на массу массивных звезд с  $M > 8 M_{\odot}$ . Нормировку в соотношении (3.2) можно рассчитать, используя калибровку  $N_{HMXB} - SFR$ , полученную в работе Гримм и др. (2003). Данное соотношение получено по наблюдениям обсерваторией Chandra близких галактик и соответствует усреднению функции  $\eta(t)$  по времени:

$$\int \eta_{HMXB}(t) dt = \frac{N_{HMXB}(L_X > L_{X,min})}{SFR} \quad (3.3)$$

В качестве пределов интегрирования в уравнении (3.3) мы выбираем 2 и 40 млн. лет в соответствии с рассуждениями, приведенными выше.

В дальнейшем мы будем сравнивать экспериментальную зависимость  $\eta_{HMXB}(t)$ , определенную из рентгеновских и оптических наблюдений ММО, с предсказаниями простой модели, задаваемой соотношениями (3.2) и (3.3). Ясно, что соотношение (3.2) основано на предположении о том, что рентгеновская фаза наступает сразу вслед за образованием компактного объекта, т.е. не учитывает эволюцию звезды-компаньона в двойной системе. Более строгое описание эволюции массивных рентгеновских двойных требует обращения к моделям популяционного синтеза (например, Попов, Прохоров, 2004; Бельчинский и др., 2005), что выходит за рамки данной работы. С другой стороны, экспериментальную зависимость  $\eta_{HMXB}(t)$ , нахождение которой является целью настоящей работы, может быть использована создателями и пользователями моделей популяционного синтеза для проверки и калибровки этих моделей.

### 3.1.3 Экспериментальное определение функции $\eta_{\text{НМХВ}}(t)$

Число массивных рентгеновских двойных, наблюдаемое в некоторой пространственной области  $X$  в момент времени  $t$ , является сверткой функции  $\eta_{\text{НМХВ}}(t)$  с историей звездообразования  $SFR(t, X)$  в этой области:

$$N_{\text{НМХВ}}(t, X) = \int SFR(t - \tau, X) \eta_{\text{НМХВ}}(\tau) d\tau. \quad (3.4)$$

Решая обратную задачу, поставленную этим уравнением, можно из наблюдений наложить ограничения на зависимость  $\eta_{\text{НМХВ}}(t)$ . Для этого необходимо:

1. Идентифицировать популяцию массивных рентгеновских двойных в галактике.
2. Восстановить пространственно-разрешенную историю звездообразования  $SFR(t, X)$ . Очевидно, необходима только недавняя история звездообразования в пределах от текущего времени до момента в прошлом, соответствующего максимальному времени жизни массивной рентгеновской двойной (т.е.  $\sim 50 - 100$  млн. лет).
3. Зная  $N_{\text{НМХВ}}(X)$ , и  $SFR(t, X)$  для достаточно большого набора областей  $X$ , решить обратную задачу, поставленную системой уравнений (3.4).

Очевидно, для выполнения этой процедуры требуется галактика с богатой популяцией массивных рентгеновских двойных и историей звездообразования, существенно меняющейся от места к месту. Одним из наиболее естественных кандидатов на роль такой галактики, благодаря своей близости и заметному темпу звездообразования, является Малое Магелланово Облако. Наши дальнейшие шаги таковы. В разделе 3.2 мы описываем методику восстановления истории звездообразования и применяем ее к Малому Магелланову Облаку. В разделе 3.3 мы решаем обратную задачу согласно уравнению (3.4) и находим функцию  $\eta_{\text{НМХВ}}(t)$  для массивных рентгеновских двойных в ММО. В разделе 3.3.1 обсуждаются полученные результаты и итоги работы подведены в разделе 3.4.

## 3.2 История звездообразования в Малом Магеллановом Облаке

Для восстановления истории звездообразования воспользуемся методом, основанным на анализе диаграмм цвет-светимость (см., например, обзор Галларт и др., 2005). Этот метод использует тот факт, что звезды разного возраста (и металличности) занимают различные положения на диаграмме цвет-светимость. Сравнивая распределения звезд на ней с предсказаниями моделей звездной эволюции, можно определить историю звездообразования. Для применения этого

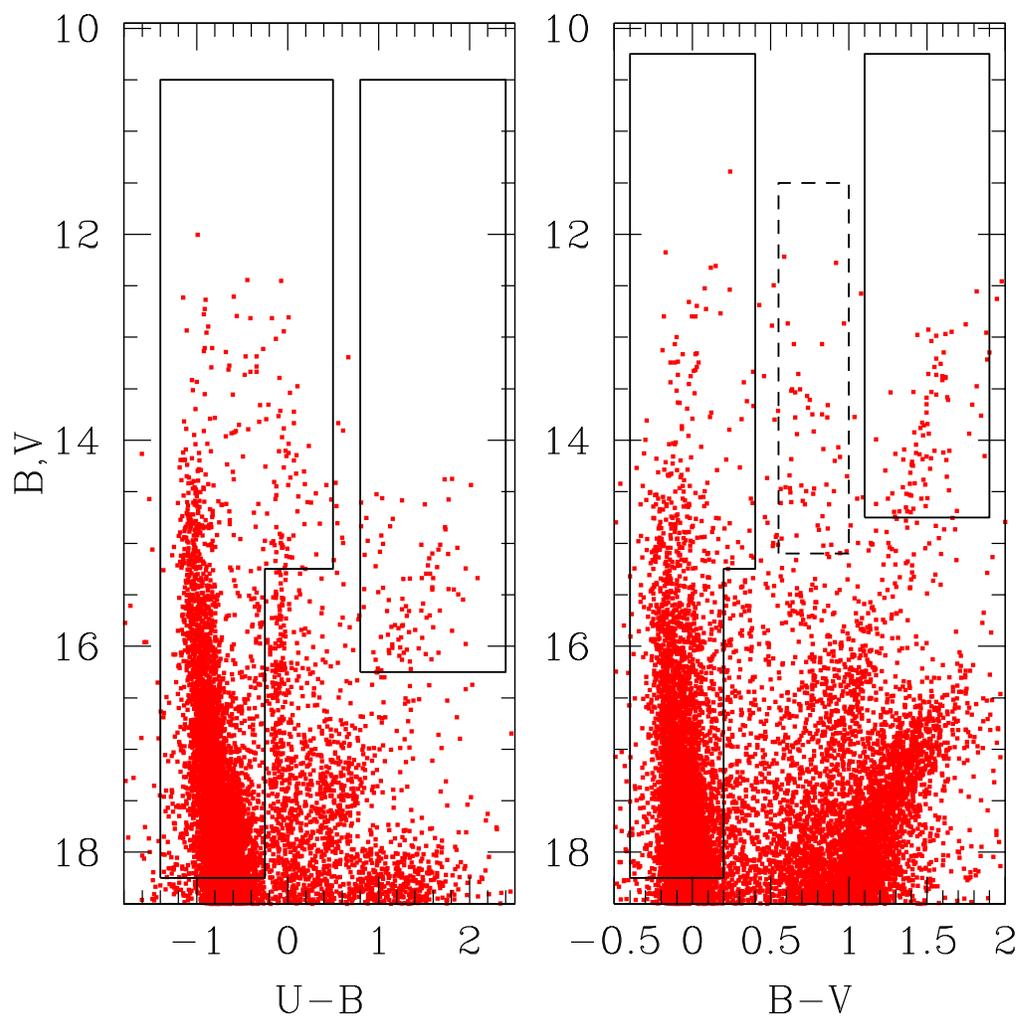


Рис. 3.2 Диаграмма цвет-звездная величина для одного из полей в Малом Магеллановом Облаке, используемых для восстановления истории звездообразования. Прямоугольниками (сплошная линия) указаны области, используемые для восстановления истории звездообразования. Штриховой линией на диаграмме ( $B-V$ ,  $V$ ) обозначена область, которая использовалась для идентификации фоновых звезд (раздел 3.2.2).

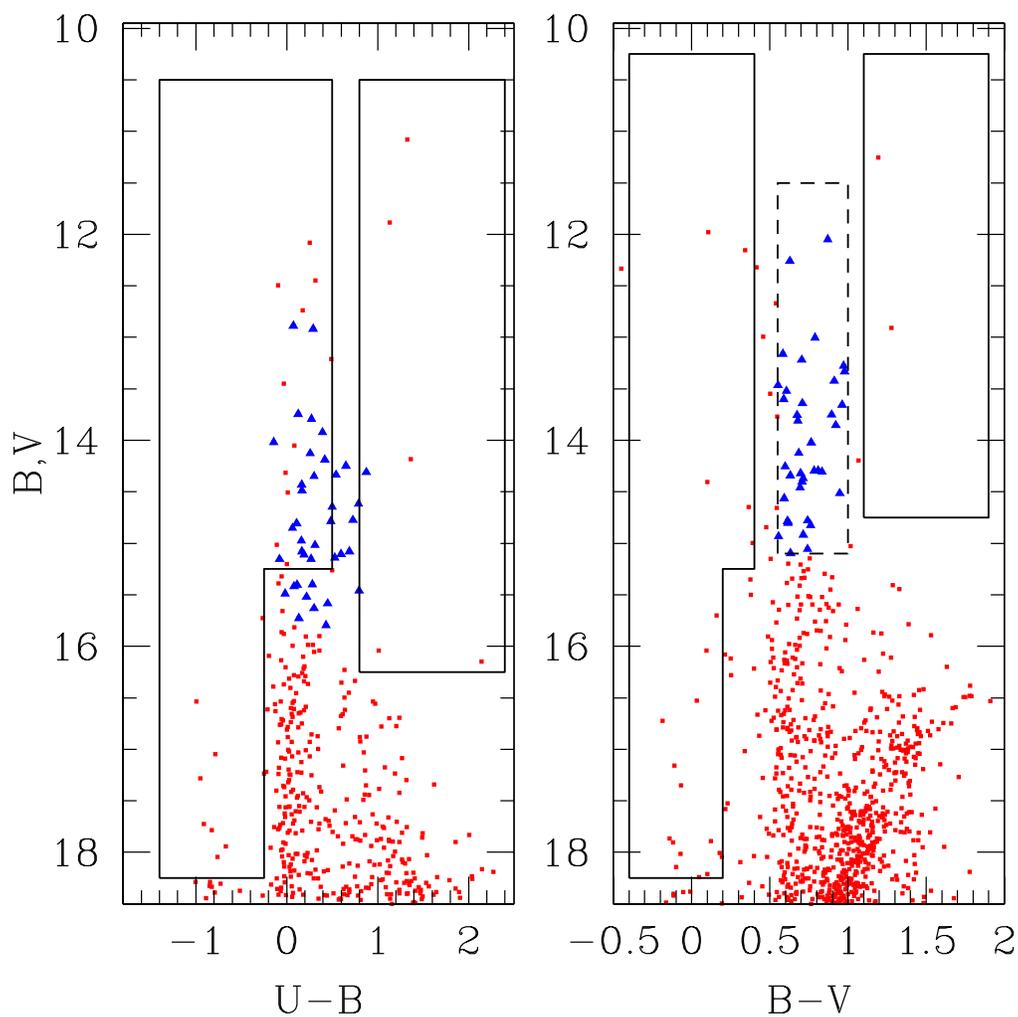


Рис. 3.3 Диаграмма цвет-светимость для крайних полей каталога MCPS, иллюстрирующая малость вклада фоновых звезд Галактики и эффективность принятого метода их режекции. Прямоугольниками (сплошная линия) указаны области, используемые для восстановления истории звездообразования. Штриховой линией на диаграмме (B-V, V) обозначена область, которая использовалась для идентификации фоновых звезд (раздел 3.2.2). Звезды, попавшие в эту область, отмечены треугольниками на обеих диаграммах. Они считались принадлежащими Галактике и исключались из рассмотрения на диаграмме (U-V, B).

метода требуется оптическая фотометрия по крайней мере в двух фильтрах. Существует несколько реализаций этого метода; одна из наиболее часто используемых подробно описана в работах Долфин (1997); Апарицио и др. (1997); Долфин (2002) и состоит из следующих шагов:

(i) Создание на основе моделей звездной эволюции синтетических диаграмм цвет-светимость в требуемом диапазоне металличностей и возрастов. Каждая диаграмма представляет собой распределение вероятности в пространстве цвет-светимость для модельного населения звезд одинакового возраста.

(ii) Коррекция синтетических диаграмм на неполноту и фотометрические ошибки. Учет межзвездного поглощения и расстояния до галактики.

(iii) Аппроксимация наблюдаемых диаграмм цвет-светимость линейной комбинацией полученных синтетических моделей. Оценка неопределенностей решения.

Благодаря своей близости, Магеллановы Облака являются привлекательными объектами для изучения звездообразования. Неудивительно, что истории звездообразования в них посвящен целый ряд работ (например, Хольцман и др., 1999; Долфин, 2000). В частности, следует отметить работу Харрис, Зарицкий (2004), в которой была восстановлена пространственно-разрешенная история звездообразования в Малом Магеллановом Облаке. Однако, во всех этих исследованиях рассматривалось звездообразование в широком диапазоне возрастов, при этом неизбежно основное внимание уделялось временным масштабам  $\sim$  млрд. лет. Нас же интересует история звездообразования для самого молодого звездного населения, восстановление которой, как будет показано ниже, имеет ряд особенностей, на которые внимание ранее не обращалось. Поэтому мы адаптировали метод восстановления истории звездообразования применительно к требованиям нашей задачи, концентрируясь на временном интервале 0-100 млн. лет.

### 3.2.1 Синтетические диаграммы цвет-светимость

Первым шагом в создании синтетических диаграмм цвет-светимость является выбор модельных изохрон, определяющих область, занимаемую звездным населением одного возраста. В дальнейшем мы используем изохроны из работы Жирарди и др. (2002) (так называемые “падуанские изохроны”), покрывающие широкий диапазон возрастов ( $\log(t)=6.60-10.25$ ), металличностей ( $Z=0.0001-0.03$ ) и масс ( $0.15-70 M_{\odot}$ ). Все модельные вычисления производятся для диаграмм цвет-звездная величина в пространствах (U–V, V) и (B–V, V).

Теоретические изохроны связывают массу звезды определенного возраста с ее положением на диаграмме. Поэтому вероятность заполнения некоторой области на ней легко определить, исходя из соответствующего интервала масс  $M_i-M_{i+1}$  и начальной функции масс, которая в дальнейшем предполагается Салпировской:

$$p(M_i, M_{i+1}) = \frac{M_{i+1}^{-\Gamma} - M_i^{-\Gamma}}{M_{max}^{-\Gamma} - M_{min}^{-\Gamma}}, \quad (3.5)$$

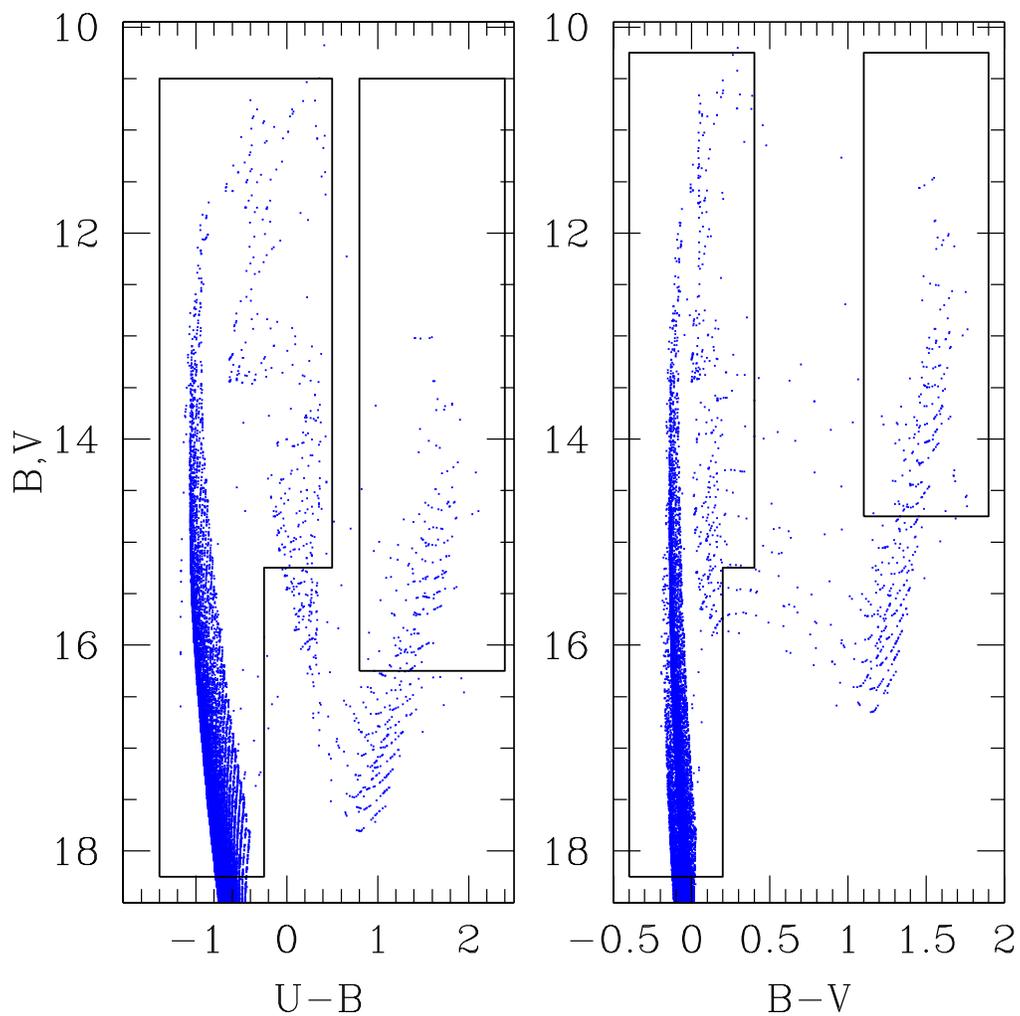


Рис. 3.4 Пример синтетической диаграммы цвет-звездная величина. Прямоугольниками обозначены области, используемые для восстановления истории звездообразования. История звездообразования модельного населения подчиняется закону  $dM/d\log(t)=\text{const}$  в интервале времен  $\log(t)=6.6-8$  и равна нулю вне этого интервала.

где  $\Gamma = 1.35$ ,  $M$  – начальная масса звезды и  $M_{min}$  и  $M_{max}$  равны соответственно 0.1 и  $100 M_{\odot}$ . Отметим, что отклонения НФМ от Салпитеровской в области малых масс влияют только на нормировку полученной истории звездообразования, а не на ее форму. Это связано с тем, что мы исследуем диаграммы цвет-светимость только для сравнительно массивного звездного населения. Чувствительность истории звездообразования к отклонениям НФМ от Салпитеровской в области больших масс обсуждается в разделе 3.2.3. Соотношение (3.5) позволяет рассчитать вероятности заполнения различных областей на диаграмме цвет-светимость, необходимые для аппроксимации наблюдений моделью. Это удобно делать используя модельную фотометрию, созданную при помощи симуляций Монте-Карло. Суммарное число модельных звезд должно быть достаточно велико, чтобы минимизировать вклад Пуассоновского шума. В нашем случае число звезд составляет  $> 10^5$  на каждую изохрону (что соответствует  $10^8$  звезд в диапазоне масс 0.1 –  $100 M_{\odot}$ ).

Однако, перед созданием модельной фотометрии необходимо предпринять еще несколько шагов, включающих выбор диапазона возрастов, шага по возрасту, диапазона металличностей, доли двойных систем и интерполяцию изохрон. Эти шаги рассматриваются ниже.

Во-первых, мы обнаружили, что изохроны нуждаются в интерполяции. Действительно, разница в звездных величинах в смежных точках может составлять 0.5. Поэтому мы осуществляем линейную интерполяцию звездных величин так, чтобы шаг по ним не превышал 0.01.

При выборе интервала возрастов и его разбиения будем иметь в виду, что нас интересует только недавнее звездообразование. Это позволяет не рассматривать старое население и тем самым избежать проблем связанных с неполнотой оптического каталога на малых звездных величинах (см. раздел 3.2.2). В дальнейшем мы восстанавливаем историю звездообразования в диапазоне времен  $\log(t) = 6.6 - 8.0$ . Мы также включаем в модель изохроны в интервале времен  $\log(t) = 8.0 - 8.6$  для того чтобы избежать искажения решения на малых временах за счет более старого населения. Первоначально размер шага по времени в изохронах составляет  $\Delta \log(t) = 0.05$ . Простейшие тесты показывают, что такое разрешение избыточно в рамках используемой фотометрии (см. раздел 3.2.2). Поэтому мы объединяем изохроны в группы по 3–4, получая шаг по времени  $\Delta \log(t) = 0.2$ .

Для создания модельных звездных популяций также важна доля двойных звезд, т.к. на диаграммах цвет-светимость такие системы будут выглядеть как одиночные звезды с искаженной фотометрией. В качестве доли двойных систем мы используем стандартное значение  $f_{binary} = 0.5$ . Следуя Харрис, Зарицкий (2004), будем предполагать, что масса компаньона берется из независимой Салпитеровской начальной функции масс. Влияние этих предположений на получаемую историю звездообразования обсуждается в разделе 3.2.3.

## Металличность

Обилие тяжелых элементов – важный параметр в эволюции звезды. Положение звезд с разными металличностями на диаграмме цвет-светимость будет различаться практически на всех стадиях эволюции. Например, вследствие того, что увеличение металличности сопровождается увеличением непрозрачности, оно приводит к смещению главной последовательности в сторону менее ярких и более холодных звезд. Однако, наиболее важную роль металличность играет на финальных стадиях звездной эволюции. К примеру, положение звезды на диаграмме цвет-светимость для (сверх-)гигантов зависит критически от содержания тяжелых элементов. Это может привести, например, к появлению частичного вырождения между возрастом и металличностью для красных сверхгигантов. Поэтому выбор изохрон с подходящей металличностью (или диапазоном металличностей) является очень важным для восстановления истории звездообразования.

Хорошо известно, что обилие металлов в Магеллановых Облаках мало. Например, межзвездная среда Малого Магелланова Облака имеет металличность на 0.6 dex меньше, чем локальная среда в нашей Галактике (Рассел, Допита, 1992). Необходимо также учесть, что вследствие непрерывного звездообразования металличность ММО постепенно повышалась со временем. Поэтому самосогласованное описание истории звездообразования должно учитывать разброс по металличностям. Было сделано несколько попыток описать количественно историю обогащения ММО тяжелыми элементами. Типичные значения металличностей лежат в диапазоне от  $[Fe/H] \approx -1.25$  ( $Z \approx 0.001$ ) для старого населения до  $[Fe/H] \approx -0.5$  ( $Z \approx 0.006$ ) для молодого (см. напр. Пэйджел и Таутвайзиен, 1998). Так как нас интересует недавнее звездообразование в ММО, ожидается, что среди звездного населения, используемого в расчетах, будет доминировать компонента сравнительно богатая тяжелыми элементами. Однако даже для молодого населения существует разброс металличностей (см. напр. Харрис, Зарицкий (2004); Медер и др. (1999) и ссылки в них). Поэтому, для того, чтобы выбрать металличность, подходящую для пространственных областей, используемых для восстановления истории звездообразования, мы визуально сравниваем наблюдаемые диаграммы цвет-светимость с модельными изохронами. Наиболее отчетливо влияние обилия тяжелых элементов заметно для ветви красных сверхгигантов. Отметим, что в рассматриваемом интервале  $Z \sim 0.004 - 0.008$  изохроны в области красных сверхгигантов не пересекаются, т.е. нет вырождения между металличностью и возрастом. Мы получили, что в большинстве областей положение ветвей красных сверхгигантов неплохо описывается изохронами с металличностью  $Z=0.004$ , однако в одной области диаграмма (B–V, V) описывается лучше значением  $Z=0.008$ , в то время как для диаграммы (U–B, B) более подходит  $Z=0.004$ . В дальнейшем мы везде используем значение  $Z=0.004$ , кроме этой области, где используется  $Z=0.008$ . Мы также исследуем зависимость полученных результатов от выбора металличности (см. раздел 3.2.3).

### Межзвездное поглощение и расстояние

Полученные синтетические диаграммы также необходимо скорректировать на межзвездное поглощение и расстояние до ММО. В качестве модуля расстояния до ММО мы принимаем значение  $m - M = 18.9$  (Вестерлунд, 1997), что соответствует расстоянию  $D \approx 60$  кпс.

Зарицкий и др. (2002) показали, что поглощение для звездного населения в ММО меняется от области к области и различается для горячих и холодных звезд и получили распределения поглощений для разных областей (<http://ngala.as.arizona.edu/dennis/smcext.html>). Мы корректируем синтетическую фотометрию, используя эти распределения так же, как было сделано в работе Харрис, Зарицкий (2004). Для молодых звезд ( $\log(t) < 7.0$ ) мы принимаем распределение поглощений, соответствующее горячим звездам. Для более старого населения распределение поглощений для горячих звезд используется только для доли населения  $f = 1 - 0.5 \cdot (\log(t) - 7)$ , в то время как доля  $1-f$  звезд имеют поглощения, соответствующие холодным звездам. Наконец, все звезды старше 1 млрд. лет имеют распределение поглощений, соответствующее холодным звездам.

### Фотометрические ошибки и полнота

Синтетические диаграммы цвет-светимость должны учитывать фотометрические ошибки и неполноту оптического каталога на малых потоках. Важнейшим источником ошибок является ограниченная разрешающая способность телескопа. Очевидно, искажения фотометрии, связанные с ней, зависят от пространственной плотности звезд и будут максимальными там, где она велика. Стандартным способом решения этой проблемы является метод “искусственных звезд” (Artificial Star Tests) - восстановление фотометрии модельных звезд, помещенных на реальные изображения при помощи стандартных процедур, используемых при создании реального каталога. Последующее сравнение восстановленной фотометрии с модельной позволяет оценить искажения, обусловленные этим фактором в зависимости от пространственной плотности звезд. Очевидно, что этот путь требует исходных оптических данных. Кроме того, существуют факторы, вклад которых оценить количественно значительно сложнее (например, систематические неопределенности в калибровке). Изучение используемого каталога звезд показывает, что таковые действительно присутствуют (см. раздел 3.2.2).

В случае, если фотометрические ошибки не очень велики, проблему фотометрических ошибок можно решить выбирая специальное разбиение диаграммы цвет-светимость, а именно используя сетку с интервалами по цвету и звездной величине более широкими, чем характерные искажения фотометрии. Т.к. нас интересует только недавняя история звездообразования, можно также исключить из рассмотрения слабые звезды, для которых проблема фотометрических ошибок более серьезна. Исключение слабых звезд решает также и проблему с не-

полнотой каталога. С другой стороны очевидно, что делать ячейки на диаграмме цвет-светимость слишком большими нельзя, т.к. это может привести к появлению дополнительного вырождения в решении. Т.к. в нашем распоряжении не было исходных оптических данных наблюдений ММО, мы выбрали второй путь – оптимизации разбиения диаграммы цвет-светимость, как более подробно описано в разделе 3.2.2.

### 3.2.2 Восстановление истории звездообразования

Используя полученную синтетическую фотометрию, можно аппроксимировать наблюдаемое распределение звезд по диаграмме цвет-светимость ( $n_i$ ) линейными комбинациями модельных звездных населений ( $A_{i,j}$ ),

$$n_i = \sum_j A_{i,j} \times x_j, \quad (3.6)$$

где индекс  $i$  обозначает номер ячейки на диаграмме, а  $j$  обозначает номер временного интервала. Значения амплитуд  $x_j$ , минимизирующие невязку  $\|Ax - n\|$ , представляют собой искомую историю звездообразования.

Существует несколько путей решения этой задачи. Часто применяемой стратегией является минимизация некоторой статистики, характеризующей отличие модели от наблюдений, при помощи методов многомерной минимизации (“амеба”, поиск Пауэлла и т.д.). В силу большой размерности задачи, последние зачастую требуют значительных вычислительных затрат. Поэтому более удобной является альтернативная стратегия, использующая тот факт, что уравнение (3.6) задает линейную обратную задачу на историю звездообразования. Тогда решение можно легко получить не прибегая к методам многомерной минимизации за минимальное вычислительное время. Однако, обратная задача очевидно может быть некорректно поставленной. В результате, Пуассоновский шум в данных (в числе звезд в различных ячейках сетки) может приводить к тому, что решение, полученное стандартным методом обращения матрицы,  $x = A^{-1}n$ , будет иметь мало общего с истинным (к примеру, амплитуды  $x_j$  могут получиться отрицательными). Обычным способом решения данной проблемы является применение методов регуляризации, использующих некоторую априорную информацию о решении. Роль такой информации может играть неотрицательность решения, его гладкость и т.д. В действительности, часто используемые методы многомерной минимизации не являются исключением, т.к. предполагают неотрицательность решения.

Для решения данной задачи мы используем итеративный метод Люси-Ричардсона (Люси, 1974). По начальному приближению решения данная процедура вычисляет вектор, приближающийся с ростом числа итераций к решению, полученному методом максимального правдоподобия. Решение после  $i$ -ой итерации регуляризовано в том смысле, что метод сохраняет неотрицательность начального решения и что оно более гладкое, чем решение, полученное по методу

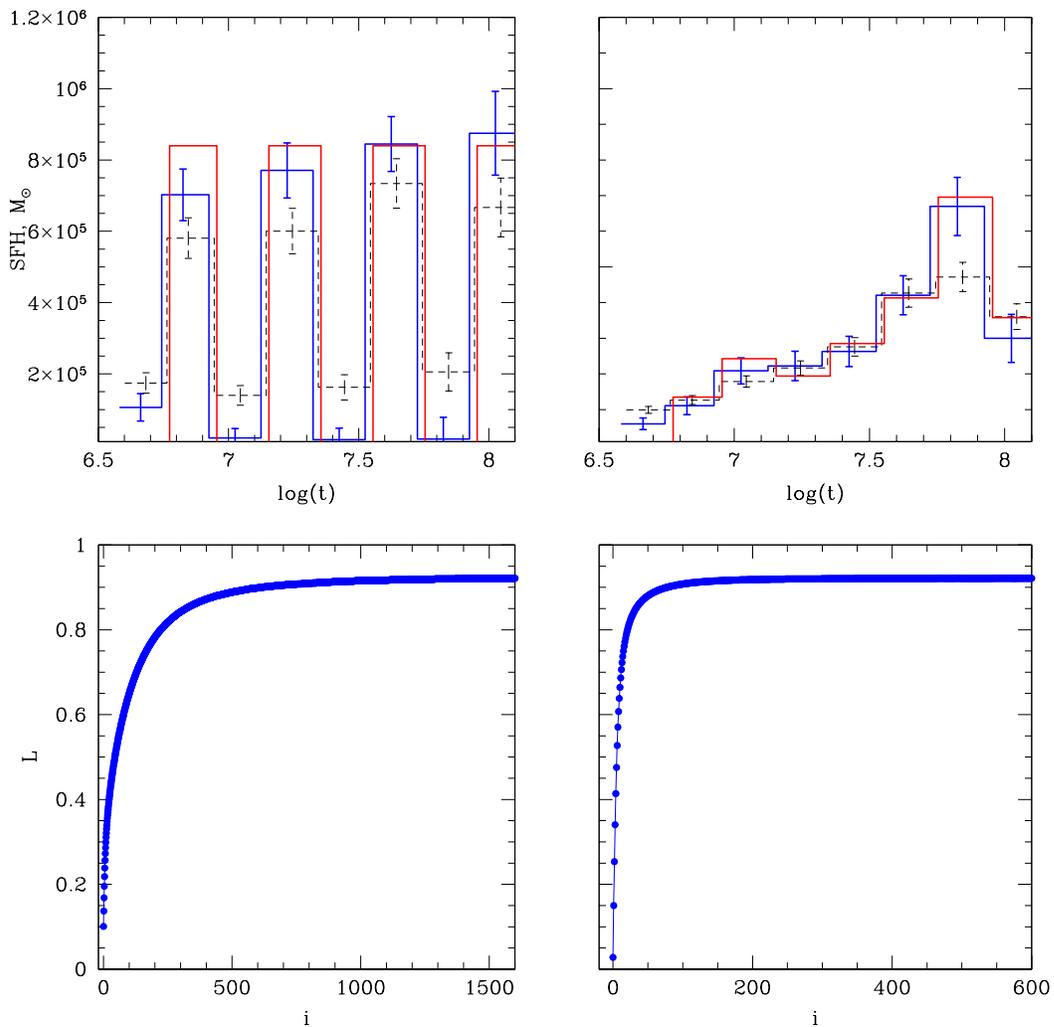


Рис. 3.5 На двух верхних панелях показаны восстановленные истории звездообразования для модельных звездных населений. По вертикальной оси отложена масса, сформированная в разные временные интервалы. Модельная история звездообразования показана толстой линией без ошибок. Гистограммы смещены вдоль оси времени для ясности. На нижних панелях показано поведение функции правдоподобия решения в зависимости от числа итераций в методе Люси-Ричардсона. *Слева*: Модель – серия всплесков звездообразования, перемежающихся периодами спокойствия. Сплошная гистограмма показывает решение, полученное методом Люси-Ричардсона после 1000 итераций, штриховая – после 200 итераций. *Справа*: Модель – история звездообразования в одном из полей ММО. Сплошная гистограмма показывает решение, полученное методом Люси-Ричардсона после 250 итераций, штриховая – после 40 итераций.

максимального правдоподобия. Важной деталью метода является выбор критерия остановки (Люси, 1994) – числа итераций, дающих оптимальное решение. Очевидно, критерий остановки определяется характером задачи. Например, при низком шуме во входных данных, решение, полученное методом максимального правдоподобия, близко к истинному, в то время как в обратной ситуации с большими ошибками аппроксимация данных с большой точностью равносильно попытке описать шум. В дальнейшем мы определяем критерий остановки, подходящий для нашей задачи, восстанавливая историю звездообразования модельного звездного населения и исследуя поведение функции правдоподобия  $L$  в зависимости от числа итераций (см. раздел 3.2.3):

$$L = \sum_i (\mu - N_i \cdot \ln \mu). \quad (3.7)$$

### Оптическая фотометрия

В качестве фотометрии звездного населения, необходимой для восстановления истории звездообразования, мы использовали каталог Magellanic Clouds Photometric Survey (MCPS) для Малого Магелланова Облака (Зарицкий и др., 2002). Для восстановления истории звездообразования мы используем (U–B, B) и (B–V, V) диаграммы. Каталог предоставляет также фотометрию в I диапазоне, т.е. можно было бы использовать дополнительную диаграмму (V–I, I). Однако, мы обнаружили, что звездная величина в I диапазоне зачастую отсутствует ( $I=0$ ) для ярких звезд, причем наиболее существенная потеря фотометрии наблюдается среди красных сверхгигантов. Так как последние играют важную роль в восстановлении недавней истории звездообразования, мы решили исключить диаграмму (V–I, I) из анализа.

Следует также отметить проблему с U фотометрией каталога. Как описано в работе Зарицкий и др. (2004), Зарицкий и др. (2002) скорректировали цвет U–B, используя фотометрию из работы Масси (2002), откалиброванную (в начальной версии) по слабым карликам. Кроме того, Зарицкий и др. (2002) заменили часть фотометрии для ярких звезд фотометрией из работы Масси (2002). В результате, U–B цвет для голубых сверхгигантов может быть ненадежным. Это отчетливо видно на диаграмме (U–B, B) в виде смещения последовательности голубых сверхгигантов на  $\sim 0.3$  звездных величины относительно модели (см., однако, обсуждение надежности моделей звездной эволюции для сверхгигантов в разделе 3.2.3). Разбиение нами диаграммы цвет-светимость на достаточно крупные ячейки позволяет минимизировать влияние такого рода неопределенностей, поэтому мы ожидаем, что эта проблема не будет критической в нашей процедуре. Другая проблема, описанная в работе Харрис, Зарицкий (2004), а именно необходимость смещения B–V цвета на 0.1–0.2 звездной величины в некоторых областях не должна сильно повлиять на наши результаты по той же причине.

Для тестирования мы также использовали каталог OGLE (Удальский и др., 1998), содержащий фотометрию в BVI диапазонах, но покрывающий только часть ММО.

### Вклад фоновых звезд

Очевидно, что каталог звезд в направлении на Малое Магелланово Облако содержит также и звезды, расположенные в нашей Галактике, которые могут внести искажения в диаграммы цвет-звездная величина. Для оценки их вклада мы построили диаграммы цвет-величина для 10 крайних полей каталога MCPS (площадью  $12' \times 12'$  каждое), где вклад звезд ММО минимален (рис.3.3). Сравнивая плотности звезд на рис. 3.3 и рис. 3.2 необходимо принять во внимание, что суммарная площадь полей, использованных при построении диаграммы для фоновых звезд Галактики, показанной на первом рисунке, примерно в два раза превышает площадь неба, использованную при построении второй диаграммы (равную площади поля зрения ХММ). Очевидно, что на большей части диаграммы цвет-светимость, используемой для восстановления истории звездообразования, вклад фоновых звезд Галактики пренебрежимо мал. Единственная область, где звезды Галактики могут внести заметные искажения – это ветвь голубых сверхгигантов на диаграмме ( $U-V$ ,  $V$ ), в диапазоне цветов вблизи  $U-V=0$ . Однако, как очевидно из рис. 3.3, они легко выделяются на диаграмме ( $B-V$ ,  $V$ ), т.к. на ней они отделены как от голубых, так и от красных сверхгигантов. На этом основан наш алгоритм режекции фоновых звезд. Мы определили область на диаграмме ( $B-V$ ,  $V$ ), которая с одной стороны включает большую часть фоновых звезд Галактики, накладывающихся на ветвь голубых сверхгигантов ММО на диаграмме ( $U-V$ ,  $V$ ), а с другой стороны вклад в которую звезд ММО пренебрежимо мал. Эта область выделена штриховой линией на Рис. 3.2 и 3.3. Все звезды, лежащие в этой области (они помечены треугольниками на обеих диаграммах на рис. 3.3), в дальнейшем исключаются из анализа, как на диаграмме ( $B-V$ ,  $V$ ), так и на ( $U-V$ ,  $V$ ).

### Разбиение диаграмм цвет-светимость

Для сравнения модельных диаграмм цвет-звездная величина с наблюдениями, необходимо задать их разбиение. Есть два подхода к этой проблеме – однородная и более сложная сетки. В то время как первая более объективна, последняя дает возможность избежать проблем, связанных с фотометрическими ошибками и неопределенностями в звездной эволюции. В любом случае выбор сетки должен учитывать существование на диаграмме протяженных структур, соответствующие длительным стадиям звездной эволюции. Наиболее важными для определения недавней истории звездообразования являются главная последовательность и голубые и красные сверхгиганты.

#### *Главная последовательность.*

Главная последовательность – область на диаграмме цвет-светимость, занимаемая звездами, сжигающими водород в ядре, представляющая собой полосу звезд, тянущуюся вдоль оси звездных величин до точки поворота, которая смещается в сторону слабых величин со временем. Так как горение водорода в ядре – самая продолжительная фаза звездной эволюции, число звезд на главной

последовательности велико и она играет главную роль в определении истории звездообразования.

В принципе, можно восстановить историю звездообразования и не привлекая других стадий звездной эволюции. Для этого необходимо построить итерационную последовательность, начинающуюся в области ярких звезд и малых возрастов и последовательно спускающуюся все ниже по шкале звездных величин и времени (напр. Дом-Палмер и др., 1997). Однако такой метод предъявляет высокие требования к точности фотометрии из-за близости голубых сверхгигантов к верхней части главной последовательности (рис. 3.2, 3.4).

#### *Голубые и красные сверхгиганты.*

Массивные звезды, сжигающие гелий в ядре, большую часть времени проводят вблизи двух областей на диаграмме цвет-светимость. Первая область соответствует красным сверхгигантам и находится вблизи линии Хаяши. Как только энерговыделение в гелиевом ядре становится больше, чем энерговыделение в водородной оболочке, звезда перемещается ближе к главной последовательности, образуя так называемую голубую петлю и становится голубым сверхгигантом. Как отмечено выше, вследствие фотометрических ошибок, голубые сверхгиганты могут быть перемешаны с главной последовательностью.

Ветви сверхгигантов являются важными областями на диаграмме цвет-светимость и дополняют главную последовательность при восстановлении истории звездообразования. Однако, в то время как эволюция звезды на главной последовательности хорошо изучена, эволюция сверхгигантов более неопределенна. Это связано с тем, что сверхгиганты очень чувствительны к таким аспектам модели, как потеря массы, конвекция и т.д. Неопределенности последних могут сильно изменить проявление сверхгигантов на диаграмме цвет-светимость. Наиболее известная нерешенная проблема здесь – это соотношения числа голубых и красных сверхгигантов (B/R). Как показали Лангер и Медер (1995), не существует моделей звездной эволюции, способных самосогласованно объяснить зависимость B/R от металличности в достаточно широком интервале последней (см. также Галларт и др., 2005).

Область, используемая нами для сравнения наблюдений с моделью состоит из двух полос – одна покрывает главную последовательность и ветвь голубых сверхгигантов, другая – область красных сверхгигантов (см. рис. 3.4). Ширина каждой полосы берется значительно больше, чем разброс в фотометрии, что также позволяет уменьшить влияние неопределенностей моделей звездной эволюции (подробнее см. раздел 3.2.3). В то же время она достаточно мала, чтобы вклад фоновых звезд Галактики был минимальным (рис.3.3). Так как каждая полоса имеет только один интервал по цвету, использование такой сетки эквивалентно одновременной аппроксимации двух функций светимости. Разброс по звездной величине менее важен, чем разброс по цвету, т.к. все особенности на диаграмме цвет-светимость вытянуты вдоль оси звездных величин. Его эффект эквивалентен свертке истории звездообразования с функцией, определяющейся распределением фотометрических ошибок. В качестве ширины интервала по звездной величине принимается значение  $dm=0.25$ .

Порог по звездной величине для главной последовательности был выбран на уровне  $V_{lim}=18.25$  и  $B_{lim}=18.25$ . Это позволило избежать проблем с неполнотой каталога и с искажением фотометрии за счет наложения звезд. Действительно, для каталога MCPS полнота велика для звезд с величиной  $\sim 20$ , а ошибки на звездные величины (включающие в себя эффект наложения звезд) для ярких звезд ниже, чем выбранная ширина интервалов по цвету и звездной величине (Зарицкий и др., 2002). Отметим, что мы использовали более высокий порог для красных сверхгигантов, чтобы избежать вклада старого звездного населения с низкой металличностью.

### Неопределенность решения

Для оценки статистической неопределенности в восстановленной истории звездообразования мы исследовали устойчивость полученного решения к Пуассоновскому шуму в числе звезд методом “bootstrap”. По полученному решению, мы рассчитывали ожидаемое число звезд в каждой ячейке на диаграмме цвет-звездная величина. Далее разыгрывалась их реализация в предположении Пуассоновского распределения для числа звезд, которая затем использовалась в качестве входных данных в программу восстановления истории звездообразования. Такая процедура повторялась много раз и среднеквадратичный разброс полученных решений принимался в качестве ошибки.

### 3.2.3 Проверка процедуры восстановления истории звездообразования

С целью проверки процедуры восстановления истории звездообразования мы провели ряд тестов. Во-первых, для проверки общего функционирования алгоритма и его реализации мы восстановили истории звездообразования для различных модельных звездных населений. Затем мы исследовали адекватность моделей звездной эволюции и точность аппроксимации наблюдаемых диаграмм цвет-звездная величина. И, наконец, мы исследовали устойчивость решения к фотометрическим ошибкам и его чувствительность к различным параметрам модели, таким, как металличность, доля двойных систем и наклон НФМ.

#### *Восстановление истории звездообразования модельного звездного населения.*

Для первого теста мы выбрали модельное звездное население, история звездообразования которого состоит из ряда всплесков, перемежающихся периодами спокойствия. Число звезд в модельном населении было близко к числу звезд, наблюдаемых в ММО в пределах поля зрения телескопов ХММ-Newton. Этот тест позволяет нам проверить процедуру восстановления истории звездообразования, вырождение между соседними временными интервалами и исследовать зависимость решения от критерия остановки в методе Люси-Ричардсона. Результаты представлены на рис. 3.5. Рисунок показывает поведение функции

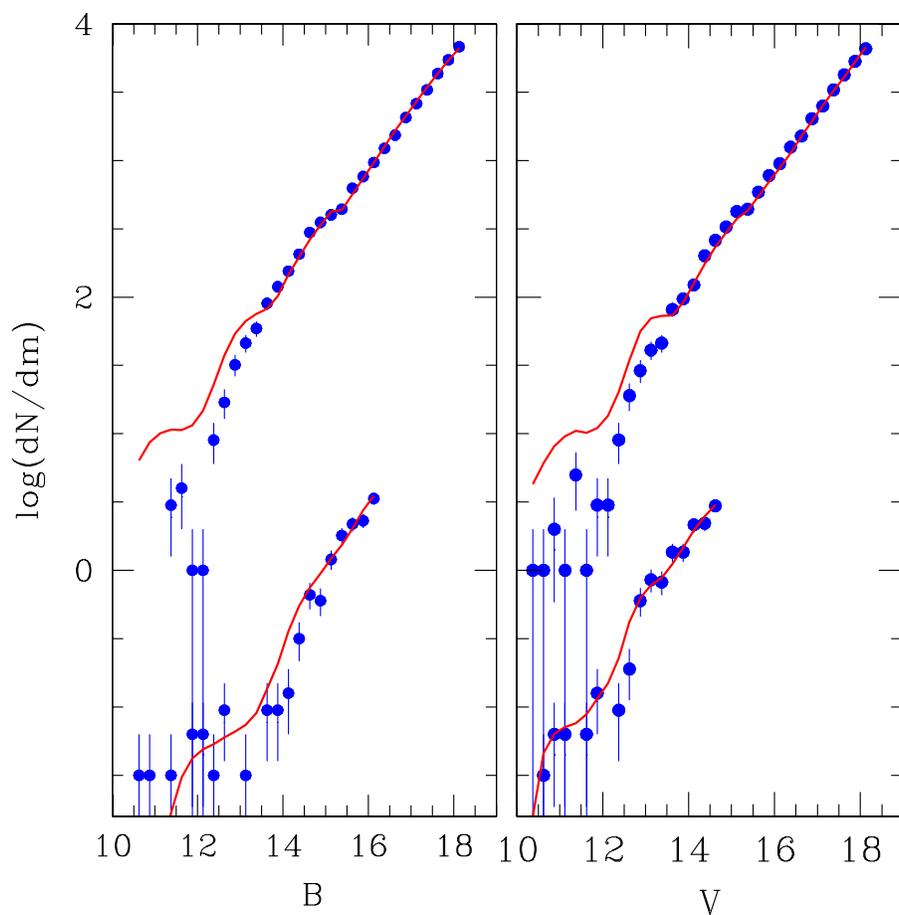


Рис. 3.6 Функции светимости для звездного населения в ММО для главной последовательности и голубых сверхгигантов (точки с ошибками и кривая в верхней части графиков) и красных сверхгигантов (в нижней части графиков). Точки с ошибками изображают наблюдаемую функцию светимости, кривая – модель, наилучшим образом их аппроксимирующая. Ветви красных сверхгигантов смещены вдоль оси абсцисс для яркости. Превышение модели для главной последовательности и голубых сверхгигантов над данными в области ярких звезд является следствием неточности современных моделей звездной эволюции для сверхгигантов (см. обсуждение в разделе 3.2.3).

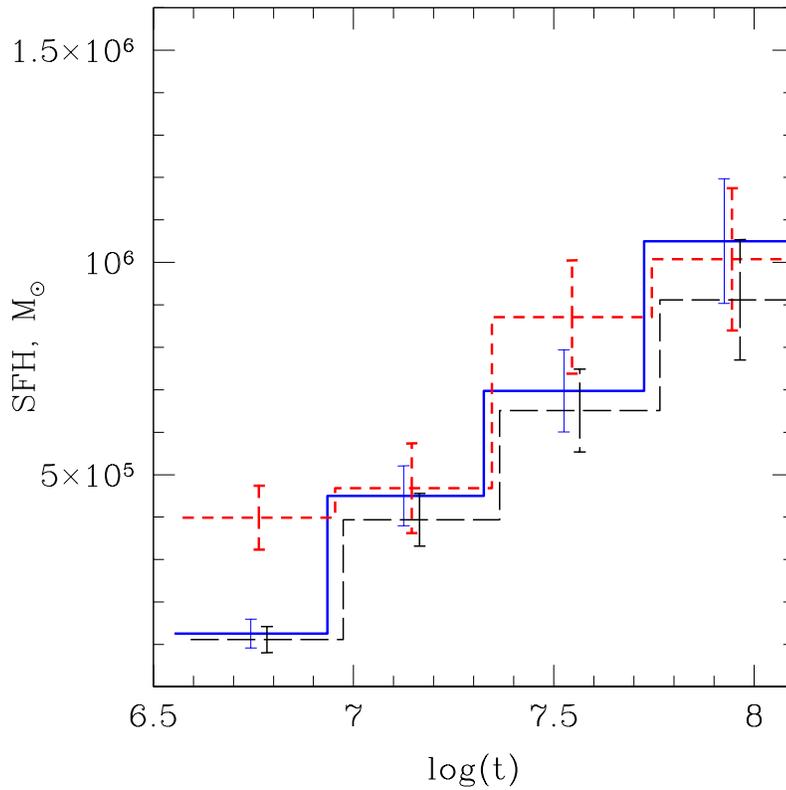


Рис. 3.7 Демонстрация зависимости решения от начальной функции масс и распределению отношений масс компонент двойных систем. Сплошная гистограмма показывает решение, полученное со стандартными параметрами, гистограммы с длинными и короткими штрихами показывают решения, полученные в предположении плоского распределения отношений масс и НФМ с наклоном 2.7 соответственно. В последнем случае нормировка уменьшена в 2 раза.

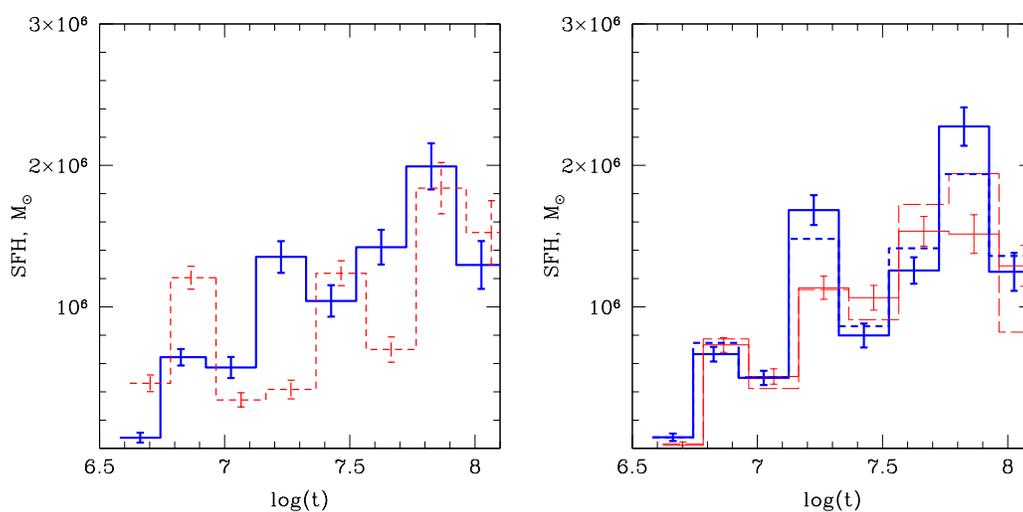


Рис. 3.8 *Слева*: Зависимость решения от выбора библиотек звездной эволюции. Сплошная гистограмма соответствует решению, полученному на основе падуанских изохрон, штриховая – на основе женевских изохрон. *Справа*: Демонстрация чувствительности решения к металличности и разбиению диаграммы цвет-светимость. Сплошная толстая и тонкая гистограммы соответствуют решениям, полученным с использованием падуанских изохрон на основной сетке, предполагая металличность  $Z=0.008$  и  $0.004$  соответственно. Толстая штриховая (короткие штрихи) и тонкая (длинные штрихи) гистограммы соответствуют решениям, полученным с увеличенным порогом для сверхгигантов и теми же металличностями.

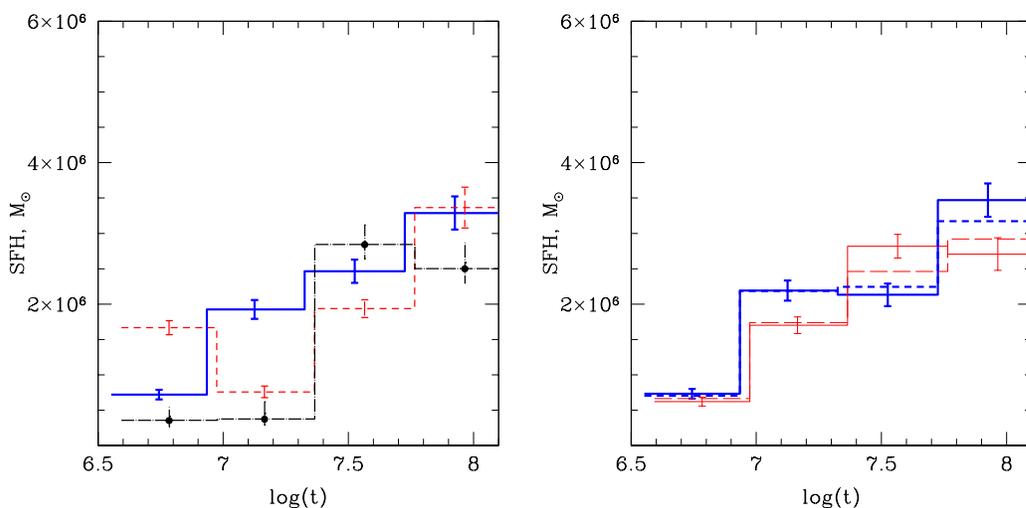


Рис. 3.9 Те же истории звездообразования, что и на рис. 3.8, но построенные в более широких бинах по времени. Ясно, что в решении с более грубым временным разрешением проблемы очевидные на рис. 3.8 становятся менее ярко выраженными. На левой панели добавлена история звездообразования из работы Харрис, Зарицкий (2004) (штрих-пунктирная гистограмма).

правдоподобия в зависимости от числа итераций и модельную и восстановленную истории звездообразования. Мы сравниваем два решения – одно задолго до насыщения функции правдоподобия (200 итераций), другое близко к насыщению (1000 итераций). Очевидно, что последнее значительно лучше соответствует модели.

Модельная история звездообразования, использовавшаяся в первом тесте, является неправдоподобно усложненной. В качестве более реалистичного примера мы выбрали реальную историю звездообразования, полученную для одного из полей ММО, и использовали модельное звездное население, соответствующее ей, в качестве входных данных в нашу программу. Как очевидно из рис. 3.5, модельная история звездообразования в этом случае более гладкая. Наилучшее решение, как и в прошлый раз, достигается близко к насыщению функции правдоподобия.

На основании результатов этих и других, не описанных здесь, тестов, мы заключили, что наилучшее решение достигается вблизи насыщения функции правдоподобия. Другими словами, характер задачи (число звезд и т.д.) таков, что полученное решение не требует (или почти не требует) значительной регуляризации.

#### *Адекватность моделей звездной эволюции.*

Для проверки адекватности модельных изохрон, мы исследовали, насколько хорошо модель описывает диаграммы цвет-звездная величина реального звезд-

ного населения. На рис. 3.6 приведены модельные и наблюдаемые функции светимости главной последовательности с голубыми сверхгигантами и красных сверхгигантов, просуммированные по всем полям Малого Магелланова Облака, использованным в этой работе. Эти функции светимости соответствуют двум областям, показанным на рис. 3.2. Видно, что на слабых звездных величинах модель хорошо согласуется с наблюдениями, однако в области ярких звезд,  $B, V \lesssim 13.5$ , предсказание модели для главной последовательности и голубых сверхгигантов заметно превышает наблюдения. Как показали тесты, это превышение связано с голубыми сверхгигантами – с ними однозначно отождествляются две хорошо заметные особенности на модельной функции светимости на  $V \approx 13$  и  $\approx 11.5$ , которые гораздо менее выражены в данных. Это достаточно очевидно из рассмотрения диаграммы цвет-величина для модельного населения в  $(B, U-B)$  диапазоне на рис. 3.4. Проблему с превышением для самых ярких звезд можно частично устранить, если для всех полей предположить металличность  $Z=0.008$ . Однако, в этом случае расположение ветвей сверхгигантов на диаграмме цвет-звездная величина будет хуже согласовываться с данными. С другой стороны, функция светимости для красных сверхгигантов хорошо описывается моделью. Очевидно, что причина расхождения данных и модели – в неопределенностях моделирования сверхгигантов, которые проявляют себя проблема соотношения числа голубых и красных сверхгигантов, уже упоминавшаяся в разделе 3.2.2.

Для того, чтобы оценить насколько сильно это влияет на восстановленную историю звездообразования, мы исследовали чувствительность решения к выбору библиотек звездной эволюции и металличности, а именно восстановили историю звездообразования, используя падуанские изохроны с  $Z=0.004$ ,  $Z=0.008$  и женеvские изохроны (Шарбоне и др., 1993) с  $Z=0.004$ . Последние используют тот же критерий конвекции, что и падуанские, однако, как отмечено в работе Лангер и Медер (1995), дают другие предсказания для частоты возникновения сверхгигантов. Визуальное сравнение двух модельных населений показало, что положение ветвей сверхгигантов на диаграмме цвет-светимость, предсказываемое женеvскими изохронами, существенно отличается от предсказаний падуанских изохрон. Как видно из левой панели рис. 3.8, решения, полученные при помощи этих двух библиотек, также отличаются друг от друга. Отметим, что поскольку наблюдаемые диаграммы существенно лучше описываются падуанскими изохронами, решение, полученное при помощи последних, по-видимому ближе к действительности и в дальнейшем мы примем его за основное. Похожая ситуация наблюдается и для решений, полученных с одними и теми же изохронами (падуанскими), но с разными металличностями – они статистически несовместимы друг с другом, хотя отличия заметно меньше, чем в случае разных библиотек звездной эволюции (правая панель рис. 3.8). Общая тенденция в поведении решения сохраняется, что является следствием того факта, что основные ограничения на историю звездообразования накладываются главной последовательностью, эволюция звезд на которой моделируется значительно лучше, чем на ветвях сверхгигантов. Неадекватность модели приводит к тому, что реше-

ние также несколько зависит от выбора рассматриваемой области на диаграмме цвет-величина. Это иллюстрируется рис. 3.8, на правой панели которого показано решение на сетке, имеющей более жесткий порог по звездной величине для сверхгигантов. Как очевидно из рис. 3.8, решения отличаются, хотя и меньше, чем в предыдущих случаях.

Как уже было отмечено выше, историю звездообразования можно было бы восстановить используя только звезды на главной последовательности и таким образом избежать проблем, связанных со сверхгигантами. Однако, точность фотометрии, имеющейся в нашем распоряжении, оказалась недостаточной для надежного отделения последних от главной последовательности.

Таким образом, несовершенство моделей массивных звезд, на которых основаны современные библиотеки звездной эволюции, ограничивает точность восстановления истории образования молодых звезд. Разумную точность имеет только общее поведение истории звездообразования, в то время как отдельные особенности на ней следует интерпретировать с осторожностью. Для того, чтобы минимизировать влияние таких неопределенностей, в дальнейшем мы укрупняем сетку по времени, объединяя временные интервалы по два, в результате чего их остается 4 в интервале  $\log(t) = 6.6 - 8.0$  вместо 8. Как очевидно из рис. 3.9, это хоть и не решает всех проблем, рассмотренных выше, но позволяет заметно уменьшить связанные с ними неопределенности в решении. Как станет ясно в дальнейшем, для рассматриваемой задачи более высокое разрешение по времени и не требуется, т.к. точность определения искомой функции  $\eta_{\text{НМХВ}}(t)$  ограничена Пуассоновским шумом, связанным с относительно небольшим числом массивных рентгеновских двойных в ММО.

Интересно сравнить историю звездообразования, полученную нами, с результатами работы Харрис, Зарицкий (2004), чей метод существенно отличается от нашего. При этом следует иметь ввиду, что Харрис, Зарицкий (2004) исследовали историю звездообразования в широком диапазоне возрастов и не концентрировались на особенностях, связанных с восстановлением недавнего звездообразования. Две истории звездообразования показаны на левой панели рис. 3.9. Видно, что они достаточно хорошо согласуются при  $t \gtrsim 20$  млн.лет и отличаются на меньших временах. Наибольшее расхождение наблюдается во втором временном интервале, соответствующем  $\log(t) \approx 7.0 - 7.3$ . Для количественного сравнения точности двух историй звездообразования рассмотрим количество красных сверхгигантов, сформированных в этом интервале времен, предсказываемое этими двумя зависимостями. Звезды, сформированные в интервале  $\log(t) \approx 7.0 - 7.3$ , которые стали красными сверхгигантами к настоящему времени, имели начальную массу в интервале  $\approx 12 - 22M_{\odot}$ . Их современное положение на диаграмме цвет-величина приблизительно ограничено интервалом звездных величин  $V = 12.0 - 13.5$  и цвета  $B - V = 1.4 - 1.8$ . История звездообразования, полученная в данной работе предсказывает 57 звезд в этом интервале звездных величин и цветов, а полученная в работе Харрис, Зарицкий (2004) – 15. Количества звезд приведены для совокупности всех полей, для которых получена история звездообразования на рис 3.9. Как и следовало ожидать, пред-

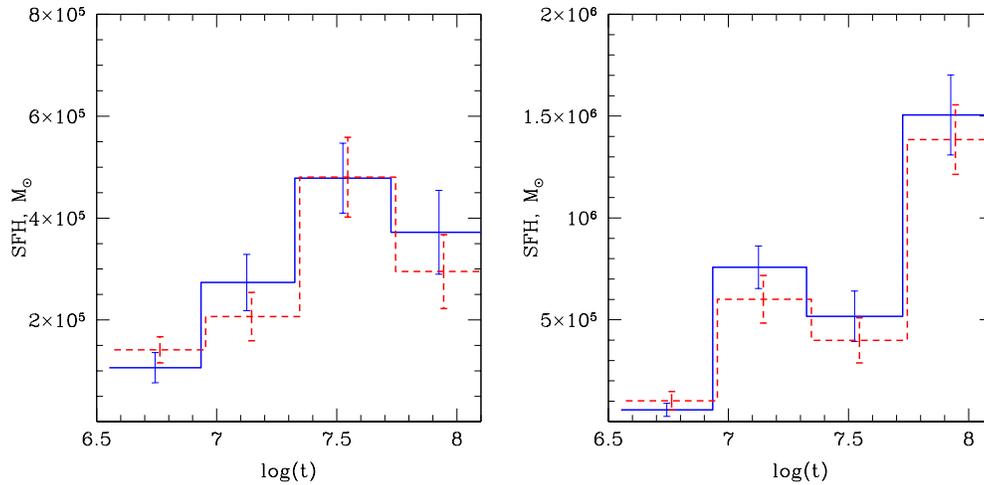


Рис. 3.10 Демонстрация слабой чувствительности решения к фотометрическим ошибкам. *Слева:* История звездообразования реального звездного населения в одном из полей Малого Магелланова Облака (сплошная гистограмма) и того же звездного населения с фотометрией, искаженной случайными ошибками, распределенными равномерно в интервале  $-0.2$ – $0.2$  (штриховая гистограмма). *Справа:* История звездообразования в одном из полей, восстановленная используя каталоги MCPS (сплошная гистограмма) и OGLE (штриховая гистограмма).

сказания отличаются в  $\approx 4$  раза. Подчеркнем, что оба решения основаны на одних и тех же библиотеках звездной эволюции и одинаковых предположениях о НФМ, степени двойственности и распределения масс звезд в двойных системах. Эти числа нужно сравнить с наблюдаемым числом красных сверхгигантов, которое равно 50. Очевидно, что решение полученное в данной работе лучше описывает популяцию массивных молодых звезд. Отметим, что т.к. масса звезд, сформированных в этом временном интервале невелика, на конечный результат это различие влияет слабо, как продемонстрировано в разделе 3.3.

#### *Устойчивость решения к фотометрическим ошибкам.*

Для того, чтобы убедиться в слабой чувствительности решения к ошибкам в фотометрии, мы провели два теста. В первом тесте мы внесли шум в реальную фотометрию, смещая звездные величины на случайные значения, равномерно распределенные в интервале от  $-0.2$  до  $+0.2$ . Затем мы восстановили историю звездообразования, используя исходную и искаженную фотометрии. Как ясно из рис. 3.10, решение слабо зависит даже от таких больших ошибок. В качестве второго теста мы сравнили историю звездообразования реального звездного населения, полученную используя два разных каталога – OGLE и MCPS. Так как OGLE предоставляет фотометрию только в BVI фильтрах, мы используем только диаграмму (B–V, V). Очевидно, такая процедура эквивалентна восстановлению истории звездообразования одного звездного населения с ошибками, взя-

тыми из разных распределений. Полученные истории звездообразования хорошо согласуются друг с другом (рис. 3.10).

*Зависимость решения от НФМ, степени двойственности и отношения масс компонентов двойных систем.*

При построении синтетических диаграмм цвет-звездная величина мы предполагали Салпитеровскую НФМ. Т.к. мы используем только верхнюю часть диаграммы цвет-звездная величина, для нас важно поведение функции масс для массивных звезд. Хотя известно, что распределение масс звезд в (массивных) звездных скоплениях следует Салпитеровской функции масс вплоть до самых больших масс, функция масс звезд “поля”, возможно, более крутая (Масси, 2003). Для того, чтобы проверить насколько решение зависит от предполагаемого наклона НФМ, мы восстановили историю звездообразования в одном из полей в ММО, предполагая более крутой наклон  $\Gamma = 1.7$ . Полученная история звездообразования не сильно отличается от решения, полученного со стандартным значением  $\Gamma = 1.35$ , за исключением того, что ее нормировка выше в 2 раза (см. рис. 3.7). Это различие формально и является следствием того, что мы предполагаем один и тот же наклон НФМ во всем интервале масс  $0.1 - 100M_{\odot}$ . Конечный результат наших вычислений практически не изменится, т.к. он нормирован на полную массу массивных звезд  $M > 8 M_{\odot}$ , а отличие нормировки обусловлено звездами малой массы.

Другим существенным предположением при создании синтетических диаграмм является доля двойных систем и их распределение по отношению масс. Степень двойственности может превышать значение  $f_{binary} = 0.5$ , принятое в данной работе в качестве стандартного, а распределение отношений масс компонентов двойных систем возможно близко к плоскому (например Кобулницкий и др., 2006). Для исследования зависимости решения от этих предположений мы восстановили историю звездообразования для одного из полей, предполагая плоское распределение отношений масс компонент и предполагая что все звезды находятся в двойных системах ( $f_{binary} = 1$ ). В обоих случаях решение получается близким к решению, полученному при стандартных значениях параметров (см. рис. 3.7; решение с другой степенью двойственности не приводится, т.к. оно практически совпадает со стандартным). Однако, коэффициент пересчета числа звезд в звездную массу зависит от значений этих параметров, поэтому нормировка полученной истории звездообразования может отличаться. Так, в случае  $f_{binary} = 1$ , нормировка истории звездообразования увеличивается в  $\approx 1.3$  раза.

### 3.2.4 Результаты: история звездообразования в ММО

Основываясь на результатах предыдущих разделов, мы восстановили историю звездообразования в Малом Магеллановом Облаке. Это было сделано отдельно для каждой из областей, наблюдавшихся обсерваторией XMM-Newton и использованных в части 1 диссертационной работы для поиска массивных рентгеновских двойных. Исключение составляет наведение на CF Tuc, значи-

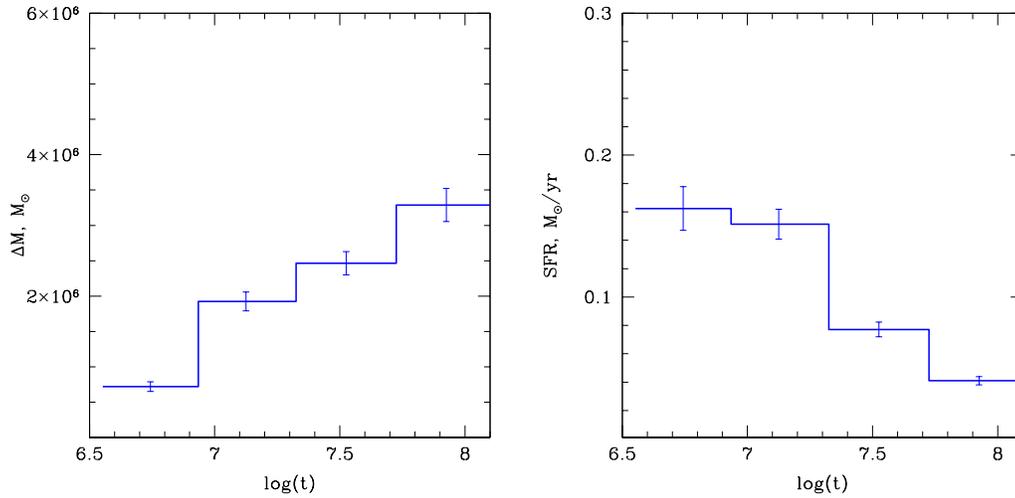


Рис. 3.11 Суммарная история звездообразования в 8 областях Малого Магелланова Облака, используемых для восстановления зависимости  $N_{HMXB}(t)$ . Рисунок слева показывает массу, сформированную в различные временные интервалы. Рисунок справа показывает темп звездообразования, как функцию времени.

тельно смещенное от центра ММО и не содержащее массивных рентгеновских двойных. Суммарная история звездообразования для этих областей показана на рис. 3.11.

### 3.3 Эволюция популяции массивных рентгеновских двойных после вспышки звездообразования

Имея пространственно-разрешенную историю звездообразования  $SFR(t, X)$ , обратимся к решению уравнения (3.4). Для построения  $N_{HMXB}(t, X)$  мы использовали каталог массивных рентгеновских двойных в ММО, полученный в первой части диссертационной работы, из которого мы отобрали массивные рентгеновские двойные ярче, чем  $10^{34}$  эрг/с. Согласно результатам раздела 1.1.4, такой порог соответствует детектированию  $\approx 75\%$  источников. Для учета неполноты каталога мы поделим полученное решение  $\eta_{HMXB}(t)$  на 0.75. Пространственная переменная  $X$  в уравнении (3.4) по сути является индексом, нумерующим поля зрения наблюдений XMM-Newton – уравнение (3.4) записывается для каждого наведения. После дискретизации мы получили систему из 8 линейных уравнений для 4 неизвестных. Количество неизвестных определяется количеством временных бинов в интервале  $\log(t) = 6.6 - 8.0$ .

Как и раньше, для того чтобы получить регуляризованное решение, мы используем итеративный метод Люси-Ричардсона. Для нахождения критерия остановки, мы решали задачу, основанную на модельной функции  $\eta(t)$ . Соглас-

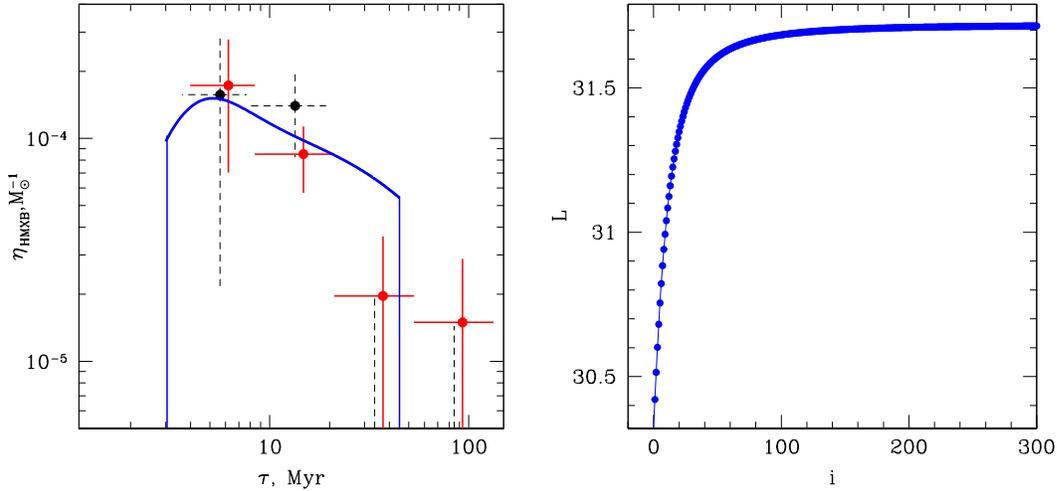


Рис. 3.12 Демонстрация восстановления зависимости числа массивных рентгеновских двойных от времени, прошедшего с момента звездообразования. *Слева:* Модель (сплошная линия) и решения, полученные методом Люси-Ричардсона, после 20 итераций (сплошные кресты) и 100 итераций (штриховые кресты). *Справа:* Функция правдоподобия решения в зависимости от числа итераций.

но историям звездообразования  $SFR(t, X)$  и функции  $\eta(t)$ , основанной на темпе вспышек сверхновых II-ого типа (раздел 3.1), мы рассчитали ожидаемые числа массивных рентгеновских двойных в 8 пространственных областях в ММО и их Пуассоновские реализации. Суммарное число модельных источников близко к реальному числу массивных рентгеновских двойных в ММО. Восстановленная зависимость  $\eta(t)$  приведена на рис. 3.12. для двух критериями остановки – одно близко к плато на функции правдоподобия (100 итераций), другое – задолго до него (20 итераций). Как следует из графика, последнее лучше согласуется с моделью и, кроме того, имеет меньшие ошибки. Это означает, что задача является некорректно поставленной и решение требует регуляризации.

### 3.3.1 Результаты и обсуждение

Полученная зависимость числа массивных рентгеновских двойных от времени, прошедшего с момента звездообразования,  $\eta_{HMXB}(t)$ , показана на рис. 3.13. Неопределенность решения рассчитывалась так же как и ранее в разделе 3.2.2. Чтобы учесть неполноту каталога массивных рентгеновских двойных в ММО, нормировка полученного решения была домножена на фактор 1.3. Теоретическая кривая на рисунке 3.13 соответствует модели, основанной на темпе вспышек сверхновых II-ого типа и нормированной согласно калибровке  $N_{HMXB}-SFR$  (Гримм и др., 2003), как описано в разделе 3.1. Решения, показанные на рис. 3.13 были получены как для истории звездообразования, определенной в этой рабо-

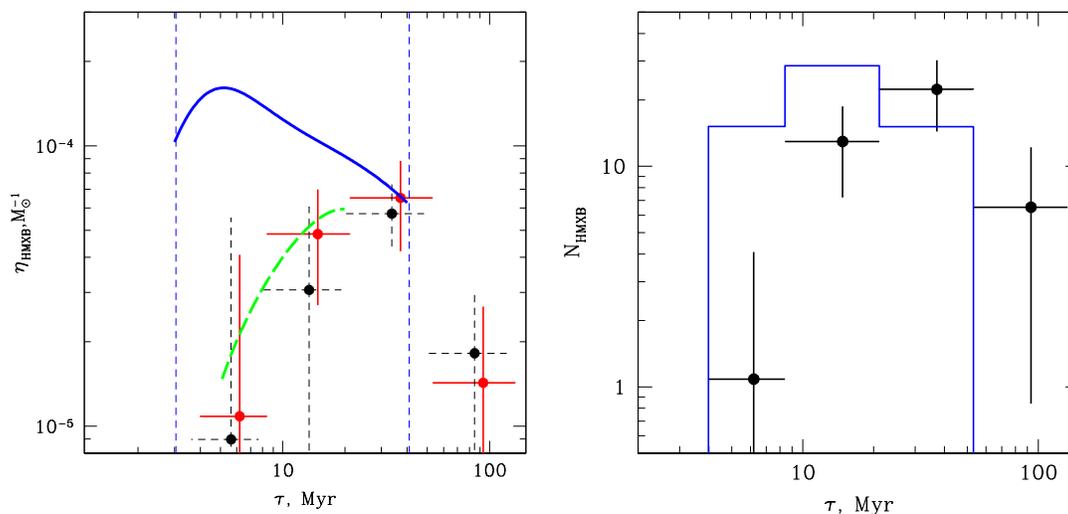


Рис. 3.13 *Слева*: Зависимость числа массивных рентгеновских двойных от времени, прошедшего с момента звездообразования. Сплошные кресты получены используя историю звездообразования, восстановленную в этой работе, штриховые – историю звездообразования из работы Харрис, Зарицкий (2004). Сплошная кривая показывает модель, основанную на темпе вспышек сверхновых (раздел 3.1). Две вертикальные штриховые линии отражают времена формирования первой черной дыры и последней нейтронной звезды, посчитанные в рамках стандартной теории эволюции одиночной звезды. Штриховая кривая показывает теоретическую зависимость числа  $\text{Be}/\text{X}$  систем с нейтронными звездами, полученную в работе Попов и др. (1998) (соответствующую солнечной металличности и  $\log(L_{\text{min}})=33$ ). *Справа*: Распределение массивных рентгеновских двойных в Малом Магеллановом Облаке по возрасту. Точки с ошибками получены путем умножения наблюдательной кривой на левом графике на массу, сформированную в соответствующих временных интервалах. Гистограмма отражает предсказания модели, основанной на темпе вспышек сверхновых. Очевидно, что наблюдаемое число самых молодых систем заметно ниже, чем можно было бы ожидать исходя из темпа вспышек сверхновых II-ого типа.

те, так и для истории звездообразования из работы Харрис, Зарицкий (2004). Видно, что решения совместимы, несмотря на некоторую разницу между двумя историями звездообразования в младших временных интервалах (рис. 3.9) – как уже упоминалось выше, точность решения ограничена Пуассоновским шумом, связанным с относительно небольшим числом массивных рентгеновских двойных в ММО.

Как ясно из рисунка, эффективность формирования массивных рентгеновских двойных не превышает предсказание, основанное на среднем соотношении  $N_{\text{НМХВ}}-\text{SFR}$  для локальной Вселенной. Обилие массивных рентгеновских двойных в ММО является следствием конкретной формы недавней истории звездообразования в этой галактике, а именно его высокой интенсивности  $\sim 50$  млн.лет назад.

Конкретная форма зависимости  $\eta_{\text{НМХВ}}(t)$  заметно отличается от поведения темпа вспышек Сверхновых II типа – число массивных рентгеновских двойных достигает максимума через 20–50 млн. лет после всплеска звездообразования, т.е. на временах порядка или превосходящих время вспышки последней сверхновой с образованием нейтронной звезды. Также обращает на себя внимание недостаток самых молодых систем по сравнению с предсказаниями модели. Очевидно, что большинство молодых систем соответствует массивным рентгеновским двойным с черными дырами, т.к. они формируются в первую очередь после вспышки звездообразования. Такой недостаток не является неожиданным с точки зрения наблюдений, т.к. известно, что большинство массивных рентгеновских двойных в ММО являются пульсарами с Ве компаньонами. Он, однако, представляет большой интерес с точки зрения теории формирования и эволюции двойных систем. Такое поведение очевидно связано с эволюцией звезды-компаньона, время жизни которой может достигать  $\sim 60$  млн. лет для одиночной звезды массой  $6M_{\odot}$  (без учета эффектов эволюции в двойной системе). Другим важным фактором является эволюция периода вращения и магнитного поля нейтронной звезды и эволюция по цепочке “эжектор”–”пропеллер”–аккректор (Илларионов и Сюняев (1975); см. также главу 2 диссертационной работы). Адекватным инструментом для исследования этих эффектов являются модели популяционного синтеза. В качестве примера мы привели на рис. 3.13 зависимость числа Ве/X систем с нейтронными звездами от времени, полученную в работе Попов и др. (1998) на основе расчетов с использованием “Машины Сценариев”. Системы других классов (например, нейтронные звезды со сверхгигантами) являются существенно менее многочисленными с учетом выбранного авторами порога по светимости в  $10^{33}$  эрг/с, поэтому кривые для них мы не приводим. Для того, чтобы можно было сравнивать абсолютное число рентгеновских источников с результатами наших наблюдений, мы перенормировали теоретическую зависимость на число систем ярче  $10^{34}$  эрг/с. Для этого мы использовали функцию светимости массивных рентгеновских двойных в ММО, полученную в разделе 1.4.2. Отметим, что ее наклон в области малых светимостей несколько меньше стандартного значения 0.6 (Гримм и др., 2003). Как видно из рисунка, в диапазоне времен 5-20 млн. лет в котором работают модели Попова и др. (1998),

наблюдается хорошее согласие с наблюдениями, как в форме зависимости, так и в ее нормировке. Отметим, что расчеты Попова и др. (1998) проводились в предположении Солнечного обилия тяжелых элементов, в то время как детали популяции рентгеновских источников зависят от металличности (Дрэй, 2006). Кроме того, минимальный порог по светимости в их расчетах составляет  $10^{33}$  эрг/с, что на порядок ниже порога, использованного нами. Это также может повлиять на форму зависимости  $\eta_{HMXB}(t)$ , как следует из рассуждений, приведенных ниже.

Очевидно, экспериментальную зависимость, полученную в данной работе, можно использовать для проверки и “калибровки” моделей популяционного синтеза и прояснения различных аспектов эволюции двойных систем.

На правой панели рис. 3.13 показано распределение массивных рентгеновских двойных в ММО по возрастам, представляющее собой произведение восстановленной зависимости  $\eta_{HMXB}(t)$  на массу звезд, сформированных в соответствующих временных интервалах. Как ясно из рисунка, популяция массивных рентгеновских двойных в ММО является довольно старой,  $\tau \approx 20 - 50$  млн. лет. К схожему выводу пришла и автор работы Дрэй (2006) на основании анализа наблюдаемого распределения периодов и светимостей массивных рентгеновских двойных и их сравнения с результатами моделей популяционного синтеза. В этой работе также сделано предположение о существовании относительно недавней интенсивной вспышки звездообразования в ММО.

При интерпретации результатов, показанных на рис. 3.13, необходимо иметь в виду, что для восстановления зависимости числа массивных рентгеновских двойных от времени мы использовали рентгеновские источники со светимостями  $L_X \geq 10^{34}$  эрг/с, т.е. в нашей выборке доминируют слабые источники. Интересно было бы посмотреть на поведение функции  $\eta_{HMXB}(t)$  для ярких источников, например,  $L_X \gtrsim 10^{37}$  эрг/с. Действительно, хотя светимость конкретной двойной и зависит от размера орбиты двойной системы, можно ожидать, что, средняя рентгеновская светимость двойной системы растет с увеличением массы звезды-компаньона. Тогда, вследствие меньшего времени жизни более массивных звезд, яркие рентгеновские двойные будут в среднем более молодыми, чем слабые. В пользу такого вывода свидетельствует и тот наблюдательный факт, что в звездообразующих галактиках более яркие источники в среднем расположены ближе к скоплениям молодых звезд (например, Каарет и др. (2004)). Поэтому зависимость числа ярких источников от времени будет отличаться от изображенной на рис. 3.13. Однако провести такое исследование для Малого Магелланова Облака нельзя из-за недостаточно высокого темпа звездообразования и, соответственно, малого числа ярких источников. Заметим также, что соотношения  $N_{HMXB}-SFR$  и  $L_X-SFR$ , полученные в работе Гримм и др. (2003), основаны на наблюдениях обсерваторией Chandra ярких массивных рентгеновских двойных в других галактиках. Поэтому можно ожидать, что при использовании более слабого порога по светимости, данные соотношения могут нарушаться. Этот эффект будет слабо выражен для зависимости  $L_X-SFR$ , т.к. суммарная рентгеновская светимость популяции массивных рентгеновских двойных определяется главным образом яркими источниками, в силу формы их функции све-

тимости. Однако полное число источников определяется более многочисленными слабыми источниками, поэтому в зависимости  $N_{HMXB}$ –SFR можно ожидать заметные отклонения от линейной зависимости при понижении порога по светимости.

### 3.4 Заключение

Мы рассмотрели связь популяции массивных рентгеновских двойных с историей звездообразования в родительской галактике. Число массивных рентгеновских двойных можно представить в виде свертки (уравнение 3.4) истории звездообразования  $SFR(t)$  и функции  $\eta_{HMXB}(t)$ , описывающей зависимость числа массивных рентгеновских двойных от времени, прошедшего после вспышки звездообразования. Таким образом, исследуя распределение массивных рентгеновских двойных по звездным комплексам с различными историями звездообразования, можно восстановить эволюцию популяции массивных рентгеновских двойных после вспышки звездообразования.

Используя архивные данные оптических наблюдений, мы восстановили пространственно-разрешенную историю звездообразования в Малом Магеллановом Облаке за последние  $\sim 100$  млн. лет (рис. 3.11). Для этого наблюдаемые диаграммы цвет-звездная величина звездного населения были аппроксимированы линейными комбинациями модельных изохрон. Мы исследовали устойчивость и погрешности такого метода восстановления недавней истории звездообразования и продемонстрировали, что его точность ограничена неопределенностями современных моделей эволюции массивных звезд. Однако систематической ошибкой, вносимой этим фактором можно пренебречь, т.к. основным источником неопределенности в решении является Пуассоновский шум, вызванный относительно небольшим числом массивных рентгеновских двойных в части Малого Магелланова Облака, исследованной обсерваторией XMM-Newton.

Используя полученные истории звездообразования и пространственное распределение массивных рентгеновских двойных в Малом Магеллановом Облаке (см. главу 1 диссертации), мы восстановили функцию  $\eta_{HMXB}(t)$ , описывающую зависимость числа массивных рентгеновских двойных от времени, прошедшего после звездообразования (рис. 3.13). Мы сравнили полученную зависимость с поведением темпа вспышек сверхновых II-ого типа. Число массивных рентгеновских двойных достигает максимума через  $\sim 20$ – $50$  млн. лет после звездообразования, что сравнимо или превосходит время жизни звезды массой  $8M_{\odot}$ . Это существенно позднее, чем максимум темпа вспышек сверхновых II-ого типа. Кроме того, обращает на себя внимание недостаток самых молодых систем. С наблюдательной точки зрения это проявляется в отсутствии (или крайней малочисленности) в Малом Магеллановом Облаке массивных рентгеновских двойных с черными дырами. Такое поведение связано с эволюцией звезды-компаньона и периода вращения нейтронной звезды и согласуется с результатами расчетов моделей популяционного синтеза (Попов и др., 1998). При интерпретации

этих результатов следует иметь в виду, что функция  $\eta_{HMXB}(t)$  зависит от пороговой светимости, использованной при отборе рентгеновских источников. В нашем анализе использовалась выборка с низким порогом светимости,  $L_{min} \sim 10^{34}$  эрг/с. В такой выборке основной вклад в число источников вносят источники с малой светимостью – преимущественно Be/X системы, а относительный вклад систем с черными дырами и/или O/V сверхгигантами, которые должны составлять большинство источников в младшем временном интервале на рис. 3.13, невелик. Поэтому зависимость от времени числа ярких источников, например со светимостями, превышающими  $10^{37}$  эрг/с, будет отличаться от показанной на рис. 3.13.

Эффективность формирования массивных рентгеновских двойных в Малом Магеллановом Облаке не превышает предсказания калибровки  $N_{HMXB}$ -SFR (Гримм и др., 2003). Их аномальное обилие по сравнению с предсказаниями, основанными на излучении в стандартных индикаторах звездообразования, таких, как линия  $H_{\alpha}$  водорода, может являться следствием специфики истории звездообразования в ММО.

## Глава 4

# Массивные рентгеновские двойные и спиральная структура родительской галактики

Наблюдения близких галактик рентгеновскими обсерваториями Chandra и XMM-Newton обнаружили в них богатые популяции компактных рентгеновских источников (см. напр. Фаббиано, 2006; Килгард и др., 2005). Спектральный анализ, переменность излучения, функции светимости и характер пространственного распределения позволяют отождествить их с уже известными (в нашей Галактике) классами объектов - массивными и маломассивными рентгеновскими двойными, остатками вспышек сверхновых, сверхмягкими рентгеновскими источниками, а также выделить неизвестный ранее класс ультраярких рентгеновских источников.

С точки зрения отношения к процессу звездообразования, рентгеновские источники можно естественным образом разделить на две группы - молодые объекты, такие как массивные рентгеновские двойные и остатки вспышек сверхновых и старые, такие как маломассивные рентгеновские двойные. Естественно ожидать, что первые будут концентрироваться в областях недавнего звездообразования, в то время как последние будут следовать распределению звездной массы галактики. Действительно, наблюдения близких галактик обсерваторией Chandra показывают, что популяции рентгеновских источников в звездообразующих галактиках кардинально отличаются от популяций рентгеновских источников в эллиптических галактиках. Это особенно заметно при анализе функций светимости этих источников - для первых функция светимости оказывается степенным законом с показателем 1.6, как и у массивных рентгеновских двойных в нашей галактике, в то же время функция светимости вторых имеет форму близкую маломассивным рентгеновским двойным в нашей галактике (Гримм и др., 2003; Гильфанов, 2004).

В близких спиральных галактиках в распределении рентгеновских источников должны наблюдаться две компоненты - массивные рентгеновские двойные,

концентрирующиеся к спиральным рукавам, и маломассивные, имеющие более гладкое распределение с максимальной плотностью в центре галактики. С одной стороны, наблюдения обсерваторией Chandra таких галактик как M51, M101 свидетельствуют, что концентрация рентгеновских источников к спиральным рукавам действительно присутствует. Однако, более подробный анализ говорит о том, что в реальности картина сложнее. Во-первых, массивные рентгеновские двойные отражают звездообразование в галактике, происходившее  $\sim 5-60$  млн. лет назад, т.е. строго говоря не являются индикатором текущего звездообразования (см. главу 3 диссертационной работы, рис. 3.13). Такие времена могут оказаться важными с точки зрения галактической динамики, т.к. характерное время оборота звезд в типичной спиральной галактике составляет  $\sim 200$  млн. лет. В результате, спиральная структура, наблюдаемая в распределении массивных рентгеновских двойных будет искажена и смещена относительно спиральной структуры, наблюдаемой, например, в H $\alpha$ . С другой стороны, контраст плотности между рукавами и межрукавным пространством в звездном населении некоторых галактик может достигать значений  $\sim 3$ , что приведет в возникновении спиральной структуры и в старом населении маломассивных рентгеновских двойных.

В данной работе мы строим кинематическую модель пространственного распределения рентгеновских двойных в спиральной галактике, сравниваем ее предсказания с наблюдениями M 51 обсерваторией Chandra и делаем предсказания для нашей Галактики.

#### 4.1 Спиральная структура в различных индикаторах звездообразования.

Основные положения современной теории спиральной структуры в галактиках была созданы Лином и Шу (Лин и Шу, (1964,1966), Лин и др. (1969)), которые выдвинули гипотезу квазистационарной волны плотности. Согласно этой гипотезе, спиральная структура галактики является проявлением волны плотности - возмущения плотности звездного диска и газа, распространяющегося по галактике и незатухающего в течение длительного периода времени. Хотя причины возникновения и поддержания стационарной волны плотности неизвестны, существует множество кандидатов на их роль, таких как влияние соседней галактики, асимметрия в центре галактики и т.д. Вследствие сравнительно невысокой дисперсии скоростей в межзвездном газе, амплитуда волны плотности, индуцируемая возмущением гравитационного потенциала может быть довольно большой. Амплитуда же волны плотности в звездном диске, напротив, должна быть невелика (по крайней мере для изолированной галактики). Более того, в довольно общем случае, в газе может возникнуть ударная волна, приводящая к чрезвычайно узкой зоне сжатия газа с большим скачком плотности (Робертс, 1969). Сжатие газа индуцирует звездообразование в нем, в результате чего формируются молодые звезды, образующие ярко выраженную спиральную структуру

ру галактики в видимом диапазоне.

Кроме видимого диапазона, спиральную структуру можно также наблюдать во многих других индикаторах звездообразования, звездной массы и газа. Наиболее важными являются излучение в линии  $H\alpha$  водорода, УФ и далеком ИК диапазоне, производимые массивными звездами, излучение в близком ИК диапазоне от старых звезд, а также излучение  $HI$  в линии 21 см и излучение молекул  $CO$ . Простейшие соображения говорят, что спиральная структура будет неодинаковой в различных индикаторах. Например, излучение в линии  $H\alpha$  возникает в областях ионизованного водорода, содержащих молодые звезды с массами  $\gtrsim 10 M_{\odot}$ , в то время как УФ излучение связано с фотосферным излучением звезд из более широкого диапазона масс (Кенникатт, 1998). Разные угловые скорости звездного диска и волны плотности приводят к тому, что молодые звезды со временем смещаются с ударного фронта волны плотности. Вследствие малого времени жизни массивных звезд, ответственных за излучение в линии  $H\alpha$ ,  $\lesssim 20$  млн. лет, его пик должен находиться недалеко от фронта спиральной волны. С другой стороны, менее массивные звезды ответственные за УФ излучение имеют времена жизни до 100 млн. лет и могут быть существенно смещены относительно места рождения. В результате, спиральная структура в УФ будет значительно шире, чем в  $H\alpha$ . Такого рода смещения между различными индикаторами действительно наблюдались, например, между  $H\alpha$  и УФ в М 51 (Петит и др., 1996),  $HI$  и нетепловым радиоcontinuumом в М 51 и М 83 (Тиланус, Аллен, 1991) и т.д.

Ситуация с массивными рентгеновскими двойными схожа с описанной выше. Действительно, время жизни оптического компаньона с массой  $\sim 8 M_{\odot}$  составляет около 40 млн. лет., т.е. массивные рентгеновские двойные отражают звездообразование происходившее несколько десятков миллионов лет назад. Наглядным примером этого, хотя и не связанным со спиральной структурой, является отсутствие корреляции между пространственной плотностью массивных рентгеновских двойных и интенсивностью излучения в линии  $H\alpha$  в Большом Магеллановом Облаке (см. третью главу диссертации).

#### 4.1.1 *Спиральная структура в распределении массивных рентгеновских двойных.*

Суммируя сказанное выше можно заключить, что на пространственное распределение массивных рентгеновских двойных влияют следующие факторы.

1. Пространственное распределение областей звездообразования.

Теория волн плотности и наблюдения спиральных галактик показывают, что хорошим приближением для положения фронта спиральной волны может служить логарифмическая спираль. Тогда в полярных координатах ( $r, \Theta$ ) положение спирального рукава задается соотношением:

$$\Theta - \Theta_0 = \ln(r/r_0) / \tan \psi, \quad (4.1)$$

где  $\psi$  - угол между спиралью и касательной к окружности, называемый питч

углом. а  $(r_0, \Theta_0)$  - некая точка на спирали, например ее начало. Мы предполагаем, что звездообразование происходит в узкой области вдоль такой спирали.

## 2. Динамика массивных рентгеновских двойных.

Массивные рентгеновские двойные, родившиеся на фронте ударной волны, вовлекаются в общее движение звездного диска в соответствии с кривой вращения галактики. В первом приближении его можно представить как движение по круговым орбитам вокруг центра галактики. Спиральная волна плотности вращается с угловой скоростью  $\Omega_p$  в том же направлении, что и звездный диск. Тогда положение массивных рентгеновских двойных относительно мгновенного положения фронта спиральной волны плотности, изначально равное нулю, через некоторое время  $\tau$  дается следующим уравнением:

$$\Delta\Theta = (\Omega(r) - \Omega_p)\tau, \quad (4.2)$$

где  $\Delta\Theta$  - смещение объектов относительно мгновенного положения волны плотности,  $\Omega(r)$  - кривая вращения галактики,  $\Omega_p$  - угловая скорость спиральной волны. Другими словами, эта формула дает положение объектов с возрастом  $\tau$  относительно наблюдаемой сегодня области звездообразования. Очевидно, что массивные рентгеновские, находящиеся внутри радиуса коротации  $r_{cr}$  ( $\Omega(r_{cr}) = \Omega_p$ ), движутся быстрее волны плотности, а находящиеся вне  $r_{cr}$  запаздывают относительно нее.

В этой формуле игнорируется возмущение гравитационного поля галактики и тот факт, что звезды двигаются по эпициклическим орбитам, а не круговым. Для точного описания динамики различных составляющих спиральной галактики, необходимо также рассмотреть динамику облаков газа и формирование звезд в них под действием грав. неустойчивости. Модели такого взаимодействия (см., например, Лейзавиц, Баш (1982), Робертс, Стюарт (1987)) дают довольно противоречивые результаты - в одних молодые звезды будут некоторое время двигаться практически вдоль спирального рукава, в других же, напротив, будут довольно быстро смещаться от него.

## 3. Эволюция числа массивных рентгеновских двойных со временем, прошедшим после момента звездообразования.

Детальное исследование этого вопроса представляет собой сложную задачу, требующую создания моделей популяционного синтеза. Здесь мы лишь кратко отметим основные факторы, задающие временной масштаб эволюции популяции массивных рентгеновских двойных. Во-первых, это время необходимое для образования черной дыры или нейтронной звезды. Здесь можно выделить два естественных характерных времени - время жизни наиболее массивной звезды ( $\approx 100 M_\odot$ ), соответствующее образованию первого компактного объекта (черной дыры),  $t_{min} \approx 2 - 3$  млн. лет и время жизни наименее массивной звезды ( $\approx 8 M_\odot$ ), способной образовать компактный объект - время образования последней нейтронной звезды,  $t_{max} \approx 40$  млн. лет. Не менее важным фактором является эволюция звезды-компаньона до начала активной фазы - аккреции вещества на компактный объект. Продолжительность этой фазы также может быть

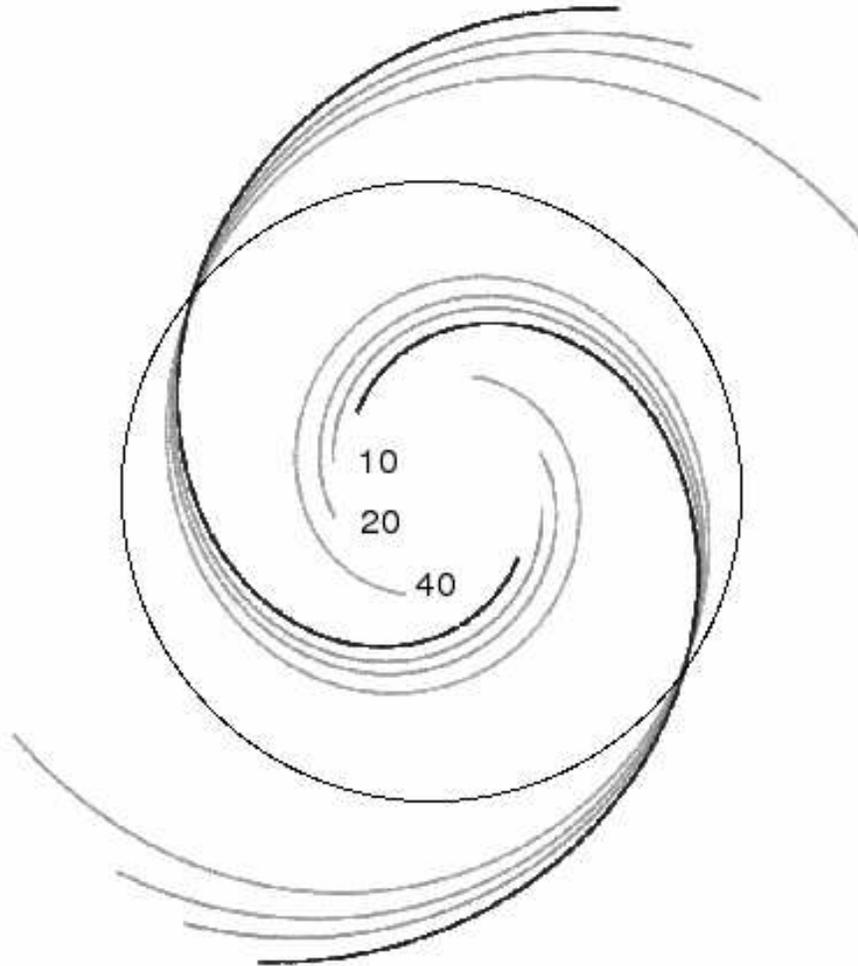


Рис. 4.1 Спиральная структура в распределении массивных рентгеновских двойных. Разные кривые соответствуют положениям объектов с возрастaми 10, 20, 40 млн. лет рассчитаннoм согласно уравнению 4.2. Также приведено положение области текущего звездообразования (черная кривая). Окружностью показано положение радиуса коротации.

довольно велика - до нескольких десятков миллионов лет в зависимости от массы звезды компаньона. Кроме того, необходимо принять во внимание продолжительность фазы рентгеновской активности, которая должна быть значительно меньше, чем первые две,  $10^3 - 10^6$  млн. лет. В результате максимальный возраст для массивной рентгеновской двойной может достигать значений больше 40 млн. лет. Это подтверждается и наблюдениями - например, анализ популяции массивных рентгеновских двойных в Малом Магеллановом Облаке показал, что, среди них могут присутствовать системы с возрастaми до  $\sim 60$  млн. лет (см. раздел 3.3.1). В дальнейшем, в качестве временного масштаба существования популяции массивных рентгеновских двойных, мы используем как консервативную оценку  $t_{max} \approx 40$  млн. лет, так и большие значения, демонстрируя в последнем случае величину эффекта для наиболее старых систем.

Стоит также отметить, что смещение массивных рентгеновских двойных относительно других индикаторов звездообразования, наблюдаемое в галактиках, находящихся на расстояниях  $\gtrsim 1$  Мпс может быть несколько меньше, чем смещение в близких галактиках. Действительно, при наблюдении рентгеновских двойных в далеких галактиках, присутствует эффект селекции, заключающийся в выборе наиболее ярких объектов. Учитывая, что светимость массивной рентгеновской двойной связана с массой оптического компаньона (Постнов, 2003), возникает эффект селекции и по массе, т.е. будут наблюдаться преимущественно наиболее массивные и, соответственно, молодые системы, для которых смещение от спиральных ветвей будет меньше. Однако, кроме массы компаньона, светимость также зависит от размера орбиты, что уменьшает эффект селекции и увеличивает вклад "старых" массивных рентгеновских двойных в наблюдаемую популяцию рентгеновских источников. Детальный анализ этого эффекта выходит за рамки данной работы.

Для того, чтобы оценить величину смещения рентгеновских источников относительно спиральной структуры галактики, мы рассчитали ожидаемые пространственные распределения массивных рентгеновских двойных с возрастaми 10, 20 и 40 млн. лет. В качестве области текущего звездообразования мы использовали аппроксимацию логарифмической спирали ( $\psi = 19^\circ$ ) внутренней части области звездообразования в М 51 (см. раздел 4.2.1). Смещение массивных рентгеновских двойных относительно мгновенного положения спирали рассчитывалось согласно уравнению 4.2, предполагая что кривая вращения и угловая скорость волны плотности также соответствуют М 51. Полученные распределения вместе с текущим положением спиральной структуры приведены на рис. 4.1.

## 4.2 Спиральная структура и массивные рентгеновские двойные: сравнение с наблюдениями

Для изучения спиральной структуры в наблюдаемом распределении источников или интенсивности излучения на некоторой длине волны можно использовать различные методы. Например, можно строить распределение смещений

полярного угла относительно угла спирали  $\chi = \phi - \ln(r/r_0)/\tan\psi$ . В таком способе представления логарифмическая спираль с двумя рукавами проецируется в две  $\delta$ -функции около 0 и  $\pi$ . Однако, в случае, когда форма спиральной структуры далека от логарифмической спирали, удобно использовать распределение расстояний источников до нее. Очевидно, что по мере “старения” источников характер данного распределения будет меняться. Продемонстрировать этот эффект на реальном примере можно используя яркие области НII, чье распределение расстояний до ближайшей спиральной ветви характеризует положение самых молодых объектов. Смещая их положения относительно текущего положения спирали в соответствии с формулой 4.2, можно получить характер распределения для более старых объектов. Для такого рода демонстрации мы выбрали яркие области НII в М 51 ( $S > 1.5 \times 10^{-17} \text{ Вт/м}^2$ ) из каталога Петит и др. (1996) и сместили их, предполагая, что спираль является запаздывающей (т.е. вращение происходит против часовой стрелки, см. рис. 4.3). Затем мы построили распределения расстояний исходных и смещенных источников до ближайшей спиральной ветви (подробнее про спиральную структуру в М 51 см. раздел 4.2.1) для источников в широком диапазоне галактоцентрических расстояний,  $2.3 < r(\text{кпс}) < 9.5$ , и источников внутри радиуса коротации,  $2.3 < r(\text{кпс}) < 5.6$ . Искажение распределения заметно в обоих случаях (см. рис. 4.2), при этом в последнем оно носит характер сдвига.

Очевидно, что для сравнения качественной модели, построенной выше, идеальной была бы галактика с активным звездообразованием и достаточно малой звездной массой, спиральная структура которой близка к логарифмической спирали с большим питч углом. Кроме того, желательно чтобы угловой размер галактики был не слишком велик, чтобы вклад фоновых источников был минимален.

### 4.2.1 Сравнение с наблюдениями: М 51

Из галактик, наблюдавшихся обсерваторией Chandra, одной из наиболее подходящих для нашей цели является М 51, обладающая четко выраженной спиральной структурой и находящаяся на расстоянии 9.7 Мпс (Сандаж, Тамманн, 1975). Смещения различных индикаторов спиральной структуры в М 51 явно указывают на то, что мы имеем дело с волной плотности (например, Тиланус, Аллен, 1989, 1991). Для определения ориентации М 51 в пространстве мы принимаем координаты центра  $RA(J2000) = 13^h 29^m 52^s.71$ ,  $DEC(J2000) = 47^\circ 11' 42''.6$  (Форд и др., 1985),  $PA = 170^\circ$ , наклонение галактики к плоскости неба  $i = 20^\circ$  (Тулли, 1974). В качестве угловой скорости спиральной волны используется значение  $\Omega_p = 38 \text{ км/с/кпс}$ , полученное в работе Циммер и др. (2004) методом Вейнберга-Тремэйна. Данные по кривой вращения были взяты из работы Тиланус, Аллен (1991) и аппроксимированы законом  $V(r) \propto \sqrt{(r/r_0)^{1.3}/(1 + (r/r_0)^{2.3})}$ . Кривая вращения и угловая скорость волны плотности соответствуют радиусу коротации  $r_{cr} \approx 5.6 \text{ кпс}$ , что согласуется со

значениями полученными другими методами (Фогель и др., 1993).

Важной особенностью М 51 является ее взаимодействие со своим компаньоном - NGC 5195, благодаря чему на нее часто ссылаются как на пример галактики, где спиральная структура может возбуждаться и поддерживаться приливными силами (см. например Тоомре, 1978). Вероятно, приливное взаимодействие также служит причиной необычно большого контраста плотности в К диапазоне и, следовательно, в звездном населении в М 51 (Рикс, Рике, 1993). Большой контраст плотности в звездном диске, очевидно, может кардинально поменять проявление спиральной структуры в рентгеновских двойных. Например, естественно ожидать появление спиральной структуры в распределении не только массивных рентгеновских двойных, но и маломассивных.

Спиральная структура в М 51 имеет более сложную форму, чем простая логарифмическая спираль и может быть аппроксимирована ею только в ограниченном диапазоне радиусов. Более того, характер поля скоростей ионизованного газа на периферии М 51, указывает на то, что самые внешние части спирали вращаются с угловой скоростью отличной от скорости внутренней спирали (Фогель и др., 1993).

Область вокруг NGC 5195 с радиусом  $\approx 1.7'$  в дальнейшем была исключена из анализа.

### Рентгеновские источники в направлении на М 51

Для анализа мы использовали список источников, зарегистрированных в работе Терашима, Вилсон (2004) по данным обсерватории Chandra. Суммарное число источников внутри галактоцентрического радиуса  $\approx 10$  кпс составляет 88 при предельной чувствительности в диапазоне 0.5–8 кэВ  $S_{lim} = 1.4 \times 10^{-15}$  эрг/см<sup>2</sup>/с (для фотонного индекса 1.5 и  $N_H = 1.3 \times 10^{20}$  см<sup>-2</sup>), что соответствует светимости  $L_X = 1.6 \times 10^{37}$  эрг/с. Как и в случае любой другой галактики, большинство рентгеновских источников в направлении на М51 принадлежат одному из следующих классов - массивные рентгеновские двойные, маломассивные рентгеновские двойные, остатки вспышек сверхновых и фоновые активные ядра галактик. Ниже мы обсуждаем вклад каждого из них в популяцию рентгеновских источников в направлении на М 51.

#### 1. Активные ядра галактик.

Согласно кривой подсчета фоновых источников Моретти и др. (2003), в круге с радиусом 3.4' ожидается  $N_{CXB}^S \approx 13$  фоновых источников, если использовать кривую подсчетов в мягком канале 0.5–2 кэВ ( $S_{lim}^S = 4.62 \times 10^{-16}$  эрг/см<sup>2</sup>/с, предполагая  $\alpha = 1.5$  и  $N_H = 1.3 \times 10^{20}$  см<sup>-2</sup>) и  $N_{CXB}^H \approx 22$  фоновых источников, если использовать кривую подсчетов в жестком канале 2–10 кэВ ( $S_{lim}^H = 1.17 \times 10^{-15}$  эрг/см<sup>2</sup>/с) с потоками выше порога детектирования.

Схожее значение,  $N_{CXB} \approx 18$  получается, если использовать кривую подсчета в диапазоне 0.5-8 кэВ полученную в работе Ким и др. (2006). Это число

мы и используем в дальнейшем.

## 2. Массивные рентгеновские двойные.

Для оценки ожидаемого числа массивных рентгеновских двойных мы используем калибровку, полученную в работе Гримм и др. (2003), с модифицированной нормировкой (см. главу 1 диссертации).

$$N(>L) = 1.8 \times SFR(L_{38}^{-0.6} - 210^{-0.6}), \quad (4.3)$$

где SFR – темп звездообразования родительской галактики.

Согласно каталогу обсерватории IRAS (Райс и др., 1988), светимость M 51 в далекой инфракрасной области составляет  $L_{FIR} = 1.8 \times 10^{10} L_{\odot}$ . Пользуясь калибровкой  $L_{FIR}$ -SFR (Кенникатт, 1998), получаем  $SFR \approx 3.1 M_{\odot}/\text{год}$ . Тогда, используя соотношение 4.3, получаем ожидаемое число массивных рентгеновских двойных со светимостями выше порога детектирования,  $S_{lim}(2-10) = 1.17 \times 10^{-15}$  эрг/см<sup>2</sup>/с,  $N_{HMXB} \approx 19$ . Несколько большее число получится, если использовать темп звездообразования полученный по светимости M 51 в УФ,  $SFR(UV) \approx 4.3 M_{\odot}/\text{год}$  (Кальзетти и др., 2005), что соответствует  $N_{HMXB} \approx 27$  массивным рентгеновским двойным. Однако, это число является менее надежным вследствие неопределенности поглощения в УФ диапазоне.

Стоит отметить, что калибровка полученная в работе Гримм и др. (2003) включает в себя также и возможный вклад остатков вспышек сверхновых и ультраярких источников, которые с точки зрения пространственного распределения должны быть схожи с массивными рентгеновскими двойными.

## 3. Маломассивные рентгеновские двойные.

Для оценки числа маломассивных рентгеновских двойных в M 51, мы используем тот факт, что их число пропорционально звездной массе галактики (Гильфанов, 2004), которая в свою очередь пропорциональна потоку излучения в К диапазоне (Белл, де Джонг, 2001). Используя изображения M 51 в К диапазоне из 2MASS Large Galaxy Atlas (Джарретт и др., 2003) и, принимая, что звездная величина в 2' апертуре составляет  $K(< 2') = 6.76$  (Рикс, Рике, 1993), получаем для всей галактики  $K(r < 9.5 \text{ кпс}) = 6.4$ , что в соответствии с калибровкой полученной в работе Белл, де Джонг (2001) и цветом  $(B-V)_0 = 0.56$  (де Вокулер и др., 1991) соответствует  $M_{*} = 2.63 \times 10^{10} M_{\odot}$ . Далее, используя калибровку звездная масса галактики - число маломассивных рентгеновских двойных (Гильфанов, 2004), получаем  $N_{LMXB} \approx 33$  (22 в кольце  $2.3 < r < 9.5$ , 13 внутри радиуса коротации  $2.3 < r < 5.6$ ) маломассивных рентгеновских двойных со светимостями выше пороговой,  $S_{lim}(2-10) = 1.17 \times 10^{-15}$  эрг/см<sup>2</sup>/с.

Полученные оценки примерно согласуются с наблюдаемым суммарным числом источников (см. табл. 4.1). Распределение рентгеновских источников по M

Табл. 4.1 Рентгеновские источники в направлении на М51

Класс источника.	НМХВ	ЛМХВ	СХВ
Ожидаемое число источников	19-27	33	13-22
Суммарное наблюдаемое число источников	88		

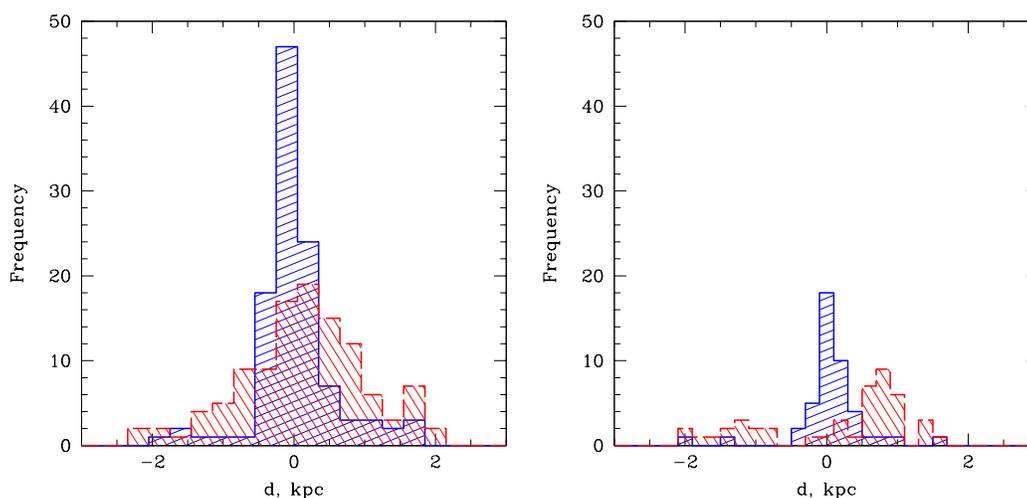


Рис. 4.2 *Слева*: Распределение расстояний ярких областей ионизованного водорода (Петит и др., 1996) до ближайшей спиральной ветви (сплошная гистограмма) в М 51. Также показан вид распределения для объектов возрастом 40 млн. лет (пунктирная гистограмма). *Справа*: То же для объектов внутри радиуса коротации.

51 показано на рис. 4.3. Необходимо иметь в виду, что вследствие большой рентгеновской яркости ядра, Терашима, Вилсон (2004) исключили из анализа центральную часть галактики. Поэтому центральную депрессию в числе источников не следует интерпретировать как отсутствие рентгеновских двойных в этой области.

### Спиральная структура в распределении рентгеновских двойных.

Спиральную структуру в распределении рентгеновских двойных естественно исследовать относительно некоторого индикатора области текущего звездообразования или, другими словами, индикатора положения фронта ударной волны. Таким индикатором могут служить, например, положение самых массивных (и соответственно молодых) звезд, внутренний край полосы повышенной концентрации пыли, очевидный в В диапазоне, характер распределения скоростей

газа и т.д. В нашем случае в качестве положения спирали удобно использовать пик излучения в линии  $H_{\alpha}$ , который по сути отражает положение самых молодых звезд. Для этого мы использовали мозаику M 51, полученную Космическим телескопом имени Хаббла (Матчлер и др., 2005). Положения спиральных рукавов, проведенные вдоль максимума излучения  $H_{\alpha}$ , показаны на рис. 4.3 сплошной линией. Визуальное сравнение положений спиральных рукавов с изображением M 51 в В диапазоне, полученным Космическим телескопом имени Хаббла, позволяет заключить, что они практически всюду проходят рядом с полосой повышенной концентрации пыли, соответствующей наибольшему поглощению, т.е. служит неплохим индикатором фронта ударной волны. Кроме того, в качестве дополнительного индикатора, мы использовали яркие области НII ( $S > 1.5 \times 10^{-17} \text{ Вт/м}^2$ ) из каталога Петит и др. (1996).

Для оценки степени концентрации рентгеновских источников к спиральным рукавам, мы рассчитали распределение их расстояний до ближайшей спиральной ветви, используя источники лежащие на галактоцентрических расстояниях 2.3–9.5 кпс. Источникам, лежащим выше спирали приписываются положительные расстояния, ниже - отрицательные. Полученное распределение (откорректированное на наклонение галактики) приведено на рис. 4.4.

Несмотря на очевидный физический смысл построенного распределения, интерпретация его формы нетривиальна. Действительно, каждому интервалу расстояний на нем можно поставить в соответствие телесный угол. Вследствие того, что телесные углы для разных интервалов могут отличаться, распределения в таком представлении будут искажены, а именно будут более концентрированными к нулю, чем они есть на самом деле. Например, равномерное распределение источников, таких как активные ядра галактик, будет иметь максимум вблизи нуля, выраженность которого будет определяться формой спирали и границами области из которой берутся рентгеновские источники. В результате, наблюдаемое распределение получает наглядный смысл только когда оно рассматривается в сравнении с другим, “калибровочным”, распределением. В нашем случае, очевидно, таковыми являются распределение ярких областей НII и однородное распределение.

Характер наблюдаемого распределения определяется следующими факторами.

1. Конечная ширина области звездообразования. Даже если предположить, что звездообразование в облаках газа инициируется на узком фронте ударной волны, процесс звездообразования не является мгновенным событием, что размывает пространственную область звезд с нулевым возрастом. Как уже отмечалось выше, мы рассматриваем наше распределение относительно распределения областей НII, которое, очевидно, будет отражать ширину области звездообразования. Для возможности количественного сравнения распределения для массивных рентгеновских двойных с распределением областей НII, мы нормировали последнее на разницу между суммарным числом рентгеновских источников и ожидаемым числом маломассивных

рентгеновских двойных и активных ядер галактик.

2. Динамика массивных рентгеновских двойных. Демонстрация искажения распределения расстояний вследствие смещения источников относительно области текущего звездообразования была сделана в разделе 4.1.1. Ожидаемый характер распределения массивных рентгеновских двойных с учетом их динамики приведен на рис. 4.2. Характерной особенностью распределения является асимметричность, особенно заметная, если учитывать только источники лежащие внутри радиуса коротации.

Кроме того, распределение массивных рентгеновских двойных расплывается вследствие начальных скоростей приобретенных в результате взрыва сверхновой.

3. Маломассивные рентгеновские двойные. Как уже было сказано выше, высокий контраст звездной плотности в М 51 ( $\delta\sigma/\sigma \sim 2-3$ , главным образом внутри радиуса коротации) должен приводить к концентрации этих источников к спиральным рукавам. Их пространственное распределение, очевидно, должно быть отличным от наблюдаемого для массивных рентгеновских двойных. Для оценки распределения расстояний маломассивных рентгеновских двойных до ближайшей спиральной ветви, мы сгенерировали модельное население источников, распределенных по галактике в соответствии с потоком в К диапазоне. Для подавления вклада Пуассоновского шума число источников берется очень большим ( $\approx 10^5$ ). Полученное распределение для модельных источников было отнормировано в соответствии с ожидаемым числом маломассивных рентгеновских двойных (см. раздел 4.2.1),  $N_{LMXB} = 22$ .
4. Вклад фоновых источников. Для оценки вклада фоновых источников мы рассчитываем распределение расстояний до ближайшей спиральной ветви для источников равномерно распределенных по небу и нормируем его на предсказания кривых подсчета (см. раздел 4.2.1),  $N_{CXB} = 18$ .

Указанные выше компоненты приведены на рис. 4.4. Очевидно, что распределение рентгеновских источников более широкое и асимметричное, чем распределение областей НII, что является следствием кумулятивного эффекта от маломассивных рентгеновских двойных, активных ядер галактик и динамики массивных рентгеновских двойных. Для оценки вклада массивных рентгеновских двойных, мы приводим разницу между распределением рентгеновских источников и суммой предсказываемых распределений для маломассивных рентгеновских двойных и активных ядер галактик. Полученное распределение также асимметрично, причем характер распределения схож с предсказанием простейшей модели для смещения массивных рентгеновских двойных (рис. 4.2). Однако, с точки зрения статистики надежность результата невелика. Значимость того, что распределение рентгеновских источников не является выборкой из суммарного распределения маломассивных рентгеновских двойных, активных ядер

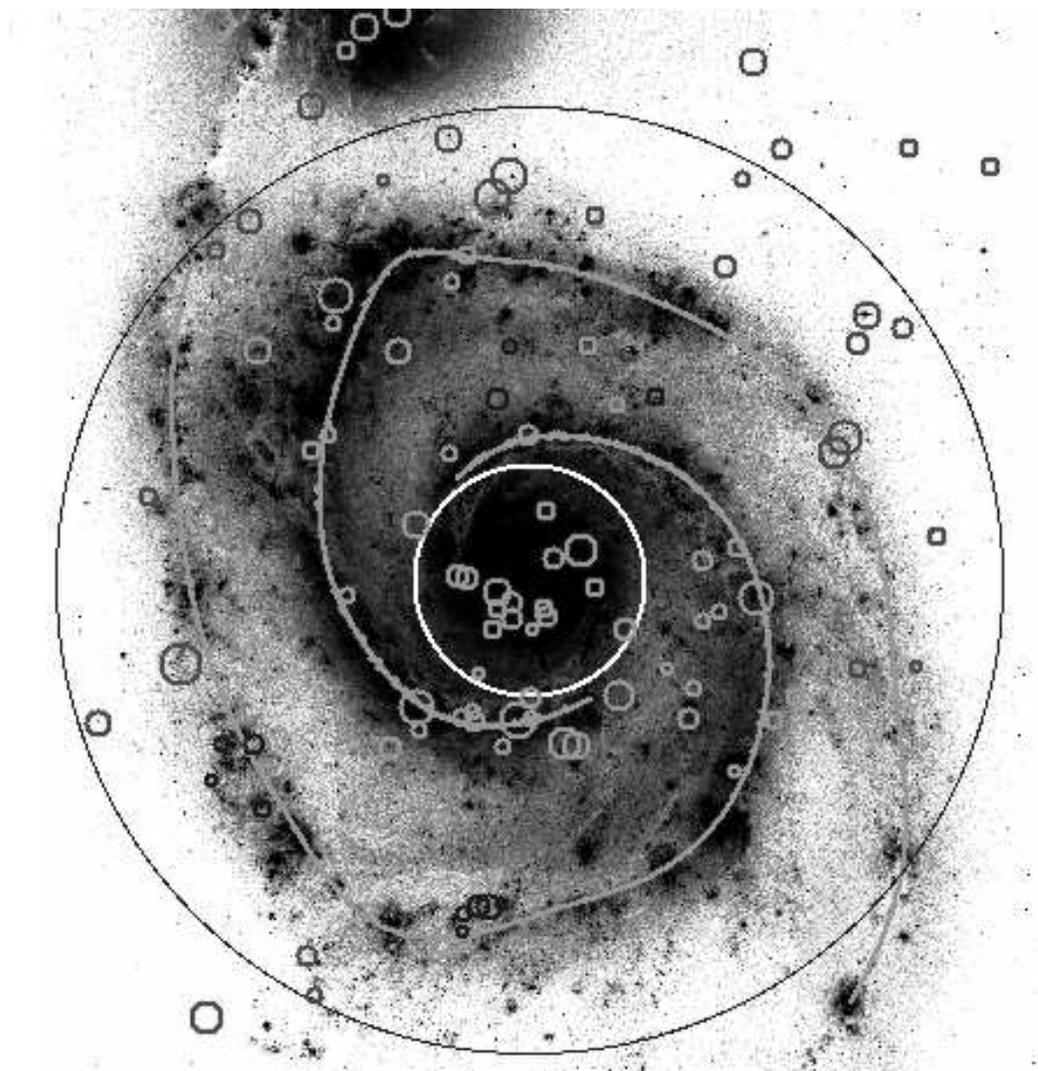


Рис. 4.3 Изображение М 51 в  $H_{\alpha}$ , полученное Космическим телескопом имени Хаббла (Матчлер и др., 2005). Кружки соответствуют положениям рентгеновских источников, зарегистрированным обсерваторией Chandra (Терашима, Вилсон, 2004), где радиус кружка отражает рентгеновскую светимость источника. Для большего контраста цвета кружков в разных областях сделаны различными. Также показаны две ветви спиральной структуры, используемые в качестве положения области текущего звездообразования (см. раздел 4.2.1). Два круга вокруг центра галактики (светлый на малых расстояниях и темный на больших) показывают область из которой берутся источники для анализа (2.3–9.5 кпс).

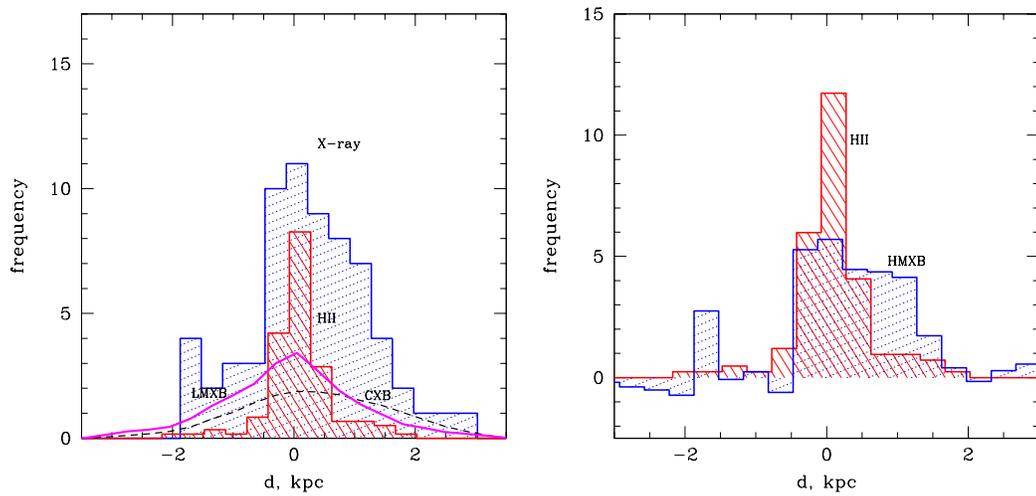


Рис. 4.4 *Слева*: Распределение расстояний до ближайшей спиральной ветви для рентгеновских источников (широкая гистограмма) и ярких областей H II (узкая гистограмма, обратная штриховка). Распределение для областей H II нормировано на разность между суммарным числом рентгеновских источников и ожидаемым числом маломассивных рентгеновских двойных и активных ядер галактик. Сплошная кривая и пунктирная соответствуют предсказаниям для маломассивных рентгеновских двойных и активных ядер галактик соответственно. *Справа*: Разность между распределением рентгеновских источников и суммарным распределением маломассивных рентгеновских двойных и активных ядер галактик (широкая гистограмма) и распределение ярких областей H II (узкая гистограмма, обратная штриховка).

галактик и ярких областей НП, посчитанная тестом Купера, составляет меньше  $2\sigma$  ( $p \approx 13\%$ ).

Что интересно, формальная значимость концентрации рентгеновских источников к спиральным рукавам также невелика, хотя с первого взгляда на рис. 4.3 кажется обратное. Действительно, судя по рис. 4.3, плотность источников вблизи спиральных рукавов явно превышает их плотность в межрукавном пространстве. Если сделать количественный подсчет, получим, что внутри полосы  $\pm 600$  пс от спиральных рукавов наблюдается практически столько же источников, сколько и вне ее - 34 источника против 32. В то же время, соответствующие площади составляют 11.1 против 19.7 квадратных минут дуги. Таким образом, концентрация действительно присутствует, однако статистическая значимость ее невысока. Посчитанная тестом Купера значимость того, что распределение расстояний рентгеновских источников до ближайшей спиральной ветви не является выборкой из распределения равномерно распределенных источников по небу также получается невысокой - около  $2\sigma$  для источников с  $2.3 < r(\text{кпс}) < 9.5$  и несколько больше для источников внутри радиуса коротации. Таким образом, имеющегося числа источников явно недостаточно для того чтобы сделать надежные заключения об распределении массивных рентгеновских двойных относительно спиральных рукавов в М 51. Более того, как было сказано выше, М 51 является одним из лучших примеров для исследования спиральной структуры, среди галактик, наблюдавшихся обсерваторией Chandra. Хотя исчерпывающий анализ архивных данных по другим спиральным галактикам выходит за рамки данной работы, мы ожидаем, что статистическая значимость проявления спиральной структуры в рентгеновских источниках в них будет еще ниже. Для более детального исследования проявления спиральной структуры в распределении рентгеновских источников требуются дополнительные глубокие наблюдения обсерваторией Chandra спиральных галактик с интенсивным звездообразованием.

#### 4.2.2 *Массивные рентгеновские двойные в нашей Галактике*

Простейшая кинематическая модель, построенная в разделе 4.1.1, позволяет также сделать предсказания на ожидаемое распределение массивных рентгеновских двойных в нашей Галактике, наблюдаемое из Солнечной системы ( $r_{\odot} = 8.5$  кпс).

Для этого мы предполагаем, что спиральная структура нашей Галактики следует логарифмической спирали с 4-мя ветвями и питч углом  $\psi = 13^\circ$ , начинающейся на расстоянии 3.3 кпс от центра Галактики (см. напр. Валле, 2005, 1995) (рис. 4.5). На рисунке рис. 4.5 также представлена модель спиральной структуры в распределении свободных электронов в Галактике из работы Тэйлор, Кордес (1993). Очевидно, что отклонение ее формы от логарифмической спирали невелико. Мы считаем, что темп звездообразования и, соответствен-

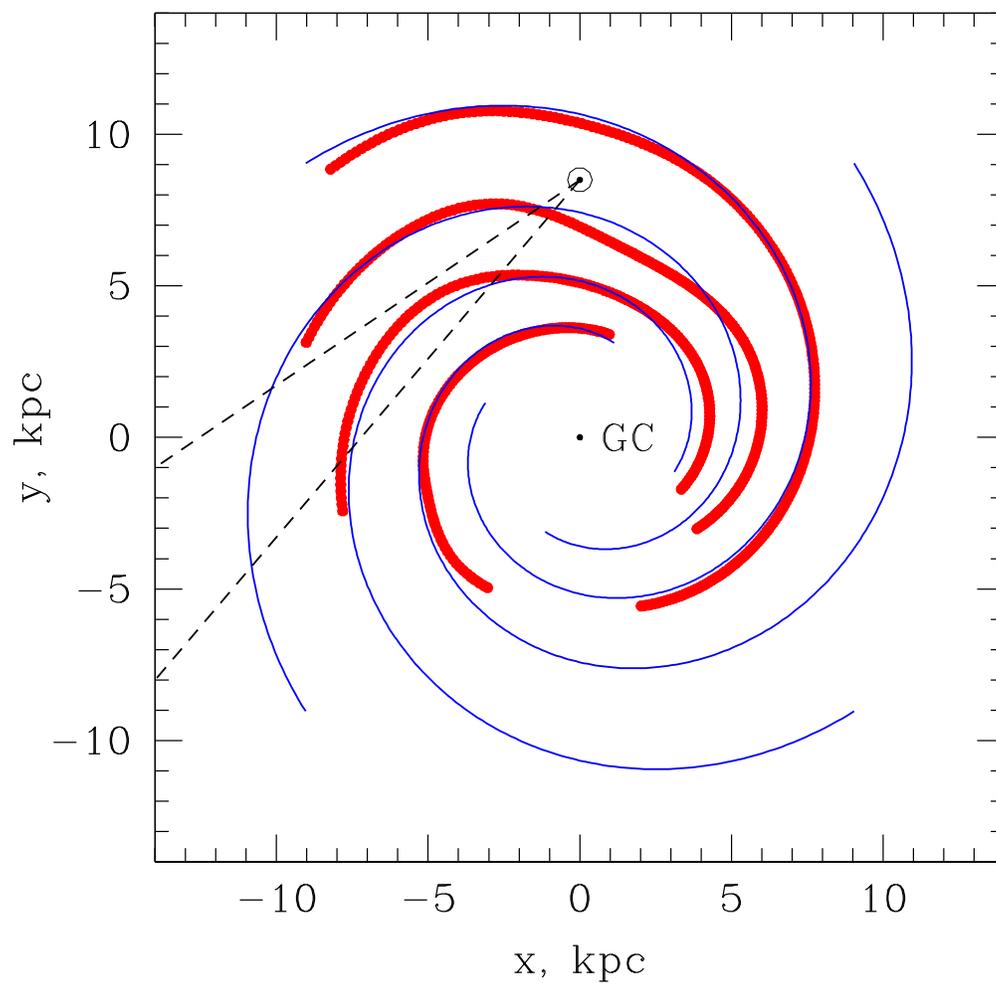


Рис. 4.5 Аппроксимация спиральная структура нашей Галактики логарифмической спиралью (см. раздел 4.2.2) и модель спиральной структуры из Тэйлор, Кордес (1993) (жирная кривая). Показано положение солнечной системы и телесный угол, захватывающий касательную к одному из спиральных рукавов.

но, число массивных рентгеновских двойных вдоль элемента длины спирального рукава падает в соответствии с уменьшением плотности экспоненциального диска Галактики. Характерная ширина спирального рукава принимается равной  $w = 0.3$  кпс (FWHM=0.7 кпс). Темп звездообразования в произвольной точке Галактики рассчитывается следующим образом:

$$SFR \propto \int e^{-r/r_0} \times e^{-d^2/2w^2} \times dl, \quad (4.4)$$

где интеграл берется вдоль спиральных ветвей,  $dl$  - элемент длины спирального рукава,  $r$  - его расстояние до центра Галактики,  $d$  - расстояние от точки до спиральной ветви и  $r_0=3.9$  кпс (Бенджамин и др., 2005).

Массивные рентгеновские двойные после своего рождения начинают смещаться относительно мгновенного положения спиральных рукавов в соответствии с уравнением 4.2. Кривая вращения принимается плоской в интересующем нас диапазоне галактоцентрических расстояний,  $V/(220 \text{ км/с})=a_1(R/8.5 \text{ кпс})^{a_2} + a_3$  ( $a_1 = 1.00767$ ,  $a_2 = 0.0394$ ,  $a_3 = 0.00712$ ) (Брэнд, Блитц, 1993); в качестве скорости спиральной волны плотности мы берем  $\Omega_p=24 \text{ км/с/кпс}$  (Диас, Лепайн, 2005), что соответствует радиусу коротации  $r_{cr} \approx 9.3$  кпс.

Проинтегрировав темп звездообразования вдоль лучей зрения, исходящих из Солнечной системы, мы получили распределения массивных рентгеновских двойных по галактической долготе. Распределения для объектов с возрастом 0, 40 и 80 млн. лет, построенные в предположении, что мы в состоянии зарегистрировать только источники находящиеся на расстоянии ближе 6.5 кпс и 11.5 кпс от Солнца, показаны на рис. 4.6. Пределы детектирования соответствуют приблизительно глубинам обзора ИНТЕГРАЛа для источников со светимостями  $L_x = 10^{35}$  эрг/с и  $10^{35.5}$  эрг/с (Лутовинов и др., 2005). Как и следовало ожидать, для самых молодых объектов положения максимумов распределения соответствуют касательным к спиральным рукавам (см. рис. 4.5), т.к. в этом случае интегральный темп звездообразования в направлении луча зрения максимален. В то же время, как видно из рис. 4.5, максимумы в распределении более старых объектов могут быть существенно смещены. Кроме того, появляются дополнительные пики, связанные с тем, что становятся видны внутренние части спиральных рукавов, невидимые до этого.

Слабой стороной построенной модели является, очевидно, незнание нами точной формы спиральных рукавов и поведения темпа звездообразования вдоль них. Действительно, если темп звездообразования сильно неоднороден вдоль спиральных рукавов, то максимумы в распределении молодых источников могут наблюдаться и в направлениях отличных от касательных к спиральным рукавам.

Смещение максимумов массивных рентгеновских двойных относительно положения касательных к спиральным рукавам действительно наблюдалось в работе Лутовинов и др. (2005) (см. рис. 7, пик в направлении  $l \approx +40^\circ$ ). Наблюдаемое положение пика соответствует системам с возрастaми  $\approx 40 - 80$  млн. лет, что с точки зрения эволюции массивных рентгеновских двойных соответствует

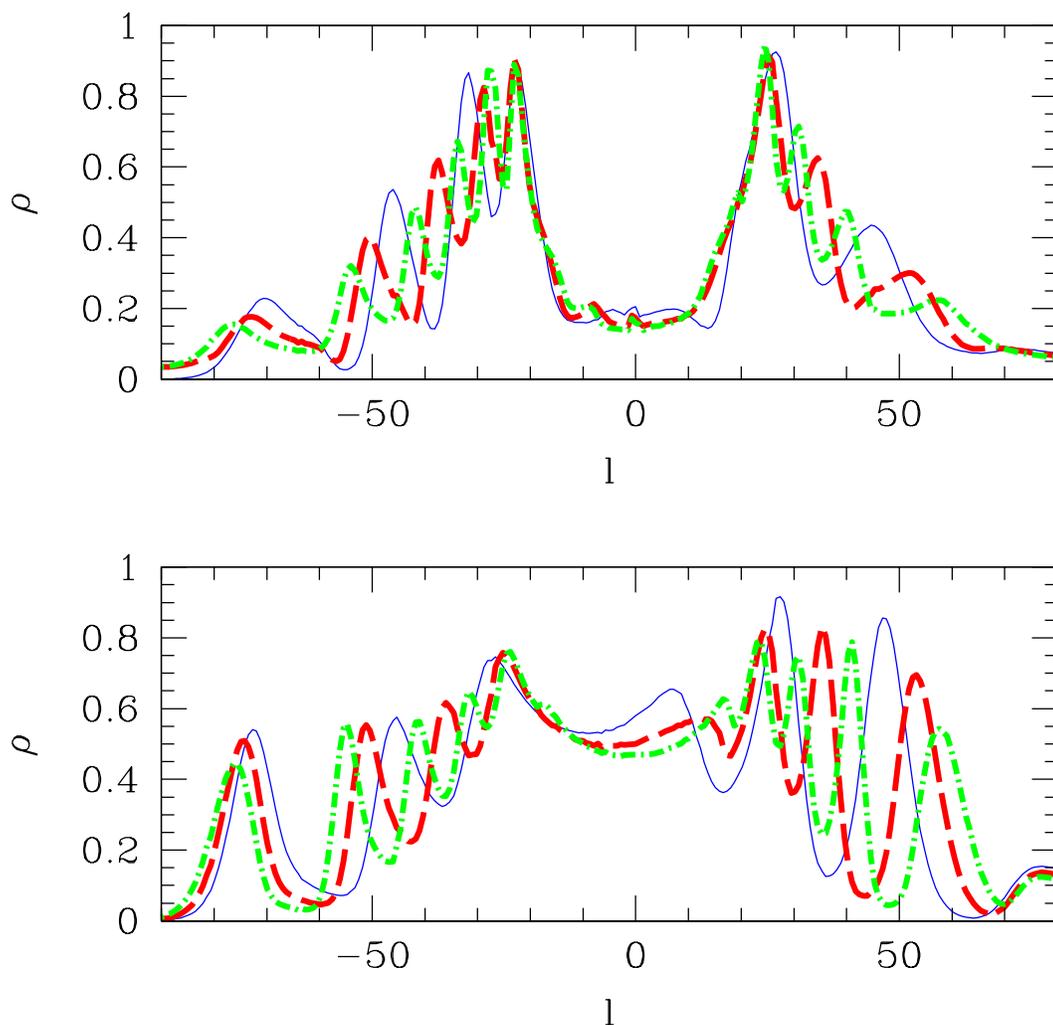


Рис. 4.6 Модельное распределение массивных рентгеновских двойных в нашей Галактике по долготе для объектов возрастом 0 (сплошная кривая), 40 (пунктирная кривая) и 80 млн. лет (штрих пунктирная кривая) рассчитанное как описано в разделе 4.2.2. Очевидно, что сплошная кривая описывает проявление спиральной структуры в самых молодых индикаторах, таких как линия  $H_{\alpha}$  и распределение наиболее массивных звезд ранних спектральных классов. Видно, что пики в распределении массивных рентгеновских двойных значительно смещаются по мере их “старения”. Распределения построены для источников расположенных ближе чем 11.5 кпс (верхний рисунок) и 6.5 кпс (нижний рисунок).

самым старым системам. Однако, для того, чтобы делать конкретные заключения необходимо, в первую очередь иметь большее число источников и, кроме того, понять какой вклад в характер распределения вносит неоднородность темпа звездообразования вдоль спиральных рукавов.

### 4.3 Заключение

Мы рассмотрели характер пространственного распределения массивных рентгеновских двойных относительно спиральной структуры родительской галактики. Построена простейшая модель кинематики массивных рентгеновских двойных, показывающая, что за время существования они могут сместиться на заметное расстояние от положения фронта ударной волны на котором происходит текущее звездообразование (см. рис. 4.1, 4.2). В результате, спиральная структура в распределении массивных рентгеновских двойных может быть смещена относительно спиральной структуры, наблюдаемой в классических индикаторах текущего звездообразования, таких как излучение в линии  $H_{\alpha}$ . Смещение должно быть наиболее сильно выражено для систем с нейтронными звездами, а для систем с черными дырами, напротив, будет минимально.

Очевидно, что по характеру смещения можно судить об эволюции числа массивных рентгеновских двойных со временем, прошедшим с момента звездообразования. Это может позволить наложить дополнительные ограничения на функцию  $\eta_{НМХВ}(t)$ , исследованную на основании распределения массивных рентгеновских двойных по звездным комплексам в Магеллановых Облаках в третьей главе диссертационной работы. Кроме того, распределение массивных рентгеновских двойных относительно области текущего звездообразования можно использовать для изучения динамики спиральных галактик, в частности, для определения положения радиуса коротации.

В качестве иллюстрации этого эффекта мы рассмотрели пространственное распределение рентгеновских источников в галактике М 51, исследовав распределение их расстояний до спиральных рукавов. Мы показали, что, используя данные К диапазона и кривые подсчета фоновых источников, в распределении можно выделить компоненты, обусловленные массивными и маломассивными рентгеновскими двойными и фоновыми активными ядрами галактик. В распределении массивных рентгеновских двойных прослеживается тенденция концентрации к спиральным рукавам. При этом в согласии с предсказаниями кинематической модели, оно является более широким и асимметричным, чем распределение ярких областей НII, отражающее область текущего звездообразования (см. рис. 4.2, 4.4). Однако, статистическая значимость как концентрации рентгеновских источников к спиральным рукавам, так и того, что распределение массивных рентгеновских двойных отличается от распределения ярких областей НII, невелика ( $\lesssim 2\sigma$ ). Для того, чтобы сделать надежные заключения о распределении массивных рентгеновских двойных относительно спиральных рукавов, необходимы дополнительные глубокие наблюдения спиральных галак-

тик обсерваторией Chandra.

Также мы рассчитали ожидаемое распределение массивных рентгеновских двойных в нашей Галактике, наблюдаемое из Солнечной системы. Мы показали, что вследствие смещения массивных рентгеновских двойных относительно фронта ударной волны, максимальное число источников может наблюдаться в направлениях отличных от направлений касательных к спиральным рукавам, где интегральный темп современного звездообразования максимален (рис. 4.6). Характер смещения позволяет качественно объяснить особенности распределения массивных рентгеновских двойных, наблюдавшиеся в работе Лутовинов и др. (2005).

## Глава 5

# Верхний предел на светимость центрального источника в SNR 1987A по данным обсерватории ИНТЕГРАЛ

Сверхновая SN1987A, вспыхнувшая в Большом Магеллановом Облаке, благодаря своей близости дает уникальную возможность изучать физические процессы в сверхновых и остатках сверхновых.

В настоящее время она предстает наблюдателю в виде быстро эволюционирующего протяженного объекта. Наблюдаемое рентгеновское излучение сверхновой связано главным образом с взаимодействием ударной волны с веществом, оставшимся от звездного ветра взорвавшейся звезды. В результате этого взаимодействия на протяжении предыдущего десятилетия светимость сверхновой монотонно возрастала. В декабре 2002 года последовало резкое увеличение светимости сверхновой связанное с тем, что ударная волна достигла так называемого внутреннего кольца (см. Парк и др. 2004 и ссылки там).

На основании наблюдения Бальмеровских линий в оптическом спектре, идентификации массивного голубого гиганта в качестве взорвавшейся звезды (Соннеборн и др., 1987) и регистрации всплеска нейтринного излучения, произошедшего одновременно со взрывом сверхновой (Хирата и др., 1987), SN1987A была классифицирована как сверхновая типа II с коллапсом ядра. Масса взорвавшейся звезды оценивается в  $\sim 15 - 20 M_{\odot}$  (Вусли и др., 1987). Сюняев и др. (1987), примерно через 169 дней после взрыва, обнаружили сильное излучение в жестком рентгеновском диапазоне, связанное с комптонизацией гамма линий  $Co^{56}$  в оптически толстой оболочке. Несколько позже были зарегистрированы и сами линии (напр. Тигарден и др., 1989).

В результате коллапса такой массивной звезды должна образовываться нейтронная звезда или черная дыра. Если образовалась быстро вращающаяся нейтронная звезда с большим магнитным полем, то она должна проявить себя как

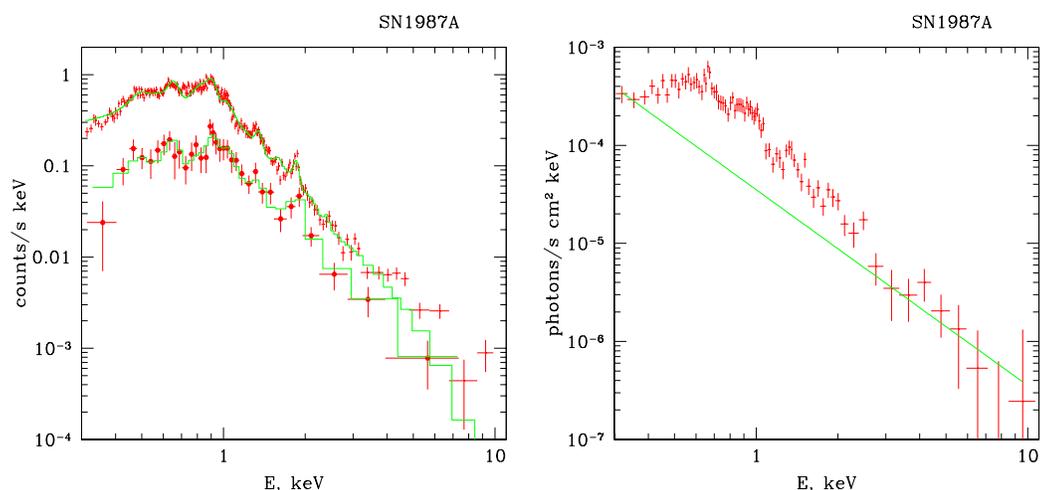


Рис. 5.1 *Слева*: Спектр остатка вспышки сверхновой SNR1987A, полученный детектором EPIC PN обсерватории XMM-Newton. Верхняя кривая соответствует наблюдению в мае 2003, нижняя кривая соответствует наблюдению в сентябре 2000. *Справа*: Фотонный спектр SNR1987A. Сплошной линией показан степенной закон с наклоном 2, описывающий данные на энергиях выше 4 кэВ.

яркий рентгеновский пульсар, наподобие пульсара в Крабовидной туманности, или как аккрецирующий пульсар, которые имеют жесткий рентгеновский спектр с заметным вкладом в светимость в энергетическом диапазоне обсерватории ИНТЕГРАЛ. Нейтронная звезда со слабым магнитным полем или черная дыра могут также стать яркими рентгеновскими источниками за счет аккреции вещества оболочки. Оболочка сверхновой продолжает быть оптически толстой и, вероятно, что оптическая толщина в стандартном рентгеновском диапазоне все еще велика и не позволяет нам напрямую наблюдать центральный источник. Из анализа изображений обсерватории Chandra получен верхний предел  $L_X(2-10\text{кэВ}) < 1.5 \times 10^{34}$  эрг/с на излучение центрального источника в остатке SNR1987A (Парк и др., 2004). Важно было проверить что он не является ярким и в жестких рентгеновских лучах, где оболочка прозрачна как по фотопоглощению, так и по Томпсоновскому рассеянию. Кроме того, интерес представляют данные обсерватории XMM-Newton, обладающей более высокой чувствительностью к фотонам в диапазоне  $> 5$  кэВ по сравнению с обсерваторией Chandra.

В рамках исследования популяции рентгеновских источников в направлении на Магеллановы Облака (см. главу 1 диссертации), мы получили ограничения на светимость звездного остатка в SNR1987A. Ниже представлены результаты анализа данных обсерваторий ИНТЕГРАЛ и XMM-Newton.

## Обработка данных и результаты

### *XMM-Newton*

Остаток вспышки сверхновой SN1987A наблюдался обсерваторией XMM-Newton в сентябре и ноябре 2000, апреле 2001 и мае 2003 года. Наблюдения были обработаны с помощью Science Analysis System (SAS) v6.0.0. Данные были отфильтрованы от интервалов с протонными вспышками путем удаления интервалов, в которых скорость счета на энергиях выше 10 кэВ существенно превышала средний уровень. Для наблюдения в апреле 2001 года из-за многочисленных протонных вспышек, порог был выбран выше, чем типичный уровень фона когда нет протонных вспышек. Чтобы удостовериться, что это не влияет на наши результаты, мы повторили анализ с различными порогами по уровню фона и с различными областями на детекторе, использовавшимися для его вычитания, и не обнаружили существенных изменений полученных результатов.

Угловое разрешение обсерватории XMM-Newton, в отличие от обсерватории Chandra, недостаточно для разрешения остатка сверхновой. Однако, XMM-Newton более чувствителен к излучению с энергиями выше 5 кэВ и позволяет получить спектр до более высоких энергий. Спектры остатка сверхновой извлекались из кругов с радиусами  $\sim 30'' - 40''$  вокруг ее центра (с детектора EPIC PN). Спектры фона были получены из соседних областей.

Спектры остатка вспышки сверхновой SN1987A, полученные обсерваторией XMM-Newton в сентябре 2000 и мае 2003, вместе с их аппроксимацией моделью NEI (модель плоскопараллельной ударной волны, в которой плазма не достигла ионизационного равновесия, Борковский и др. (2001a)) приведены на Рис.5.1. Как видно из рисунка, светимость остатка сверхновой увеличилась за три года более чем в три раза, что согласуется с предсказаниями моделей взаимодействия ударной волны с околозвездным веществом. Отметим, что в мае 2003 наблюдался некоторый избыток излучения на больших энергиях по сравнению с моделью. Это может быть связано как с излучением центрального источника, так и с синхротронным излучением оболочки сверхновой (напр. Борковский и др., 2001b). Здесь мы фокусируем внимание на возможной ассоциации жесткого рентгеновского излучения с центральным источником. Детальный анализ спектра сверхновой не является целью данной работы и может быть найден, например, в работах Парк и др. (2004); Ашенбах (2002).

Чтобы получить консервативный верхний предел на светимость центрального источника мы предполагаем, что им обуславливается весь поток излучения, наблюдаемый на высоких энергиях. Для этих оценок мы используем данные ранних наблюдений (2000 и 2001 годы), так как в них меньше вклад излучения, возникающего в результате взаимодействия ударной волны с околозвездным веществом. Полагая, что спектр центрального источника подчиняется степенному закону с фотонным индексом 2, мы получаем верхний предел ( $1\sigma$ ) на его светимость в диапазоне энергий 2-10 кэВ  $L_X \lesssim 5 \times 10^{34}$  эрг/с (предполагая расстояние до источника 50 кпс). Полученное значение оказывается несколько выше, чем

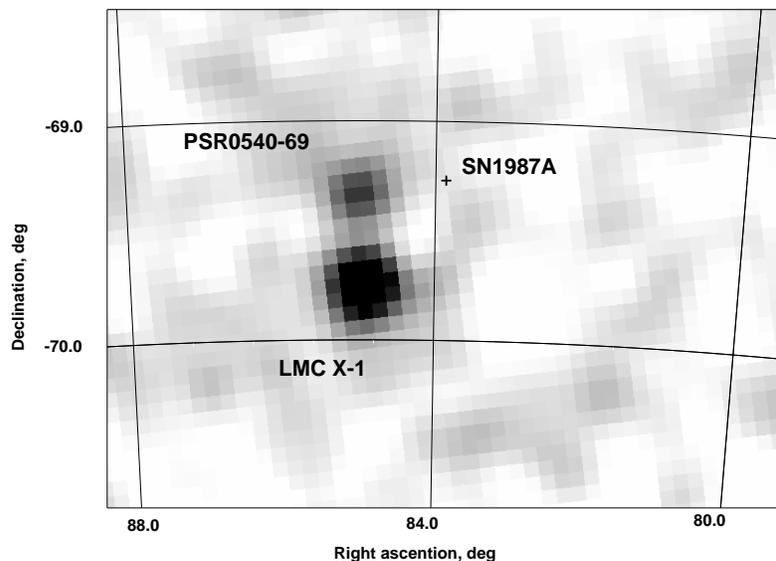


Рис. 5.2 Изображение области Большого Магелланова Облака около SN1987A, полученное обсерваторией ИНТЕГРАЛ в диапазоне энергий 20-60 кэВ. Расположение SN1987A показано крестом.

предел на светимость точечного источника в центре остатка сверхновой, полученный обсерваторией Chandra (Парк и др., 2004) из анализа изображений.

## *INTEGRAL*

Большое Магелланово Облако наблюдалось международной обсерваторией гамма-лучей ИНТЕГРАЛ (Винклер и др., 2003) несколько раз в январе 2003 с суммарной экспозицией порядка 1 Мсек. В нашем анализе мы использовали данные, полученные детектором ISGRI телескопа IBIS, находящиеся в открытом доступе. Детектор ISGRI эффективно чувствителен к фотонам с энергиями больше 20 кэВ (Лебран и др., 2003); его данные были обработаны при помощи метода, разработанного Евгением Чуразовым и описанного в работе Ревнивцева и др. (2004). Детальный анализ излучения Крабовидной туманности показывает, что с использованным подходом и программным обеспечением, консервативная оценка на точность измерений абсолютных потоков источников составляет около 10 %.

Для изучения жесткого рентгеновского излучения от остатка сверхновой мы использовали данные полученные ИНТЕГРАЛ/IBIS/ISGRI в диапазоне энергий 20-60 кэВ, где чувствительность детектора ISGRI максимальна. Мы восстановили изображение центральной части Большого Магелланова Облака в этом

энергетическом диапазоне (см. Рис. 5.2) и не обнаружили статистически значимого излучения от остатка, с верхним пределом на поток от него  $F_X \lesssim 3.7 \times 10^{-12}$  эрг/с/см<sup>2</sup> ( $2\sigma$ , предполагая спектр Краба), что соответствует светимости  $L_X \lesssim 1.1 \times 10^{36}$  эрг/с.

Чтобы сравнить полученный результат с результатами обсерваторий Chandra и XMM-Newton, мы экстраполируем его в диапазон 2-10 кэВ. Спектры пульсаров в остатках сверхновых обычно аппроксимируются степенным законом с фотонным индексом  $\sim 1.5 - 2$ . Для таких значений фотонных индексов мы получаем оценку светимости центрального источника в диапазоне энергий 2-10 кэВ, соответствующую пределу, полученному обсерваторией ИНТЕГРАЛ,  $L_X \lesssim (0.6 - 1.6) \times 10^{36}$  эрг/с.

### *Оптическая толщина оболочки.*

Оболочка сверхновой сразу после взрыва была оптически толстой как по фотопоглощению, так и по Томсоновскому рассеянию. На это указывают, например, наблюдения обсерватории Рентген на модуле КВАНТ станции МИР (Сюняев и др., 1987, см. также Гребенев и Сюняев (1987)). По мере расширения оболочки и уменьшения ее плотности, ее оптическая толщина уменьшается со временем примерно как  $\tau \propto t^{-2}$ . Основываясь на оптической толщине оболочки по фотопоглощению, рассчитанной Франссон & Шевалье (1987), и предполагая, что она ведет себя со временем как  $t^{-2}$ , мы получаем на сегодняшний момент  $\tau_{photo} \sim 7$  для фотонов с энергиями 5 кэВ. Оптическая толщина порядка единицы достигается на энергиях  $\sim 11-15$  кэВ. Таким образом, оптическая толщина оболочки все еще велика в энергетических диапазонах Chandra и XMM-Newton. Это означает, что верхний предел, полученный этими обсерваториями, соответствует малой доле излучения источника, прошедшей через оболочку, в то время как реальная светимость источника может быть намного больше.

В то же время оценка оптической толщины на энергии 40 кэВ дает значение  $\sim 0.02$ , т.е. жесткое рентгеновское излучение покидает оболочку практически не поглощаясь в ней. Оценки оптической толщины для Томсоновского рассеяния дают значения  $\tau_T \sim 0.005 - 0.1$  для различных распределений вещества в оболочке, поэтому оно также не оказывает влияния на поток. Даже если бы  $\tau_T$  была порядка или несколько больше единицы, это не привело бы к существенному изменению потока в диапазоне энергий 20-60 кэВ, т.к. величина изменения энергии при одном рассеянии  $\Delta E/E \approx h\nu/m_e c^2$  (Поздняков и др., 1983) на наших энергиях мала. Таким образом, наблюдения обсерватории ИНТЕГРАЛ позволяют заглянуть глубже в оболочку без привлечения данных других энергетических диапазонов и теоретических моделей и полученный верхний предел соответствует реальной светимости центрального источника.

Поглощенное мягкое рентгеновское излучение должно переизлучаться в оптическом и инфракрасном диапазонах и верхний предел на светимость центрального источника можно получить по болометрической светимости в них. Например, Санцефф (1997) дает оценку болометрической светимости через

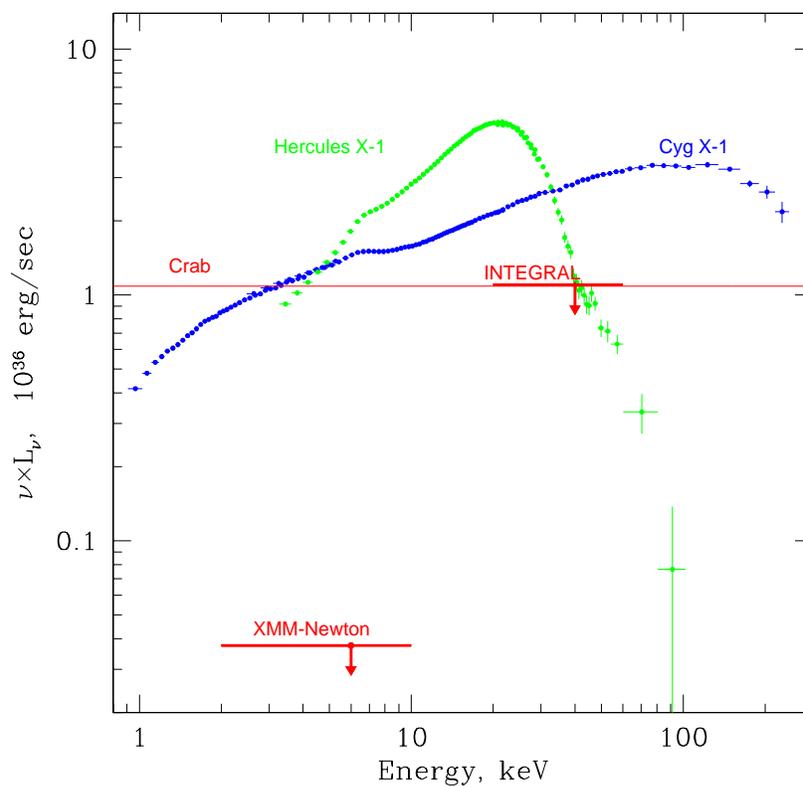


Рис. 5.3 Спектры излучения типичных систем с аккрецирующим рентгеновским пульсаром, аккрецирующей черной дырой (Гильфанов и др., 2000) и пульсаром в Крабовидной туманности, излучающим за счет энергии вращения. Спектры нормированы на светимость  $2.5 \cdot 10^{36}$  эрг/с в диапазоне 1-12 кэВ. Это соответствует болометрической светимости в оптическом и инфракрасном диапазонах (Санцефф, 1997), являющейся верхним пределом на поглощенную оболочкой светимость центрального источника. Также показаны верхние пределы на светимость центрального источника в SNR1987A, полученные обсерваториями XMM-Newton и ИНТЕГРАЛ.

3600 дней после взрыва сверхновой (приблизительно за 5 лет до наблюдения ИНТЕГРАЛа)  $\log(L) \sim 36.1 - 36.4$ . Эту величину можно проинтерпретировать как верхний предел на светимость центрального источника с поправкой на поглощение, что близко к пределу, полученному нами по данным ИНТЕГРАЛа. Очевидно, что наблюдения спутника Spitzer помогут получить интересные оценки на энергию центрального источника, переизлученную в инфракрасном диапазоне оптически толстой для стандартных рентгеновских лучей оболочкой.

### *Предел на нуклеосинтез $^{44}\text{Ti}$ .*

В то время как основным источником энергии ранней (за исключением первых нескольких недель) болометрической светимости сверхновой являются относительно короткоживущий ( $t_{1/2} \sim 77$  дней) изотоп кобальта  $^{56}\text{Co}$ , на больших временах вклад в болометрическую светимость начинают давать более долгоживущие ядра, например  $^{44}\text{Ti}$  ( $t_{1/2} \sim 60$  лет). При распаде ядер  $^{44}\text{Ti}$  образуются гамма кванты с энергиями 67.9 и 78.4 кэВ. Простые оценки на ожидаемые потоки от этих линий дают значения  $\sim 3 \cdot 10^{-13}$  эрг/с/см<sup>2</sup> для массы образовавшегося титана  $10^{-4}M_{\odot}$  (см. напр. Мотизуки и Кумагаи, 2004). Для того чтобы получить оценку на массу образовавшегося  $^{44}\text{Ti}$ , мы рассчитали наблюдаемые ИНТЕГРАЛом потоки в каналах 61-73 кэВ и 73-88 кэВ,  $F_{\chi}(61-73 \text{ кэВ}) = (4.30 \pm 1.25) \cdot 10^{-12}$  эрг/с/см<sup>2</sup> и  $F_{\chi}(73-88 \text{ кэВ}) = (2.50 \pm 1.60) \cdot 10^{-12}$  эрг/с/см<sup>2</sup>. В первом случае поток имеет значимость  $3.4\sigma$ , однако, мы считаем что статистическая значимость детектирования линии невелика. Поэтому, для оценки массы образовавшегося титана мы считаем оба потока просто верхними пределами, что дает нам  $M(^{44}\text{Ti}) \lesssim 10^{-3}M_{\odot}$ .

### **Заключение**

В работе получены ограничения на светимость центрального источника в остатке вспышки сверхновой SNR1987A по данным обсерваторий ИНТЕГРАЛ и ХММ-Newton. Предполагая, что спектр SNR1987A, полученный обсерваторией ХММ-Newton, на высоких энергиях обусловлен излучением центрального источника, получен верхний предел на его светимость без учета поглощения  $L_{\chi} \lesssim 5 \times 10^{34}$  эрг/с в диапазоне энергий 2-10 кэВ, что несколько выше аналогичного предела, полученного обсерваторией Chandra из анализа изображения (Парк и др., 2004). Обсерватория ИНТЕГРАЛ не зарегистрировала статистически значимого излучения от остатка в диапазоне энергий 20-60 кэВ, что соответствует верхнему пределу на светимость центрального источника  $L_{\chi} \lesssim (0.6 - 1.6) \times 10^{36}$  эрг/с (в предположении спектра Крабовидной туманности). Полученные верхние пределы на светимость возможного центрального источника в сравнении с типичными спектрами пульсара в Крабовидной туманности, аккрецирующего рентгеновского пульсара и аккрецирующей черной дыры представлены на Рис.5.3.

Основываясь на существующих расчетах оптической толщи оболочки по фотопоглощению, мы показали, что поглощение в стандартном энергетическом диапазоне обсерваторий XMM-Newton и Chandra все еще велико и полученные верхние пределы соответствуют светимости без коррекции на поглощение оболочкой, которая может составлять малую долю от реальной светимости источника. В то же время, оптическая толщина в энергетическом диапазоне ИНТЕГРАЛа на данный момент значительно меньше единицы и полученный предел ограничивает реальную светимость источника.

Мы также даем верхний предел на массу образовавшегося титана  $M(^{44}\text{Ti}) \lesssim 10^{-3} M_{\odot}$ .

# Заключение

В работе получены следующие результаты.

1. Используя архивные наблюдения обсерватории XMM-Newton и оптических и ИК каталогов, получен каталог массивных рентгеновских двойных в Магеллановых Облаках. Показано, что массивные рентгеновские двойные составляют малую долю среди рентгеновских источников, наблюдаемых в направлении на Магеллановы Облака. Получены количественные оценки полноты каталога, что позволяет исследовать частоты возникновения объектов вплоть до светимостей  $\sim 10^{34}$  эрг/с.

2. Исследовано влияние эффекта пропеллера на функцию светимости массивных рентгеновских двойных. Показано, что он должен приводить к дефициту источников в области малых светимостей. Предсказания сравниваются с поведением функции светимости массивных рентгеновских двойных в Малом Магеллановом Облаке в области малых светимостей. Продемонстрировано, что, исследуя поведение функции светимости массивных рентгеновских двойных на малых светимостях, можно изучать физику взаимодействия аккреционного потока с магнитосферой нейтронной звезды.

3. Изучена связь популяции массивных рентгеновских двойных с недавним звездообразованием в Магеллановых Облаках. Используя архивные оптические наблюдения ММО восстановлена пространственно-разрешенная история звездообразования галактики за последние 100 млн. лет. Исследованы погрешности и устойчивость такого метода определения недавней истории звездообразования и показано, что основным фактором, ограничивающим его точность, являются неопределенности моделей массивных звезд на поздних стадиях эволюции. Комбинируя историю звездообразования с пространственным распределением массивных рентгеновских двойных, полученным по данным наблюдений обсерватории XMM-Newton, восстановлена зависимость числа массивных рентгеновских двойных от времени, прошедшего после вспышки звездообразования. Показано, что число молодых систем, возраст которых  $\lesssim 10$  млн. лет, значительно меньше, чем предсказания, основанные на частоте вспышек сверхновых 2-го типа, а число массивных рентгеновских двойных достигает своего максимума через  $\sim 20 - 50$  млн. лет после всплеска звездообразования. Полученная зависимость позволяет калибровать модели популяционного синтеза и, таким образом, накладывать ограничения на физику эволюции двойных систем.

4. Исследовано проявление спиральной структуры в распределении массив-

ных рентгеновских двойных. Построена простая кинематическая модель, показывающая, что вследствие того, что популяция массивных рентгеновских двойных зависит от темпа звездообразования, происходившего  $\sim 5-60$  млн. лет назад, их положение не будет совпадать со спиральной структурой, наблюдаемой в традиционных индикаторах, например, в линии  $H_\alpha$ . Используя наблюдения M51 обсерваторией Chandra, изучено распределение различных классов рентгеновских источников относительно спиральных рукавов этой галактики, наблюдаемых в линии  $H_\alpha$ . Показано, что характер распределения массивных рентгеновских двойных относительно ярких областей НП совместим с предсказаниями модели. Также предсказано распределение массивных рентгеновских двойных в нашей Галактике и продемонстрировано, что оно может существенно отличаться от распределений таких молодых объектов, как ультракомпактные области НП.

5. По данным обсерваторий XMM-Newton и ИНТЕГРАЛ получен верхний предел на светимость центрального источника в остатке вспышки сверхновой SN 1987A. Показано, что оптическая толща оболочки все еще велика в диапазоне энергий приборов обсерватории XMM-Newton, но должна быть значительно меньше в диапазоне энергий телескопа IBIS обсерватории ИНТЕГРАЛ. Таким образом, полученное значение,  $L_x(20-60 \text{ кэВ}) < 1.1 \cdot 10^{36} \text{ эрг/с}$ , ограничивает истинную светимость молодого компактного объекта и является наиболее сильным пределом на нее. Поставлен верхний предел на нуклеосинтез  $^{44}\text{Ti}$ ,  $M(^{44}\text{Ti}) < 10^{-3} M_\odot$ .

# Литература

- Апарисио и др. (Aparicio, A., Gallart, C., Bertelli, G.), *Astron. J.* 114, 680 (1997).
- Ашенбах (Aschenbach, B.) *Proc. of the 270. WE-Heraeus Seminar.* (Ed. W. Becker, H. Lesch, and J. Truemper. Garching b. Muenchen), p.13, (2002).
- Бельчинский и др. (Belczynski, K., Kalogera, V., Rasio, F.A. et al.) (*astro-ph/0511811*) (2005).
- Белл (Bell E.), *Astrophys. J.* 586, 794 (2003).
- Белл, де Джонг (Bell, E., de Jong, R.), *Astrophys. J.* 550, 212 (2001).
- Бенджамин и др. (Benjamin, R., Churchwell, E., Babler, B. et al.), *Astrophys. J. Lett.* 630, 149 (2005).
- Брэнд, Блитц (Brand, J., Blitz, L.), *Astron. Astrophys.* 275, 67 (1993).
- Борковский и др. (Borkowski, Kazimierz J., Lyerly, William J., & Reynolds, Stephen P.), *Astrophys. J.* ,548, 820 (2001).
- Борковский и др. (Borkowski, K., Rho, Jeonghee, Reynolds, S.P. et al.), *Astrophys. J.*, 550, 334 (2001).
- Валле (Vallee, J.P.), *Astron. J.* 130, 569 (2005).
- Валле (Vallee, J.P.), *Astrophys. J.* 454, 119 (1995).
- ван Парадайс и МакКлинток (van Paradijs, J. & van den Heuvel, E. P. J.), 1995, *X-ray Binaries*, Cambridge Univ.Press, p.58.
- Ванг и др. (Wang, Q., Hamilton, T., Helfand, D.J. et al.), *Astrophys. J.* 374, 475 (1991).
- Ванг (Wang, Q., *Astrophys. J.* 453, 783 (1995).
- Вангиони-Флам и др. (Vangioni-Flam E., Lequeux, J., Maucherat-Joubert, M. et al.), *Astron. Astrophys.* 90, 73 (1980).
- Вестерлунд (Westerlund, B., "The Magellanic Clouds", Cambridge, New York: Cambridge Univ.Press, 1997).

- Вилке и др. (Wilke K., Klaas U., Lemke D. et al.) 2004, *Astron. Astrophys.* 414, 69 (2004).
- Винклер и др. (Winkler, C., Courvoisier, T., Di Cocco, G., et al.), *A&A*, 411, L1 (2003).
- Вусли и др. (Woosley, S. E., Pinto, P. A., Martin, P. G., Weaver, Thomas A.), *Astrophys.J.*, 318, 664 (1987).
- Галларт и др. (Gallart, C., Zoccali, M., Aparicio, A.), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 43, 387 (2005).
- Гарнетт (Garnett, D.R., 1999, In: *New Views of the Magellanic Clouds*, Eds.: Y.-H. Chu, N.B. Suntzeff, J.E.Hesser, D.A.Bohlender Kluwer, Dordrecht), *IAU Symp.Ser.*, 190, 266 (1999).
- Герц и др. (Gehrz R. D., Hackwell J. A., Jones T. W.), *ApJ*, 191, 675 (1974).
- Гильфанов и др. (Gilfanov, M., Churazov, E., & Revnivtsev, M.) *MNRAS*, 316, 923 (2000).
- Гильфанов (M. Gilfanov), *MNRAS* 349, 146 (2004).
- Гош и Лэмб (Ghosh, P., Lamb, F.K.), *Astrophys. J.* 234, 296 (1979).
- Гримм и др. (Grimm, H.-J., Gilfanov, M.R., Sunyaev, R.A.), *Astron. Astrophys.* 391, 923 (2002).
- Гримм и др. (Grimm, H.-J., Gilfanov, M., Sunyaev, R.), *MNRAS* 339, 793 (2003).
- де Вокулер и др. (G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, Jr. Corwin et al.), *Third Reference Catalog of Bright Galaxies* (Springer-Verlag New York, 1991)
- Джаккони и др. (Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F.R. et al.), *Physical Review Letters*, vol. 9, Iss. 11, 439 (1962).
- Джарретт и др. (Jarrett, T. H., Chester, T., Cutri, R. et al.), *Astron. J.* 125, 525 (2003).
- Диас, Лепайн (Dias, W.S., Lepine, J.R.D.), *Astrophys. J.* 629, 825 (2005).
- Долфин (Dolphin, A.), *New Astron.* 2, 397 (1997).
- Долфин (Dolphin, A.), *MNRAS* 313, 281 (2000).
- Долфин (Dolphin, A.), *MNRAS* 332, 91 (2002).
- Дом-Палмер и др. (Dohm-Palmer, R.C., Skillman, E.D., Saha, A. et al.), *Astron. J.* 114, 2527 (1997).
- Дрэй (Dray, L. M.), *MNRAS* 370, 2079 (2006).

- Дэвис и Прингл (Davies, R. E., Pringle, J. E.), MNRAS 196, 209 (1981).
- Жирарди и др. (Girardi, L., Bertelli, G., Bressan, A. et al.), Astron. Astrophys. 391, 195 (2002).
- Зарицкий и др. (Zaritsky, D., Harris, J., Thompson, I.B. et al.), Astron. J. 123, 855 (2002).
- Зарицкий и др. (Zaritsky, D., Harris, J., Thompson, I.B. et al.), Astron. J. 128, 1606 (2004).
- Илларионов и Сюняев (Illarionov, A. F., & Sunyaev, R. A.), Astron. Astrophys. 39, 185 (1975).
- Йокогава и др. (Yokogawa J., Imanishi K., Tsujimoto M. et al.), ApJS 128, 491 (2000).
- Йокогава и др. (Yokogawa J., Imanishi K., Tsujimoto M. et al.), PASJ, 55, 161 (2003).
- Каарет и др. (Kaaret, P., Alonso-Herrero, A., Gallagher, J.S. et al.), MNRAS 348, 28 (2004).
- Кальзетти и др. (Calzetti, D., Kennicutt, R.C.Jr., Bianchi, L. et al.), Astrophys. J. 633, 871 (2005).
- Кампана (Campana, S.), Astron. Astrophys. 320, 840 (1997).
- Кахабка (Kahabka P.), Astron. Astrophys. 388, 100 (2002).
- Кенникатт (Kennicutt, R., Haynes R.F. & Milne D.K. (eds.) Proc. IAU Symp. 148, The Magellanic Clouds, Reidel, Dordrecht, p.139 1991).
- Кенникатт (Kennicutt, Robert C. Jr, Bresolin, Fabio, Bomans, Dominik J. et al.), AJ 109, 594 (1995).
- Кеникатт (Kennicutt, R.C.Jr.), Ann. Rev. Astron. Astrophys. 36, 189 (1998).
- Килгард и др. (Kilgard, R.E., Cowan, J.J., Garcia, M.R. et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. 159, 214 (2005).
- Ким и др. (Kim, M., Wilkes, B.J., Kim D.-W. et al.), Astrophys. J. (astro-ph/0611841).
- Кобулницкий и др. (Kobulnicky, H., Fryer, C., Kiminki, D.), Astrophys. J. (astro-ph/0605069).
- Кобурн и др. (Coburn, W., Heindl, W. A., Rothschild, R. E. et al.), Astrophys. J. 580, 394 (2002).
- Кое и др. (M.J. Coe, W.R.T. Edge, J.L. Galache et al.), astro-ph/0410074 (2004).

- Кондон (Condon), *Ann. Rev. Astron. Astrophys* 30, 575 (1992).
- Корбе (Corbet, R.H.D.), *MNRAS* 220, 1047 (1986).
- Корн и др. (Korn A.J. et al.), *A&AS*, 385, 143 (2002).
- Корбе и др. (Corbet R.H.D., Laycock, S., Coe, M.J. et al.), *Proc. of XRT-2003 (astro-ph/0402053)* (2004)
- Кроуфорд и др. (Crawford, D.F., Jauncey, D.L., Murdoch, H.S.), *Astrophys. J.* 162, 405 (1970).
- Кутри и др. (Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S. et al.), *yCat*, 2246, 0 (2003).
- Лангер и Медер (Langer, N., Maeder, A.), *Astron. Astrophys* 295, 685 (1995).
- Лейзавиц, Баш (Leisawitz, D., Bash, F.) *Astrophys. J.* 259, 133 (1982).
- Лин, Шу (Lin, C.C., Shu, F.H.), *Astrophys. J.* 140, 646 (1964).
- Лин, Шу (Lin, C.C., Shu, F.H.), *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* 55, 229 (1966).
- Лин и др. (Lin, C.C., Yuan, C., Shu, F.H.), *Astrophys. J.* 155, 721 (1969).
- Липунов (Lipunov, V.), *Ap&SS* 132, 1 (1987).
- Лутовинов и др. (Lutovinov, A., Revnivtsev, M., Gilfanov, M. et al.), *Astron. Astrophys.* 444, 821 (2005).
- Лэмб и др. (Lamb R. C., Fox D. W., Macomb D. J. et al.), *Astrophys. J.* 574, 29 (2002).
- Лэмб и др. (Lamb F.K., Pethick C.J., & Pines D.), *Astrophys. J.* 184, 271 (1973).
- Лю и др. (Liu, Q. Z., van Paradijs, J., & van den Heuvel, E. P. J.), *A&AS*, 147, 25 (2000).
- Лю и др. (Liu, Q. Z., van Paradijs, J., & van den Heuvel, E. P. J.), *Astron. Astrophys.* 442, 1135 (2005).
- Люси (Lucy, L.B.), *Astron. J.* 79, 745 (1974).
- Люси (Lucy, L.B.), *Astron. Astrophys.* 289, 983 (1994).
- Маджид и др. (Majid W. A., Lamb R. C., Macomb D. J.), *Astrophys. J.* 609, 133 (2004)
- МакГлинн и др. (McGlynn, T., Scollick, K., & White, N., *New Horizons from Multi-Wavelength Sky Surveys*, Kluwer Academic Publishers, 1996, IAU Symp. 179, p465).

- Масси и Хантер (Massey P. & Hunter D.), *Astrophys. J.* 493, 180 (1998).
- Масси (Massey, P.), *ApJS* 141, 81 (2002).
- Масси (Massey, P.), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 41, 15 (2003).
- Матчлер и др. (Mutchler, M., Beckwith, S.V.W., Bond, H. et al.), *Bull. Am. Astron. Soc.* 37, 452 (2005).
- Медер и др. (Maeder, A., Grebel, E. K., Mermilliod, J.-C.), *Astron. Astrophys.*, 346, 459 (1999)
- Мейссониер и Аззопарди (Meyssonnier N., Azzopardi M.), *A&AS* 102, 451 (1993).
- Моне и др. (Monet D.G., Levine S.E., Canzian B. et al.), *AJ*, 125, 984 (2003).
- Моретти и др. (Moretti, A., Campana, S., Lazzati, D. et al.), *Astrophys. J.* 588, 696 (2003).
- Моррисон и др. (Morrison, J. E., McLean, B., GSC-Catalog Construction Team, II), *DDA*, 32.0603 (2001).
- Мотизуки и Кумагаи (Motizuki, Yuko, Kumagai, Shiomi) *NewAR*, 48, 69 (2004)
- Норман и др. (Norman, C., Ptak, A., Hornschemeier, A. et al.) *Astrophys. J.* 607, 721 (2004)
- Парк и др. (Park, Sangwook, Zhekov, Svetozar A., Burrows, David N., Garmire, Gordon P., McCray, Richard) *Astrophys.J.*, 610, 275 (2004).
- Петит и др. (Petit, H., Hua, C. T., Bersier, D. et al.), *Astron. Astrophys.* 309, 446 (1996).
- Поздняков, Соболев и Сюняев (Pozdniakov, L. A., Sobol, I. M., Siuniae, R.A.) *AS-PRV*, 2, 189 (1983).
- Попов, Прохоров (Popov, S.B., Prokhorov, M.E.), *Helmholtz International Summer School and Workshop on Hot points in Astrophysics and Cosmology (astro-ph/0411792)* (2004).
- Попов и др. (Popov, S.B., Lipunov, V.M., Prokhorov, M.E. et al.), *Astron. Rep.* 42, 1, 29 (1998).
- Портегис Цварт и др. (Portegies Zwart, Simon F., Pooley, David, & Lewin, Walter H. G.), *Astrophys. J.* 574, 762 (2002).
- Постнов (Postnov, K.A.), *Astron. Lett.* 29, 372 (2003).
- Пэйджел и Таутвайзиен (Pagel, B.E.J., Tautvaisiene, G.), *MNRAS* 299, 535 (1998).
- Райс и др. (Rice W., Lonsdale, Carol J., Soifer, B. T. et al.), *ApJ Suppl.* 68, 91 (1988).

- Рассел, Допита (Russell, S.C., Dopita, M.A.), *Astrophys. J.* 384, 508 (1992).
- Рикс, Рике (Rix, H.-W., Rieke, M.J.), *Astrophys. J.* 418, 123 (1993).
- Робертс (Roberts, W.W.), *Astrophys. J.* 158, 123 (1969).
- Робертс, Стюарт (Roberts, W.W.Jr., Stewart, G.R.), *Astrophys. J.* 314, 10 (1987).
- Сандаж, Тамманн (Sandage, A. & Tammann, G.A.), *Astrophys. J.* 196, 313 (1975).
- Санцефф и др. (Suntzeff, Nicholas B., "SN1987A: Ten Years After," The Fifth СТЮ/ESO/LCO Workshop, ASP Conference Series, astro-ph/9707324).
- Сасаки и др. (Sasaki, M., Haberl, F., & Pietsch, W.), *A&AS* 143, 391 (2000).
- Сильверман (Silverman B.W.), *J.R.Statist.Soc.B*, 43, 97 (1981).
- Соннеборн и др. (Sonneborn, George, Altner, Bruce, Kirshner, & Robert P.), *Astrophys.J.*, 323L, 35 (1987).
- Спруит и Таам (Spruit H.C., & Taam R.E.), *AJ* 402, 593 (1993).
- Сюняев и др. (Sunyaev, R. et al.), *Nature*, 330, 227 (1987).
- Терашима, Вилсон. (Terashima, Y., Wilson, A.S.), *Astrophys. J.* 601, 735 (2004).
- Тигарден и др. (Teegarden, B. J., Barthelmy, S. D., Gehrels, N., Tueller, J., Leventhal, M.), *Nature*, 339, 122 (1989).
- Тиланус, Аллен (Tilanus, R.P.J., Allen, R.J.), *Astrophys. J.* 339, 57 (1989).
- Тиланус, Аллен (Tilanus, R.P.J., Allen, R.J.), *Astron. Astrophys.* 244, 8 (1991).
- Тоомре (Toomre, A.), *IAU Symp.* 79 (Ed. Longair, M.S., Einasto, J., Dordrecht-Holland: D. Reidel Publishing Com., 1978), p.109.
- Тулли (Tully, R.B.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 27, 437 (1974).
- Тэйлор, Кордес (Taylor, J.H., Cordes, J.M.), *Asrophys. J.* 411, 674 (1993).
- Удальский и др. (Udalski, A., Szymanski, M., Kubiak, M. et al.), *Acta Astron.* 48, 147 (1998).
- Узденский (Uzdensky, Dmitri A.), *Ap&SS* 292, 573 (2004).
- Устюгова и др. (Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., Romanova, M. M., et al.), *Astrophys. J.* 646, 304 (2006).
- Фаббиано (Fabbiano, G.), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 44, 323 (2006).
- Филипович и др. (Filipovic M. et al.), *A&A Auppl.* 127, 119 (1998).

- Филипович и др. (Filipovic M. D., Pietsch W., Haberl F.), *Astron. Astrophys.*, 361, 823 (2000).
- Фогель и др. (Vogel, S.N., Rand, R.J., Gruendl, R.A. et al.), *PASP* 105, 666 (1993).
- Форд и др. (Ford, H., Crane, P., Jacoby, G. et al.), *Astrophys. J.* 293, 132 (1985).
- Франссон & Шевалье (Fransson, C., Chevalier, R. A.) *Astrophys. J.*, 322L, 15 (1987).
- Хаберл и Питч. (Haberl F., & Pietsch W.), *A&AS*, 139, 277 (1999).
- Хаберл и др. (Haberl, F., Dennerl, K., & Pietsch, W.), *Astron. Astrophys.* 406, 471 (2003).
- Хаберл и Питч (Haberl F., Pietsch W.), *Astron. Astrophys.* 414, 667 (2004).
- Хаберл и др. (Haberl F., Pietsch W., Schartel N. et al.), *Astron. Astrophys. Lett.* 420, 19 (2004).
- Харрис, Зарицкий (Harris, J., Zaritsky, D.), *Astron. J.* 127, 1531 (2004).
- Хирата и др. (Hirata, K., Kajita, T., Koshiha, M., Nakahata, M., & Oyama, Y.), *PhRvL* 58, 1490 (1987)
- Хольцман и др. (Holtzman, J.A., Gallagher, J.S. III, Cole, A.A. et al.), *Astron. J.* 118, 2262 (1999).
- Циммер и др. (Zimmer, P., Rand, R.J., McGraw, J.T.), *Astrophys. J.* 607, 285 (2004).
- Циони и др. (Cioni, M.-R., Loup, C., Habing, H. J. et al.), *yCat*, 2228, 0 (2000).
- Черепашук (Chereshchuk, A. M.), *SvAL* 2, 138 (1976).
- Шакура и Сюняев (Shakura, N.I., & Sunyaev, R.A.), *Astron. Astrophys.* 24, 337 (1973).
- Шарбоне и др. (Charbonnel, C., Meynet, G., Maeder, A. et al.), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 101, 415 (1993).
- Шэллер и др. (Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G. et al.), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 96, 269 (1992).
- Элснер и др. (Elsner, R., Ghosh, P., Lamb, F.), *Astrophys. J.* 241, 155 (1980).
- Эванс и др. (Evans C.J., Howarth I.D., Irwin M.J. et al.), *MNRAS* 353, 601 (2004).
- Эдж и Кое (Edge W. R. T., Coe M. J.), *MNRAS* 338, 428 (2003).
- Эдж и др. (Edge W. R. T., Coe M. J., Galache J. L. et al.), *MNRAS* 353, 1286 (2004).

