

Упражнение 13.1. Покажите, что указанная выше светимость слишком высока, чтобы ее можно было обеспечить потерями кинетической энергии вращения нейтронной звезды.

Недавно были получены данные о наличии спектральной линии в импульсном жестком рентгеновском спектре Нег X-1 вблизи 58 кэВ [574]. Наиболее правдоподобное объяснение ее происхождения состоит в том, что эта деталь спектра связана с электронным циклотронным поглощением или эмиссией и говорит о наличии поверхностного магнитного поля $B \sim (4-6) \cdot 10^{12}$ Гс. Если это наблюдение окажется верным, оно подкрепит отождествление Нег X-1 с нейтронной звездой. Похожая деталь наблюдалась [669] в импульсном высокоэнергетическом спектре источника 4U 0115—63 (период 3,6 с) вблизи 20 кэВ, что свидетельствует о существовании поля $B \sim 2 \cdot 10^{12}$ Гс у этого источника.

Упражнение 13.2. а) Оцените магнитное поле B в предположении, что наблюдавшаяся при 58 кэВ линия в спектре Нег X-1 порождается излучением электрона, который переходит с первого возбужденного уровня Ландау в основное состояние.

Указание: $E_{n,q} = \mu_B(2n+1) + q^2/2m_e$, где μ_B — магнетон Бора, $n = 0, 1, 2, \dots$, а q — импульс, направленный вдоль B .

б) Предположив, что наблюдаемая ширина линии ~ 12 кэВ возникает вследствие теплового уширения, оцените температуру газа T в области излучения линии. Предположите «типичный» угол наблюдения источника относительно магнитного поля.

13.5. ЛЕБЕДЬ X-1: КАНДИДАТ В ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ

Источник Лебедь X-1 (Суг X-1) занимает центральное место среди изучаемых компактных рентгеновских объектов. Этот источник с широчайшим диапазоном временной переменности, первый из обнаруженных в оптических двойных системах, вероятнее всего, представляет собой черную дыру. Именно быстрая рентгеновская переменность этого источника положила начало поиску по данным «Ухуру» других переменных источников, что привело к открытию рентгеновских пульсаров в двойных системах¹⁾.

Лебедь X-1 обладает переменностью во всех временных масштабах — от месяцев и лет до миллисекунд. Наиболее ярко его переменность проявляется во всплесках длительностью ~ 1 мс [488], которые свидетельствуют о максимальном размере рентгеновского источника $R \leq ct \sim \sim 300$ км и доказывают, что объект является весьма компактным (рис. 13.7).

¹⁾ Всестороннее обсуждение источника Суг X-1 и соответствующие ссылки см. в [423].

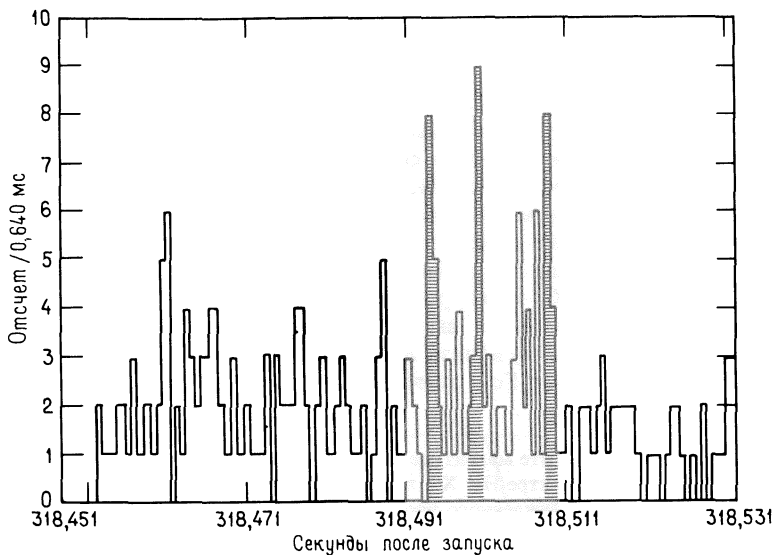


Рис. 13.7. Переменность источника Лебедь X-1. Показаны несколько «всплесков» миллисекундной длительности. Приведенные результаты, полученные при ракетных наблюдениях примерно через 318 с после запуска, содержат экспозицию Суг X-1 продолжительностью 80 мс. Скорость счета интегрируется каждые 0,64 мс. Заштрихованы всплески, для которых число импульсов за 1,28 мс превышает 12 [488].

Оптический компонент в системе Суг X-1 — это спектрально-двойная звезда с неразделенными линиями, которая имеет период 5,6 сут. Она представляет собой сверхгигант 9-й звездной величины и носит название HDE 226868. Отождествить HDE 226868 с Суг X-1 впервые удалось, когда в марте 1971 г. в направлении на Суг X-1 внезапно появился новый радиоисточник и одновременно была зарегистрирована переменность рентгеновского излучения [275, 558]. В маленьком квадрате ошибок положения радиоисточника (не более угловой секунды) находилась оптическая звезда HDE 226868 — двойная система с невидимым компонентом. Позже была обнаружена модуляция рентгеновской интенсивности с периодом 5,6 сут, что подтвердило отождествление [278].

К сожалению, рентгеновские данные о Суг X-1 недостаточны для определения орбитальных параметров в отличие от аналогичных данных для рентгеновских пульсаров, входящих в двойные системы. Регулярные рентгеновские импульсы не наблюдались и не было обнаружено четких затмений.

Тем не менее нижний предел массы Суг X-1, превышающий $3 M_{\odot}$, можно получить двумя независимыми методами¹⁾. Для обоих методов тре-

¹⁾ Внимательное обсуждение и ссылки см. в [35].

буется надежное определение расстояния. Оно достигается на основе оценки межзвездного поглощения, наблюдаемого в спектре HDE 226868. Если знать абсолютную звездную величину звезды, то сравнение с видимой звездной величиной (с поправкой на поглощение) позволяет получить расстояние до нее [см. уравнение (A.4)]. Хотя обычно у ОВ-сверхгигантов типа HDE 226868 абсолютная звездная величина $M_v = -6$, существуют звезды с очень похожими спектрами, но с гораздо меньшими массой и светимостью [573].

Вместо того, чтобы высказывать предположения о светимости HDE 226868, можно провести обзор большого числа звезд в том же направлении и сопоставить поглощение с расстоянием для каждой из них, считая, что спектр дает истинную светимость. Хотя любое индивидуальное определение расстояния может быть ошибочным, при учете большого числа проб получается достаточно верная калибровка поглощения в зависимости от расстояния для данного направления. Два независимых обзора [86, 386], в каждом из которых было использовано около 50 звезд, лежащих в пределах 1° от направления на HDE 226868, привели к оценке расстояния до HDE 226868 порядка 2,5 кпс (абсолютный минимум расстояния 2 кпс), соответствующей наблюдаемому поглощению.

Доплеровские кривые спектра HDE 226868 дают информацию об элементах орбиты (см. разд. 9.4). Джиз и Болтон [225] получили: $P = 5,60$ сут (с ошибкой, пренебрежимо малой для наших целей); $a_1 \sin i = (5,28 \pm 0,08) \cdot 10^6$ км; $f = (0,252 \pm 0,010) M_\odot$ и малый эксцентриситет (по-видимому, меньше 0,02).

Принимая теперь во внимание, что у *типичного* ОВ-сверхгиганта масса превышает $20 M_\odot$, на основе расчетов звездных моделей (см., например, [312]) можно показать, что для получения нужной светимости при расстоянии $d \sim 2$ кпс требуется масса по крайней мере $8,5 M_\odot$. Поскольку

$$f = \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2}, \quad (13.5.1)$$

где индекс 1 относится к оптической звезде, а 2 — к рентгеновскому источнику, минимальное значение для M_2 получается, если положить $\sin i = 1$. Это дает

$$M_2 \geq 3,3 M_\odot. \quad (13.5.2)$$

Еще более убедительна такая аргументация [440] (см. также [35, 387], приводящая к нижнему пределу массы, которая использует только факт отсутствия заметного рентгеновского затмения без каких-либо предположений о массе оптического компонента. Отсутствие затмений подразумевает (рис. 13.8), что

$$\cos i > \frac{R}{a}, \quad (13.5.3)$$

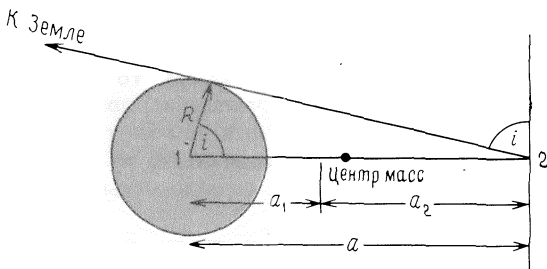


Рис. 13.8. Условия отсутствия затмения для Cyg X-1.

где R — радиус оптической звезды (которая принимается сферической) и a — расстояние между двумя объектами. Используя уравнение (9.4.5), это неравенство можно записать

$$\cos i \geq \frac{R}{a_1 \sin i} \frac{M_2 \sin i}{M_1 + M_2}. \quad (13.5.4)$$

Следовательно,

$$M_2 \sin i \cos^2 i \geq \frac{fR^2}{(a_1 \sin i)^2}. \quad (13.5.5)$$

Величина $\sin i \cos^2 i$ имеет максимальное значение $2/3\sqrt{3}$, когда $\sin i = 1/\sqrt{3}$, и поэтому

$$M_2 \geq \frac{3\sqrt{3} fR^2}{2(a_1 \sin i)^2}. \quad (13.5.6)$$

Величину R^2 можно найти, зная светимость и эффективную температуру:

$$R^2 = \frac{L}{4\pi\sigma T_e^4}. \quad (13.5.7)$$

С учетом уравнений (A.4), (A.5) и (A.8) получим

$$R^2 = \frac{L_\odot}{4\pi\sigma T_e^4} \left(\frac{d}{1 \text{ кпс}} \right)^2 10^{4+0,4(4,72-m_v-BC+A_v)}. \quad (13.5.8)$$

Здесь m_v — видимая звездная величина в диапазоне V (видимом), BC — болометрическая поправка, A_v — поглощение в диапазоне V . Брегман и др. [86] нашли, что $V(\equiv m_v) = 8,87$, а показатель цвета $B-V = 0,81$. Согласно точной спектральной классификации HDE 226868¹⁾ (см., напри-

¹⁾ Она классифицируется как звезда типа O9,7 Iab [594].

мер, [258]), ее собственный цвет с поправкой на поглощение равен $(B-V)_0 = -0,30$. «Цветовой избыток», обусловленный предпочтительным поглощением межзвездным газом коротковолнового оптического излучения, составляет

$$E(B-V) \equiv B-V - (B-V)_0 = 1,11. \quad (13.5.9)$$

Тогда полное поглощение в диапазоне V , т.е. A_v , определяется формулой

$$A_v = 3,0E(B-V) = 3,3. \quad (13.5.10)$$

Множитель 3,0 в выражении (13.5.10) — это эмпирический результат детального изучения межзвездного поглощения [549], представляющий собой достаточно надежный нижний предел [518], т.е. как раз то, что нам требуется.

Значения BC и T_e для звезд-сверхгигантов довольно неопределенны, поскольку они получались в основном из теоретических расчетов и редко проходили прямую наблюдательную проверку, пока не появилась работа Коуда и др. [138]. Канти [147] включил результаты Коуда и для нашего случая дает $T_e = 30\,000$ К, $BC = -2,9$. К счастью, поскольку величина $-BC$ уменьшается при уменьшении T_e , радиус звезды R в уравнении (13.5.8) оказывается не особенно чувствительным к неточностям T и BC . Из результатов Канти вытекает:

$$R^2 = (6,62 \cdot 10^6)^2 \left(\frac{d}{1 \text{ кпс}} \right)^2 \text{ км}^2 \quad (13.5.11)$$

и, следовательно, из уравнения (13.5.6) получаем¹⁾

$$M_2 \geq 3,4 M_\odot \left(\frac{d}{2 \text{ кпс}} \right)^2. \quad (13.5.12)$$

Упражнение 13.3. На основе расчетов [27] модели атмосферы в работе [387] получены оценки гравитационного ускорения на поверхности HDE 226868:

$$g \equiv \frac{GM}{R^2} = 1,6 \times 10^3 \text{ см/с}^2. \quad (13.5.13)$$

Используйте f и R из уравнений (13.5.1) и (13.5.11) для того, чтобы установить нижний предел M_2 .

Ответ: $M_2 \geq 5,7 M_\odot$.

¹⁾ Значения T_e и BC , приводимые Пачинским [440], дали бы в уравнении (13.5.12) коэффициент 3,7.

Упражнение 13.4 [440]. Еще одно ограничение, которое можно было бы наложить на двойную систему, заключается в том, чтобы оптическая звезда не переполняла свою полость Роша (сравните с разд. 13.7). Иными словами,

$$R \leq R_{\text{Roche}}. \quad (13.5.14)$$

В том диапазоне масс, который нас интересует, хорошим приближением будет выражение [439]

$$R_{\text{Roche}} = a \left[0,38 + 0,2 \lg \left(\frac{M_1}{M_2} \right) \right], \quad (13.5.15)$$

где a определяется (9.4.5).

а) Покажите, что минимум M_2 определяется нахождением минимума функции

$$M_2 = \frac{(1+q)^2 f}{\sin^3 i}, \quad (13.5.16)$$

с учетом ограничений (13.5.14) и (13.5.4):

$$f_1 \equiv \frac{1+q}{\sin i} (0,38 + 0,2 \lg q) \geq x, \quad (13.5.17)$$

$$f_2 \equiv \frac{1+q}{\sin i} \cos i \geq x, \quad (13.5.18)$$

где

$$q \equiv \frac{M_1}{M_2}, \quad x \equiv \frac{R}{a_1 \sin i}. \quad (13.5.19)$$

б) Путем варьирования q и $\sin i$ покажите, что минимум достигается, когда в выражениях (13.5.17) и (13.5.18) неравенство превращается в равенство. Оцените минимум для $d = 2$ кпс и $d = 2,5$ кпс.

в) Покажите, что при этом также устанавливается минимум M_1 , и получите численную оценку M_1 .

Ответ: $M_2 \geq 6,5 M_{\odot}$ ($d = 2$ кпс); $M_2 \geq 9,5 M_{\odot}$ ($d = 2,5$ кпс).

В итоге можно констатировать, что нижний предел (13.5.12), равный $3,4 M_{\odot}$, очень надежен. Если принять более разумное значение $d \sim 2,5$ кпс, он возрастает до $5,3 M_{\odot}$. Другие, менее точные, но более реалистичные аргументы приводят к еще большим значениям массы.

Вращающийся с максимальной скоростью устойчивый белый карлик обладает максимальной массой лишь около $2,5 M_{\odot}$ [см. уравнение (7.4.41)]. Максимальное значение массы устойчивой нейтронной звезды около $3 M_{\odot}$ (см. гл. 9) зависит только от справедливости общей теории относительности, а не от предполагаемого уравнения состояния. Наиболее вероятные максимальные массы нейтронных звезд ближе к $2 M_{\odot}$ при модных в настоящее время жестких уравнениях состояния. Поэтому мы приходим к за-

ключению, имеющему глубокий смысл: вероятнее всего, Суг X-1 является черной дырой. Итоги нашего обсуждения подведены в резюме 13.1.

РЕЗЮМЕ 13.1

Доводы в пользу отождествления Суг X-1 с черной дырой

1. Суг X-1 — компактный объект (характерное время переменности $\Delta t \sim 1-10$ мс, что соответствует размеру излучающей зоны $R \leq c\Delta t \leq 10^8$ см).

2. Суг X-1 — невидимый спутник звезды HDE 226868 (одновременная нестационарность интенсивности радио- и рентгеновского излучения, а также соответствие периода 5,6 сут двойной системы периоду переменности в мягком рентгене).

3. Суг X-1 обладает массой $M_x > 3,4 M_\odot$ (оптическая функция масс + спектральный тип + отсутствие затмений + расстояние).

Гипотеза черной дыры подкрепляется дополнительными ограничениями, следующими из наблюдаемой переменности оптического излучения. Эвни и Бакал [28, 29] пришли к выводу, что масса Суг X-1, вероятно, должна быть в интервале $9-15 M_\odot$. Эти значения существенно выше любого верхнего предела, выведенного нами для белых карликов и нейтронных звезд.

Однако завязтые спорщики предложили для Суг X-1 альтернативные модели, не содержащие черных дыр. Одна из таких моделей [43, 189] требует присутствия *третьего* тела в системе, так что испускающая рентгеновские лучи нейтронная звезда должна находиться на орбите вокруг одного или двух членов массивной двойной системы нормальных звезд. В другой модели [42] постулируется экзотический источник энергии, отличающийся от аккреции газа на компактную звезду.

Третье тело должно было бы приводить к возмущению оптической кривой блеска HDE 226868. Верхние пределы [3] таких возмущений, следующие из наблюдений, налагают сильные ограничения на модели тройных систем, но в принципе они остаются возможными¹⁾.

В пользу модели черной дыры свидетельствует и анализ деталей рентгеновского спектра. Источник претерпевает частые переходы из «спокойного» состояния, где он проводит около 90% всего времени, в «возбужденное» состояние (см. [166]), где дан итог наблюдений). В «спокойном» состоянии источник излучает в основном жесткий рентгеновский компонент,

¹⁾ Солпитер, когда его попросили принять участие в обсуждении положения с Суг X-1, пришел к выводу: «Черная дыра в Суг X-1 — это наиболее консервативная гипотеза».

характеризуемый единым степенным спектром во всем диапазоне энергий 1—250 кэВ:

$$\frac{1}{4\pi d^2} \frac{dL}{dE} = AE^{-\alpha}, \quad (13.5.20)$$

Здесь L — светимость, E — энергия, d — расстояние, а A и α — постоянные величины. Значения α лежит в пределах 0,5—1 при временах интегрирования, превышающих несколько секунд.

«Возбужденное» состояние устанавливается за время порядка нескольких дней и продолжается около месяца. Новый, интенсивный и очень мягкий спектральный компонент появляется в полосе 3—6 кэВ. Спектральная интенсивность выше 10 кэВ слегка падает, сохраняя степенную зависимость (13.5.20) с $\alpha = 1,2$ (рис. 13.9). Полная светимость в «возбужденном» состоянии возрастает примерно в два раза и достигает $6 \cdot 10^{37}$ эрг/с.

Наблюдаемый рентгеновский спектр Суг X-1 достаточно хорошо моделируется излучением от газового аккреционного диска, находящегося вокруг центральной черной дыры (см. разд. 14.5 и 14.6). Большой успех таких моделей связан с тем, что они могут воспроизвести как мягкий, так и жесткий компоненты спектра либо в «возбужденном», либо в «спокойном» состоянии. Однако ни одна из моделей до настоящего времени не может надежно объяснить необычные переходы между этими состояниями. Длительные характерные времена таких переходов позволяют предположить, что они связаны с изменениями скорости передачи массы от главного компонента системы к вторичному.

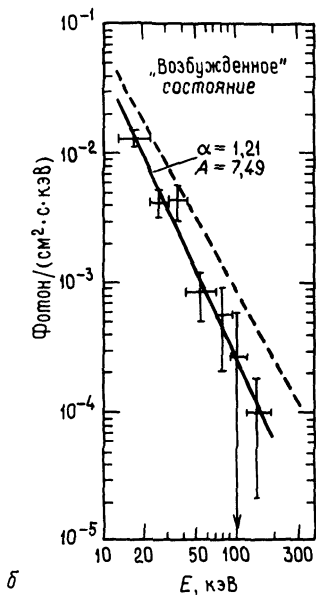
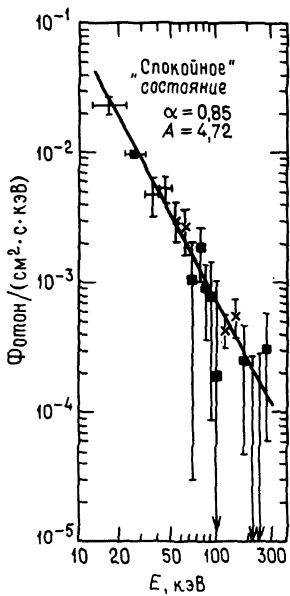
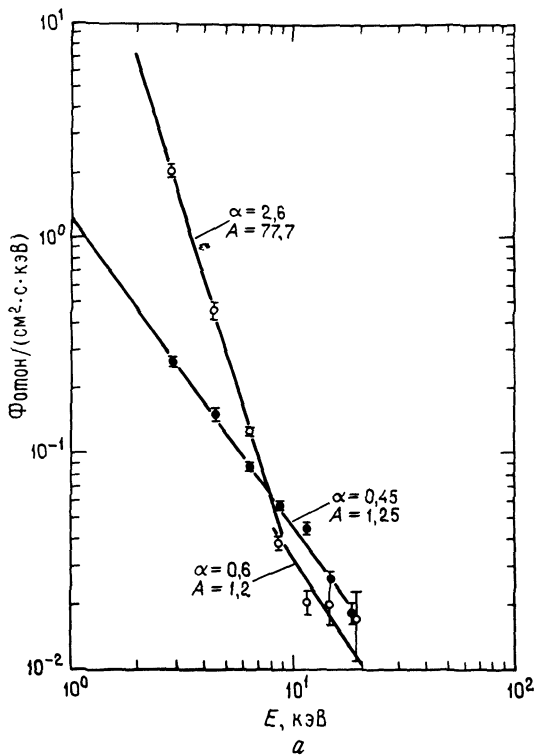
Упражнение 13.5. Используйте степенную аппроксимацию данных о мягком и жестком рентгене для Суг X-1, показанную на рис. 13.9, и вычислите:

- светимость в мягком рентгене (1—20 кэВ) в единицах эрг/с, когда Суг X-1 находится соответственно в «возбужденном» и «спокойном» состояниях;
- светимость в жестком рентгене (20—250 кэВ) для «возбужденного» и «спокойного» состояний;
- полную светимость в диапазоне 1—250 кэВ для обоих состояний. Предположите расстояние 2,5 кпс.

Замечание: Предварительные результаты рентгеновских баллонных наблюдений говорят о том, что степенной спад спектра в диапазоне жесткого рентгена может продолжаться по крайней мере до 3 МэВ в «спокойном» состоянии [383].

Рис. 13.9. а) Усредненный спектр мягких ($2 \leq E \leq 20$ кэВ) рентгеновских фотонов Суг X-1 до и после перехода из «возбужденного» в «спокойное» состояние в марте — апреле 1971 г. (кружки — период с 21 декабря 1970 г. по 14 марта 1971 г.; точки — период с 31 декабря 1971 г. по 21 января 1972 г.). Показана степенная аппроксимация соответствующих спектров [см. уравнение (13.5.20), где E выражено в кэВ, d — в см, dL/dE — в кэВ/(с · кэВ)] [588].

б) Усредненный спектр жестких ($15 \leq E \leq 250$ кэВ) рентгеновских фотонов Суг X-1. Слева отложен спектр «спокойного» состояния (определяемый по меньшим энергиям), а справа — спектр «возбужденного» состояния. Штриховая линия на рисунке справа — это степенной закон, соответствующий спектру «спокойного» состояния, приведенного слева. Приведены параметры степенной аппроксимации (в тех же единицах, как и на рис. 13.9,а) [166].



Помимо Суг X-1, есть и другие объекты, которые можно считать подающими надежды кандидатами в черные дыры. Из них в настоящее время больше всего заслуживают внимания Циркуль (Cir) X-1 и ОАО 1653—40. Cir X-1 — это рентгеновский источник в двойной системе из каталога «Ухуру», обладающий быстрой переменностью, во многом похожей на поведение Суг X-1¹⁾. Слабость нормального красного компонента системы делает до сих пор невозможными наблюдение спектральных линий и определение параметров орбиты. Затменный рентгеновский источник ОАО 1653—40, обнаруженный спутником «Коперник», был отождествлен со спектральной двойной звездой с неразделенными линиями V861 Скорпиона. Орбитальные параметры свидетельствуют о большой массе ($7-11 M_{\odot}$), связанной с рентгеновским источником [469].

13.6. ИСТОЧНИКИ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ГАЛАКТИЧЕСКОЙ ПОДСИСТЕМЫ: БАРСТЕРЫ

Большинство из 50 (или около того) рентгеновских источников, лежащих в пределах 30° от направления на центр Галактики, имеют одинаковые свойства [353], такие, как 1) мягкие рентгеновские спектры, 2) рентгеновская переменность с характерными временами от минут до дней, 3) $L_x \leq \leq 10^{36}$ эрг/с, 4) отсутствие периодических импульсов, 5) отсутствие затмений. Примерно у половины из этих источников наблюдаются рентгеновские всплески. Все они называются источниками центральной галактической подсистемы, потому что распределены как старое звездное население, входящее в центральную галактическую подсистему (население II типа). По меньшей мере 11 источников с такими же свойствами 1—5 входят в состав (старых) шаровых скоплений и по крайней мере девять из них испускают рентгеновские всплески²⁾. Это сходство говорит о том, что источники скоплений и центральной подсистемы составляют класс рентгеновских источников старого населения II типа, отличающийся от рентгеновских ис-

¹⁾ Обзор и обсуждение наблюдений Cir X-1 см. в [167].

²⁾ См. [246]. Проведенный недавно анализ данных обсерватории «Эйнштейн» указывает на наличие в шаровых скоплениях рентгеновских источников второго класса с меньшими светимостями ($10^{34} \leq L_x \leq 10^{36}$ эрг/с). В отличие от источников высокой светимости эти объекты не сконцентрированы вблизи ядер скоплений. Возможная интерпретация заключается в том, что источники малой светимости — это двойные системы малой массы с белыми карликами, а источники высокой светимости — более массивные двойные системы, содержащие нейтронные звезды.