

**ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ**

**Массы черных дыр в двойных звездных системах**

А.М. Черепашук

*Изложены методы и результаты определения масс десяти черных дыр в рентгеновских двойных системах. Совместная интерпретация кривой лучевых скоростей и оптической кривой блеска позволяет надежно обосновать модель двойной системы и корректность определения функции масс оптической звезды  $f_v(t)$ . Анализ оптической кривой блеска, обусловленной в основном эффектом эллипсоидальности оптической звезды, позволяет оценить наклонение орбиты  $i$ . Использование информации о расстоянии до двойной системы и данных о вращательном уширении линий поглощения в спектре оптической звезды позволяет определить значение отношения масс компонент  $q = m_x/m_v$ . С этими данными из величины  $f_v(t)$  надежно оценивается масса черной дыры  $m_x$  или ее нижний предел, а также масса оптической звезды  $m_v$ . Дополнительным контролем является информация о массе оптической звезды  $m_v$ , оцениваемой по ее спектральному классу и классу светимости, а также информация об отсутствии или наличии рентгеновских затмений в системе. Исследовано влияние ненулевых размеров оптической звезды, ее грушевидности и эффекта рентгеновского прогрева на форму профилей линий поглощения и кривую лучевых скоростей. Замечательно то, что ни один из десяти известных массивных ( $m_x > 3M_\odot$ ) рентгеновских источников — кандидатов в черные дыры — не показывает феномена рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера I-го типа.*

PACS numbers: 97.60.Lf, 97.80.-d

**Содержание**

1. Введение (809).
2. Основные характеристики рентгеновских двойных систем (810).
3. О критериях наличия черной дыры в двойной системе (812).
4. Оптические проявления рентгеновских двойных систем (812).
  - 4.1. Эффект эллипсоидальности.
  - 4.2. Эффект рентгеновского прогрева ("эффект отражения").
  - 4.3. Затменные и прецессионные эффекты.
5. Анализ кривых лучевых скоростей (819).
6. Определение масс (822).
  - 6.1. Случай рентгеновского пульсара.
  - 6.2. Случай черной дыры.
7. Конкретные системы (824).
  - 7.1. Система Cyg X-1.
  - 7.2. Система LMC X-3.
  - 7.3. Система A0620-00.
  - 7.4. Система GS 2023+338 (V404 Cyg).
  - 7.5. Система GRS 1121-68 (XN Mus 1991).
  - 7.6. Система GS 2000+25 (QZ Vul).
  - 7.7. Система GRO J1650-40 (XN Sco 1994).
  - 7.8. Система XN Oph 1977.
  - 7.9. Система GRO J0422+32 (XN Per 1992 = V518 Per).
  - 7.10. Система LMC X-1.
  - 7.11. Другие системы.
8. Обсуждение результатов (828).
9. Заключение (830).

**Список литературы (830).**

А.М. Черепашук. Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, 119899 Москва, Университетский просп. 13  
Тел. (095) 939-28-58  
Факс (095) 932-88-41  
E-mail: cher@sai.msu.su

Статья поступила 4 апреля 1996 г.

**1. Введение**

Черные дыры являются предсказанием общей теории относительности (ОТО) А. Эйнштейна. Возможность их наблюдений обоснована Я.Б. Зельдовичем [1] и Е.Е. Салпитером [2], которые предсказали мощное энерговыделение при несферической аккреции вещества на черную дыру. Следует отметить, что как объекты, у которых вторая космическая скорость равна скорости света, черные дыры формально, хотя и не вполне последовательно, предсказываются и в рамках ньютонаской гравитации, что было сделано Митчелом и Лапласом еще в XVII в. (см. об этом в [3, 4]). Использовать изучение двойных звезд как метод исследования черных дыр предложено в [5, 6] (см. также [7]). Теория аккреции вещества межзвездной среды на одиночную движущуюся черную дыру предложена в [8] (см. также [9, 10]). Теория дисковой аккреции вещества на черные дыры в тесных двойных звездных системах разработана в [11–14].

Теоретические предсказания, сделанные в этих работах, блестяще подтвердились результатами последующих рентгеновских наблюдений с бортов специализированных спутников и прежде всего с борта американского спутника "Ухуру" [15].

К настоящему времени открыты десятки тысяч компактных рентгеновских источников в нашей и ближайших галактиках. Большинство из них представляют собой рентгеновские двойные системы, в которых оптическая звезда — донор — поставляет вещество на соседний релятивистский объект — нейтронную звезду

или черную дыру. Аккреция этого вещества на релятивистский объект приводит к гигантскому выделению энергии в рентгеновском диапазоне со светимостью порядка  $10^{36}\text{--}10^{39}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , что в тысячи и миллионы раз больше болометрической светимости Солнца.

Отождествление первых рентгеновских двойных систем с оптическими звездами выявило основные причины оптической переменности: эффект отражения, точнее, прогрева поверхности оптической звезды мощным рентгеновским излучением аккрецирующего релятивистского объекта [16, 17] и эффект эллипсоидальности, связанный с приливной деформацией формы оптической звезды в гравитационном поле релятивистского объекта [18, 19]. Эффекты эллипсоидальности и отражения оказались типичными для рентгеновских двойных систем. Наблюдения оптической переменности, обусловленной этими эффектами, помогают осуществлять надежную оптическую идентификацию рентгеновских двойных систем: совпадение периодов и фаз оптической и рентгеновской переменности или совпадение рентгеновской и оптической вспышек доказывает достоверность идентификации.

Оптическая звезда является пробным телом в гравитационном поле релятивистского объекта. Фотометрические и спектральные наблюдения, выполненные методами классической наземной астрономии, позволяют изучать движение оптической звезды и тем самым определять массу релятивистского объекта. При этом, поскольку размеры орбиты двойной системы на 5–7 порядков превышают размеры гравитационных радиусов компонент, для определения их масс вполне достаточно использования закона тяготения Ньютона.

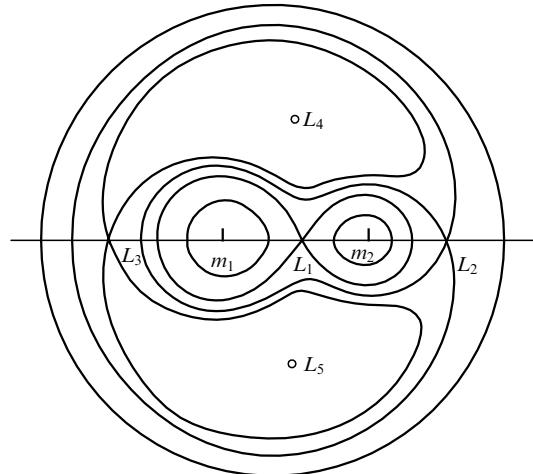
Те рентгеновские источники, для которых измеренная масса превышает 3 солнечных (абсолютный верхний предел массы нейтронной звезды, предсказываемый ОТО, — см., например, [20]), могут рассматриваться как кандидаты в черные дыры. Ограничения на радиус рентгеновского источника ( $r < 1000$  км) следуют как из гигантской рентгеновской светимости, так и из быстрой иррегулярной переменности рентгеновского потока на временах до миллисекунды.

Число таких массивных компактных рентгеновских источников — кандидатов в черные дыры, известных к настоящему времени, — достигло десяти и благодаря успехам рентгеновской и оптической астрономии непрерывно возрастает. Постепенно выявляется замечательный факт: кандидаты в черные дыры отличаются от нейтронных звезд не только большими массами, но и наблюдательными проявлениями. В частности, ни один из десяти надежных кандидатов в черные дыры не является ни рентгеновским пульсаром, ни рентгеновским барстером 1-го типа, т.е. не обладает признаками, характерными для аккрецирующих нейтронных звезд.

Масса — важнейший параметр, необходимый при идентификации релятивистского объекта с черной дырой. В данном обзоре мы изложим астрономические аспекты проблемы черных дыр и прежде всего методы и результаты определения масс релятивистских объектов в рентгеновских двойных системах (см. также обзоры [21–24], где изложены различные аспекты проблемы обнаружения черных дыр, а также [3, 4, 25], где описана физика черных дыр).

## 2. Основные характеристики рентгеновских двойных систем

В большинстве случаев оптическая звезда в рентгеновской двойной системе близка к заполнению своей критической полости Роша [26], которая определяет предельную фигуру равновесия во вращающейся системе отсчета, связанной с двойной системой (рис. 1).



**Рис. 1.** Семейство эквипотенциальных поверхностей в тесной двойной системе, аппроксимируемой моделью Роша (сечение плоскостью орбиты). Отношение масс компонент равно 0,5. Точки  $L_1\text{--}L_5$  — либрационные точки Лагранжа.

В системе координат, связанной с центром масс двойной системы, уравнение для эквипотенциальных поверхностей в случае двух точечных масс, движущихся по круговым орбитам, записывается в виде

$$U = -\frac{Gm_1}{r_1} - \frac{Gm_2}{r_2} + \frac{1}{2} \omega^2(x^2 + y^2), \quad (1)$$

где  $U$  — потенциал,  $m_1, m_2$  — массы компонент,  $r_1, r_2$  — расстояния от текущей точки до первой и второй масс,  $\omega$  — угловая скорость орбитального движения системы,  $x^2 + y^2$  — квадрат расстояния от текущей точки до оси вращения системы, проходящей через ее центр масс,  $G$  — гравитационная постоянная.

Критические полости Роша (далее, просто полости Роша) первой и второй компонент системы соприкасаются в точке Лагранжа. Если звезда близка к заполнению своей полости Роша, то из окрестности точки Лагранжа происходит истечение вещества, преимущественно в виде струи газа, на релятивистский объект, что приводит к формированию вокруг него аккреционного диска с размерами порядка радиуса его полости Роша.

Теория дисковой акреции вещества на релятивистские объекты развита в [11–14]. Двух- и трехмерные газодинамические расчеты течения газа в тесных двойных системах с компактными объектами выполнены в последнее время (см., например, [27–31]). На режим акреции вещества диска помимо гравитационного поля релятивистского объекта и вязкости вещества (которая обычно связывается с турбулентностью) влияет ряд других факторов: вращение магнитосферы нейтронной

звезды, давление радиации (см., например, [12, 13, 32, 33]). В тех случаях, когда влияние гравитационного поля и вязкости является определяющим, во внутренних частях аккреционного диска в результате акреции возникает мощный рентгеновский источник со светимостью [24]

$$L_x = 0,057 \dot{M} c^2 \approx (3 \times 10^{36} \text{ эрг с}^{-1}) \left( \frac{\dot{M}}{10^{-9} M_{\odot} \text{ год}^{-1}} \right)$$

для невращающейся черной дыры и

$$L_x = 0,42 \dot{M} c^2 \approx (3 \times 10^{37} \text{ эрг с}^{-1}) \left( \frac{\dot{M}}{10^{-9} M_{\odot} \text{ год}^{-1}} \right)$$

для предельно вращающейся черной дыры, где  $\dot{M}$  — темп акреции вещества из диска на черную дыру. При типичных значениях  $\dot{M} = (10^{-7} - 10^{-9}) M_{\odot}$  в год величина рентгеновской светимости при акреции достигает  $10^{36} - 10^{39}$  эрг с<sup>-1</sup>.

При слабом заполнении оптической звездой своей полости Роша акреция вещества на релятивистский объект идет в основном из ее звездного ветра [32, 34]. В этом случае размеры аккреционного диска малы по сравнению с размерами полости Роша релятивистского объекта [34]. Характерный радиус гравитационного захвата вещества из звездного ветра релятивистским объектом (радиус Бонди–Хойла) [35])

$$r_B \approx \frac{2GM_x}{v_w^2 + v_{orb}^2} \approx 4R_{\odot}$$

при скорости сверхзвукового звездного ветра  $v_w = 1000 \text{ км с}^{-1}$  и скорости орбитального движения релятивистского объекта  $v_{orb} = 100 \text{ км с}^{-1}$ . Здесь  $M_x \approx 10M_{\odot}$  — масса релятивистского объекта.

При полном заполнении полости Роша оптической звездой в случае, если масса последней велика (более 10 солнечных), время тепловой релаксации звезды составляет

$$t_K \approx 3 \times 10^7 \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-2} < 3 \times 10^5 \text{ лет},$$

и темп поступления вещества в аккреционный диск становится очень высоким:  $\dot{M} > 10^{-6} M_{\odot}$  в год. В этом случае аккреционный диск становится непрозрачным для рентгеновского излучения его центральных частей [36, 37]. На месте рентгеновского источника наблюдается оптически яркий диск. Так реализуется сверхкритический режим дисковой акреции, впервые описанный в [12]. В этом случае светимость при акреции ограничена эдингтоновским пределом

$$L_E = (1,3 \times 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}) \mu \frac{M_x}{M_{\odot}},$$

при котором сила давления радиации сравнивается с силой гравитационного притяжения. Здесь  $\mu$  — молекулярный вес на один электрон. Под действием давления радиации из центральных частей аккреционного диска происходит мощное квазисферическое истечение вещества со скоростями в тысячи километров в секунду, и "диск" является геометрически толстым образованием из-за наличия непрозрачной протяженной расширяющейся атмосферы. Новой и неожиданной особенностью сверхкритической дисковой акреции вещества на релятивистский объект является формирование сильно коллимированных (угол расходности менее одного градуса) релятивистских (скорость  $\sim 0.26c$ ) выбросов вещества — джетов, которые наблюдаются в пекулярной рентгеновской двойной системе SS 433 [38, 39].

Обычные, докритические аккреционные диски геометрически тонки. Однако, поскольку толщина диска медленно возрастает с удалением от его центра, внешние части диска перехватывают небольшую (несколько процентов) долю рентгеновского потока центральных частей, нагреваются и светят в оптическом диапазоне [12] со светимостью в несколько процентов от рентгеновской светимости компактного объекта.

В таблице 1 приведены основные типы рентгеновских двойных систем (подробнее см. каталоги [40, 41]). Видно, что черные дыры встречаются в квазистационарных рентгеновских двойных системах с массивными О–В–звездами, а также в транзиентных рентгеновских двой-

**Таблица 1.** Типы рентгеновских двойных систем с релятивистскими объектами

Тип	Оптическая звезда	Заполнение полости Роша	Релятивистский объект	Орбит. период, сут	$e$	$L_x, \text{ эрг с}^{-1}$	Примечание
Квазистационарные, с О–В–комп.	O–B V–I, $m_v = (20-40) M_{\odot}$	почти	нейтр. зв., черная дыра	1,4–10	0–0,1	$10^{36} - 10^{39}$	стабильн.
Транзиентные, с Be–звездами	Be V–III $m_v = (10-30) M_{\odot}$	нет	нейтр. зв.	8–600	0,2–0,8	$\leq 10^{37} - 10^{38}$	транзиент $\sim 30$ сут
Квазистационарные, с F–M–звездами	F–M V–III $m_v = (0,1-1,5) M_{\odot}$	да	нейтр. зв.	0,1–10	0	$\sim 10^{36} - 10^{38}$	стабильн.
Транзиентные, с F–M–звездами (рентгеновские Новые)	F–M IV–V $m_v = (0,1-2,3) M_{\odot}$	да	нейтр. зв., черная дыра	0,1–6,5	0	$\leq 10^{37} - 10^{38}$	транзиент $\sim 30-120$ сут
Рентгеновские барстеры	$\sim M$ $m_v < 1 M_{\odot}$	да	нейтр. зв.	< 1	0	$\leq 10^{37} - 10^{38}$	вспышки 1–10 с

Примечание:  $m_v$  — масса оптической звезды,  $e$  — эксцентриситет орбиты,  $L_x$  — рентгеновская светимость, в правом крайнем столбце указано длительность рентгеновских вспышек.

ных системах с маломассивными F–M-звездами (рентгеновских Новых).

### 3. О критериях наличия черной дыры в двойной системе

Главными критериями аккрецирующей черной дыры являются большая масса (более трех солнечных), мощное рентгеновское излучение (светимость порядка  $10^{36} - 10^{39}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ ) при отсутствии феноменов рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера 1-го типа. Отметим, что и среди аккрецирующих нейтронных звезд есть объекты, не показывающие феноменов рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера.

Феномен рентгеновского пульсара [42] связан с канализированием плазмы из аккреционного диска сильным магнитным полем (порядка  $10^{12}$  Гс) быстро вращающейся нейтронной звезды, обладающей твердой поверхностью. Вещество, выпадая на магнитные полюса, образует там высокотемпературные ( $T \sim 10^7 - 10^8$  К) аккреционные колонки [43–45]. Кроме того, в сильном магнитном поле рентгеновское излучение аккреционных колонок в связи с резкой анизотропией движения электронов становится направленным [46, 47]. Все это при несовпадении оси вращения нейтронной звезды и оси магнитного диполя приводит к эффекту маяка и феномену рентгеновского пульсара — строго периодической (с периодами от долей секунды до тысяч секунд) переменности рентгеновского излучения аккрецирующей нейтронной звезды.

Аккреция вещества на нейтронную звезду со сравнительно слабым магнитным полем (менее  $10^{10}$  Гс) не приводит к феномену рентгеновского пульсара. Однако в этом случае при не слишком сильном темпе акреции (менее  $10^{-8} M_{\odot}$  в год) на поверхности нейтронной звезды могут происходить термоядерные взрывы, связанные с неустойчивостью термоядерного горения в вырожденном веществе аккрецирующей нейтронной звезды [48–50]. Это приводит к феномену рентгеновского барстера 1-го типа, когда на фоне квазистационарного рентгеновского излучения наблюдаются нерегулярно повторяющиеся короткие (длительностью порядка 1–10 с) мощные (светимость в максимуме  $\sim 10^{37} - 10^{38}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ ) рентгеновские вспышки [48].

При аккреции вещества на черную дыру звездной массы феномены рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера 1-го типа ожидать не приходится, поскольку, согласно ОТО, черная дыра не обладает ни твердой поверхностью, ни сильным магнитным полем. Для аккрецирующей черной дыры можно ожидать лишь иррегулярную переменность рентгеновского потока на временах вплоть до  $\sim r_g/c$ , где  $r_g = 2GM_x/c^2$  — гравитационный радиус черной дыры. Недавно от аккрецирующих черных дыр были открыты квазипериодические осцилляции рентгеновского излучения с частотами от нескольких сотых до нескольких герц, зависящими от величины рентгеновской светимости [51, 52]. Квазипериодические осцилляции рентгеновского излучения были открыты ранее для аккрецирующих нейтронных звезд, но с большими частотами — от нескольких герц до десятков герц [53]. Подробнее о критериях наличия черной дыры см., например, в [54].

В последнее время выяснилось, что рентгеновские спектры аккрецирующих нейтронных звезд и черных

дыр в двойных системах сильно различаются [55]. Спектральные и временные свойства аккрецирующих черных дыр детально проанализированы в [56]. Выполненные в последние годы наблюдения в рентгеновском и гамма-диапазонах орбитальными обсерваториями ГИНГА, МИР-КВАНТ, РОСАТ, ГРАНАТ, ГРО и АСКА дали принципиально новую информацию о спектральных характеристиках аккрецирующих нейтронных звезд и черных дыр (см., например, [55–63]). В частности, показано, что аккрецирующие черные дыры имеют систематически более жесткие рентгеновские спектры, чем нейтронные звезды [59]. В спектрах ряда аккрецирующих черных дыр открыта узкая переменная эмиссионная линия на энергиях  $\sim 500$  кэВ, природа которой пока окончательно не ясна и дискутируется [55, 59, 61, 62]. У трех галактических рентгеновских двойных систем, содержащих кандидаты в черные дыры (1E1740,7–2942, GRS1915–105, GRO1655–40) открыты релятивистские коллимированные джеты со скоростями плазмы  $\sim 0,9c$  [64–66].

Это позволяет выработать ряд важных косвенных эмпирических критерий, которые могут использоваться для идентификации компактных рентгеновских источников с черными дырами, в том числе, и в тех случаях, когда их масса неизвестна (см., например, [55, 56, 67, 68]).

В данном обзоре мы ограничимся рассмотрением лишь тех кандидатов в черные дыры, для которых имеются надежные оценки масс.

### 4. Оптические проявления рентгеновских двойных систем

#### 4.1. Эффект эллипсоидальности

Впервые эффект эллипсоидальности оптической звезды был обнаружен в рентгеновской двойной системе Cyg X-1 [18]. В этой же работе [18] был предложен метод оценки наклонения орбиты двойной системы по наблюдаемому эффекту эллипсоидальности, который в последние годы эффективно используется для определения масс черных дыр в транзиентных рентгеновских двойных системах (рентгеновских Новых) в спокойном состоянии.

Форму приливно деформированной звезды в тесной двойной системе можно описать в рамках обобщенной модели Роша, в которой предполагается, что основная масса звезды сосредоточена в ее центре. Это предположение обосновано наблюдениями вращения линии апсид в нескольких десятках классических тесных двойных систем с эллиптическими орбитами (см., например, [69, 70]), согласно которым, эмпирически определенное значение отношения плотности вещества в центре звезды к ее средней плотности лежит в диапазоне 50–600. Это позволяет с хорошим приближением считать, что форма эквипотенциальных поверхностей тесной двойной системы практически не зависит от степени деформации оболочки оптической звезды, поскольку ее вклад в суммарный гравитационный потенциал звезды мал по сравнению с вкладом центральных частей звезды.

Обобщая уравнение для потенциала системы (1) на случай эллиптической орбиты, запишем уравнение для потенциала двойной системы во вращающейся сферической системе координат с началом в центре масс оптиче-

ской звезды (см., например, [71]):

$$U = \frac{1}{r} + \frac{q}{\sqrt{D^2 + r^2 - 2Dr\lambda}} - \frac{qr\lambda}{D^2} + \frac{1+q}{2} r^2 f^2 (1 - v^2). \quad (2)$$

Здесь  $D$  — мгновенное расстояние между компонентами системы в момент времени  $t$ , выраженное в долях большой полуоси относительной орбиты  $a$ :

$$D(t) = 1 - e \cos E(t), \quad M(t) = E(t) - e \sin E(t),$$

$E$  и  $M$  — эксцентрическая и средняя аномалии,  $e$  — эксцентриситет орбиты [72],  $r$  — модуль радиуса-вектора текущей точки,  $\lambda, v$  — соответствующие направляющие косинусы,  $q = m_x/m_y$  — отношение масс ( $m_x, m_y$  — массы релятивистского объекта и оптической звезды),  $f = \omega_{\text{rot}}/\omega_{\text{orb}}$  — параметр асинхронности осевого вращения оптической звезды и орбитального обращения.

В случае эллиптической орбиты поле сил во вращающейся системе отсчета, связанной с компонентами такой системы, зависит от времени. Однако, если эксцентриситет орбиты невелик ( $e < 0,2$ ) и оптическая звезда успевает прийти в гидростатическое равновесие за время много меньшее, чем время изменения сил, можно ввести эффективный потенциал (2) для любой точки орбиты. В этом случае можно считать (см., например, [71]), что в каждый момент времени, как и в случае круговой ограниченной задачи трех тел [72], существует набор эквипотенциальных поверхностей, аналогичных полостям Роша для круговой орбиты с синхронно вращающимися компонентами.

Эквипотенциальную поверхность, описывающую форму оптической звезды, обычно характеризуют степенью заполнения  $\mu$  критической полости оптической звездой, равной отношению полярных радиусов частично и полностью заполненных полостей:

$$\mu = \frac{R_z}{R_{z,\text{cr}}}, \quad \mu \leq 1.$$

Задание параметра  $\mu$  однозначно определяет потенциал  $U$  в уравнении (2) и форму оптической звезды, поверхность которой есть поверхность равного потенциала. Степень заполнения  $\mu$  критической полости звездой максимальна в периастре орбиты (ближайшей точке к центру масс системы) и минимальна в апоастре. Малым значениям  $\mu < 0,5$  соответствует квазисферическая форма оптической звезды, для  $\mu$  близких к единице форма звезды становится эллипсоидальной и даже грушевидной.

Для того чтобы вычислить блеск такой приливно деформированной звезды, необходимо учесть, что локальная эффективная температура на поверхности звезды зависит от модуля локального ускорения силы тяжести  $g = |\text{grad } U|$ , а поле излучения, выходящего из фотосфера звезды, анизотропно: интенсивность излучения максимальна по нормали к поверхности звезды и убывает с отклонением от нормали (имеет место потемнение к краю).

Первый эффект, называемый гравитационным потемнением, описывается формулой

$$T_0 = \bar{T}_0 \left( \frac{g}{g_0} \right)^\beta, \quad (3)$$

где  $\beta = 0,25$  для оболочки звезды, находящейся в состоянии лучистого равновесия [73], и  $\beta = 0,08$  для конвективной оболочки звезды [74]. Здесь  $\bar{T}_0$  и  $g_0$  — средняя эффективная температура и среднее ускорение силы тяжести на поверхности звезды.

Второй эффект (потемнение к краю) рассчитывается в теории переноса излучения для тонких звездных атмосфер (см., например, [75]) и в первом приближении описывается линейным (по  $\cos \gamma$ ) законом потемнения к краю:

$$I = I_0(1 - x + x \cos \gamma), \quad (4)$$

где  $\gamma$  — угол между лучом зрения и нормалью к поверхности звезды,  $x$  — коэффициент потемнения ( $0 \leq x \leq 1$ ).

Интенсивность излучения, испускаемого элементарной площадкой  $dS$  поверхности звезды с данной длиной волны  $\lambda$  под углом  $\gamma$  к нормали, выражается в виде

$$dI_\lambda = B_\lambda(T_0)[1 - x(\lambda, T_0)(1 - \cos \gamma)] \cos \gamma dS, \quad (5)$$

где  $B_\lambda(T_0)$  — функция Планка или интенсивность излучения по нормали, рассчитанная из модели звездной атмосферы. Уравнение (5) совместно с формулой (3) дают закон излучения от каждой элементарной площадки поверхности оптической звезды. Полное наблюдаемое излучение получается суммированием потоков от всех видимых площадок (для которых  $\gamma < 90^\circ$ ) в направлении на наблюдателя:

$$I(t) = \iint dI_\lambda. \quad (6)$$

Направление на наблюдателя определяется единичным вектором  $\mathbf{a}$  вдоль луча зрения, компоненты которого в подвижной системе координат легко вычисляются [76]:

$$\mathbf{a} = (-\sin i \cos \theta, -\sin i \sin \theta, \cos i), \quad (7)$$

где  $i$  — наклонение орбиты системы (угол между лучом зрения и нормалью к плоскости орбиты),  $\theta$  — угол относительного поворота компонент ( $\theta = 0$ , когда оптическая звезда спереди).

Координаты единичного вектора нормали к элементарной площадке находятся в подвижной системе координат по формуле

$$\mathbf{n}_1 = -\frac{\text{grad } U}{|\text{grad } U|}. \quad (8)$$

Угол между векторами  $\mathbf{a}$  и  $\mathbf{n}_1$  определяется из скалярного произведения:

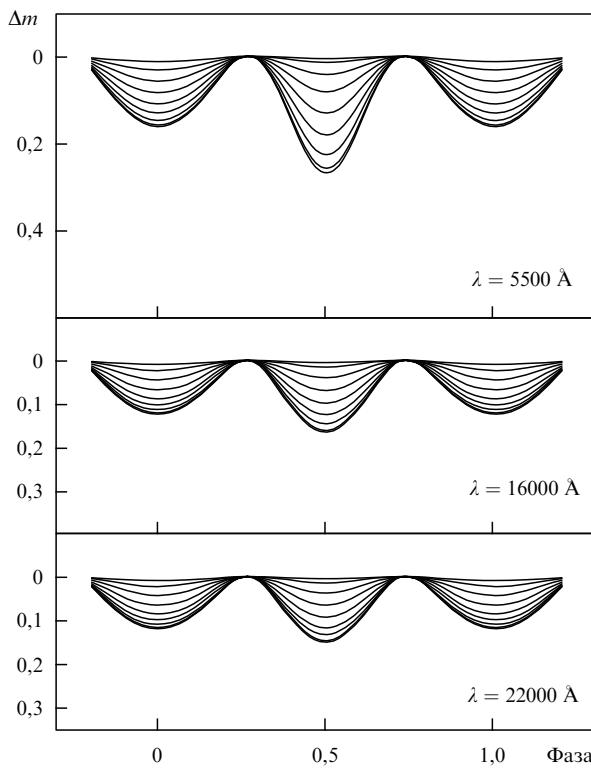
$$\cos \gamma = \mathbf{a} \cdot \mathbf{n}_1.$$

С помощью формул (3)–(8) можно на компьютере рассчитать теоретическую кривую блеска  $I(t)$ , обусловленную эффектом эллипсоидальности, как функцию длины волны  $\lambda$  и параметров  $q, \mu, i$ :

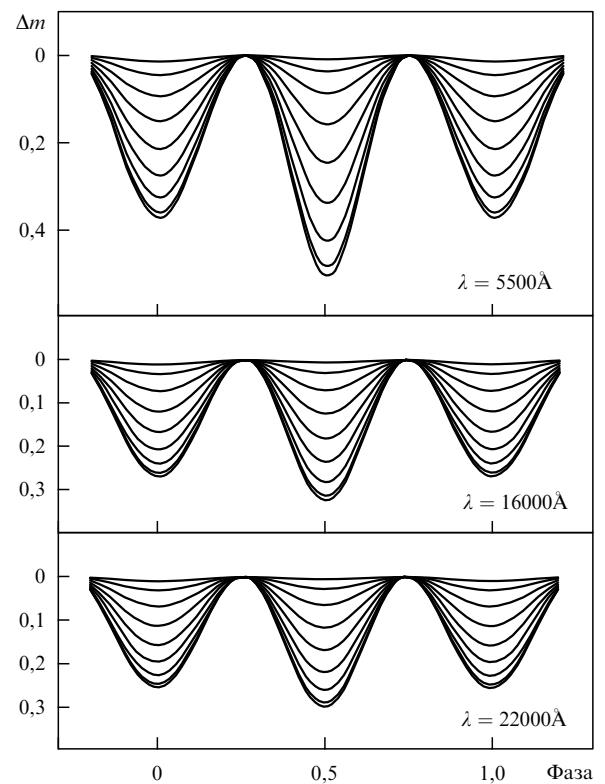
$$I(t) = I(t, \lambda, q, \mu, i).$$

Кривая блеска, обусловленная эффектом эллипсоидальности оптической звезды, имеет вид двойной волны

за орбитальный период (рис. 2, 3). Амплитуда "эллипсоидальной" кривой блеска при прочих равных условиях увеличивается с переходом от горячих звезд ранних спектральных классов О–В к холодным звездам поздних спектральных классов К–М, что связано с увеличением коэффициента потемнения к краю  $x$  при уменьшении эффективной температуры звезды. В рэлей-джинсовской области спектра, где  $T_0 \propto I$ , поверхностная яркость  $I$  сравнительно слабо меняется по поверхности звезды:  $I \propto g^\beta$ , где  $\beta = 0,25$  или  $0,08$ . Поэтому амплитуда эффекта эллипсоидальности в данном случае определяется в основном геометрическим фактором — величиной приливной деформации звезды и не превосходит 0,5 звездной величины ( $0^m,5$ , что близко к 50%). В виновской области спектра, где интенсивность зависит от температуры экспоненциально, поверхностная яркость сильно меняется по поверхности звезды. В этом случае роль геометрической формы звезды вторична, и амплитуда эффекта эллипсоидальности стремится к бесконечности. Из-за влияния потемнения к краю "эллипсоидальная" кривая блеска может иметь неравные глубины минимумов. Для значений  $i$  близких к  $90^\circ$  минимум блеска, соответствующий случаю, когда релятивистский объект впереди, является более глубоким, поскольку в силу грушевидности звезды излучение в этих фазах орбитального периода приходит к наблюдателю в среднем под большими углами по отношению к нормали к поверхности звезды.

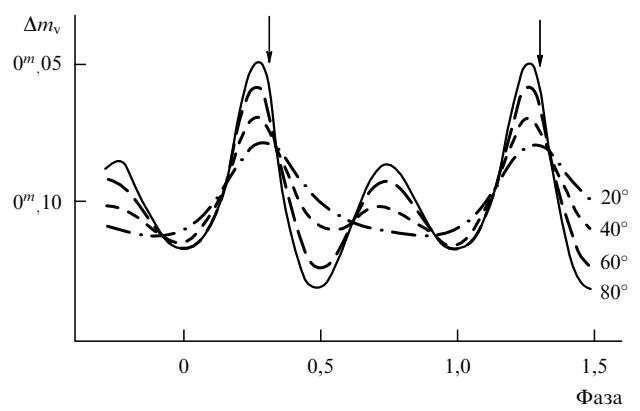


**Рис. 2.** Теоретические оптические и инфракрасные кривые блеска рентгеновской двойной системы, обусловленные эффектом эллипсоидальности оптической звезды, вычисленные для разных значений наклона орбиты  $i = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ, 80^\circ$  и  $90^\circ$ . Принято  $q = m_x/m_v = 0,5$ ,  $\mu = 1$ ,  $\bar{T}_0 = 5000$  К,  $\beta = 0,08$ ,  $k_x = L_x/L_v = 0$ ,  $\kappa = 0$  ( $\kappa$  — коэффициент переработки рентгеновского излучения в оптической звезде).



**Рис. 3.** То же, что на рис. 2, для  $q = 20$ .

В случае эллиптической орбиты "эллипсоидальная" кривая блеска может иметь неравные максимумы (рис. 4), что связано с различной приливной деформацией звезды в разных точках орбиты. Интересно отметить, что даже в случае  $i = 0$  (орбита системы перпендикулярна лучу зрения) эллиптичность орбиты приводит к переменности блеска системы с амплитудой в несколько сотых звездной величины, поскольку при почти постоянном объеме звезды площадь ее поверхности тем больше, чем сильнее приливная деформация звезды.



**Рис. 4.** Зависимость формы "эллипсоидальной" теоретической кривой блеска рентгеновской двойной системы с эллиптической орбитой при  $e \approx 0,12$  и  $\omega = 31^\circ$  от значения наклона орбиты  $i$ , указанного цифрами у кривых. Стрелкой отмечен момент прохождения оптической звезды через перигастру орбиты. Неравенство максимумов на кривой блеска вызвано различной приливной деформацией звезды в разных точках эллиптической орбиты.

При величине параметра асинхронности  $f$ , значительно отличающейся от единицы, форма звезды определяется в основном центробежными силами ее вращения. Звезда становится похожей на сплюснутый сфероид, и при прочих равных условиях амплитуда эффекта эллипсоидальности уменьшается. Это имеет место в транзиентных рентгеновских двойных системах с горячими звездами Be, в которых оптические звезды быстро вращаются и заполняют малую часть полости Роша.

Приливная и вращательная деформации оптической звезды приводят к нарушению симметрии и появлению заметной поляризации оптического излучения рентгеновских двойных систем (до 0,5 %), которая является переменной и коррелирует с фазой орбитального периода (см., например, [77–79]).

В транзиентных рентгеновских двойных системах с оптическими звездами поздних спектральных классов F–M (рентгеновских Новых) кривая блеска, обусловленная эффектом эллипсоидальности, подвержена долговременной переменности, что может быть связано с появлением, перемещением и исчезновением пятен на поверхности звезды [80]. На рисунках 5–11 представлены теоретические и наблюдаемые кривые блеска и лучевых скоростей рентгеновских двойных систем, а также компьютерная модель рентгеновской двойной системы.

На рисунках 7, 10 приведены оптические кривые блеска рентгеновских двойных систем Cyg X-1 и XN Mus 1991, обусловленные в основном эффектом эллипсоидальности. Количественная интерпретация этих кривых блеска позволяет оценить наклонение орбиты  $i$ , что

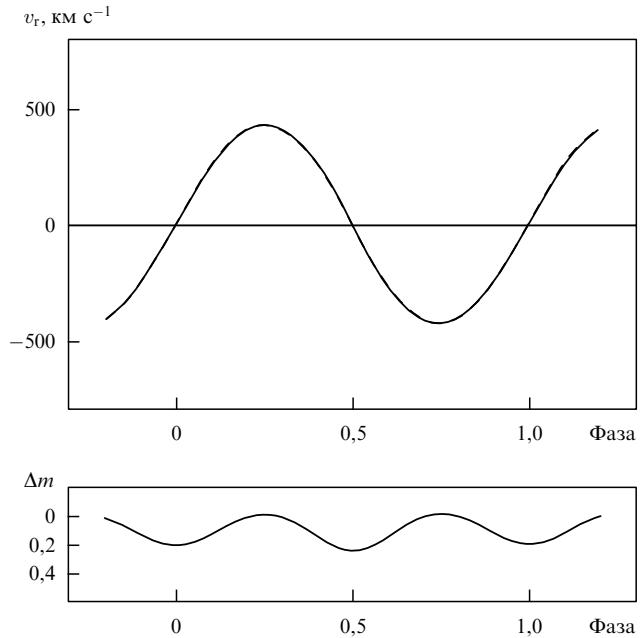


Рис. 6. То же, что на рис. 5, но для  $i = 45^\circ$ .

важно для определения масс релятивистских объектов [81–84]. Очень важно, что оптическая кривая блеска позволяет обосновать модель двойной системы и корректность определения массы релятивистского объекта: в случае круговой или почти круговой орбиты, если в минимумах блеска лучевые скорости компонент равны лучевой скорости центра масс двойной системы, то измеренные лучевые скорости отражают орбитальное движение компонент, а не их пульсации или движение газовых потоков в системе (см. рис. 5, 6).

#### 4.2. Эффект рентгеновского прогрева ("эффект отражения")

Впервые эффект рентгеновского прогрева оптической звезды был обнаружен в рентгеновской двойной системе HZ Her [16, 17]. Прогрев поверхности оптической звезды рентгеновским излучением компактного объекта вызывает повышение температуры части звезды, обращенной к рентгеновскому источнику, что приводит к оптической переменности с амплитудой, увеличивающейся с уменьшением длины волны  $\lambda$ . Кривая блеска, обусловленная "эффектом отражения" представляет собой одну волну за орбитальный период, амплитуда которой в случае рентгеновских двойных систем может достигать нескольких звездных величин. Это связано с тем, что мощный рентгеновский источник практически не светит в оптическом диапазоне и "эффект отражения" здесь наблюдается в "чистом" виде. Доля рентгеновского излучения, перехваченная оптической звездой, составляет

$$\frac{r_v^2}{4a^2} \lesssim 6\%$$

( $r_v$  — радиус звезды,  $a$  — радиус относительной орбиты), и если рентгеновская светимость  $L_x$  компактного объекта значительно превышает балометрическую светимость оптической звезды, амплитуда "эффекта отражения"

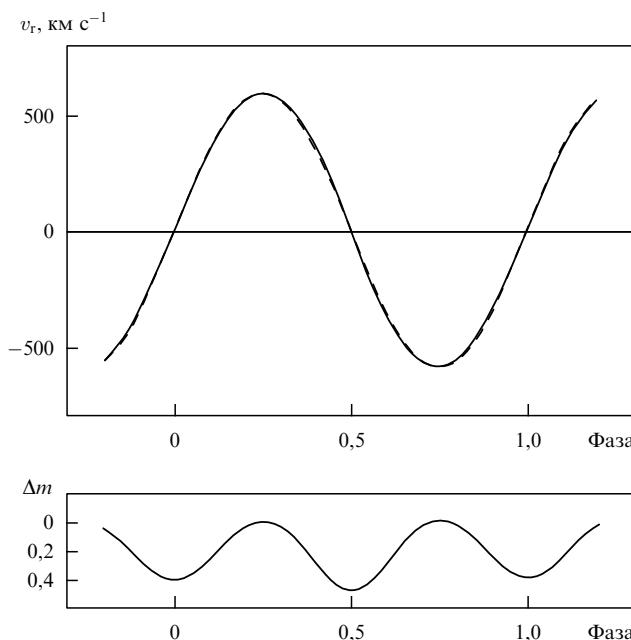


Рис. 5. Теоретическая кривая блеска (внизу) и кривая лучевых скоростей (вверху) для линии  $H_\gamma$ , вычисленные для рентгеновской системы с параметрами  $q = 14,857$ ,  $m_v = 0,7M_\odot$ ,  $m_x = 10,4M_\odot$ ,  $\mu = 1$ ,  $i = 90^\circ$ ,  $P = 0^d,423$ ,  $e = 0$ ,  $T_0 = 9000$  K,  $k_x = 1$ ,  $k = 0,5$ . Штриховая кривая лучевых скоростей соответствует модели точечной оптической звезды, сплошная линия — кривая лучевых скоростей для грушевидной приливно деформированной звезды, прогреваемой рентгеновским излучением. Переходы лучевых скоростей через  $\gamma$ -скорость (в данном случае  $\gamma$ -скорость равна нулю) соответствуют минимумам блеска.

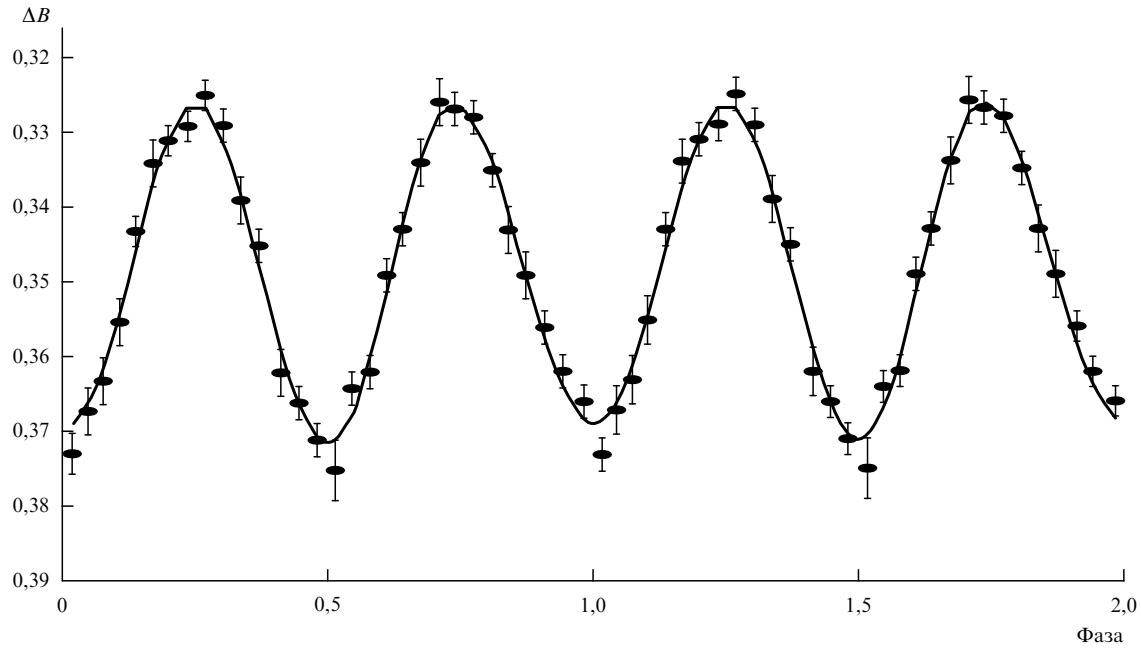


Рис. 7. Наблюданная оптическая кривая блеска рентгеновской двойной системы Cyg X-1. Здесь  $\Delta B$  — разность звездных величин в фильтре  $B$  ( $\lambda = 4500 \text{ \AA}$ ). Сплошная линия — теоретическая кривая блеска, вычисленная с параметрами  $q = 0,45$ ,  $i = 38^\circ$ ,  $\mu = 0,90$ .

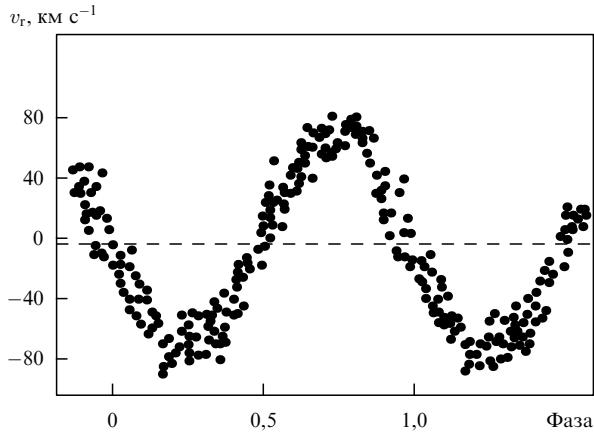


Рис. 8. Наблюданная кривая лучевых скоростей для Cyg X-1. Здесь  $v_r$  — гелиоцентрическая лучевая скорость. Штриховой линией отмечена  $\gamma$ -скорость, т.е. лучевая скорость центра масс двойной системы.

"эффекта отражения" может быть очень велика, что имеет место в хорошо известной рентгеновской двойной системе HZ Her (рис. 12).

Расчет эффекта отражения в классических тесных двойных системах (см., например, [75]) представляет собой весьма трудную задачу, поскольку в этом случае необходимо учитывать ненулевые размеры освещдающей звезды и перенос излучения этой звезды в атмосфере спутника. В случае рентгеновских двойных систем имеются два важных упрощения задачи: рентгеновский источник с хорошим приближением может считаться точечным, кроме того, жесткое ( $kT > 1 \text{ кэВ}$ ) рентгеновское излучение практически не возмущает оптическую атмосферу звезды, проникает на большую оптическую глубину и там термализуется [85]. В этом случае резуль-

тирующая температура элементарной площадки на поверхности прогреваемой оптической звезды определяется в результате простого сложения плотности собственного выходящего излучения звезды с плотностью падающего рентгеновского излучения:

$$T = \left( T_0^4 + \frac{\kappa k_x L_v \cos \alpha F(\beta)}{4\pi\rho^2} \right)^{1/4}, \quad (9)$$

где  $T_0$  — температура площадки без прогрева, рассчитанная с учетом гравитационного потемнения (см. формулу (3)),  $L_v$  — болометрическая светимость оптической звезды,  $\rho$  — расстояние от рентгеновского источника до центра элементарной площадки,  $k_x = L_x/L_v$  — отношение болометрических светимостей оптической звезды и рентгеновского источника,  $\kappa$  — коэффициент переработки рентгеновского излучения в оптической звезде,  $\alpha$  — угол между нормалью к площадке и направлением на рентгеновский источник,  $\beta$  — угол между нормалью к плоскости аккреционного диска и направлением на элементарную площадку. Функция  $F(\beta)$  учитывает анизотропию рентгеновского излучения внутренних частей аккреционного диска вокруг черной дыры [12]:

$$F(\beta) = \frac{6}{7} \cos \beta (1 + 2 \cos \beta). \quad (10)$$

Для аккрецииющей нейтронной звезды  $F(\beta) = 1$ .

Оптические наблюдения "эффекта отражения" позволяют изучать характеристики рентгеновского источника в двойной системе даже в тех случаях, когда рентгеновское излучение не видно для земного наблюдателя. Например, в рентгеновской двойной системе HZ Her в течение 35-дневного прецессионного цикла рентгеновский источник виден лишь 11 дней, а остальное время находится в выключенном состоянии для земного наблюдателя (рис. 13). Тот факт, что амплитуда и

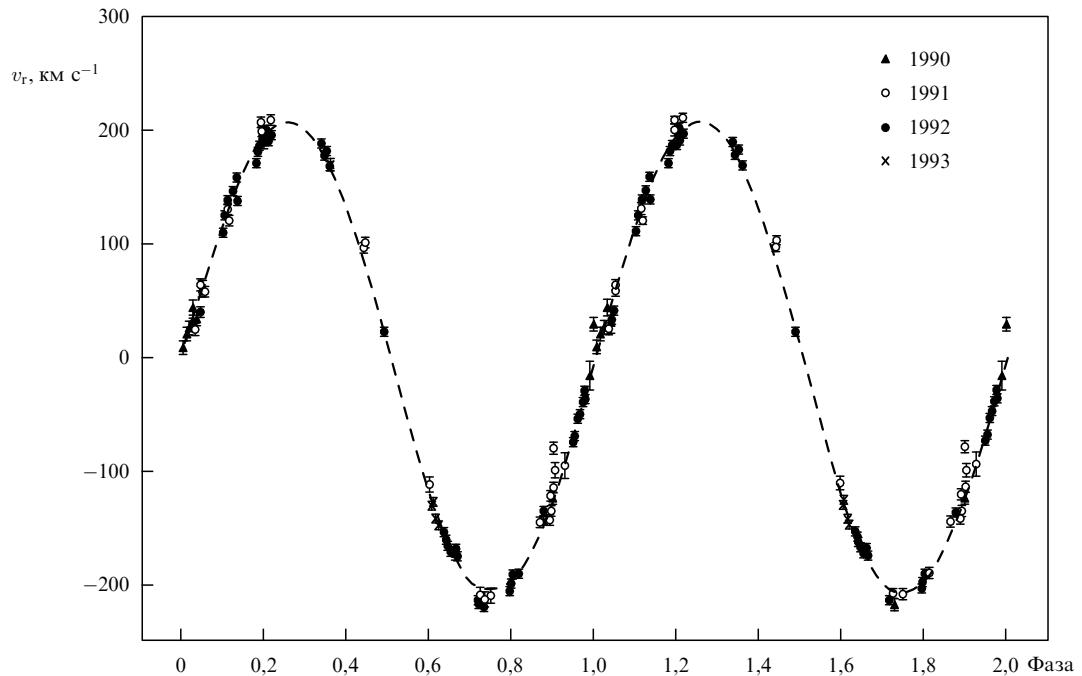


Рис. 9. Наблюданная кривая лучевых скоростей рентгеновской двойной системы V404 Cyg (из работы [160]).

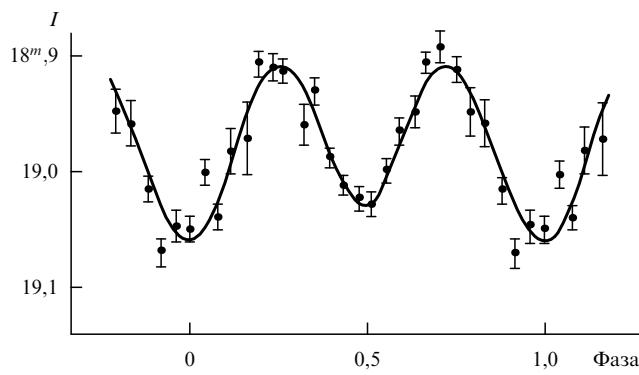


Рис. 10. Наблюданная (точки) и теоретическая кривая блеска рентгеновской новой XN Mus 1991 в спокойном состоянии, рассчитанная для параметров  $q = 16$ ,  $i = 41^\circ$ ,  $k_x = 6$ ,  $m_x = 13M_\odot$ .

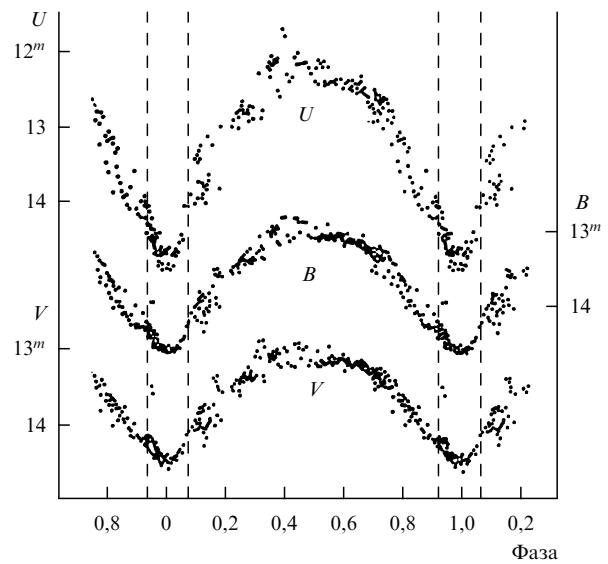


Рис. 12. Оптические  $UBV$ -кривые блеска рентгеновской двойной системы HZ Her, обусловленные в основном эффектом прогрева оптической звезды мощным рентгеновским излучением аккрецирующей нейтронной звезды. Вертикальные штриховые прямые отсекают область рентгеновского затмения.

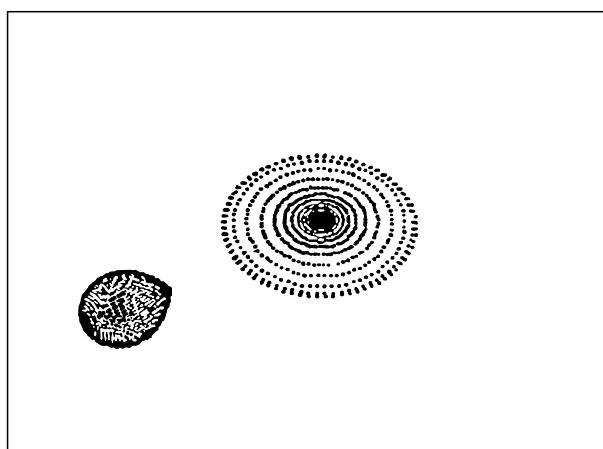
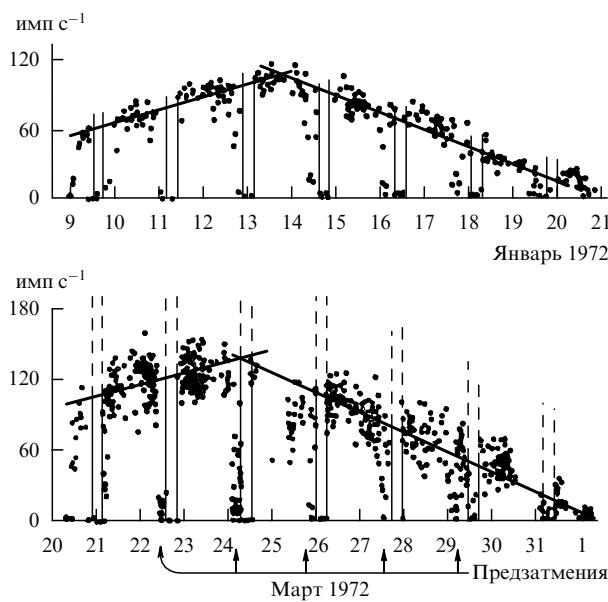


Рис. 11. Компьютерная модель системы XN Mus 1991 для  $q = 16$ ,  $i = 41^\circ$ ,  $m_x = 13M_\odot$ .

форма оптической кривой блеска HZ Her при этом остается почти неизменной, позволяет считать, что выключение рентгеновского источника здесь связано не с прекращением аккреции на нейтронную звезду, а с геометрическим экранированием рентгеновского источника прецессирующими аккреционным диском.

Экстремальный случай "эффекта отражения" демонстрируют транзитные рентгеновские двойные системы с маломассивными F-M-спутниками (рентгеновские Новые). В спокойном состоянии, когда рентгеновская



**Рис. 13.** 35-дневная модуляция рентгеновского излучения системы HZ Her = Her X-1. Узкие минимумы — рентгеновские затмения с орбитальным периодом  $1^d, 7$ . Видны также рентгеновские "дыпы" — предзатмения, связанные с поглощением излучения рентгеновского источника в газовых потоках и уплотнениях внешних частей аккреционного диска.

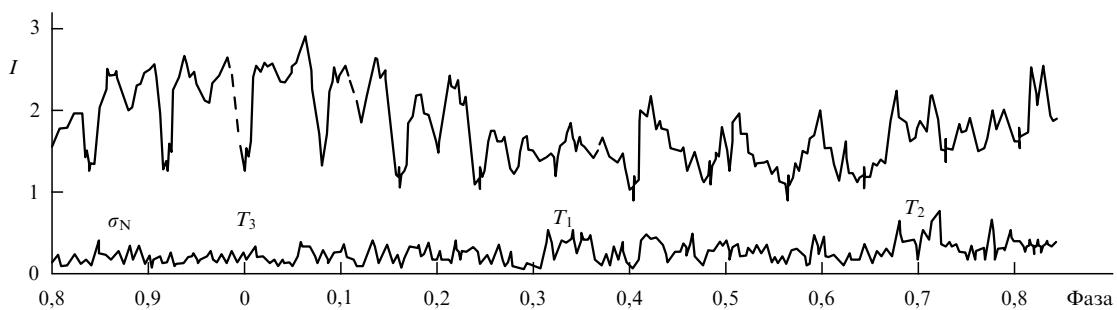
светимость системы мала (менее  $10^{33}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ ), оптические кривые блеска таких систем демонстрируют типичный эффект эллипсоидальности. Во время рентгеновской вспышки, когда  $L_x = 10^{37} - 10^{38}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , оптический блеск системы возрастает в сотни раз, что связано с прогревом оптической звезды и в особенности аккреционного диска мощным рентгеновским излучением компактного объекта. Важно отметить, что поскольку отношение масс компонент в рентгеновских Новых велико, оптическая звезда здесь занимает малый телесный угол, и рентгеновское излучение сильно экранируется телом аккреционного диска, что приводит к уменьшению прогрева оптической звезды и доминированию вклада оптического излучения аккреционного диска. Наблюдения оптической вспышки позволяют надежно идентифицировать оптическую звезду с рентгеновским источником.

#### 4.3. Затменные и прецессионные эффекты

Наиболее ярко эффекты оптических затмений аккреционного диска звездой и звезды диском, а также эффекты, связанные с прецессией диска, проявляются в пекулярной рентгеновской двойной системе SS 433, содержащей сверхкритический оптически яркий прецессирующий аккреционный диск [39, 86] (рис. 14). В классических рентгеновских двойных системах, как уже отмечалось, оптическая светимость аккреционного диска сравнительно невелика — порядка нескольких процентов от рентгеновской светимости компактного объекта. В рентгеновском диапазоне для некоторых рентгеновских двойных систем, у которых наклонение орбиты  $i$  не сильно отличается от  $90^\circ$ , наблюдаются затмения рентгеновского источника оптической звездой, которые имеют характерную П-образную форму, поскольку размеры рентгеновского источника много меньше радиуса звезды (см. рис. 13). Анализ длительности рентгеновского затмения позволяет наложить ограничения на параметры двойной системы (см. ниже в этом разделе). Впервые эффекты оптических затмений аккреционного диска звездой были обнаружены в системе HZ Her [19, 87, 88]. Модель, объясняющая долгопериодическую оптическую переменность системы HZ Her прецессией аккреционного диска, рассмотрена в [89, 90]. В рентгеновских Новых в спокойном состоянии, когда рентгеновская светимость близка к нулю, наблюдаются аккреционные диски вокруг релятивистских объектов с оптической светимостью порядка 10 % от светимости звезды [91, 92]. Явное наличие диска вокруг релятивистского объекта при почти нулевой рентгеновской светимости ( $L_x < 10^{33}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ ) ставит большую проблему перед теорией дисковой акреции, особенно в случае рентгеновских Новых с черными дырами, где объяснить отсутствие рентгеновского излучения пропеллерным эффектом магнитосферы быстровращающейся нейтронной звезды не представляется возможным.

Поиск прецессионных эффектов привел к обнаружению долгопериодической переменности у ряда рентгеновских двойных систем: у HD 77581  $P_{\text{prec}} = 93,3$  сут [93], у Cyg X-1  $P_{\text{prec}} = 294$  сут [94, 95], у LMC X-3  $P_{\text{prec}} = 198$  сут [96].

Прецессионная переменность может быть связана с асимметричным взрывом сверхновой в двойной системе [97, 98]: взрыв сверхновой может повернуть плоскость орбиты двойной системы относительно оси вращения



**Рис. 14.** Оптическая кривая блеска рентгеновской двойной системы SS 433 в пределах прецессионного периода  $162^d, 5$ . Видны оптические затмения аккреционного диска звездой и звезды диском, следующие с орбитальным периодом  $13^d, 082$ . Глубина и форма затмений, а также внезатменный блеск системы промодулированы периодом прецессии аккреционного диска. Внизу указана среднеквадратичная амплитуда  $\sigma_N$  иррегулярных изменений блеска, которая возрастает, когда аккреционный диск виден "с ребра" (моменты  $T_1$  и  $T_2$ ) и убывает в моменты  $T_3$  максимального раскрытия аккреционного диска для земного наблюдателя.

нормальной звезды, что в дальнейшем приводит к вынужденной прецессии оси вращения звезды и формированию наклонного прецессирующего или "плавающего" диска вокруг релятивистского объекта [11, 89, 97]. В транзитных рентгеновских двойных системах с маломассивными F-M-спутниками рентгеновская вспышка может сопровождаться формированием эллиптического аккреционного диска вокруг релятивистского объекта с горячим пятном в месте столкновения с внешней границей диска газового потока от оптической звезды (см., например, [99, 100]). Большая полуось этого диска может медленно поворачиваться [101], что также вызывает долгопериодическую оптическую переменность системы в том случае, если вклад оптического излучения диска и горячего пятна в общий оптический поток системы относительно велик.

Для учета оптических затмений и прецессии аккреционного диска вводится система координат, связанная с диском, с началом в центре диска. В этой системе координат задается уравнение поверхности диска и температурное распределение на ней в соответствии с теорией дисковой акреции (см., например, [12]). С помощью уравнений перехода можно записать уравнение поверхности диска в системе координат, связанной с центром масс оптической звезды [102]. Проверка того, затмевается ли данная элементарная площадка  $dS$  на поверхности звезды телом аккреционного диска, проводится следующим образом. Через центр площадки  $dS$  параллельно лучу зрения (т.е. вектору  $\mathbf{a}$  — см. формулу (7)) проводится прямая и проверяется условие пересечения этой прямой с поверхностью аккреционного диска. Если пересечения нет, то площадка  $dS$  не затмевается телом аккреционного диска, и ее нужно учитывать при вычислении суммарного блеска системы (см. формулу (6)). Аналогично проверяется условие затмения диска оптической звездой.

Таким образом, количественный учет эффектов эллипсоидальности, "отражения", затмений и прецессии позволяет рассчитать (синтезировать) теоретическую оптическую кривую блеска рентгеновской двойной системы, сравнение которой с наблюдаемой кривой блеска позволяет ограничить область допустимых параметров системы. При значениях  $i$  близких к  $90^\circ$  оптические кривые блеска рентгеновских двойных систем могут быть искажены эффектами поглощения света оптической звезды газовыми потоками и полупрозрачным звездным ветром (см., например, [103–105]).

Подробнее о методах синтеза оптических кривых блеска рентгеновских двойных систем и статистических оценках параметров и их доверительных интервалов (ошибок) можно прочесть в монографии [76].

## 5. Анализ кривых лучевых скоростей

Оптические спектральные наблюдения позволяют путем измерения доплеровских смещений линий в спектре оптической звезды, обусловленных ее орбитальным движением, построить кривую лучевых скоростей оптической звезды  $v_r(t)$ , т.е. зависимость от времени проекции вектора полной скорости звезды на луч зрения. Если в двойной системе наблюдается рентгеновский пульсар, измеряя доплеровские смещения частоты прихода рентгеновских импульсов, можно построить кривую лучевых скоростей рентгеновского пульсара. Интерпретация кри-

вых лучевых скоростей позволяет оценить массы компонент и абсолютные размеры орбиты системы с точностью до величины наклонения орбиты  $i$ , которое находится из дополнительных данных, например из анализа кривой блеска системы.

Как уже отмечалось, для определения масс компонент рентгеновской двойной системы вполне достаточно использования закона тяготения Ньютона. Мы не касаемся здесь случая радиопульсаров в двойных системах, где громадная точность определения движения пульсара позволяет наблюдать релятивистские эффекты и по ним определять массы компонент с высокой точностью и даже наблюдать вековое укорочение орбитального периода, обусловленное излучением двойной системой потока гравитационных волн [106, 107].

Рассмотрим систему двух точечных масс на эллиптических орbitах (см., например, [108]). Элементы спектрскопической орбиты одной из компонент системы следующие:  $P$  — наблюдаемый орбитальный период, связанный с истинным периодом  $P_0$  соотношением, учитывающим эффект Доплера,

$$P_0 = P \left( 1 + \frac{\gamma}{c} \right)^{-1}, \quad (11)$$

где  $\gamma$  — лучевая скорость центра масс системы (поскольку обычно  $\gamma \ll c$ , величины  $P$  и  $P_0$  различаются незначительно),  $e$  — эксцентриситет орбиты,  $\omega$  — долгота перигея, характеризующая ориентацию орбиты в орбитальной плоскости относительно наблюдателя,  $K$  — полуамплитуда лучевых скоростей компоненты,  $a$  — большая полуось абсолютной орбиты компоненты,  $T_1$  — момент прохождения через перигея,  $i$  — наклонение орбиты, характеризующее ориентацию орбиты в пространстве (величина  $i$  из кривой лучевых скоростей не определяется).

Рассмотрим орбиту одной из компонент относительно центра масс системы. Поместим в центр масс системы полярную систему координат  $(r, v)$ , лежащую в плоскости орбиты, где  $r$  — радиус-вектор звезды на орбите,  $v$  — ее полярный угол (истинная аномалия [72]). Проекция  $z$  радиуса-вектора  $r$  звезды на луч зрения записывается в виде

$$z = r \sin i \sin(v + \omega). \quad (12)$$

Дифференцируя по времени соотношение (12) и используя первый и второй законы Кеплера [72], легко получить основное уравнение, связывающее наблюдаемую кривую лучевых скоростей  $v_r(t)$  с элементами орбиты:

$$v_r(t) = \gamma + K[e \cos \omega + \cos(v + \omega)], \quad (13)$$

где

$$K = \frac{2\pi a \sin i}{P_0 \sqrt{1 - e^2}}. \quad (14)$$

Связь между истинной аномалией  $v$  и временем  $t$  дается известными из небесной механики формулами для эллиптического движения [72]:

$$M = \frac{2\pi}{P_0} (t - T_1), \quad (15)$$

$$M = E - e \sin E, \quad (16)$$

$$\tan \frac{v}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \tan \frac{E}{2}, \quad (17)$$

где  $M$ ,  $E$ ,  $v$  — средняя, эксцентрическая и истинная аномалии. Из уравнения (13) следует, что лучевая скорость звезды достигает своих экстремумов в узлах орбиты, когда звезда пересекает картинную плоскость.

Решая обратную параметрическую задачу (13)–(17), можно из наблюдаемой кривой лучевых скоростей  $v_r(t)$  определить элементы спектроскопической орбиты одной компоненты. Если в двойной системе наблюдаются кривые лучевых скоростей обеих компонент, можно найти элементы орбиты для каждой компоненты, в частности, величины  $a_x \sin i$  и  $a_v \sin i$ , где  $a_x$  и  $a_v$  — большие полуоси абсолютных орбит рентгеновского источника и оптической звезды. Далее, используя третий закон Кеплера

$$m_x + m_v = \frac{4\pi^2}{G} \frac{(a_x + a_v)^3}{P_0^2}$$

и определение центра масс системы

$$\frac{m_x}{m_v} = \frac{a_v}{a_x},$$

можно найти массы оптической и рентгеновской компонент ( $m_v$  и  $m_x$ ) с точностью до фактора  $\sin^3 i$ .

Переходя к системе единиц, удобной для астрономических приложений, запишем основные формулы для определения масс и абсолютных размеров двойной системы:

$$a_x \sin i = 1,375 \times 10^4 (1 - e^2)^{1/2} K_x P_0, \quad (18)$$

$$a_v \sin i = 1,375 \times 10^4 (1 - e^2)^{1/2} K_v P_0, \quad (19)$$

$$(a_x + a_v) \sin i = 1,375 \times 10^4 (1 - e^2)^{1/2} (K_x + K_v) P_0, \quad (20)$$

$$m_x \sin^3 i = 1,038 \times 10^{-7} (1 - e^2)^{3/2} (K_x + K_v)^2 K_v P_0, \quad (21)$$

$$m_v \sin^3 i = 1,038 \times 10^{-7} (1 - e^2)^{3/2} (K_x + K_v)^2 K_x P_0, \quad (22)$$

где  $m_x, m_v$  выражены в массах Солнца ( $M_\odot$ ),  $a_x, a_v$  — в километрах,  $P_0$  — в сутках (истинный период  $P_0$  связан с  $P$  формулой (11)),  $K_x, K_v$  — в  $\text{км с}^{-1}$ . Если в рентгеновской двойной системе рентгеновский пульсар не наблюдается (в случае черной дыры), мы имеем лишь одну кривую лучевых скоростей оптической звезды. В этом случае определяется лишь так называемая функция масс оптической звезды  $f_v(m)$ :

$$f_v(m) = \frac{m_x^3 \sin^3 i}{(m_x + m_v)^2} = 1,038 \times 10^{-7} (1 - e^2)^{3/2} K_v^3 P_0. \quad (23)$$

Функция масс оптической звезды несет информацию в основном о массе невидимой компоненты (черной дыры)  $m_x$ , которая выражается в виде

$$m_x = f_v(m) \left( 1 + \frac{m_v}{m_x} \right)^2 \frac{1}{\sin^3 i}, \quad (24)$$

где величины  $i$  и  $1/q = m_v/m_x$  должны быть найдены из дополнительных данных, например из анализа оптической кривой блеска и длительности рентгеновского затмения. Поскольку  $m_v/m_x > 0$ , а  $\sin i \leq 1$ , из выражения (24) следует, что функция масс оптической звезды  $f_v(m)$  является абсолютным нижним пределом для массы

рентгеновского источника:

$$m_x > f_v(m). \quad (25)$$

Если в двойной системе наблюдается рентгеновский пульсар и измерена его кривая лучевых скоростей, но кривая лучевых скоростей оптической звезды неизвестна (например, потому что нет надежного оптического отождествления рентгеновской двойной системы), то можно найти лишь функцию масс рентгеновского пульсара  $f_x(m)$ :

$$f_x(m) = \frac{m_v^3 \sin^3 i}{(m_x + m_v)^2} = 1,038 \times 10^{-7} (1 - e^2)^{3/2} K_x^3 P_0. \quad (26)$$

Функция масс рентгеновского пульсара несет в основном информацию о массе оптической звезды  $m_v$ , выражение для которой следующее:

$$m_v = f_x(m) \left( 1 + \frac{m_x}{m_v} \right)^2 \frac{1}{\sin^3 i}. \quad (27)$$

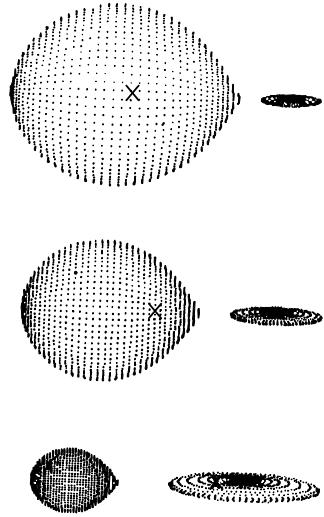
Функция масс рентгеновского пульсара  $f_x(m)$  является абсолютным нижним пределом для массы оптической звезды  $m_v$ :

$$m_v > f_x(m). \quad (28)$$

Выражения (21) – (28) позволяют оценивать массы оптической звезды и релятивистского объекта в рамках модели двух точечных масс.

Предположение о точечности годится для релятивистского объекта, поскольку размер области, излучающей в рентгеновском диапазоне, составляет  $\sim 10^8 \text{ см}$  [12], что на 3–5 порядков меньше размеров орбиты двойной системы и на 2–4 порядка меньше радиуса оптической звезды. Для оптической звезды модель точечного объекта во многих случаях несправедлива. Необходимо проверить, как ненулевые размеры оптической звезды влияют на определение массы.

Поскольку в рентгеновских двойных системах оптические звезды в большинстве случаев близки к заполнению своих полостей Рона, при отношении масс  $q < 1$  (рис. 15) центр масс двойной системы лежит внутри тела оптической звезды. В этом случае части оптической звезды, расположенные по разные стороны от центра масс системы, при орбитальном движении звезды движутся в противоположных направлениях. Это совместно с действием эффектов эллипсоидальности и "отражения" может приводить к сильному искажению кривой лучевых скоростей оптической звезды. Синтез кривых лучевых скоростей тесных двойных систем с учетом эффектов эллипсоидальности и "отражения" рассматривался в работах [109–115]. В частности, в работе [113] рассмотрено влияние эффектов рентгеновского прогрева на измеряемые лучевые скорости абсорбционных линий и показано, что эти эффекты могут быть существенны даже для рентгеновских двойных систем с малым отношением  $k_x = L_x/L_v$ , у которых рентгеновский прогрев слабо влияет на кривые блеска. Рентгеновские кванты в мягком диапазоне спектра с энергиями менее 1 кэВ, поглощаясь в атмосфере оптической звезды, вызывают инверсию температурного распределения в верхних слоях атмосферы и, как следствие, появление эмиссионной



**Рис. 15.** Компьютерные модели рентгеновской двойной системы для  $q = 0, 1$  (вверху),  $q = 5$  и  $q = 10$ . Наклонение орбиты  $i = 80$ . Фаза орбитального периода  $\varphi = 0,25$ . Крестиками указаны положения центра масс двойной системы.

компоненты линии, которая, накладываясь на линию поглощения, вызывает искажение профиля линии и искажение соответствующей кривой лучевых скоростей оптической звезды. Поэтому при анализе кривых лучевых скоростей рентгеновских двойных систем необходимо тщательно учитывать вклад мягкой компоненты рентгеновского излучения в полный рентгеновский поток системы.

Вычисления, выполненные в работах [113, 114], полезны для качественного анализа эффекта рентгеновского прогрева, но требуют больших затрат компьютерного времени. Для решения обратной задачи определения спектроскопических элементов орбиты необходимо иметь эффективный метод расчета теоретических профилей линий от реальной звезды, позволяющий многократно вычислять кривую лучевых скоростей. К настоящему времени выполнены обширные расчеты профилей линий поглощения в атмосферах звезд для различных значений ускорения силы тяжести  $g$  и эффективной температуры  $T_{\text{eff}}$  [116]. Это позволяет построить алгоритмы синтеза кривых лучевых скоростей деформированных звезд в двойных системах с учетом эффекта прогрева, пригодные для массового применения к анализу наблюдаемых кривых лучевых скоростей. В работе [115] развит метод синтеза теоретических профилей спектральных линий и кривых лучевых скоростей тесных двойных систем, учитывающий приливно-вращательное искажение формы компонент, гравитационное потемнение, потемнение к краю, прогрев излучением соседней компоненты, движение плазмы звездного ветра вблизи фотосферы звезды.

Синтез кривой лучевых скоростей рентгеновской двойной системы аналогичен синтезу кривой блеска, описанному выше (см. формулы (2)–(10)), с той лишь разницей, что теперь каждой элементарной площадке  $dS$  на поверхности оптической звезды ставится в соответствие не одна интенсивность излучения для данной длины волны  $\lambda$ , а набор интенсивностей для близких  $\lambda$  (локальный профиль линии поглощения для данных

значений  $g$  и  $T$ ). Кроме того, учитываются доплеровские сдвиги всех локальных профилей, связанные с орбитальным обращением звезды, ее осевым вращением, расширением ее звездного ветра. Результирующая лучевая скорость площадки  $dS$  равна [115]

$$v_r = v_0 + v_w + V_c + \gamma, \quad (29)$$

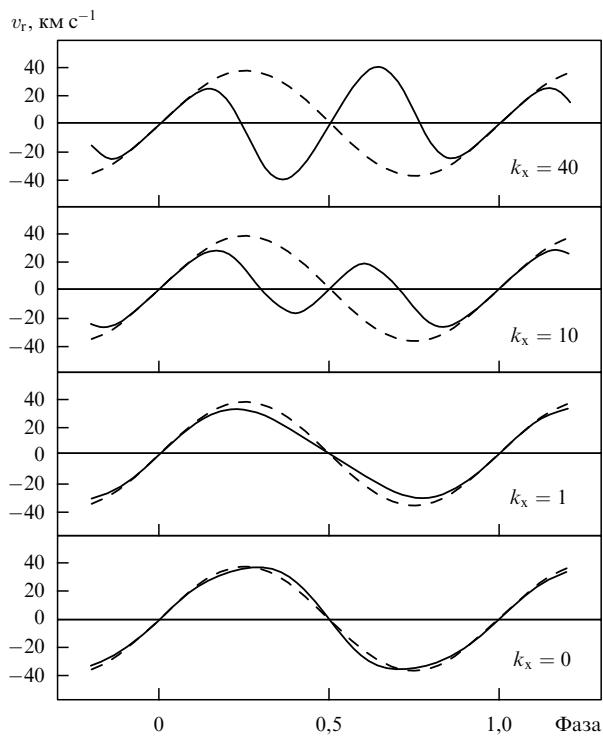
где  $v_0 = -\mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{a}$  — проекция вектора скорости  $\mathbf{v}_0$  площадки относительно центра масс звезды на луч зрения (см. формулу (7)),  $\mathbf{v}_0 = [\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}]$ , где  $\boldsymbol{\omega}$  — вектор угловой скорости орбитального движения (предполагается, что орбитальное и осевое вращения синхронны),  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор площадки  $dS$ ,  $v_w$  — проекция на луч зрения скорости  $\mathbf{v}_w$  звездного ветра вблизи фотосферы звезды (которая предполагается пропорциональной локальной скорости звука и направленной по нормали к поверхности звезды — см. формулу (8)),  $V_c$  — проекция на луч зрения орбитальной скорости центра масс звезды относительно центра масс системы,  $\gamma$  — лучевая скорость центра масс системы.

Для площадки  $dS$  с температурой  $T$  и ускорением силы тяжести  $g = |\text{grad } U|$  (см. формулы (2), (3), (9)), применяя процедуру интерполяции и используя таблицы профилей линии (см. [116]), вычисляем локальный профиль  $H_{\text{loc}}(\lambda)$ , нормированный на локальный континуум. Для площадки  $dS$  с локальной лучевой скоростью  $v_r$  (см. формулу (29)) профиль  $H_{\text{loc}}(\lambda)$  нужно сместить на величину  $\Delta\lambda = \lambda_0 v_r / c$ , где  $\lambda_0$  — центральная длина волны несмещенной линии. По формуле (5) вычисляется локальный континуум для площадки  $dS$  (где  $T_0$  нужно заменить на  $T$  из формулы (9)). Затем, суммируя по всей видимой поверхности звезды ( $\text{угол } \gamma < 90^\circ$ ) и учитывая эффекты затмений, вычисляем суммарный профиль линии от звезды:

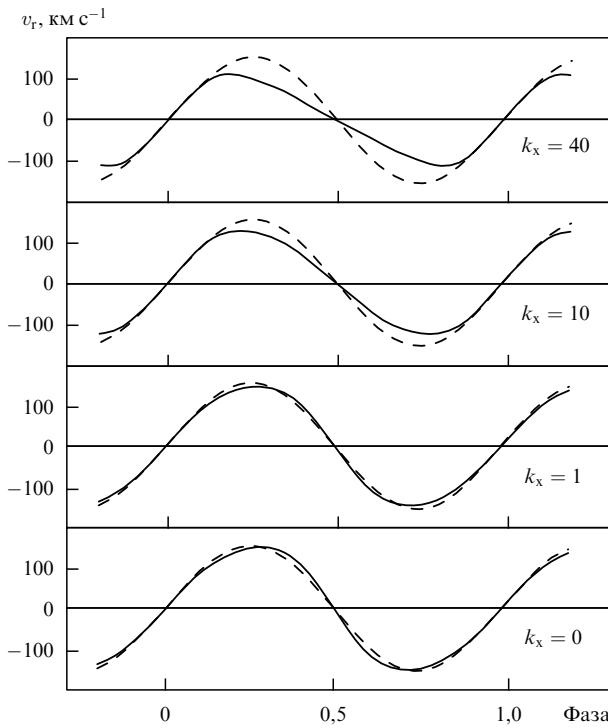
$$H(\lambda) = \int \int H_{\text{loc}}(\lambda) dI_\lambda. \quad (30)$$

Результаты вычислений кривых лучевых скоростей оптической звезды для реалистической модели рентгеновской двойной системы и их сравнение с кривыми лучевых скоростей для модели двух точечных масс приведены на рис. 16, 17. Видно, что различия минимальны для больших значений отношения масс  $q > 1$  (для которых размеры оптической звезды относительно малы) и сильно возрастают для малых  $q < 1$  с увеличением эффекта рентгеновского прогрева, характеризуемого значением параметра  $k_x = L_x / L_v$ . В частности, для  $q = 0, 1$ ,  $k_x = 40$ ,  $i = 70^\circ$ ,  $\mu = 1$  реалистическая кривая лучевых скоростей отличается от идеализированной даже по знаку. Это связано с тем, что прогретая рентгеновским излучением часть оптической звезды при  $q = 0, 1$  движется в своем орбитальном обращении вокруг центра масс системы в том же направлении, что и рентгеновский источник. Этот эффект сохраняется и при уменьшении степени заполнения полости Роша оптической звездой  $\mu$  от 1 до 0,7. Эффект уменьшается при увеличении  $q$ .

Таким образом, наши расчеты показывают [115], что точечная модель для оптической звезды хорошо применима для больших значений  $q > 5$ , т.е. для большинства транзитных рентгеновских двойных систем с маломассовыми оптическими звездами F–M (рентгеновских



**Рис. 16.** Теоретические кривые лучевых скоростей рентгеновской двойной системы, рассчитанные для модели точечной оптической звезды (штриховые линии) и для реалистичной модели звезды с учетом эффектов эллипсоидальности и рентгеновского прогрева. Принято  $q = 0,1$ ,  $m_v = 10M_{\odot}$ ,  $\mu = 0,9$ ,  $i = 90^\circ$ ,  $T_0 = 9000$  К,  $P = 1^d, 5$ ,  $e = 0$ ,  $\kappa = 0,5$ . Различия максимальны для больших  $K_x$ .



**Рис. 17.** То же, что на рис. 16, но для  $q = 0,5$ ,  $\mu = 1$ .

Новых), где  $q$  достигает значений 10–20. Поэтому для оценки масс черных дыр в рентгеновских Новых с хорошим приближением может применяться модель двух точечных масс (см. формулы (18)–(27)). Для малых  $q < 1$  (квазистационарные рентгеновские двойные системы с оптическими звездами О–В) при оценке масс компонент необходимо учитывать ненулевые размеры оптической звезды, ее приливную деформацию и эффект рентгеновского прогрева. Методы, изложенные выше, позволяют выполнить корректные оценки масс черных дыр в рамках реалистической модели оптической О–В-звезды.

Еще один искажающий фактор для кривой лучевых скоростей оптической звезды связан с селективным поглощением света звезды в частотах линий в анизотропном звездном ветре и газовых потоках в двойной системе (см., например, [117]). Этот эффект минимален для рентгеновских Новых в спокойном состоянии, где звездный ветер оптических F–M-звезд пренебрежимо мал. Он также уменьшается с уменьшением  $i$ .

Мы не касаемся специфических наблюдательных проблем, связанных с высокоточными измерениями лучевых скоростей рентгеновских двойных систем, особенно рентгеновских Новых в спокойном состоянии, когда двойная система весьма слаба ( $V = 17$ – $22$ ). Специфическая кросс-корреляционная техника построения кривых лучевых скоростей оптических F–M-звезд в рентгеновских Новых описана, например, в работе [118].

Наиболее надежно определяется функция масс  $f_x(m)$  рентгеновского пульсара в двойной системе, поскольку модель точечного объекта хорошо применима для компактного рентгеновского источника, а плазма звездного ветра и газовых потоков в двойной системе прозрачна для рентгеновских квантов с энергиями более 1 кэВ.

## 6. Определение масс

### 6.1. Случай рентгеновского пульсара

Методы анализа кривых лучевых скоростей и кривых блеска рентгеновских двойных систем, изложенные выше, используются для определения масс релятивистских объектов. Наиболее просто определяются массы рентгеновских пульсаров в двойных системах с рентгеновскими затмениями (см., например, [119]). В этом случае знание кривых лучевых скоростей рентгеновского пульсара и оптической звезды позволяет по формулам (21), (22) определить величины  $m_x \sin^3 i$  и  $m_v \sin^3 i$ , а также найти отношение масс

$$q = \frac{m_x}{m_v} = \frac{K_v}{K_x}. \quad (31)$$

Поэтому для определения масс компонент  $m_x$  и  $m_v$  в случае наличия рентгеновского пульсара в двойной системе достаточно оценить лишь величину одного параметра — наклонения орбиты  $i$ . Как уже отмечалось, величина  $i$  не может быть определена из анализа кривых лучевых скоростей компонент системы и для ее оценки необходимо привлекать дополнительную информацию о системе.

Если в двойной системе наряду с рентгеновским пульсаром наблюдается рентгеновское затмение длительностью  $D$ , то имеется независимое уравнение, связы-

вающее между собой параметры  $q, \mu, i$ :

$$D = D(q, \mu, i). \quad (32)$$

Например, в случае сферической звезды и круговой орбиты уравнение (32) имеет вид

$$D = \frac{1}{\pi} \arccos \frac{\sqrt{1 - r_v^2}}{\sin i}.$$

Таблицы длительностей  $D$  рентгеновского затмения рассчитаны в рамках модели Роша для широкого диапазона значений параметров  $q, \mu, i$  для случаев как круговой, так и эллиптической орбиты (см., например, [120]).

Если оптическая кривая блеска рентгеновской двойной системы показывает значительный эффект эллипсоидальности, можно предположить, что степень заполнения оптической звездой своей полости Роша близка к единице:  $\mu = 1$ . Тогда из уравнения (32) при известном  $q$  и фиксированном  $\mu = 1$  находится параметр  $i$ , что позволяет определить массы  $m_x$  и  $m_v$ . Так проводились первые определения масс рентгеновских пульсаров в двойных затменных системах [119]. В этом случае предположение о том, что  $\mu = 1$ , основано лишь на качественных соображениях о большой амплитуде оптической переменности системы, обусловленной эффектом эллипсоидальности. Кроме того, лишь малая часть рентгеновских двойных систем обнаруживает затмения рентгеновского источника оптической звездой, поскольку для этого необходимо, чтобы наклонение орбиты  $i$  было близко к  $90^\circ$ .

Для более точного определения величины  $\mu$  требуется выполнить количественную интерпретацию оптической кривой блеска рентгеновской двойной системы  $I(t)$ , которую можно рассчитать методами синтеза, описанными выше:

$$I(t) = I(t, q, \mu, i, r_d, L_d), \quad (33)$$

где  $r_d, L_d$  — радиус и оптическая светимость аккреционного диска в простейшей модели однородного тонкого круглого аккреционного диска, лежащего в плоскости орбиты. Поскольку в большинстве классических рентгеновских двойных систем затменные эффекты в оптическом диапазоне относительно невелики, для значений  $r_d$  и  $L_d$  можно взять их теоретические оценки (см., например, [12, 121]):  $L_d \sim 0,01 L_x$ , а  $r_d$  можно положить равным половине максимального радиуса полости Роша релятивистского объекта. Кроме того, оптическая светимость аккреционного диска  $L_d$  может быть оценена из спектрофотометрических наблюдений рентгеновской двойной системы путем сравнения эквивалентных ширин линий поглощения оптической звезды в составе двойной системы с эквивалентными ширинами одиночной звезды того же спектрального класса и класса светимости. Таким образом, оптическая кривая блеска  $I(t)$  также позволяет ограничить область допустимых значений параметров  $q, \mu, i$ .

В работе [122] было предложено использовать информацию о расстоянии  $d$  до двойной системы для ограничения ее параметров. Если известно расстояние  $d$  до системы и величина межзвездного поглощения  $A_V$ , то знание видимой звездной величины  $V$  оптической звезды и ее спектрального класса (который определяет эффективную температуру  $T_{\text{eff}}$ ) позволяет определить средний радиус  $R_v$  оптической звезды из формулы [123]

$$A_V = V + 5, 16 - 5 \lg \frac{d}{R_v} - \frac{29000}{T_{\text{eff}}}, \quad (34)$$

где  $d$  измеряется в парсеках,  $R_v$  — в радиусах Солнца. Тогда из выражения для функции масс оптической звезды и третьего закона Кеплера, используя аппроксимационную формулу для среднего радиуса полости Роша  $R_{\text{cr}}$ , можно получить связь между параметрами  $q, \mu, i$ :

$$\sin i = \frac{0,38\mu}{R_v} \sqrt[3]{\frac{GP_0^2 f_v(m)}{4\pi^2}} \frac{1+q}{q^{1,208}}, \quad (35)$$

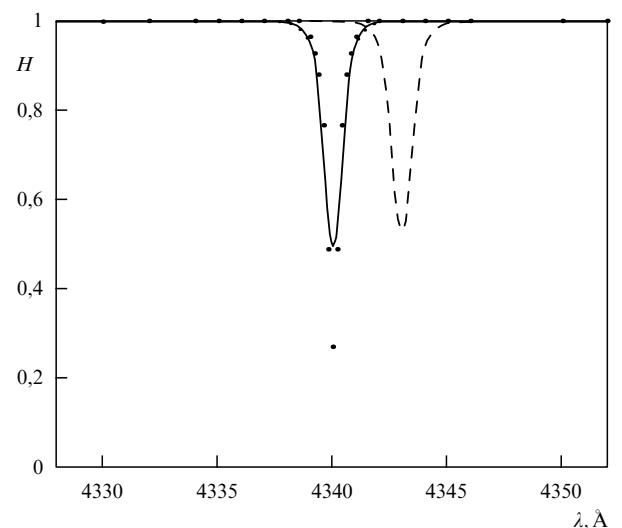
где  $G$  — гравитационная постоянная.

Наконец, если спектроскопические наблюдения оптической звезды в рентгеновской двойной системе выполнены с очень высоким спектральным разрешением и удается измерить уширение профилей линий поглощения оптической звезды, вызванное ее осевым вращением, то в гипотезе синхронности осевого и орбитального вращения, полагая  $\mu = 1$  (что является разумным предположением для рентгеновских Новых), можно определить величину  $q$  из уравнения [124, 125]

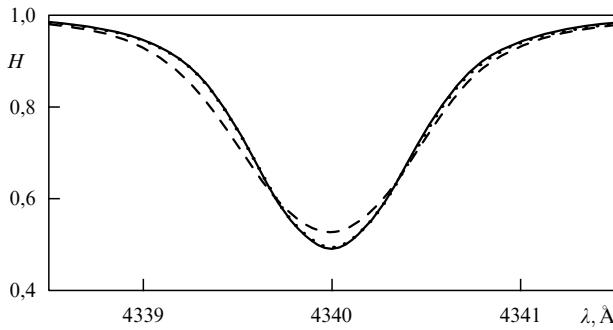
$$v_{\text{rot}} \sin i = 0,462 K_v \frac{1}{q^{1/3}} \left(1 + \frac{1}{q}\right)^{2/3}, \quad (36)$$

где величины  $v_{\text{rot}} \sin i$  и  $K_v$  определяются из спектральных наблюдений (рис. 18, 19).

Таким образом, уравнения (32), (33), (35), (36) позволяют оценить значения параметров  $q, \mu, i$ . Знание параметра  $i$  позволяет однозначно определить массы рентгеновского пульсара и оптической звезды из величин  $m_x \sin^3 i$  и  $m_v \sin^3 i$ .



**Рис. 18.** Теоретические профили линии поглощения  $H_\gamma$  в спектре оптической звезды рентгеновской Новой V404 Cyg, синтезированные для орбитальных фаз  $\varphi = 0$  (сплошная линия) и  $\varphi = 0,25$  (штриховая). Точками отмечен локальный профиль линии. Видно доплеровское смещение профиля линии, обусловленное орбитальным движением звезды, а также вращательное уширение линий от всей звезды по сравнению с локальным профилем. Принято  $q = 17,143$ ,  $m_v = 0,7 M_\odot$ ,  $m_x = 12 M_\odot$ ,  $\mu = 1$ ,  $i = 56^\circ$ ,  $T_0 = 4500$  К,  $P = 6^d,471$ ,  $e = 0$ ,  $k_x = 1$ ,  $\kappa = 0,5$ .



**Рис. 19.** Влияние эффекта грушевидности оптической звезды на форму профиля линии поглощения  $H_\gamma$  в спектре рентгеновской Новой V404 Cyg. Показаны теоретические профили линии  $H_\gamma$ , синтезированные для различных фаз орбитального периода и приведенные к одной центральной длине волны  $\lambda$  (доплеровские сдвиги линии, обусловленные орбитальных движением, вычтены). Сплошная линия соответствует фазе  $\varphi = 0$  (рентгеновский источник сзади оптической звезды), штриховая линия — фазе  $\varphi = 0,25$  (звезда видна сбоку), точки соответствуют фазе  $\varphi = 0,5$ . Этот эффект должен учитываться при определении  $q$  из уравнения (36).

## 6.2. Случай черной дыры

Перейдем теперь к основному вопросу об определении масс черных дыр в рентгеновских двойных системах. В этом случае рентгеновский пульсар отсутствует, и имеется лишь функция масс оптической звезды  $f_v(m)$ , из которой получается выражение для массы черной дыры (см. формулу (24)):

$$m_x = f_v(m) \left(1 + \frac{1}{q}\right)^2 \frac{1}{\sin^3 i}. \quad (37)$$

Таким образом, для определения массы черной дыры в отличие от случая рентгеновского пульсара необходимо знать два параметра:  $q, i$ , которые могут быть оценены из уравнений (32), (33), (35), (36). Вместо параметров  $q, i$  можно знать параметры  $m_v, i$  (массу оптической звезды  $m_v$  можно приближенно оценить по ее спектральному классу и классу светимости). Тогда масса черной дыры  $m_x$  находится из решения уравнения (24).

Рентгеновские затмения не наблюдаются ни у одной из десяти известных рентгеновских двойных систем, содержащих черную дыру (кроме системы XN Sco 1994). Поэтому использовать уравнение (32) для оценки массы черной дыры в большинстве случаев не представляется возможным. В этом случае можно лишь ограничить значения параметров  $q, \mu, i$  и масс  $m_x, m_v$  условием отсутствия рентгеновского затмения [122]. Поэтому в случае черной дыры важнейшим моментом в определении ее массы является детальная количественная интерпретация оптической кривой блеска рентгеновской двойной системы (уравнение (33)) совместно с использованием информации о расстоянии до системы (уравнение (35)) и спектроскопической информации о скорости осевого вращения оптической звезды (уравнение (36)). Дополнительным контролем является использование спектроскопической информации о спектральном классе и классе светимости оптической звезды, а также информации об отсутствии рентгеновского затмения. Кроме того, для рентгеновских Новых в спокойном состоянии можно с большим основанием *a priori* положить  $\mu = 1$ , поскольку звездный ветер маломассивных F–M-звезд в

этих системах пренебрежимо мал, и значительное перетекание вещества маломассивной F–M-звезды на массивную черную дыру может происходить лишь при полном заполнении оптической F–M-звездой своей полости Роша. Более того, поскольку при перетекании вещества от менее массивной F–M-звезды на более массивную черную дыру расстояние между компонентами двойной системы возрастает, а время ядерной эволюции K–M-звезды больше космологического, и эволюционное увеличение ее радиуса пренебрежимо мало, для поддержания необходимого темпа перетекания вещества в двойной системе должен существовать механизм уноса углового момента из системы, связанный с излучением потока гравитационных волн и магнитного звездного ветра [36, 37]. Подчеркнем также, что для многих рентгеновских Новых с черными дырами наблюдаемое значение функции масс оптической звезды  $f_v(m)$  превышает 3 солнечных массы. Тогда из формулы (37) (см. также неравенство (25)) независимо от конкретных значений параметров  $q, \mu, i$  следует, что абсолютный нижний предел для массы черной дыры превышает 3 солнечных массы.

Таким образом, знание функции масс оптической звезды  $f_v(m)$  совместно с использованием уравнений (33), (35), (36) и всех дополнительных ограничений, описанных выше, дает возможность наложить существенные ограничения на область допустимых значений параметров  $q, \mu, i$ , что позволяет из уравнения (37) надежно оценить массу черной дыры  $m_x$ , либо ее нижний предел.

## 7. Конкретные системы

В таблице 2 приведены характеристики десяти известных рентгеновских двойных систем с надежно определенными массами черных дыр. Опишем их важнейшие особенности (подробнее см. каталог [41]).

### 7.1. Система Cyg X-1

Это квазистационарная рентгеновская двойная система с массивной оптической звездой — сверхгигантом спектрального класса O9,7 Iab. Первый надежный кандидат в черные дыры [18, 122, 126]. Хотя функция масс оптической звезды  $f_v(m) = 0,23 M_\odot$  [126, 127] здесь сравнительно невелика, она в десятки раз превышает значения  $f_v(m)$  для соответствующих двойных систем с рентгеновскими пульсарами. В системе Cyg X-1 не найдены строго периодические рентгеновские пульсации, а наблюдается лишь нерегулярная переменность интенсивности рентгеновского излучения на временах вплоть до миллисекунды [128]. Известно, что кандидаты в черные дыры проявляют переменность в миллисекундном масштабе времени лишь в "низком" состоянии, когда интенсивность рентгеновского излучения понижена, а спектр жесткий, степенной (см., например, [129]). В "высоком" состоянии, когда интенсивность рентгеновского излучения повышенна, а спектр мягкий, рентгеновская переменность на ультракоротких временах не наблюдается [129]. О механизмах бимодального поведения аккреции на черные дыры и причинах миллисекундной рентгеновской переменности см., например, [130–132]. Отметим, что еще до открытия миллисекундной рентгеновской переменности Cyg X-1 [133] возможность такой переменности была обоснована в [134], где было показано, что характеристики ультракороткой рентгеновской переменности,

**Таблица 2.** Характеристики рентгеновских двойных систем с черными дырами

Система	Спектр оптич. звезды	Орбит. период, сут	$f_v(m)$ , $M_\odot$	$m_x$ , $M_\odot$	$m_v$ , $M_\odot$	$L_x$ , эрг $\text{с}^{-1}$	$v_{\text{pec}}$ , $\text{км с}^{-1}$	Примеч.
Cyg X-1 (V 1357 Cyg)	O9,7 Iab	5,6	0,23	7–18	20–30	$\sim 8 \times 10^{37}$	$2,4 \pm 1,2$	стаб.
LMC X-3	B(3–6)II–III	1,7	2,3	7–11	3–6	$\sim 4 \times 10^{38}$	—	стаб.
LMC X-1	O(7–9)III	4,2	0,14	4–10	18–25	$\sim 2 \times 10^{38}$	—	стаб.
A0620–00 (V616 Mon)	K(5–7)V	0,3	3,1	5–17	$\sim 0,7$	$\leq 10^{38}$	$-15 \pm 5$	транз.
GS 2023 + 338 (V404 Cyg)	K0IV	6,5	6,3	10–15	0,5–1,0	$\leq 6 \times 10^{38}$	$8,5 \pm 2,2$	транз.
GRS 1121–68 (XN Mus 1991)	K(3–5)V	0,4	3,01	9–16	0,7–0,8	$\leq 10^{38}$	$26 \pm 5$	транз.
GS 2000 + 25 (QZ Vul)	K(3–7)V	0,3	5,0	5,3–8,2	$\sim 0,7$	$\leq 10^{38}$	—	транз.
GRO J0422 + 32 (XN Per 1992 = V518 Per)	M(0–4)V	0,2	0,9	2,5–5,0	$\sim 0,4$	$\leq 10^{38}$	—	транз.
GRO J1655–40 (XN Sco 1994)	F5IV	2,6	3,2	4–6	$\sim 2,3$	$\leq 10^{38}$	$-114 \pm 19$	транз.
XN Oph 1977	K3	0,7	4,0	5–7	$\sim 0,8$	$\leq 10^{38}$	$38 \pm 20$	транз.

Примечание: ссылки на оригинальные работы см. в тексте статьи. Значения пекулярной лучевой скорости центра масс двойной системы  $v_{\text{pec}}$  взяты из работы [204].

вызванные вращением горячих пятен из аккрецирующего вещества вблизи черной дыры, помогут отличить шварцшильдовскую метрику черной дыры от керровской.

В работе [52] открыты квазипериодические осцилляции жесткого рентгеновского излучения Cyg X-1 (QPO) с характерной частотой порядка нескольких сотых герца.

Анализ оптической кривой блеска Cyg X-1 [18, 81–83, 135, 136] совместно с информацией о расстоянии до системы  $d > 2$  кпс [122, 137] приводит к оценке нижнего предела массы черной дыры  $m_x > 7M_\odot$ . Оптическая звезда в системе Cyg X-1 — сверхгигант спектрального класса O9,7 Iab — близка к заполнению своей полости Роша. Неопределенность параметров двойной системы, обусловленная отсутствием рентгеновских затмений (значение  $i$  оценивается в интервале  $28^\circ$ – $63^\circ$ ), не позволяет точно определить величину степени заполнения полости Роша оптической звездой ( $\mu = 0,84$ – $1,0$ ). Однако нерегулярные понижения блеска вблизи минимумов (см. рис. 7) свидетельствуют о возможных затмениях оптической звезды переменным краем аккреционного диска и диска звездой. Это позволяет отдать предпочтение большем значениям  $i$  из области допустимых значений ( $i = 50^\circ$ ) и, соответственно, меньшим значениям  $\mu$  ( $\mu = 0,9$ ). Таким образом, анализ оптической кривой блеска системы Cyg X-1 позволяет определить надежный нижний предел массы черной дыры ( $m_x > 7M_\odot$ ) и дает основания предположить, что оптическая звезда здесь близка к заполнению своей полости Роша, но не полностью ее заполняет ( $\mu = 0,9$ ). Это согласуется с теорией эволюции массивных тесных двойных систем [36, 37].

Модель тройной системы для Cyg X-1 с нейтронной звездой [138] не подтверждается спектроскопическими

наблюдениями (см., например, [139]). Кроме того, устойчивость такой тройной системы и возможность сохранения ее как гравитационно связанный системы после взрыва сверхновой представляются проблематичными.

Открытие прецессионного периода 294 сут в рентгеновском и оптическом диапазонах [94, 95, 140] окончательно доказывает достоверность оптического отождествления рентгеновского источника Cyg X-1. Подчеркнем еще раз, что для системы Cyg X-1 и для всех известных массивных компактных рентгеновских источников не обнаружено феноменов рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера 1-го типа, характерных для аккрецирующих нейтронных звезд.

## 7.2. Система LMC X-3

Это квазистационарная рентгеновская двойная система со сравнительно массивной оптической звездой-гигантом спектрального класса B(3–6) II–III. Надежный кандидат в черные дыры [141–143], поскольку здесь  $f_v(m) = 2,3M_\odot$  [141], а достоверность отождествления рентгеновского источника с оптической звездой доказывается открытием прецессионной переменности с периодом 198 дней как в рентгеновском, так и в оптическом диапазонах [144]. Признаков тройственности системы не найдено [141].

Анализ оптической кривой блеска [142, 143] совместно с информацией об отсутствии рентгеновских затмений [145] и о расстоянии до системы  $d = 55$  кпс, а также спектроскопической информации о наблюдаемом уширении линий поглощения в спектре оптической звезды  $v_{\text{rot}} \sin i = 130 \pm 20 \text{ км с}^{-1}$  [141, 143] позволяет дать надежную оценку нижнего предела массы черной дыры  $m_x > 7M_\odot$ .

### 7.3. Система A0620–00

Рентгеновская Новая (транзиентная рентгеновская двойная система с маломассивной оптической звездой главной последовательности спектрального класса K(5–7)V, заполняющей свою полость Роша) — очень надежный кандидат в черные дыры, поскольку здесь  $f_v(m) = 3, 1M_\odot$  [146]. Таким образом, в этой системе функция масс оптической звезды превышает  $3M_\odot$  — абсолютный верхний предел массы нейтронной звезды, предсказываемый ОТО. Достоверность оптического отождествления бесспорна, поскольку во время рентгеновской вспышки наблюдалась вспышка оптического излучения, связанная с прогревом оптической звезды и аккреционного диска мощным рентгеновским излучением аккрецирующей черной дыры. Модель тройной системы с нейтронной звездой отвергается, поскольку на ярком фоне третьей массивной звезды не были бы видны линии слабой маломассивной звезды K(5–7)V. Модель массивного ламинарного диска-накопителя с нейтронной звездой в центре [147] также отвергается, поскольку спутник здесь — маломассивная звезда K(5–7) главной последовательности нормального химического состава, а не гелиевый остаток от первоначально массивной звезды, которая должна была поставить много вещества в диск-накопитель. В оптическом спектре системы A0620–00 обнаружена линия поглощения LiI 6707,8 Å [148]. Эта линия обнаружена также в оптическом спектре кандидата в черные дыры V404 Cyg и рентгеновской двойной системы с нейтронной звездой CenX-4 [149]. Поскольку литий выгорает в термоядерных реакциях на начальной стадии эволюции звезды, для поддержания усиленного обилия  $^7\text{Li}$  в атмосфере K(5–7)V-звезды необходимо, чтобы этот элемент генерировался некоторым механизмом. Таким механизмом может быть облучение поверхности оптической звезды высокоэнергичными частицами, ускоряемыми до релятивистских скоростей во внутренних частях аккреционного диска вокруг черной дыры или нейтронной звезды. В частности, реакция столкновения  $\alpha$ -частиц ( $\alpha + \alpha = ^7\text{Li} + p + \gamma$  (0,478 МэВ)) могла бы по крайней мере качественно объяснить усиленное обилие  $^7\text{Li}$  в спектрах оптических звезд — компонент рентгеновских Новых, а также объяснить происхождение и относительно малую ширину ( $\Delta E/E \sim 0,1$ ) эмиссионной линии около 0,5 МэВ, наблюдавшуюся в жестком конце спектров рентгеновских Новых [149, 55, 59, 61, 62].

В работе [148] измерено вращательное уширение линий поглощения в спектре оптической звезды системы A0620–00,  $v_{\text{rot}} \sin i = 83 \pm 5 \text{ км с}^{-1}$  и определено отношение масс компонент (см. формулу (36)):  $1/q = 0,067 \pm 0,01$  ( $q = 15$ ). Ошибка в величине  $q$ , обусловленная использованием формулы (36), основанной на замене приливно деформированной звезды равнобъемной сферой, не превышает 5 % [148]. Наклонение орбиты  $i$  при заданном  $q$  оценивается путем интерпретации оптической и инфракрасных кривых блеска, обусловленных в основном эффектом эллипсоидальности оптической K(5–7)V-звезды [148, 150, 151] при условии отсутствия рентгеновских затмений. Это приводит к надежной оценке массы черной дыры  $m_x = (5–17)M_\odot$  [151].

Оптическая и инфракрасная кривые блеска системы A0620–00 имеют неравные высоты максимумов и показывают долговременную переменность на временах порядка года [152, 153]. Эта переменность могла бы

быть объяснена вкладом излучения эллиптического аккреционного диска с горячим пятном на внешней границе и поворачивающейся большой полуосью [91, 92]. Однако, как выяснилось в последнее время из анализа спектрофотометрических измерений, вклад аккреционного диска и горячего пятна в суммарную оптическую светимость системы весьма мал (около 6 % вблизи линии  $H_\alpha$  6563 Å и убывает в инфракрасной области спектра около 2,2 мкм) [148, 151]. Поскольку излучение оптической звезды в системе A0620–00 преобладает, представляется более естественным объяснить долговременную оптическую и инфракрасную переменность A0620–00 появлением, перемещением и исчезновением пятен на поверхности звезды K(5–7)V [80].

### 7.4. Система GS 2023 + 338 (V404 Cyg)

Рентгеновская Новая с оптической звездой спектрального класса K0 IV ("обнаженный гигант", заполняющий свою полость Роша и потерявший значительную часть своей массы вследствие перетекания вещества на соседний релятивистский объект). Это уникальная система, поскольку здесь функция масс оптической звезды  $f_v(m) = (6,3 \pm 0,3)M_\odot$  [154] (!) — наиболее надежный кандидат в черные дыры. В спектре оптической звезды обнаружена линия поглощения Li 6707,8 Å [155]. Орбитальный период системы необычно велик для этого класса рентгеновских двойных ( $P = 6,47$  сут). Имеются также свидетельства спектральной и фотометрической переменности системы с периодом 0,24 сут, природа которой пока неясна [156]. Оптическая кривая блеска системы V404 Cyg, демонстрирующая эффект эллипсоидальности с минимумами блеска, совпадающими с моментами перехода кривой лучевых скоростей через  $\gamma$ -скорость, получена в [157]. Это дает надежное обоснование модели двойной системы с периодом 6,47 сут [157]. Эффект эллипсоидальности подтвержден в работах [158, 159], в которых получены инфракрасные кривые блеска V404 Cyg в  $J$ - и  $K$ -полосах.

В работе [160] измерено вращательное уширение линий поглощения в спектре оптической звезды K0 IV:  $v_{\text{rot}} \sin i = 39,1 \pm 1,2 \text{ км с}^{-1}$ . Соответствующее значение отношения масс компонент (см. формулу (36)) есть  $1/q = 0,060 \pm 0,004$  ( $q = 17$ ). Анализ инфракрасной  $K$ -кривой блеска V404 Cyg, в которой преобладает эффект эллипсоидальности, а вклад аккреционного диска пренебрежимо мал, приводит к оценке  $i = 52^\circ – 60^\circ$  [159]. С найденными значениями параметров  $q$ ,  $i$  масса черной дыры составляет  $(10–15)M_\odot$  [159, 160]. Таким образом, в системе V404 Cyg масса релятивистского объекта более чем втрое превосходит величину  $3M_\odot$  — абсолютный верхний предел массы нейтронной звезды, предсказываемый ОТО (!).

### 7.5. Система GRS 1121–68 (XN Mus 1991)

Рентгеновская Новая с оптической звездой главной последовательности спектрального класса K(3–5)V, заполняющей свою полость Роша, была открыта независимо со спутников ГРАНАТ и ГИНГА в январе 1991 г. [161–163]. Рентгеновская Новая была отождествлена с оптической Новой Мухи ( $V = 13$  во время вспышки) в работах [164, 165]. Согласно недавним спектральным и фотометрическим наблюдениям XN Mus 1991 в спокойном состоянии [166], орбитальный период этой транзиентной рентгеновской двойной системы составляет

0,433 сут, функция масс оптической K(0–4)V-звезды есть  $f_v(m) = (3,07 \pm 0,4)M_\odot$ . В работе [167] дано улучшенное значение  $f_v(m) = (3,01 \pm 0,15)M_\odot$ . Кривая блеска в фильтре  $I$  представляет собой двойную волну за орбитальный период, что характерно для эффекта эллипсоидальности. Минимумы блеска соответствуют переходу лучевых скоростей оптической звезды через  $\gamma$ -скорость, что подтверждает модель двойной системы и доказывает корректность определения функции масс  $f_v(m)$ . Орбита системы круговая.

Оценка параметров двойной системы из инфракрасной  $I$ -кривой блеска и кривой лучевых скоростей [84, 166] приводит к следующим результатам:  $i = 39^\circ - 43^\circ$ ,  $m_v = (0,7 - 0,8)M_\odot$  (постулируется в соответствии со спектральным классом и классом светимости оптической звезды),  $q = 12 - 21$ ,  $m_x = (9 - 16)M_\odot$ . Таким образом, XN Mus 1991 является надежным кандидатом в черные дыры.

В работе [61] в рентгеновском спектре XN Mus 1991 открыта переменная, сравнительно узкая ( $\Delta E/E \sim 0,1$ ) эмиссионная линия с энергией около 0,5 МэВ, которая может быть связана с аннигиляцией электронно-позитронной плазмы или с другими механизмами (см. выше).

### 7.6. Система GS 2000+25 (QZ Vul)

Это рентгеновская Новая с оптической звездой главной последовательности спектрального класса K(3–7)V, заполняющей свою полость Роша. Рентгеновская и соответствующая оптическая вспышки были зарегистрированы в 1988 г. [168 – 170]. К 1989 г. блеск упал с  $V = 16,4$  во время вспышки до  $R = 21,2$ , так что в спокойном состоянии система QZ Vul является одним из самых слабых оптических объектов из известных рентгеновских Новых. Орбитальный период  $P = 0,344092$  сут [118]. В работе [118] измерена функция масс оптической звезды в системе QZ Vul:  $f_v(m) = (5,02 \pm 0,46)M_\odot$ .

Это вторая наибольшая функция масс после системы V404 Cyg. Из условия отсутствия рентгеновского затмения можно ограничить величину наклонения орбиты  $i < 80^\circ$ . Отсюда, задавая величину  $m_v = 0,7M_\odot$ , в соответствии со спектральным классом и классом светимости оптической звезды K(3–7)V, можно оценить массу черной дыры:  $m_x > (5,8 \pm 0,5)M_\odot$  [118]. С другой стороны, в работе [171] из анализа инфракрасной  $I$ -кривой блеска QZ Vul, обусловленной главным образом эффектом эллипсоидальности, получено ограничение  $i \geq 67^\circ$ . С этими данными получается оценка значения массы черной дыры  $m_x = (5,3 - 8,2)M_\odot$  [118]. Таким образом, система QZ Vul является очень надежным кандидатом в черные дыры.

### 7.7. Система GRO J1655–40 (XN Sco 1994)

Это рентгеновская Новая со сравнительно маломассивной оптической звездой-гигантом спектрального класса F5 IV, заполняющей свою полость Роша, затменная двойная система с орбитальным периодом  $p = 2^{d,63}$ . В работе [172] измерена функция масс оптической звезды  $f_v(m) = 3,2M_\odot$ , которая превышает верхний предел массы нейтронной звезды. Масса оптической звезды F5 IV, оцениваемая по ее спектральному классу и классу светимости, составляет  $\sim 2,3M_\odot$ . Поскольку  $i$  близко к  $90^\circ$ , что следует из наличия затмений, масса черной дыры оценивается в  $(4 - 6)M_\odot$ . Таким образом, рентгеновская

двойная система XN Sco 1994 является надежным кандидатом в черные дыры.

### 7.8. Система XN Oph 1977

Рентгеновская Новая с маломассивной оптической звездой K3, заполняющей свою полость Роша. Орбитальный период  $0^{d,7}$ , амплитуда эффекта эллипсоидальности в фильтре  $R$  составляет  $\sim 0^{m,2}$  [125]. В работе [173] измерена функция масс оптической звезды  $f_v(m) = (4,0 \pm 0,8)M_\odot$ , свидетельствующая о наличии в этой системе черной дыры. Оценка  $i$  из кривой блеска составляет  $i = 60^\circ - 80^\circ$ . Масса черной дыры оценивается как  $m_x = (6 \pm 1)M_\odot$ .

### 7.9. Система GRO J0422+32 (XN Per 1992 = V518 Per)

Рентгеновская Новая с маломассивной оптической звездой главной последовательности спектрального класса M(0–4)V, заполняющей свою полость Роша. Открыта в 1992 г. со спутника GRO [174]. Оптическая вспышка обнаружена в [175]. Рентгеновская вспышка подтверждена наблюдениями с бортов обсерваторий МИРКВАНТ и ГРАНАТ [176], где также выявлено отсутствие мягкой компоненты в рентгеновском спектре, соответствующем низкому энергетическому состоянию. В этом состоянии наблюдается степенной "хвост" в распределении энергии в рентгеновском спектре вплоть до энергий 1–2 МэВ.

Оптическая кривая блеска во время вспышки показала очень медленный спад блеска и наличие минивспышек в течение последующих 18 месяцев [177]. В спокойном состоянии система очень слаба ( $V = 22,4$ ) [178]. Открытие оптической переменности, обусловленной эффектом эллипсоидальности оптической звезды [179], позволило окончательно установить значение орбитального периода  $P = 0,212265$  сут. В работах [180, 181] измерена функция масс оптической звезды M(0–4)V  $f_v(m) = (0,85 \pm 0,30)M_\odot$ . Вклад оптической звезды в суммарную оптическую светимость системы составляет  $(35 \pm 6)\%$  в области  $\lambda = 6000 - 6500 \text{ \AA}$  и  $(52 \pm 8)\%$  в области  $\lambda = 6700 - 7500 \text{ \AA}$  [181]. Остальная часть оптической светимости обусловлена вкладом излучения аккреционного диска совместно с горячим пятном на его внешней границе.

Задавая массу оптической звезды M(0–4)V  $m_v = 0,4M_\odot$  в соответствии с ее спектральным классом и классом светимости, а также определяя величину наклонения орбиты  $i = 30^\circ - 35^\circ$  из анализа инфракрасной  $I$ -кривой блеска (с учетом эффекта эллипсоидальности и вклада излучения аккреционного диска  $\lesssim 48\%$ ), авторы работы [181] оценили массу релятивистского объекта в системе V518 Per:  $m_x = (2,5 - 5,0)M_\odot$ . Таким образом, релятивистский объект в системе XN Per может рассматриваться как сравнительно маломассивная черная дыра с массой около  $4M_\odot$ .

### 7.10. Система LMC X-1

Это квазистационарная рентгеновская двойная система с массивной оптической звездой-гигантом спектрального класса O(7–9)III. Функция масс оптической звезды, измеренная по ее линиям поглощения, есть  $f_v(m) = 0,14M_\odot$  [182]. Оценка массы релятивистского объекта  $m_x \geq 4M_\odot$  получена в работе [182] с использованием информации о расстоянии до системы  $d = 55$  кпс и кривой лучевых скоростей, измеренной по эмиссионным

линиям, в частности, линии  $\text{HeII}$  4686 Å, формирующихся в окрестности релятивистского объекта. Таким образом, в системе LMC X-1 существует черная дыра сравнительно малой массы ( $\sim 4M_{\odot}$ ), и в этом отношении она подобна системе XN Per 1992 = V518 Per. Следует отметить, что оптические звезды в системах LMC X-1 и V518 Per радикально различаются.

### 7.11. Другие системы

В работе [183] рассматривались как кандидаты в черные дыры также двойные звездные системы SS 433 и HD 197406. Анализ оптических затмений в системе SS 433 [102] приводит к оценке отношения масс компонент  $q = m_x/m_v > 0,25$ . С другой стороны, анализ рентгеновских затмений в SS 433 [184] позволяет получить оценку  $q < 0,25$ . Таким образом, оценки значения  $q$ , полученные по оптическим и рентгеновским данным, перекрываются при  $q = 0,25$ . С этим значением  $q$  и с использованием функции масс релятивистского объекта, полученной из анализа эмиссионной линии  $\text{HeII}$  4686 Å,  $f_x(m) = 10,1M_{\odot}$  [185], находим массу релятивистского объекта  $m_x = 4M_{\odot}$ , что свидетельствует в пользу наличия черной дыры в системе SS 433 [102]. Отметим, что большое значение  $f_x(m)$  для SS 433 подтверждено наблюдениями на 6-метровом телескопе САО РАН [186]. В то же время, в работе [187] на основе новых спектроскопических наблюдений эмиссии  $\text{HeII}$  4686 Å в SS 433 найдено малое значение  $f_x(m) = 2M_{\odot}$ . При  $q = 0,25$  это соответствует массам  $m_x = 0,8M_{\odot}$ ,  $m_v = 3,2M_{\odot}$ . Система SS 433 при таких характеристиках становится аналогом рентгеновской двойной системы HZ Нег с оптической звездой умеренной массы и нейтронной звездой. В этом случае трудно объяснить огромную светимость оптически яркого аккреционного диска ( $\sim 10^{39} - 10^{40}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ ) и высокий темп потери массы оптической звездой ( $M \approx 10^{-4}M_{\odot}$  в год). Следует отметить, однако, что спектроскопические наблюдения [187] выполнены в фазах прецессионного периода, не близких к моменту максимального раздвижения подвижных эмиссий в спектре SS 433. Как показано в [186], именно в фазах максимального раздвижения подвижных эмиссий (когда аккреционный диск максимально раскрыт для земного наблюдателя) функция масс  $f_x(m)$  для SS 433 максимальна. Таким образом, проблема существования черной дыры в системе SS 433 еще ждет своего окончательного решения до появления новых спектроскопических наблюдений с высоким разрешением, полученных в фазах максимального раздвижения подвижных эмиссий. Поэтому объект SS 433 не включен нами в список кандидатов в черные дыры.

Двойная звезда типа Вольфа–Райе HD197406 спектрального класса WN7 с периодом  $\sim 4,3$  сут и очень большой высотой над галактической плоскостью  $\sim 1$  кпс упоминалась как кандидат в черные дыры в работе [188]. Главные аргументы в пользу наличия черной дыры в этой системе — ее большая высота над плоскостью Галактики, которая может быть связана с импульсом, полученным двойной системой после взрыва сверхновой, а также невидимость линий массивного ( $m_x \geq 5M_{\odot}$ ) спутника. В последнее время выяснилось, что рентгеновская светимость системы HD197406 в диапазоне наблюдений обсерватории "Эйнштейн" (0,2–4 кэВ) не превышает  $10^{32}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , что слишком мало для аккрецирующего релятивистского объекта. Этот же вывод относится

и к другим предполагаемым двойным системам типа Вольфа–Райе с релятивистскими спутниками. Поэтому система HD197406 нами не рассматривается как кандидат в черные дыры. Однако возможность существования рентгеновских двойных систем, содержащих звезду Вольфа–Райе в качестве донора, доказана недавним открытием звезды Вольфа–Райе в известной короткопериодической рентгеновской двойной системе Cyg X-3 [189]. По своим характеристикам (массе, радиусу и эффективной температуре) звезда Вольфа–Райе в системе Cyg X-3 хорошо соответствует модели гелиевого остатка, образованного в результате потери массы первоначально массивной звездой [190]. Поэтому поиск черных дыр в двойных системах, содержащих оптические спутники — звезды Вольфа–Райе, представляет собой актуальную задачу.

Мы не рассматриваем также ряд других кандидатов в черные дыры типа GX 339-4, у которых массы пока неизвестны, но которые выделяются по косвенным признакам [54, 56, 191, 192], таким как наличие двух уровней рентгеновского излучения с резко различающимися спектрами, относительно мягкий рентгеновский спектр в высоком состоянии, наличие степенного хвоста в спектре, простирающегося до энергий в 1–2 МэВ в низком состоянии, быстрые иррегулярные флуктуации интенсивности рентгеновского излучения и т.п. Как уже отмечалось, в нашем обзоре мы ограничимся лишь рассмотрением черных дыр, имеющих надежные оценки масс.

## 8. Обсуждение результатов

Число надежных кандидатов в черные дыры к настоящему времени достигло десяти. Из них семь (Cyg X-1, LMC X-3, A0620–00, V404 Cyg, XN Mus 1991, QZ Vul, XN Sco 1994) имеют высший приоритет надежности определения масс. Надежность определения масс гарантируется следующими обстоятельствами.

Во-первых, совместное использование кривой лучевых скоростей оптической звезды и оптической кривой блеска, обусловленной главным образом эффектом эллипсоидальности [18, 19], позволяет надежно обосновать модель двойной системы и корректность определения функции масс оптической звезды  $f_v(m)$ . В случае круговой или почти круговой орбиты переход лучевых скоростей оптической звезды через  $\gamma$ -скорость в моменты минимумов блеска доказывает тот факт, что измеренные лучевые скорости отражают орбитальное движение оптической звезды в двойной системе, а не движения газовых потоков в системе или пульсации звезды. Пример с двойной системой SS 433, где первоначально определенная функция масс, измеренная по стационарной эмиссионной линии  $H_{\alpha}$  [193], оказалась не соответствующей действительности, поскольку эта линия формируется в газовом потоке [86], иллюстрирует важность совместной интерпретации кривой лучевых скоростей и оптической кривой блеска [86, 185].

Во-вторых, для многих рентгеновских двойных систем из табл. 2 измеренные значения функции масс оптической звезды  $f_v(m)$  уже превышают  $3M_{\odot}$ , что без всякого дополнительного моделирования двойной системы позволяет сделать вывод о том, что масса релятивистского объекта превышает верхний предел массы нейтронной звезды, предсказываемый ОТО. Наличие эффективных методов оценки параметров  $i$ ,  $q$ ,

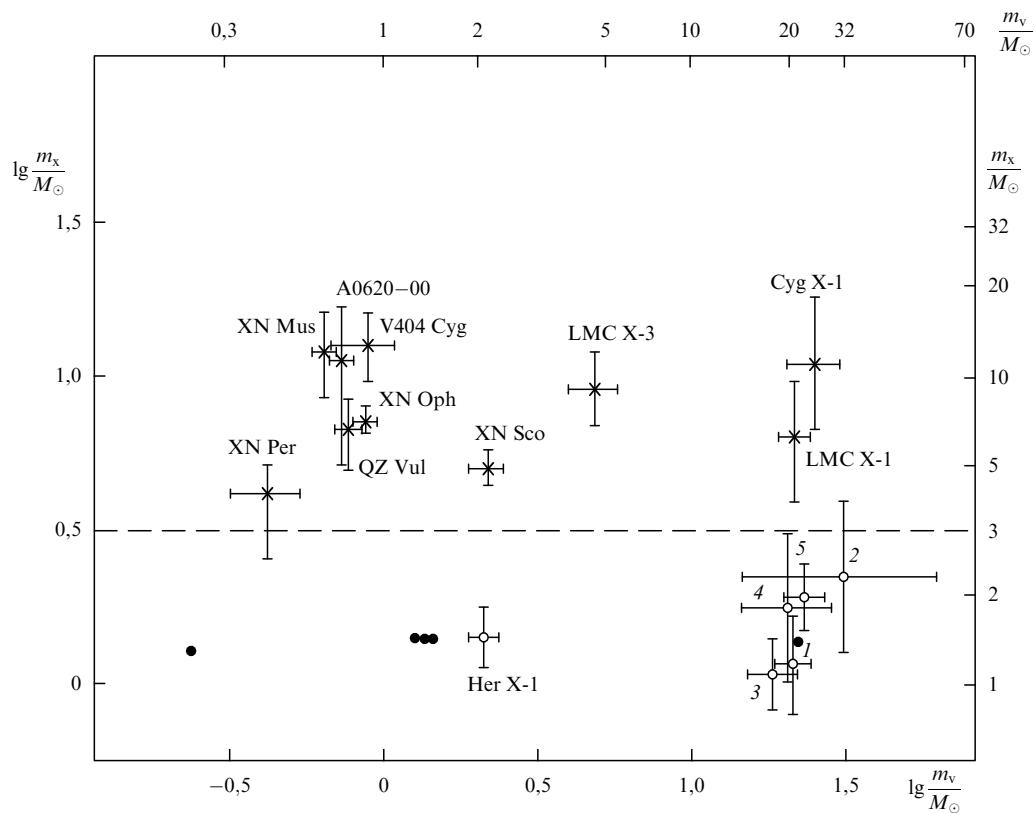
основанных на анализе оптической или инфракрасной кривой блеска, обусловленной в основном эффектом эллипсоидальности оптической звезды, и на спектроскопическом измерении вращательного уширения линий в спектре оптической звезды, позволяет по наблюдаемой функции масс оптической звезды  $f_v(m)$  надежно оценить значение массы релятивистского объекта  $m_x$  или ее нижнего предела (см. формулу (37)). Дополнительным контролем надежности оцененной величины  $m_x$  является информация об отсутствии рентгеновского затмения, информация о расстоянии до системы, а также информация о массе оптической звезды  $m_v$ , оцениваемой по ее спектральному классу и классу светимости.

Таким образом, к настоящему времени проблема черных дыр звездной массы всталла на прочный наблюдательный базис. Недавние прямые динамические определения масс ядер активных галактик M 87 ( $2,4 \times 10^9 M_\odot$ ) и NGC 4258 ( $3,6 \times 10^7 M_\odot$ ) [194, 195] позволяют то же самое сказать и в отношении сверх массивных черных дыр.

На рисунке 20 приведены массы релятивистских объектов в зависимости от масс спутников в двойных системах. Спутниками рентгеновских пульсаров и черных дыр в двойных системах являются оптические звезды спектральных классов M–O. Спутники радиопульсаров — неактивные нейтронные звезды (системы PSR 1913+16, PSR 2127+11C, PSR 1534+12), белые карлики (например, PSR 1855+09), а также массивные звезды спектрального класса  $\sim B$  (например, PSR1259–63). Мы здесь не рассматриваем проблему

планет-спутников радиопульсаров. Массы радиопульсаров с высокой точностью определяются по релятивистским эффектам в их орбитальном движении (см., например, [106, 107, 196–198], а также каталог [41]). Как видно из рис. 20, нет зависимости масс релятивистских объектов от масс спутников. И нейтронные звезды, и черные дыры встречаются в двойных системах со спутниками как большой, так и малой массы. Ситуация здесь подобна той, которая имеет место в классических тесных двойных системах, где встречаются любые комбинации компонент (см., например, [199]). На основании данных таблицы 2 имеются серьезные основания полагать, что среди черных дыр в двойных системах встречаются объекты как большой массы (система V404 Cyg,  $m_x = (10–15) M_\odot$ ), так и малой массы (система V518 Per,  $m_x = (2,5–5,0) M_\odot$ ).

Следует подчеркнуть очень важный наблюдательный факт. Во всех случаях, когда удается надежно измерить массу рентгеновского или радиопульсара (имеется одиннадцать таких измерений), она не превосходит  $(2–3) M_\odot$  и в среднем составляет  $\sim 1,4 M_\odot$ . В то же время, как уже отмечалось, ни у одного из десяти массивных ( $m_x > 3 M_\odot$ ) рентгеновских источников — кандидатов в черные дыры — не обнаружено феноменов рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера 1-го типа, характерных для аккрецирующих нейтронных звезд. Этот факт имеет фундаментальное значение и может рассматриваться как наблюдательный аргумент в пользу того, что наблюдавшиеся десять кандидатов в черные дыры действительно



**Рис. 20.** Зависимость масс нейтронных звезд  $m_x$  (точки темные и светлые) и черных дыр (крестики) от масс спутников  $m_v$  в тесных двойных системах. Цифровые обозначения: 1 — система Cen X-3, 2 — LMC X-4, 3 — SMC X-1, 4 — 4U1538–52, 5 — 4U0900–40. Указаны ошибки определения масс у рентгеновских пульсаров (светлые точки). Ошибки определения масс радиопульсаров (темные точки) пренебрежимо малы. Ни один из массивных ( $m_x > 3 M_\odot$ ) рентгеновских источников не является ни рентгеновским пульсаром, ни рентгеновским барстером 1-го типа, т.е. не обладает признаками характерными для аккрецирующих нейтронных звезд.

являются черными дырами. Разумеется, факт отсутствия рентгеновских пульсаций или рентгеновских вспышек I-го типа не может служить окончательным доказательством того, что массивные рентгеновские источники из табл. 2 являются черными дырами в смысле ОТО, поскольку отсутствие пульсаций и вспышек является лишь необходимым, но не достаточным критерием черной дыры. Поскольку проблема черных дыр теперь стала наблюдательной, представляется очень важным поиск достаточных наблюдательных критериев черной дыры. В этой связи, представляются перспективными исследования аккрецирующих черных дыр в двойных системах в жестком рентгеновском и гамма-диапазонах (см., например, [55, 59, 61, 62]), а также наблюдения коллимированных релятивистских выбросов (джетов) со скоростями  $\sim 0,9c$  из аккрецирующих черных дыр в двойных системах [64–66].

Как видно из табл. 2, в тех случаях, когда спутником является массивная горячая оптическая звезда спектрального класса O–B (системы Cyg X-1, LMC X-3, LMC X-1), рентгеновский источник является квазистационарным. Во всех системах, у которых спутники — маломассивные холодные звезды поздних спектральных классов M–F (системы A0620–00, V404 Cyg, XN Mus 1991, QZ Vul, XN Sco 1994, XN Oph 1977, XN Per 1992), рентгеновский источник является транзиентным (рентгеновской Новой). При этом в спокойном состоянии, когда светимость рентгеновского источника  $L_x \leq 10^{33}$  эрг с<sup>-1</sup>, в оптических спектрах рентгеновских Новых наблюдаются сильные эмиссионные линии водорода, характерные для дискообразной оболочки, локализованной вокруг релятивистского объекта, а также для горячего пятна, расположенного в месте столкновения с внешней границей диска газовой струи, истекающей из оптической звезды (см., например, [91, 92, 118]). Эти факты свидетельствуют о том, что оптические звезды в транзиентных рентгеновских двойных системах — рентгеновских Новых заполняют свои полости Роша ( $\mu = 1$ ), а дискообразные оболочки вокруг релятивистских объектов в спокойном состоянии здесь, по-видимому, являются дисками-накопителями, обладающими чрезвычайно малой (мономолекулярной) вязкостью, что обуславливает очень низкий темп акреции и низкую рентгеновскую светимость. Активность оптической M–F-звезды, обладающей конвективной оболочкой, может служить триггером, включающим некоторый механизм усиления вязкости в диске (например, развитие турбулентности в нем), что может объяснить феномен рентгеновской Новой [80]. Другая особенность рентгеновских Новых — очень большое отношение масс компонент  $q = 10–20$ , при котором аккреционный диск вокруг релятивистского объекта имеет большие относительные размеры. Возможно, это обстоятельство также важно для формирования диска-накопителя и срабатывания в нем различных неустойчивостей. У массивных горячих O–B-звезд оболочки находятся в лучистом равновесии, их поверхностная активность мала, кроме того, отношение масс в рентгеновских двойных системах с O–B-спутниками порядка единицы. Это, возможно, и обуславливает тот факт, что рентгеновские источники в системах Cyg X-1, LMC X-3 и LMC X-1 квазистационарны. Теоретически эти вопросы пока детально не разработаны (см. в этой связи [200–203]).

Эволюция массивных тесных двойных систем с обменом масс вплоть до стадии релятивистского

объекта изучена в работах [36, 37]. Эволюционные аспекты проблемы черных дыр в двойных системах рассмотрены в [23, 183, 204]. Условие сохранения двойной системы на поздней стадии эволюции как гравитационно связанный может быть записано в виде [23]

$$0,1m_0^{1,4} - m_v < 2m_x, \quad (38)$$

где  $0,1m_0^{1,4}$  — масса гелиевой взрывающейся звезды после обмена масс в двойной системе,  $m_0$  — исходная масса водородно-гелиевой звезды главной последовательности,  $m_x$  — масса образовавшегося в результате взрыва сверхновой релятивистского объекта,  $m_v$  — масса оптической звезды в рентгеновской двойной системе. Для системы V404 Cyg, в которой  $m_x > 6,3M_\odot$  и  $m_v \approx 1M_\odot$ , из соотношения (38) находим  $m_0 \leq 32M_\odot$ . Для системы A0620–00, в которой  $m_x > 3M_\odot$ , имеем  $m_0 \leq 21M_\odot$ . Следовательно, по крайней мере в случае рентгеновских Новых, для образования сравнительно массивной черной дыры нет необходимости рассматривать в качестве предшественников наиболее массивные звезды Галактики с массами  $(50–100)M_\odot$ . Перемешивание недр звезды на поздних стадиях ее эволюции может способствовать образованию массивных (с массами порядка  $10M_\odot$ ) черных дыр [183]. Эволюцию транзиентных рентгеновских двойных систем с маломассивными оптическими companionами трудно понять без привлечения модели с общей оболочкой [205, 206] или модели тройной системы [207, 208]. Подробнее об эволюционных аспектах проблемы рентгеновских двойных систем см., например, в работах [209–212].

## 9. Заключение

В нашем обзоре мы описали астрономические методы и результаты определения масс черных дыр в рентгеновских двойных системах, основанные главным образом на их оптических исследованиях. Результаты, полученные в этой области, имеют большое значение для фундаментальной физики и релятивистской астрофизики, а также для теории внутреннего строения и эволюции звезд. Без преувеличения можно сказать, что в проблеме поиска и наблюдательных исследований черных дыр за последние годы произошла "тихая" революция, и проблема черных дыр во Вселенной стала наблюдательной. Это, несомненно, означает качественно новый этап в исследованиях черных дыр и должно привести к значительному прогрессу в этой области науки. Уже сейчас на основании большого числа определений масс нейтронных звезд и черных дыр можно заключить, что наблюдения релятивистских объектов в двойных звездных системах соглашаются с предсказаниями ОТО Эйнштейна.

Автор благодарит В.Л. Гинзбурга, Р.А. Сюняева и М.Р. Гильфанова за ценные замечания.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований и Центром по космомикрофизике "Космикон".

## Список литературы

1. Зельдович Я Б *ДАН СССР* **155** 67 (1964)
2. Salpeter E E *Astrophys. J.* **140** 796 (1964)
3. Гинзбург В Л *О физике и астрофизике* (М.: Бюро Квантум, 1995) с. 112
4. Новиков И Д, Фролов В П *Физика черных дыр* (М.: Наука, 1986) с. 6
5. Novikov I D, Zeldovich Ya B *Nuovo Cimento Suppl.* **4** 810 (1966)

6. Zeldovich Ya B, Guseynov O H *Astrophys. J.* **144** 840 (1966)
7. Trimble V, Thorne K S *Astrophys. J.* **156** 1013 (1969)
8. Шварцман В Ф *Астрон. Ж.* **48** 479 (1971)
9. Blondin J M *Astrophys. J.* **308** 755 (1986)
10. Park M-G *Astrophys. J.* **354** 64 (1990)
11. Шакура Н И *Астрон. Ж.* **49** 921 (1972)
12. Shakura N I, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **24** 337 (1973)
13. Pringle J E, Rees M J *Astron. Astrophys.* **21** 1 (1972)
14. Novikov I D, Thorne K S, in *Black Holes* (Eds C De Witt, B S De Witt) (London: Gordon and Breach, 1973) p. 343
15. Forman W et al. *Astrophys. J. Suppl.* **38** 357 (1978)
16. Cherepashchuk A.M et al. *Inform. Bull. Var. Stars* (720) (1972)
17. Bahcall J N, Bahcall N A *Astrophys. J. Lett. Ed.* **178** L1 (1972)
18. Лютий В М, Сюняев Р А, Черепашук А М *Астрон. Ж.* **50** 3 (1973)
19. Лютий В М, Сюняев Р А, Черепашук А М *Астрон. Ж.* **51** 1150 (1974)
20. Lamb F K, in *Frontiers of Stellar Evolution* (Ed. D L Lambert) (Astron. Soc. of the Pacific, 1991) p. 299
21. McClintock J E, in *X-Ray Binaries and Recycled Pulsars* (Eds E P J Van den Heuvel, S A Rappoport) (Dordrecht–London: Kluwer, 1992) p. 27
22. Cowley A P *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **30** 287 (1992)
23. Тутуков А В, Черепашук А М *Астрон. Ж.* **70** 307 (1993)
24. Novikov I D, in *Key Problems in Astronomy, Tenerife 1995*
25. Шапиро С, Тьюоклси С *Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды Ч. 2* (М.: Мир, 1985) с. 357
26. Kopal Z *Close Binary Systems* (New York: Wiley, 1959)
27. Taam R E, Fryxell B A *Astrophys. J. Lett. Ed.* **327** L73 (1988)
28. Blondin J M et al. *Astrophys. J.* **356** 591 (1991)
29. Livio M et al. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **253** 633 (1991)
30. Ishii T et al. *Astrophys. J.* **404** 706 (1993)
31. Bisikalo D V, Boyarchuk A A, Kuznetsov O A et al. *Astron. Reports* **71** 560 (1994)
32. Davidson K, Ostriker J P *Astrophys. J.* **179** 585 (1973)
33. Illarionov A F, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **39** 185 (1975)
34. Колыхалов П И, Сюняев Р А *Письма в Астрон. Ж.* **5** 338 (1979)
35. Bondi H, Hoyle F *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **104** 273 (1944)
36. Тутуков А В, Юнгельсон Л Р *Научные информации Астросовета АН СССР* **27** 58 (1973)
37. Van den Heuvel E P J, in *Structure and Evolution of Close Binary Systems* (Eds P Eggleton, S Mitton, J Whelan) (Dordrecht: Reidel, 1976) p. 35
38. Margon B *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **22** 507 (1984)
39. Черепашук А М *Итоги науки и техники. Сер. Астрономия, Астрофиз. и космич. физика* (М.: ВИНИТИ, 1988) т. 38, с. 60; Cherepashchuk A M Sov. Sci. Rev. Astrophys. and Space Phys. **7** 1 (1988)
40. Асланов А А и др. *Каталог тесных двойных звезд на поздних стадиях эволюции* (ред. А М Черепашук) (М.: Изд-во МГУ, 1989)
41. Cherepashchuk A M et al. *Highly Evolved Close Binary Stars: Catalog* (Ed. A M Cherepashchuk) (London: Gordon and Breach, 1996)
42. Schreier E et al. *Astrophys. J. Lett. Ed.* **172** L79 (1972)
43. Lamb F K, Pethick C J, Pines D *Astrophys. J.* **184** 271 (1973)
44. Basko M M, Sunyaev R A *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **175** 395 (1976)
45. Липунов В М *Астрофизика нейтронных звезд* (М.: Наука, 1987) с. 139
46. Gnedin Yu N, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **36** 379 (1974)
47. Бисноватый-Корган Г С *Астрон. Ж.* **50** 902 (1973)
48. Grindlay J E et al. *Astrophys. J. Lett. Ed.* **205** L127 (1976)
49. Maraschi L, Cavaliere A *Highlight in Astronomy* (Ed. E A Müller) (Dordrecht: Reidel, 1977) p. 127
50. Joss P C, Rappoport S A *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **22** 537 (1984)
51. Ebisawa K, Mitsuda K, Inoue H *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **41** 159 (1989)
52. Vikhlinin A et al. *Astrophys. J.* **424** 395 (1994)
53. Van der Klis M et al. *Nature* (London) **316** 225 (1985)
54. Tanaka Y, Lewin W H G, in *X-Ray Binaries* (Eds W H J Lewin et al.) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995) p. 126
55. Sunyaev R A et al. *Astron. Astrophys.* **247** L29 (1991)
56. Gilfanov M et al., in *Frontiers Science Series № 12, New Horizon of X-Ray Astronomy* (Eds F Makino, T Ohashi, 1994) p. 433
57. Tanaka Y, in *Proc. 23rd ESLAB Symp.* (Eds J Hunt, B Battrick) (ESA Publications Division, 1989) Vol. 1, p. 3
58. Ebisawa K et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **46** 375 (1994)
59. Gilfanov M et al., in *NATO ASI Series. Series C, The Lives of Neutron Stars* (Eds A Alpar, U Kiziloglu, J Van Paradijs) (Dordrecht: Kluwer, 1995) p. 331, 450
60. Gilfanov M et al. *Astron. Astrophys. Suppl.* **97** 303 (1993)
61. Sunyaev R et al. *Astrophys. J. Lett. Ed.* **389** L75 (1992)
62. Гильфанов М и др. *Письма в Астрон. Ж.* **17** 1059 (1991)
63. Sunyaev R et al. *Astrophys. J. Lett. Ed.* **383** L49 (1991)
64. Mirabel I et al. *Nature* (London) **358** 215 (1992)
65. Mirabel I, Rodriguez L *Nature* (London) **371** 46 (1994)
66. Hjellming R, Rupen M *Nature* (London) **375** 464 (1995)
67. White N E, Marshall F E *Astrophys. J.* **281** 354 (1984)
68. Сюняев Р А и др. *Письма в Астрон. Ж.* **17** 975 (1991)
69. Мартынов Д Я *Затменные переменные звезды* (М.: Наука, 1971) с. 313
70. Мартынов Д Я *Звезды и звездные системы* (М.: Наука, 1981) с. 9
71. Avni Y *Astrophys. J.* **209** 574 (1976)
72. Субботин М Ф *Курс небесной механики. Т. 2* (М.: Гостехиздат, 1945) с. 223
73. Zeipel H в *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **84** 665, 684, 702 (1924)
74. Lucy L B Z. *Astrophys* **65** 89 (1967)
75. Соболев В В *Курс теоретической астрофизики* (М.: Наука, 1967) с. 83
76. Гончарский А В, Романов С Ю, Черепашук А М *Конечнопараметрические обратные задачи астрофизики* (М.: Изд-во МГУ, 1991) с. 83
77. Бочкарев Н Г и др. *Письма в Астрон. Ж.* **5** 185 (1979)
78. Kemp J C et al. *Astrophys. J. Lett. Ed.* **220** L123 (1978)
79. Долгинов А З, Гнедин Ю Н, Силантьев Н А *Распространение и поляризация излучения в космической среде* (М.: Наука, 1979) с. 180
80. Хрузина Т С, Черепашук А М *Астрон. Ж.* **72** 203 (1995)
81. Балог Н И, Гончарский А В, Черепашук А М *Астрон. Ж.* **58** 67 (1981)
82. Балог Н И, Гончарский А В, Черепашук А М *Письма в Астрон. Ж.* **7** 605 (1981)
83. Наджип А Э и др. *Астрон. Ж.* **73** (1996)
84. Антохина Э А, Черепашук А М *Письма в Астрон. Ж.* **19** 500 (1993)
85. Basko M M, Sunyaev R A *Astrophys. Space Sci.* **23** 117 (1973)
86. Cherepashchuk A M *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **194** 761 (1981)
87. Черепашук А М *Астрон. Ж.* **52** 833 (1975)
88. Бисноватый-Корган Г С и др. *Астрон. Ж.* **54** 241 (1977)
89. Pettersson J A *Astrophys. J. Lett. Ed.* **201** L61 (1975)
90. Gerend D, Boynpton P E *Astrophys. J.* **209** 562 (1976)
91. Haswell C A, Robinson E L, Horne K D, in *Accretion Powered Compact Binaries* (Ed. C W Mauche) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1990) p. 17
92. McClintock J E, Remillard R A *Astrophys. J.* **350** 386 (1990)
93. Хрузина Т С, Черепашук А М *Астрон. Ж.* **59** 512 (1982)
94. Friedhorsky W C, Terrell J, Holt S S *Astrophys. J.* **270** 233 (1983)
95. Кемп Дж и др. *Астрон. Ж.* **64** 326 (1987)
96. Cowley A P et al. *Astrophys. J.* **381** 526 (1991)
97. Roberts W J *Astrophys. J.* **187** 575 (1974)
98. Черепашук А М *Письма в Астрон. Ж.* **7** 201 (1981)
99. Whitehurst R *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **232** 35 (1988)
100. Charles P A et al. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **249** 567 (1992)
101. Lyubarsky Yu E, Postnov K A, Prokhorov M E *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **266** 583 (1994)
102. Антохина Э А, Черепашук А М *Астрон. Ж.* **64** 562 (1987)
103. Pustynnik I B, Einasto L *Astrophys. Space Sci.* **105** 259 (1984)
104. Черепашук А М, Хрузина Т С *Астрон. Ж.* **58** 1226 (1981)
105. Балог Н И и др. *Астрон. Ж.* **60** 534 (1983)
106. Hulse R A, Taylor J H *Astrophys. J. Lett. Ed.* **195** L51 (1975)
107. Taylor J H, Weisberg J M *Astrophys. J.* **253** 908 (1982)
108. Крат В А *Курс астрофизики и звездной астрономии* (ред. А А Михайлов) (М.: Физматиз, 1962) с. 87
109. Hutchings J B *Publ. Dom. Astrophys. Obs.* **14** 59 (1972)
110. Wilson R E, Sofia S *Astrophys. J.* **203** 182 (1976)
111. Milgrom M *Astrophys. J.* **206** 869 (1976)
112. Milgrom M, Katz J I *Astrophys. J.* **205** 545 (1976)
113. Milgrom M *Astron. Astrophys.* **54** 725 (1977)
114. Milgrom M, Salpeter E E *Astrophys. J.* **196** 583 (1975)
115. Антохина Э А, Черепашук А М *Астрон. Ж.* **71** 420 (1994)
116. Kurucz R L *Astrophys. J. Suppl.* **40** 1 (1979)
117. Бэттен А *Двойные и кратные звезды* (М.: Мир, 1976) с. 200
118. Casares J, Charles P A, Marsh T R *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **277** L45 (1995)
119. Rappaport S A, Joss P C, in *Accretion Driven Stellar X-ray Sources* (Eds W H G Lewin, E P J Van den Heuvel) (Cambridge: Cambridge Univ. Press., 1984) p. 1
120. Хрузина Т С *Астрон. Ж.* **62** 356 (1985)
121. Paczynski B *Astrophys. J.* **216** 822 (1977)
122. Paszynski B *Astron. Astrophys.* **34** 161 (1974)
123. Аллен К У *Астрофизические величины* (М.: Мир, 1977) с. 279
124. Wade R A, Horne K *Astrophys. J.* **324** 411 (1988)
125. Martin A S et al. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **274** L46 (1995)
126. Webster N L, Murdin P *Nature* (London) **235** 37 (1972)
127. Bolton C T *Astrophys. J.* **200** 269 (1975)
128. Oda M *Space Sci. Rev.* **20** 757 (1977)

129. Maejima Y et al. *Astrophys. J.* **285** 712 (1984)
130. Chagelishvili G D, Lominadze J G, Rogava A D, in *Adv. Space Res. The Physics of Compact Objects* Vol. 8 (Eds N E White, L G Filipov) (Oxford-Toronto: Pergamon Press, 1988) p. 211
131. Chagelishvili G D, Chanishvili R G, Lominadze J G, in *Adv. Space Res. The Physics of Compact Objects* Vol. 8 (Eds N E White, L G Filipov) (Oxford-Toronto: Pergamon Press, 1988) p. 217
132. Chagelishvili G D, Lominadze J G, Rogava A D *Astrophys. J.* **347** 1100 (1989)
133. Rotschild R E et al. *Astrophys. J.* **189** L13 (1974)
134. Слоняев Р А *Астрон. Ж.* **49** 1153 (1972)
135. Avni Y, Bahcall J *Astrophys. J.* **197** 675 (1975)
136. Бочкарёв Н Г, Карапцкая Е А, Шакура Н И *Письма в Астрон. Ж.* **1** 12 (1975)
137. Margon B, Bowyer S, Stone R P S *Astrophys. J. Lett. Ed.* **185** L113 (1973)
138. Bahcall J N et al. *Astrophys. J. Lett. Ed.* **189** L17 (1974)
139. Асланов А А, Черепашук А М *Астрон. Ж.* **59** 290 (1982)
140. Kemp J C et al. *Astrophys. J. Lett. Ed.* **271** L65 (1983)
141. Cowley A P et al. *Astrophys. J.* **272** 118 (1983)
142. Хрузина Т С, Черепашук А М *Астрон. Ж.* **61** 299 (1984)
143. Бочкарёв Н Г и др. *Астрон. Ж.* **65** 778 (1988)
144. Cowley A P et al. *Astrophys. J.* **381** 526 (1991)
145. Paczynski B *Astrophys. J. Lett. Ed.* **273** L81 (1983)
146. McClintock J E, Remillard R A *Astrophys. J.* **308** 110 (1986)
147. Kundt W *Astron. Astrophys.* **80** L7 (1979)
148. Marsh T R, Robinson E L, Wood J H *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **266** 137 (1994)
149. Martin E L et al. *Astrophys. J.* **435** 791 (1994)
150. Khruzina T C et al. *Adv. Space Res.* **8** 237 (1988)
151. Shahbaz T, Naylor T, Charles P A *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **268** 756 (1994)
152. Haswell C A et al. *Astrophys. J.* **411** 802 (1993)
153. Bartolini C et al. *IAU Colloq. № 129, Structure and Emission Properties of Accretion Disks* (Eds C Bertout et al.) (Paris: Edition Frontieres, 1991) p. 373
154. Casares J, Charles P A, Naylor T *Nature* **355** 614 (1992)
155. Martin E L et al. *Nature* **358** 129 (1992)
156. Casares J et al. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **265** 834 (1993)
157. Антохина Э А и др. *Астрон. Ж.* **70** 804 (1993)
158. Wagner R M et al. *Astrophys. J.* **401** L97 (1992)
159. Shahbaz T et al. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **271** L10 (1994)
160. Casares J, Charles P A *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **271** L5 (1994)
161. Lund N, Brandt S *IAU Circ.* № 5161 (1991)
162. Sunyaev R A *IAU Circ.* № 5179 (1991)
163. Makino F, Ginga Teem *IAU Circ.* № 5161 (1991)
164. West R M, Della Valle M, Jarvis B *IAU Circ.* № 5165 (1991)
165. Della Valle M, Jarvis B J, West R M *Astron. Astrophys.* **247** L33 (1991)
166. Remillard R A, McClintock J E, Bailyn C D *Astrophys. J.* **399** L145 (1992)
167. Orosz J A et al. *Bull. Amer. Astron. Soc.* **185** (102.02) 12 (1994)
168. Tsumeni H, Kitamoto S, Roussel-Dupre D *Astrophys. J.* **337** L81 (1989)
169. Wagner R M et al. *Int. Astron. Union Circ.* (4600) 1 (1988)
170. Charles P A et al. *Int. Astron. Union Circ.* (4609) 1 (1988)
171. Chevalier C, Illovaisky S A *Astron. Astrophys.* **269** 301 (1993)
172. Bailyn C D et al. *Nature (London)* **378** 157 (1995)
173. Remillard R A et al. *Astrophys. J.* **459** 226 (1996)
174. Paciesas W S *IAU Circ.* № 5580 (1992)
175. Wagner R M et al. *IAU Circ.* № 5589 (1992)
176. Sunyaev R et al. *Astron. Astrophys.* **280** L1 (1993)
177. Chevalier C, Illovaisky S A *Astron. Astrophys.* **297** 103 (1995)
178. Zhao P et al. *IAU Circ.* № 6072 (1994)
179. Chevalier C, Illovaisky S A *IAU Circ.* № 5974 (1994)
180. Orosz J A, Bailyn C D *Astrophys. J.* **446** L59 (1995)
181. Casares J et al. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **276** L35 (1995)
182. Hutchings J B et al. *Astron. J.* **94** 340 (1987)
183. Тутуков А В, Федорова А В *Астрон. Ж.* **66** 1172 (1989)
184. Антохина Э А, Сейфина Е В, Черепашук А М *Астрон. Ж.* **69** 282 (1992)
185. Crampton D, Hutchings J B *Astrophys. J.* **251** 604 (1981)
186. Fabrika S N, Bychkova L V *Astron. Astrophys.* **240** L5 (1990)
187. D'Odorico S et al. *Nature* **353** 329 (1991)
188. Drissen L et al. *Astrophys. J.* **304** 188 (1986)
189. Van Kerkwijk M H et al. *Nature* **355** 703 (1992)
190. Cherepashchuk A M, Moffat A F J *Astrophys. J.* **424** L53 (1994)
191. Samimi J et al. *Nature (London)* **278** 434 (1978)
192. White N E, Marshall F E *Astrophys. J.* **281** 354 (1984)
193. Crampton D, Cowley A P, Hutchings J B *Astrophys. J. Lett. Ed.* **235** L131 (1980)
194. Ford H C et al. *Astrophys. J.* **435** L27 (1994)
195. Miyoshi M et al. *Nature (London)* **373** 127 (1995)
196. Wolszczan A *Nature (London)* **350** 688 (1991)
197. Ryba M, Taylor J H *Astrophys. J.* **371** 739 (1991)
198. Phinney E S *Astrophys. J.* **380** L17 (1991)
199. Мартынов Д Я *УФН* **108** 701 (1972)
200. Hameury J M, King A R, Lasota J-P *Astron. Astrophys.* **162** 71 (1986)
201. Hameury J M, King A R, Lasota J-P *Astrophys. J.* **353** 585 (1990)
202. Goutikakis C, Hameury J M *Astron. Astrophys.* **271** 118 (1993)
203. Narayan R, McClintock J E, Insu Yi *Astrophys. J.* **457** 821 (1996)
204. Brandt W N, Podsiadlowski P, Sigurdsson S *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **277** L35 (1995)
205. Thorne K S, Zytckow A N *Astrophys. J.* **212** 832 (1977)
206. Podsiadlowski P, Cannon R C, Rees M J *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **274** 485 (1995)
207. Eggleton P P, Verbunt F *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **220** 13P (1986)
208. De Kool M, Van der Heuvel E P J, Plysler E *Astron. Astrophys.* **183** 47 (1987)
209. Shore S, Livio M, Van der Heuvel E P J *Interacting Binaries* (Berlin, Budapest: Springer-Verlag, 1994)
210. Масевич А Г, Тутуков А В *Эволюция звезд: теория и наблюдения* (М.: Наука, 1988) с. 195
211. Бисноватый-Коган Г С *Физические вопросы теории звездной эволюции* (М.: Наука, 1989) с. 273
212. Iben I J, Tutukov A V, Yungelson L R *Astrophys. J. Suppl.* **100** 217, 233 (1995)

### Masses of black holes in binary stellar systems

**A.M. Cherepashchuk**

*P.K. Shternberg State Astronomical Institute,  
Universitetskii prospekt, 13, 119899 Moscow, Russia  
Tel. (7-095) 939-28 58; Fax (7-095) 932-88 41  
E-mail: cher@sai.msu.su*

Mass determination methods and their results for ten black holes in X-ray binary systems are summarised. A unified interpretation of the radial velocity and optical light curves allows one to reliably justify the close binary system model and to prove the correctness of determination of the optical star mass function  $f_v(m)$ . The orbit plane inclination  $i$  can be estimated from an analysis of optical light curve of the system, which is due mainly to the ellipsoidal shape of the optical star (the so-called ellipticity effect). The component mass ratio  $q = m_x/m_v$  is obtained from information about the distance to the binary system as well as from data about rotational broadening of absorption lines in the spectrum of the optical star. These data allow one to obtain from the value of  $f_v(m)$  a reliable value of the black hole mass  $m_x$  or its low limit, as well as the optical star mass  $m_v$ . An independent estimate of the optical star mass  $m_v$  obtained from information about its spectral class and luminosity gives us control results. Additional control comes from information about the absence or presence of X-ray eclipses in the system. Effects of the non-zero dimension of the optical star, its pyriform shape, and X-ray heating on the absorption line profiles and the radial velocity curve are investigated. It is very significant that none of ten known massive ( $m_x > 3M_\odot$ ) X-ray sources considered as black hole candidates is an X-ray pulsar or an X-ray burster of the first kind.

PACS numbers: 97.60.Lf, 97.80.-d

Bibliography — 212 references

Received 4 April 1996