

УДК 524.387-735

ОЦЕНКА МАССЫ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ И НАКЛОНЕНИЯ ОРБИТЫ ПО КРИВОЙ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ В РЕНТГЕНОВСКОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЕ Cyg X-1

© 2004 г. М. К. Абубекеров¹, Э. А. Антохина², А. М. Черепашук^{3,2}

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоноова, Москва, Россия

²Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

³Московский государственный университет им. М.В. Ломоноова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 05.01.2004 г.; принята в печать 09.01.2004 г.

Изложены результаты статистического подхода к интерпретации сводной кривой лучевых скоростей рентгеновской двойной Cyg X-1. На основе анализа сводной кривой лучевых скоростей в рамках модели Роша получена зависимость массы рентгеновского компонента m_x от массы оптического компонента m_v . Приведена методика оценки наклона орбиты по кривой лучевых скоростей. В отличие от случая точечной оптической звезды, в случае приливно-деформированной звезды со сложным температурным распределением при изменении наклона орбиты i меняется не только амплитуда, но и форма кривой лучевых скоростей. Это позволяет из высокоточной кривой лучевых скоростей наложить ограничение не только на массу черной дыры, но и на наклонение орбиты: $i < 45^\circ$. Использование информации об оптической кривой блеска, радиусе и светимости оптической звезды позволяет дать следующие оценки параметров: $31^\circ < i < 44^\circ$, $8.5M_\odot < m_x < 13.6M_\odot$.

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах Антохиной и Черепашука [1] и Шабаза [2] был предложен новый метод определения отношения масс компонент и наклона орбиты в рентгеновской двойной системе по орбитальной переменности профилей линий поглощения в спектре оптической звезды. Зависимость формы профиля линии поглощения от фазы орбитального периода в этом случае вызвана приливно-деформированной фигурой звезды и сложным распределением температуры по ее поверхности, обусловленным гравитационным потемнением и эффектом рентгеновского прогрева. Для реализации этого метода в случае рентгеновских новых в спокойном состоянии требуются спектры высокого разрешения ($R = \lambda/\Delta\lambda = 50\,000$), что в принципе возможно на современных 8–10-метровых телескопах, но представляет собой трудную задачу.

Система Cyg X-1, состоящая из сверхгиганта O9.7Iab и черной дыры, сравнительно ярка ($V = 9.5^m$) для получения спектров высокого разрешения с целью изучения тонких эффектов вращения оптической звезды [3] и спектроскопической оценки параметров оптической звезды методом моделей атмосфер [4].

К настоящему времени накоплено большое число измерений лучевых скоростей оптической звезды в системе Cyg X-1 со средним спектральным

разрешением, что позволяет построить высокоточную кривую лучевых скоростей. Можно надеяться, что высокоточная кривая лучевых скоростей оптической звезды системы Cyg X-1 содержит в себе усредненные эффекты орбитальной переменности соответствующих профилей линии поглощения, описанные в [1, 2]. Поэтому представляет интерес попытка одновременной оценки массы черной дыры и наклона орбиты в системе Cyg X-1 по средней высокоточной кривой лучевых скоростей.

В данной статье показано, что в отличие от модели двух точечных масс, в случае рентгеновской двойной системы с приливно-деформированной оптической звездой, при изменении наклона орбиты системы меняется не только амплитуда, но и форма кривой лучевых скоростей. Впервые на подобную зависимость было обращено внимание в работе Вильсона и Софии [5]. Это позволяет из высокоточной кривой лучевых скоростей системы Cyg X-1 получить оценку не только массы, но и наклона орбиты системы.

2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

В сводную кривую лучевых скоростей вошли спектральные данные работ [6–12], полученные в течение 1973–1997 гг. Поскольку на основе теста, проведенного в работе [13], теоретические лучевые

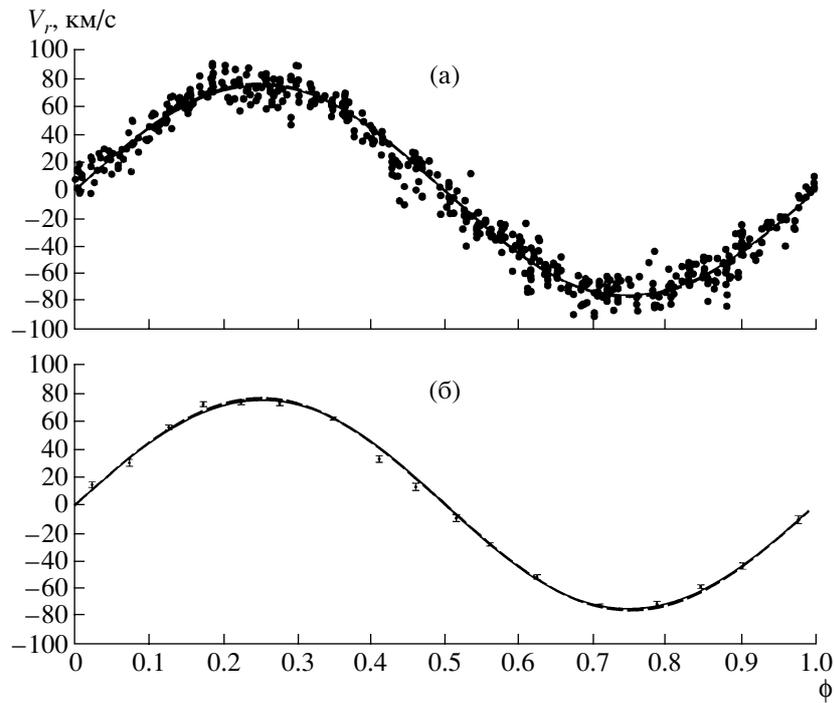


Рис. 1. (а) — Сводная кривая наблюдаемых лучевых скоростей оптической звезды рентгеновской двойной системы Cyg X-1. Темными кружками представлены лучевые скорости, полученные по абсорбционным линиям водорода и HeI. Для сравнения приведены теоретические кривые лучевых скоростей в модели Роша (сплошная линия) и модели точечных масс (штриховая линия) для массы $m_x = 10.86M_\odot$, соответствующей минимуму невязки в модели Роша при $m_v = 20M_\odot$, рассчитанной методом 2, т.е. без использования значений средней наблюдаемой лучевой скорости в фазовом интервале 0.4–0.6, при наклонении орбиты 35° . Параметры модели Роша приведены в табл. 2. (б) — Лучевые скорости, усредненные внутри фазовых интервалов (темными кружками представлена средняя в фазовом интервале лучевая скорость). Для сравнения приведена теоретическая кривая лучевых скоростей в модели Роша (сплошная линия) и модели точечных масс (штриховая линия) для $m_v = 20M_\odot$, $m_x = 10.86M_\odot$, наклонения орбиты 35° .

скорости по линиям абсорбции HeI 4713 Å и H γ оказались близки, то в сводную кривую лучевых скоростей включены скорости, определенные как по линиям водорода, так и по линиям HeI. Спектральные данные, несмотря на разделяющий их большой временной интервал, показали хорошее согласие между собой (рис. 1). Значение орбитального периода рентгеновской двойной системы Cyg X-1 в нашей работе принято $5^d 599829$, которое получено из анализа многолетних рядов наблюдений [12].

Перед внесением в кривую лучевых скоростей наблюдаемые скорости были исправлены за систематическую скорость. Систематическая скорость тесной двойной системы (ТДС), определенная на основе спектральных данных работ [6–12], представлена в табл. 1.

Опишем более подробно спектральные данные, содержащиеся в каждой работе. В работе [6] приведены результаты летнего сета наблюдений HDE 226868, выполненные в 1973 г. на 2.54-м телескопе. Всего получено 17 спектров в диапазоне

6100–6800 Å с дисперсией 20 Å/мм. Лучевые скорости определены по линии абсорбции HeI 6678 Å.

Спектральные данные, приведенные в [7], получены в период с 1972 по 1975 гг. Время экспозиции спектров составляет от 20 до 65 мин. Всего было получено 85 спектров. Из них — 23 спектра с дисперсией 39 Å/мм на 2.1-м кассегреновском телескопе и 62 спектра с дисперсией 63 Å/мм на 0.9-м кассегреновском телескопе. Лучевая скорость определена по линиям абсорбции водорода H β , H γ , H δ , H ϵ , H δ –H ϵ , H δ –H γ и гелия HeI 4026 Å, HeI 4471 Å.

В работе [8] приведены спектры, полученные в период с 1971 по 1981 гг. на 1.88-м телескопе. Всего отснято 78 спектров в диапазоне 3700–4920 Å с дисперсией 12 и 16 Å/мм. Измерение лучевой скорости производилось как по линиям абсорбции водорода H β , H γ , H δ , H ϵ , H δ –H ϵ , H δ –H γ , так и линиям HeI 3819.606, 4009.270, 4026.189, 4120.812, 4143.759, 4168.971, 4387.928, 4387.928, 4471.507, 4713.143 Å.

В работе [9] представлены результаты спектральных наблюдений за период с 1980 по 1984 гг.

Таблица 1. Эпоха наблюдений, химический элемент, по линии которого измерена лучевая скорость, количество спектров и систематическая лучевая скорость оптического компонента Cyg X-1

JD 24400000+	Элемент	Количество спектров	γ -Скорость, км/с	Ссылка
41844–41290	HeI	17	–3.6	[6]
42205–42910	H, HeI	85	–5.3	[7]
41213–44795	H	78	–2.5	[8]
	HeI	78	–4.2	[8]
44513–45895	H	56	–10.4	[9]
	HeI	84	–5.6	[9]
46332–46635	HeI	14	–10.5	[10]
50228–50255	H	35	–7.5	[11]
	HeI	35	–2.9	[11]
50615–50677	HeI	20	–2.1	[12]

Наблюдения были выполнены на 1.22-м телескопе с дисперсией 40 Å/мм (или 0.6 Å на диод), на 1.83-м телескопе с дисперсией 15 Å/мм (или 0.231 Å на диод), на 3.6-м телескопе с дисперсией 2.4 Å/мм (или 0.036 Å на диод). Всего получено 84 спектра. Измерение лучевой скорости производилось отдельно по линиям поглощения водорода и гелия. Лучевая скорость по линиям поглощения водорода определена как средневзвешенное значение скоростей, измеренных по линиям H β , H γ , H δ . Лучевая скорость по линиям гелия определена как средневзвешенное значение лучевых скоростей, измеренных по линиям абсорбции HeI 4009.270, 4026.189, 4120.812, 4143.759, 4387.928, 4471.477, 4713.143, 4921.929, 5015.675, 5047.736 Å.

В работе [10] приведены результаты наблюдений HDE 226868, выполненные в течении 1985–1986 г. Всего получено 14 спектров на 2.1-м телескопе в диапазоне 6500–6710 Å с дисперсией 0.14 Å на пиксел. Экспозиция спектра менялась от 1 до 3 ч. Отношение сигнал/шум на пиксел составило $S/N = 100 - 300$. Измерение лучевой скорости производилось по линии абсорбции HeI 6678 Å.

В [11] приводятся результаты наблюдения оптического компонента Cyg X-1, выполненные в 1996 г. на телескопе Исаака Ньютона (INT). Получено 37 спектров в диапазоне 4100–4900 Å с дисперсией 0.8 Å/мм, экспозицией 100–200 с и отношением $S/N > 100$. Определение лучевой ско-

рости производилось методом кросс-корреляции относительно спектра стандарта Ser 19. Лучевая скорость определена по линиям поглощения водорода и гелия HeI отдельно. Для измерения лучевой скорости по линиям HeI использовались линии поглощения HeI 4387.928, 4471.477, 4713.143, 4921.929 Å.

В работе [12] приведены спектры, полученные на Куде спектрографе 2.6-м телескопа Крымской астрофизической обсерватории. Получено 20 спектров с дисперсией 3 Å/мм и разрешением 25 000. Средняя экспозиция спектра была 1.5 ч с конечным отношением сигнал/шум $S/N = 100$. Ширина спектров составила 60 Å, перед определением лучевой скорости спектры были центрированы по линии HeII 4686 Å. Измерение лучевой скорости производилось по линии HeI 4713.143 Å.

Таким образом, в нашем распоряжении оказалось 502 значения лучевой скорости, достаточно равномерно распределенных по орбитальным фазам (рис. 1). С целью уменьшения влияния случайных ошибок лучевые скорости были усреднены внутри фазовых интервалов шириной от 0.05 до 0.08. Усредненные кривые наблюдаемых лучевых скоростей представлены на рис. 1б. Следует сказать, что в свете недавнего исследования [14] ошибки, привносимые в наблюдаемую лучевую скорость оптической звезды приливно-гравитационными волнами, также имеют случайный характер и могут быть подавлены усреднением по многим ночам наблюдений.

Ввиду большого числа измерений лучевых скоростей (502 значения) и сравнительно большой полуамплитуды кривой лучевых скоростей в системе Cyg X-1 (~ 75 км/с), относительные ошибки нормальных точек в средней наблюдаемой кривой лучевых скоростей весьма малы ($\sim 3\%$). Это позволило надеяться на возможность получения одновременной оценки массы черной дыры и наклона орбиты по этой кривой лучевых скоростей.

3. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СРЕДНЕЙ КРИВОЙ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ

В ТДС Cyg X-1 оптический компонент близок к заполнению критической полости Роша [15]. Вследствие приливного воздействия со стороны релятивистского спутника форма оптического компонента отличается от сферической. Обращенная к релятивистскому компоненту сторона прогрета исходящим от него рентгеновским излучением. Перечисленные эффекты взаимодействия компонентов должны быть приняты в рассмотрение при интерпретации наблюдаемой кривой лучевых скоростей.

Таблица 2. Численные значения параметров, используемых для синтеза кривых лучевых скоростей оптического компонента Cyg X-1 в модели Роша

P , сут	5.599829	Период
e	0.0	Эксцентриситет (постулируется)
i , град.	30, 35, 40 45, 55, 65	Наклонение орбиты
μ	0.95*	Коэффициент заполнения полости Роша оптическим компонентом
f	0.95	Коэффициент асинхронности вращения оптического компонента
$T_{eff}(K)$	32 000**	Эффективная температура оптического компонента
β	0.25	Коэффициент гравитационного потемнения
k_x	0.02	Отношение рентгеновской светимости релятивистского компонента к болометрической светимости оптического компонента L_x/L_v
A	0.5	Коэффициент переработки рентгеновского излучения
u	0.3***	Коэффициент потемнения к краю

* Данные взяты из работы [15].

** Данные взяты из работы [4].

*** Данные взяты из работы [17].

Поэтому интерпретация усредненных лучевых скоростей была выполнена в модели Роша, позволяющей в первом приближении учесть вышеперечисленные эффекты взаимодействия компонентов. Подробное описание модели Роша уже содержится в работе [16] и здесь не приводится. Численные значения параметров модели Роша рентгеновской двойной Cyg X-1 приведены в табл. 2.

Орбита рентгеновской двойной системы Cyg X-1 в наших расчетах была принята круговой на основании того, что орбитальный период ($P_{orb} \simeq 5^d6$) сравним с периодами рентгеновских двойных SMC X-1 ($P_{orb} \simeq 3^d9$) и 4U 1538-52 ($P_{orb} \simeq 3^d7$), у которых по результатам тайминга рентгеновских пульсаров орбиты круговые [18, 19]. Коэффициент асинхронности вращения f принят равным 0.95 на основании работы [3], в которой авторы, исходя из анализа профиля линии HeI 4471 Å приходят к выводу о близости коэффициента асинхронности к единице. Близость коэффициента асинхронности к единице также подтверждает гипотезу о круговой орбите двойной Cyg X-1 [20, 21]. Поскольку радиус оптической звезды в системе Cyg X-1 больше 0.25 радиуса относительной орбиты системы, можно предполагать, что округление орбиты системы Cyg X-1 за время, прошедшее после образования черной дыры, успело завершиться [20, 21]. Определение эксцентриситета e по кривой лучевых скоростей оптической звезды ненадежно ввиду влияния эффекта анизотропии звездного ветра звезды (подробнее см. [13, 22]).

За неизвестные параметры были приняты массы обоих компонентов и угол наклона орбиты. Нами использовался метод перебора по параметрам и многократного решения прямой задачи. Для каждого значения массы оптического компонента m_v из дискретного набора значений 20, 30, 40, 50, 60, 70 M_\odot при фиксированном значении угла наклона орбиты i производился перебор по массе компактного объекта m_x . Результатом явились зависимости массы компактного объекта от массы оптического для углов наклона орбиты 30°, 35°, 40°, 45°, 55°, 65°.

Невязка между усредненной наблюдаемой кривой лучевых скоростей и теоретической вычислялась по формуле

$$\Delta m_x = \frac{\sum_{j=1}^M (n_j - 1) \sum_{j=1}^M n_j (V_j^{teor} - \bar{V}_j^{obs})^2}{M \sum_{j=1}^M n_j (n_j - 1) \sigma_j^2}, \quad (1)$$

где \bar{V}_j^{obs} — наблюдаемое среднее значение лучевой скорости на фазовом интервале с центром на фазе $\bar{\phi}_j$, V_j^{teor} — теоретическое значение лучевой скорости на этой фазе, σ_j — среднеквадратичное отклонение для \bar{V}_j^{obs} в данном фазовом интервале с центром в $\bar{\phi}_j$, M — количество фазовых интервалов, а n_j — число усредненных наблюдений лучевых скоростей в данном фазовом интервале.

Величина $\Delta(m_x)$ распределена по закону Фишера $F_{M, \sum_{j=1}^M (n_j-1), \alpha}$ [23]. Задавшись уровнем значимости α , можно найти доверительное множество для искомого параметра m_x при фиксированном значении i и m_v . Оно состоит из тех значений m_x , для которых выполняется условие [24]

$$\Delta m_x \leq F_{M, \sum_{j=1}^M (n_j-1), \alpha}.$$

Решение обратной задачи помимо модели Роша выполнено и в модели точечных масс. Последняя использовалась с целью выявления расхождения результатов моделей.

Следует оговорить ситуацию со звездным ветром оптического компонента в рентгеновской двойной системе Cyg X-1. Оптической звездой в системе является О-сверхгигант. Неоднородность силы тяжести на его поверхности и прогрев поверхности звезды, обращенной к релятивистскому спутнику, нарушает изотропность истечения звездного ветра. Скорость ветра вблизи точки Лагранжа L_1 возрастает, что проявляется в избытке отрицательной лучевой скорости близ фазы 0.5, когда рентгеновский источник находится впереди О-сверхгиганта (рис. 1). Подробный анализ эффекта анизотропии звездного ветра в рентгеновской двойной системе с ОВ-сверхгигантами проведен в работе [13]. Анизотропия звездного ветра приносит систематические ошибки в наблюдаемую кривую лучевых скоростей. Поэтому интерпретация усредненной наблюдаемой кривой лучевых скоростей была проведена двумя методами.

Метод 1. По всем средним значениям наблюдаемых лучевых скоростей.

Метод 2. Без учета средних значений наблюдаемых лучевых скоростей, лежащих на фазовом интервале 0.4–0.6, как наиболее сильно искаженных эффектом анизотропии звездного ветра.

Для работы был выбран уровень значимости 5%. В процессе интерпретации методом 1 и модель Роша, и модель точечных масс по выбранному уровню значимости $\alpha = 5\%$ отвергаются. Поэтому мы отдали предпочтение интерпретации методом 2.

Анализ средних наблюдаемых кривых лучевых скоростей с косвенным учетом анизотропии ветра (метод 2) позволил принять модели по уровню значимости 5%. Данный факт говорит о важности учета анизотропии звездного ветра при интерпретации кривой лучевых скоростей ОВ-звезд, входящих в ТДС [13, 22]. Поведение невязки, полученной при анализе средних наблюдаемых кривых лучевых скоростей в модели Роша и модели точечных масс для угла наклона орбиты 40° , представлено на рис. 2. По результатам анализа наблюдаемой средней кривой лучевых скоростей в модели Роша и модели точечных масс построены зависимости массы

рентгеновского компонента от массы оптического (рис. 3а и 3б). Для угла наклона орбиты 40° при массе оптического компонента $50M_\odot$ минимальное значение невязки, достигаемое при $m_x = 16.16M_\odot$, равно значению квантиля критического уровня. Поэтому коридор ошибок зависимости масс компонентов на рис. 3а обрывается на значении массы оптической звезды $50M_\odot$. При наклонении орбиты 45° и выше ни одно значение массы релятивистского компонента не могло удовлетворить средней кривой наблюдаемых лучевых скоростей по 5%-уровню значимости, о чем ниже будет оговорено особо. Поэтому на рис. 3а зависимости между массами компонент для наклона $45^\circ, 55^\circ, 65^\circ$, найденные по минимуму невязки, приведены без коридора ошибок. Численно результат интерпретации средней кривой лучевых скоростей методом 2 в модели Роша представлен в табл. 3. Результат анализа средней кривой лучевых скоростей в модели точечных масс представлен в табл. 4. В табл. 3 массы компактного объекта, при которых модель Cyg X-1 отвергалась по 5%-уровню значимости, приведены без доверительных интервалов.

Из табл. 3 и табл. 4 видно, что массы компактного объекта, полученные в модели Роша, хотя и незначительно, но систематически больше масс компактного объекта (различие составляет $\sim 2\%$), определенных в модели точечных масс.

Близость значений масс компактного объекта, полученных в этих двух моделях объяснима двумя причинами. Во-первых, вследствие малого значения ускорения силы тяжести близ точки Лагранжа L_1 , температура “носика” оптической звезды ниже температуры остальной ее поверхности (гравитационное потемнение). Во-вторых, прогрев обращенной к рентгеновскому источнику части оптической звезды низок ($k_x = 0.02$). Поэтому вклад излучения “носика”, вносящего наибольшее возмущение в наблюдаемую кривую лучевых скоростей, в интегральное излучение оптического компонента мал, что объясняет близость результатов модели Роша и модели точечных масс. Более подробно влияние коэффициента прогрева на форму кривой лучевых скоростей обсуждается в работе [1].

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАСС КОМПОНЕНТ Cyg X-1

Ограничение на массу черной дыры, следующее из кривой лучевых скоростей

Как следует из рис. 3а и табл. 3, высокоточная средняя наблюдаемая кривая лучевых скоростей практически независимо от массы оптической звезды m_v позволяет ограничить наклонение орбиты двойной системы Cyg X-1 сверху: $i < 45^\circ$. Знание верхнего предела наклона орбиты позволяет получить нижнюю оценку массы

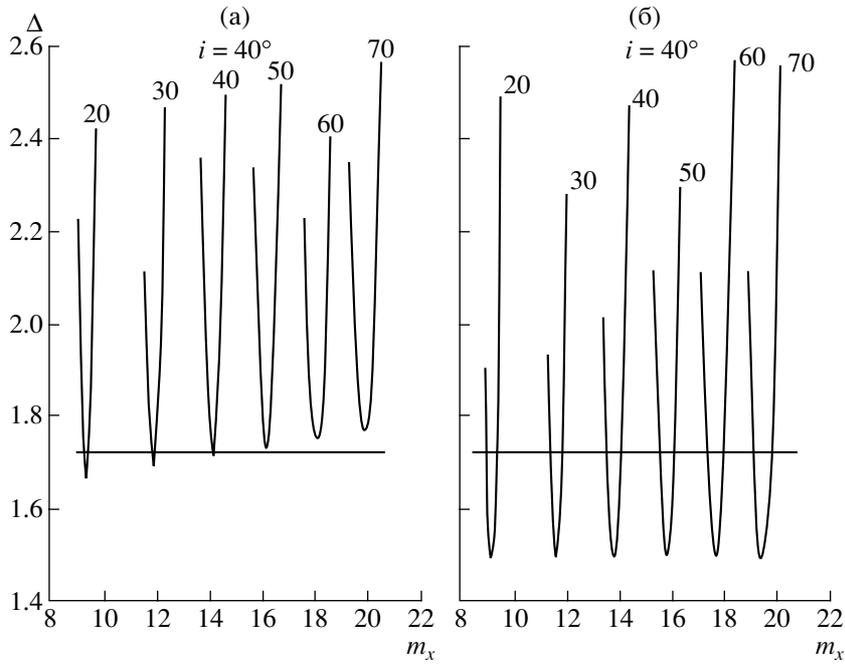


Рис. 2. Значения невязок, полученных методом 2, т.е. без использования значений средней наблюдаемой лучевой скорости в фазовом интервале 0.4–0.6, между средней наблюдаемой кривой лучевых скоростей Cyg X-1 и синтезированной кривой в модели Роша (а) и в модели точечных масс (б) при наклоне орбиты 40° . Горизонтальная линия соответствует критическому значению невязки по критерию Фишера $\Delta_{13,401} = 1.72$ на уровне значимости 5%. Масса оптического компонента, при которой получена невязка, указана около кривых в массах Солнца.

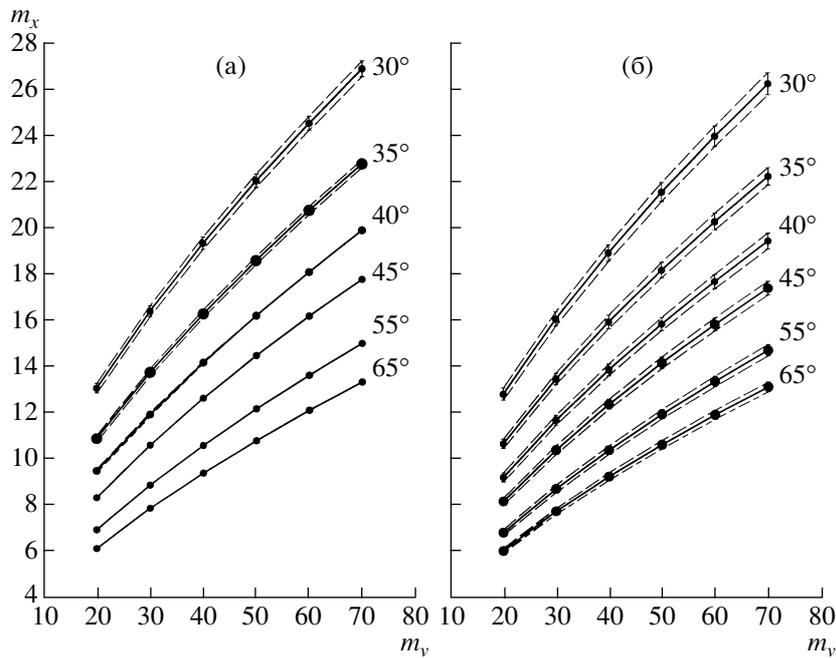


Рис. 3. (а) — Зависимость массы компактного объекта рентгеновской двойной Cyg X-1 от массы оптической звезды при анализе в модели Роша методом 2, т.е. без использования значений средней наблюдаемой лучевой скорости в фазовом интервале 0.4–0.6 средней кривой лучевых скоростей. Наклонение орбиты указано около кривых. (б) — То же для модели точечных масс. В модели точечных масс для любого значения наклона орбиты i модель может быть принята и может быть оценен доверительный интервал (границы которого обозначены штриховыми линиями). В модели Роша для $i \geq 45^\circ$ модель отвергается. Поэтому для $i \geq 45^\circ$ доверительный интервал не определяется и коридор ошибок не указан.

Таблица 3. Зависимость массы релятивистского компонента от массы оптического компонента, полученная в модели Роша для углов наклона орбиты $i = 30^\circ$ – 65°

m_v, M_\odot	m_x, M_\odot					
	$i = 30^\circ$	$i = 35^\circ$	$i = 40^\circ$	$i = 45^\circ$	$i = 55^\circ$	$i = 65^\circ$
20	$13.03^{+0.21}_{-0.21}$	$10.86^{+0.21}_{-0.21}$	$9.37^{+0.09}_{-0.09}$	8.31	6.92	6.12
30	$16.36^{+0.24}_{-0.24}$	$13.71^{+0.21}_{-0.21}$	$11.89^{+0.09}_{-0.09}$	10.58	8.85	7.84
40	$19.29^{+0.27}_{-0.26}$	$16.24^{+0.21}_{-0.21}$	$14.13^{+0.05}_{-0.05}$	12.59	10.56	9.36
50	$21.98^{+0.29}_{-0.30}$	$18.55^{+0.21}_{-0.21}$	16.16	14.43	12.12	10.76
60	$24.47^{+0.31}_{-0.30}$	$20.70^{+0.21}_{-0.21}$	18.06	16.14	13.58	12.06
70	$26.83^{+0.33}_{-0.33}$	$22.72^{+0.21}_{-0.21}$	19.85	17.74	14.95	13.29

Таблица 4. Зависимость массы релятивистского компонента от массы оптического, полученная в модели точечных масс для углов наклона орбиты $i = 30^\circ$ – 65°

m_v, M_\odot	m_x, M_\odot					
	$i = 30^\circ$	$i = 35^\circ$	$i = 40^\circ$	$i = 45^\circ$	$i = 55^\circ$	$i = 65^\circ$
20	$12.82^{+0.26}_{-0.26}$	$10.68^{+0.21}_{-0.19}$	$9.23^{+0.20}_{-0.19}$	$8.19^{+0.16}_{-0.15}$	$6.84^{+0.12}_{-0.12}$	$6.06^{+0.11}_{-0.10}$
30	$16.07^{+0.32}_{-0.31}$	$13.48^{+0.25}_{-0.24}$	$11.69^{+0.22}_{-0.20}$	$10.41^{+0.20}_{-0.18}$	$8.74^{+0.16}_{-0.16}$	$7.76^{+0.14}_{-0.13}$
40	$18.94^{+0.36}_{-0.36}$	$15.95^{+0.29}_{-0.29}$	$13.87^{+0.25}_{-0.25}$	$12.38^{+0.22}_{-0.22}$	$10.41^{+0.19}_{-0.17}$	$9.27^{+0.17}_{-0.16}$
50	$21.56^{+0.40}_{-0.41}$	$18.20^{+0.33}_{-0.33}$	$15.86^{+0.29}_{-0.27}$	$14.17^{+0.25}_{-0.26}$	$11.95^{+0.21}_{-0.20}$	$10.65^{+0.19}_{-0.18}$
60	$23.98^{+0.45}_{-0.44}$	$20.29^{+0.38}_{-0.36}$	$17.71^{+0.32}_{-0.31}$	$15.84^{+0.28}_{-0.27}$	$13.38^{+0.23}_{-0.23}$	$11.93^{+0.20}_{-0.19}$
70	$26.27^{+0.48}_{-0.48}$	$22.25^{+0.40}_{-0.36}$	$19.46^{+0.34}_{-0.34}$	$17.42^{+0.30}_{-0.30}$	$14.72^{+0.25}_{-0.25}$	$13.14^{+0.22}_{-0.21}$

черной дыры. Используем выражение для массы компактного объекта m_x , следующее из функции масс оптической звезды $f_v(m)$:

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

Так как $q = m_x/m_v > 0$, из выражения (2) следует, что

$$m_x > f_v(m) \frac{1}{\sin^3 i}, \quad (3)$$

где значение $f_v(m)$ может быть определено из выражения

$$f_v(m) = \frac{P(1 - e^2)^{3/2}}{2\pi G} K_v^3. \quad (4)$$

Необходимо учесть, что наблюдаемая функция масс $f_v(m)$ соответствует реальной неточечной фигуре звезды и занижена по сравнению с моделью звезды, как материальной точки. Поэтому, чтобы учесть это при использовании выражения для функции масс (4), мы должны подставить величину

K_v , соответствующую значению m_x , найденному в модели Роша, а не в модели точечных масс. Мы скорректировали наблюдаемое значение $f_v(m)$ за неточечность оптической звезды. Так для наклона орбиты $i = 35^\circ$ в модели точечных масс $f_v(m) = 0.245 \pm 0.002 M_\odot$, скорректированное значение функции масс $f_v(m) = 0.2571 \pm \pm 0.0006 M_\odot$. Для наклона орбиты $i = 40^\circ$ в модели точечных масс $f_v(m) = 0.248 \pm 0.002 M_\odot$, скорректированное значение $f_v(m) = 0.2580 \pm \pm 0.0007 M_\odot$. В дальнейшем в данной работе значение функции масс оптического компонента принято равным $0.258 M_\odot$. Учитывая вновь найденное значение функции масс и верхнее значение наклона орбиты $i = 45^\circ$, из выражения (3) определим нижний предел на массу черной дыры. Получим, что в рентгеновской двойной системе Суг X-1 $m_x > 0.73 M_\odot$. Подчеркнем, что оценка $m_x > 0.73 M_\odot$ получена только из одной высоко-точной кривой лучевых скоростей.

Оценка массы черной дыры на основе информации о радиусе оптического компонента

В работе [25] представлены результаты решения высокоточной кривой блеска системы Cyg X-1 для различных расстояний до системы 1.5, 2.0, 2.5 кпк, т.е. для различных радиусов оптического компонента 13.5, 18.0, 22.5 R_{\odot} . При соответствующей степени заполнения полости Роша оптической звездой в этой работе определена связь между отношением масс q и наклоном орбиты i . Как следует из анализа кривой блеска, приведенной в работе [25], при $i < 31^{\circ}$ оптическая звезда должна переполнять свою полость Роша, чтобы обеспечить наблюдаемую амплитуду оптической кривой блеска ($\sim 0.04^m$). Переполнение полости Роша в системе Cyg X-1 физически нереально, так как там не наблюдается объект типа SS 433. Как известно, если оптическая звезда в массивной рентгеновской системе переполняет свою полость Роша, темп поступления вещества в аккреционный диск столь велик, что диск становится оптически толстым для рентгеновского излучения, и вместо рентгеновского источника наблюдается оптически яркий аккреционный диск. Поскольку в системе Cyg X-1 наблюдается мощный рентгеновский источник, гипотеза о переполнении оптической звездой своей полости Роша отвергается. Поэтому из анализа кривой блеска мы предполагаем нижним значением наклона орбиты двойной системы. Таким образом, из кривой блеска двойной системы Cyg X-1 получается, что наклонение орбиты $i > 31^{\circ}$.

Анализ спектров оптического компонента в нелТР-приближении, выполненный в работе [4], дает значение радиуса оптической звезды $17R_{\odot}$. Исходя из этого значения радиуса оптического компонента и решений кривой блеска из работы [25] была построена зависимость массы релятивистского компонента двойной системе Cyg X-1 от наклона орбиты (рис. 4). Масса компактного объекта при q и i , соответствующих $17R_{\odot}$, вычислялась по формуле (2). Из рис. 4 видно, что в допустимых пределах наклона орбиты $i = 31^{\circ} - 44^{\circ}$ масса компактного объекта по результатам работы [25] заключена в пределах $9.2 - 12.8M_{\odot}$. Для проверки зависимости оценки m_x от величины радиуса оптической звезды мы дополнительно взяли значения радиуса 16 и $18R_{\odot}$. С этими значениями R_v на основе решения кривой блеска [25] также были построены зависимости массы черной дыры m_x от наклона орбиты i (рис. 4). Как видно из рис. 4, зависимости достаточно близки. Так для $R_v = 16R_{\odot}$ и $18R_{\odot}$ в диапазоне допустимых наклонов орбиты $31^{\circ} < i < 44^{\circ}$ масса черной дыры равна $8.5 - 12.0M_{\odot}$ и $10.0 - 13.6M_{\odot}$, соответственно.

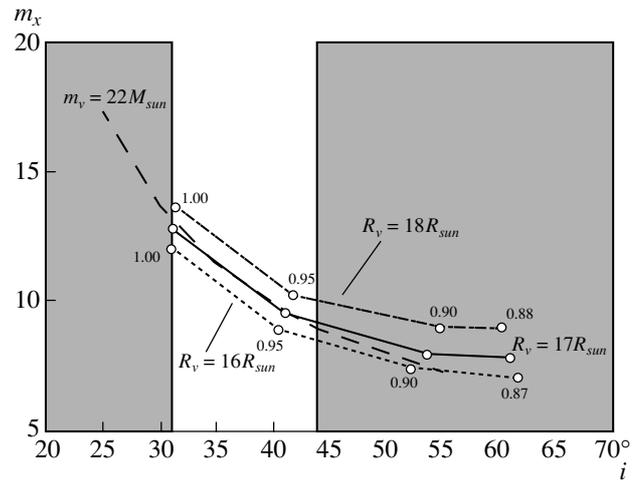


Рис. 4. Зависимость массы компактного объекта системы Cyg X-1 от наклона орбиты: сплошная линия — полученная из решения кривой блеска [25] при радиусе оптической звезды $17R_{\odot}$ [4]; штрихпунктирная линия — полученная из решения кривой блеска [25] при радиусе оптической звезды $18R_{\odot}$; пунктирная — полученная из решения кривой блеска [25] при радиусе оптической звезды $16R_{\odot}$ [4]; штриховая линия — полученная из наблюдаемой средней кривой лучевых скоростей при массе оптической звезды $22M_{\odot}$. Цифры у светлых кружков показывают соответствующую величину степени заполнения полости Роша оптической звездой. Затемненные области соответствуют значениям наклона орбиты, неудовлетворяющим кривой блеска, которая приведена в работе [25], и кривой лучевых скоростей.

Таким образом, принимая значение радиуса оптической звезды $R_v = 17 \pm 1R_{\odot}$ получаем, что масса черной дыры в двойной рентгеновской системе Cyg X-1 оказывается заключенной в пределах $m_x = 8.5 - 13.6M_{\odot}$.

Оценка массы черной дыры на основе информации о светимости оптического компонента

Тонкий спектроскопический анализ Cyg X-1 [4] позволил определить не только радиус оптического компонента R_v , но и болометрическую светимость оптической звезды $\lg(L_v/L_{\odot}) = 5.4$. Знание светимости оптической звезды позволило дать оценку ее массы.

Зависимость масса—светимость для оптических компонентов рентгеновских двойных систем отличается от зависимости масса—светимость для одиночных звезд [26]. Оптическая звезда в тесной двойной системе при заполнении полости Роша или же при интенсивном звездном ветре теряет верхние слои атмосферы, вследствие чего температура ее поверхности и светимость выше одиночных звезд той же массы. Обратимся к зависимости масса—светимость для ОВ-сверхгигантов,

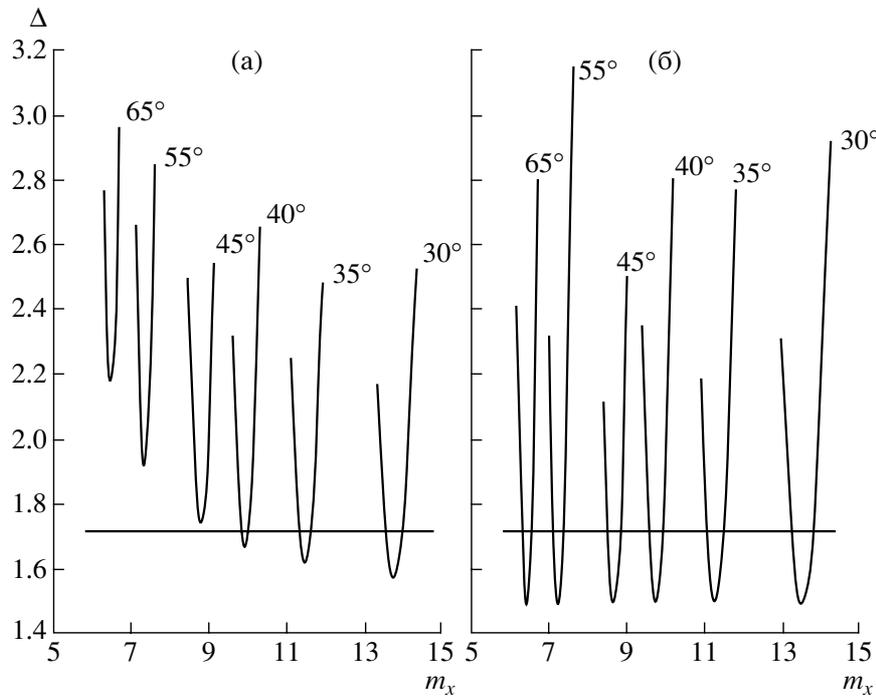


Рис. 5. (а) — Невязка, полученная в процессе интерпретации средней наблюдаемой кривой лучевых скоростей в модели Роша методом 2, т.е. без использования значений средней наблюдаемой лучевой скорости в фазовом интервале 0.4–0.6, при массе оптического компонента $22M_{\odot}$ для разных значений наклона орбиты (остальные параметры модели Роша приведены в табл. 2). Наклонение орбиты приведено около кривых. (б) — То же для модели точечных масс.

входящих в рентгеновские двойные системы (содержащие рентгеновские пульсары, в которых наблюдаются затмения), представленной на рис. 7 в работе [27]. Из этого рисунка видно, что светимости оптического компонента Cyg X-1 $\lg(L_v/L_{\odot}) = 5.4$ соответствует масса $22M_{\odot}$, тогда как зависимость масса–светимость для невзаимодействующих двойных для той же светимости дает оценку массы оптического компонента $28M_{\odot}$. В дальнейшем в нашем исследовании масса оптического компонента принята равной $22M_{\odot}$. Исходя из полученной в модели Роша зависимости между массой оптической звезды и компактного объекта (рис. 3а), была построена зависимость массы компактного объекта от наклона орбиты при условии $m_v = 22M_{\odot}$ (рис. 4). В допустимых пределах наклона орбиты $i = 31^{\circ}–44^{\circ}$ масса компактного объекта оказалась заключена в диапазоне $m_x = 9.0–13.2M_{\odot}$.

Таким образом, значение массы черной дыры, определенной с использованием радиуса оптического компонента и путем решения кривой блеска, и значение массы черной дыры, определенной по светимости оптической звезды, хорошо согласуются между собой и в пределах наклона орбиты $i = 31^{\circ}–44^{\circ}$ дают оценку массы компактного объекта $m_x = 8.5–13.6M_{\odot}$.

5. ВОЗМОЖНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НАКЛОНЕНИЯ ОРБИТЫ ПО КРИВОЙ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ

Обратимся к зависимостям между массами компонент, полученными в модели Роша для наклонов орбиты $i = 30^{\circ}, 35^{\circ}, 40^{\circ}, 45^{\circ}, 55^{\circ}, 65^{\circ}$ (рис. 3а). Из рисунка видно, что теоретические кривые лучевых скоростей, начиная с наклона орбиты 45° , не удовлетворяют высокоточной средней наблюдаемой кривой лучевых скоростей по 5%-уровню значимости при любой массе оптической звезды.

На рис. 5а представлены графики поведения невязок, рассчитанных в процессе поиска массы релятивистского компонента в модели Роша для наклонов орбиты $i = 30^{\circ}, 35^{\circ}, 40^{\circ}, 45^{\circ}, 55^{\circ}, 65^{\circ}$ при массе оптического компонента $m_v = 22M_{\odot}$. Видно, что значение минимума невязки между наблюдаемыми средними значениями лучевой скорости и теоретическими кривыми в модели Роша растет с увеличением наклона орбиты, т.е. модель оказывается чувствительной не только к массе компактного объекта, но и к наклону орбиты. В случае Cyg X-1 дополнительные вычисления показали, что при массе оптической звезды $m_v = 22M_{\odot}$, начиная с наклона $i = 44^{\circ}$, ни одно значение массы компактного объекта не может

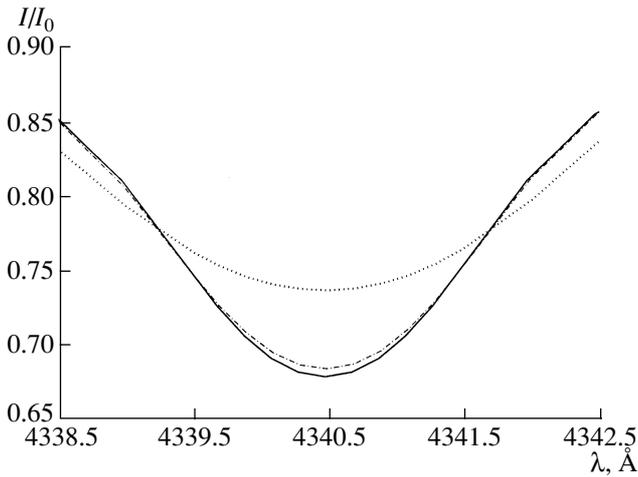


Рис. 6. Профиль линии поглощения $H\gamma$ в спектре оптической звезды рентгеновской двойной системы Cyg X-1: сплошная линия — для $m_v = 22M_\odot$, $m_x = 11.47M_\odot$ и наклонения орбиты $i = 35^\circ$ в фазе 0.0; штрих-пунктирная линия — для тех же параметров в фазе 0.25; пунктирная линия — для $m_v = 22M_\odot$, $m_x = 6.48M_\odot$ и наклонения орбиты 65° в фазе 0.25.

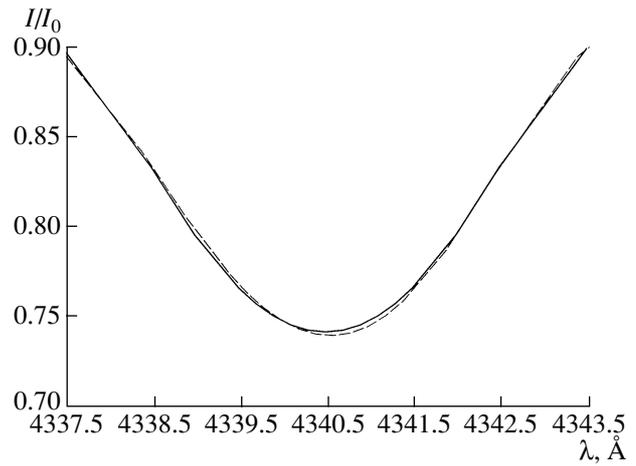


Рис. 7. Профиль линии поглощения $H\gamma$ в спектре оптической звезды рентгеновской двойной системы Cyg X-1 для $m_v = 22M_\odot$, $m_x = 11.47M_\odot$, наклонения орбиты $i = 80^\circ$ и $\mu = 1$ в фазе 0.0 (сплошная линия) и в фазе 0.40 (штриховая линия); остальные параметры модели Роша приведены в табл. 2. Профиль линии на фазе 0.40 исправлен за доплеровское смещение, найденное как среднее из смещений по уровню остаточных интенсивностей $1/3$, $2/3$ и $1/2$.

удовлетворить наблюдаемой средней кривой лучевых скоростей по 5%-уровню значимости.

На рис. 5б показаны графики поведения невязок, вычисленных в процессе поиска массы релятивистского компонента в модели точечных масс для наклонений орбиты $i = 30^\circ, 35^\circ, 40^\circ, 45^\circ, 55^\circ, 65^\circ$ при массе оптического компонента $m_v = 22M_\odot$. Видно, что значение минимума невязки неизменно, т.е. модель чувствительна лишь к параметру $m_x \sin^3 i$. Иными словами, для любого наклонения орбиты возможно определить массу компактного объекта, удовлетворяющую средней наблюдаемой кривой лучевых скоростей по 95%-уровню доверия, причем в каждом случае значение минимума невязки имеет одинаковое значение.

Возможность определения наклонения орбиты по высокоточной наблюдаемой средней кривой лучевых скоростей связана с самим методом вычисления лучевой скорости в модели Роша. Лучевая скорость звезды в модели Роша вычисляется по смещению интегрального профиля линии $H\gamma$ относительно лабораторной длины волны. Положение ядра линии поглощения $H\gamma$ в каждой фазе орбитального периода определяется как среднее значение длины волны по уровню $1/3$, $2/3$, $1/2$ от остаточной интенсивности линии поглощения (подробнее см. работы [1, 16]).

Если бы оптическая звезда представляла собой точечный источник, то профиль линии поглощения не изменял бы форму с фазой орбитального периода, и доплеровское смещение ядра линии погло-

щения всегда бы соответствовало скорости движения центра масс такой звезды. Поскольку оптический компонент представляет собой протяженный грушевидный объект со сложным распределением температуры на поверхности, то профиль линии поглощения на каждой фазе отличается от профиля линии, образованной точечным источником. Смещение ядра линии поглощения $H\gamma$ относительно лабораторного значения 4340.47 \AA уже не будет соответствовать скорости движения центра масс. С этим связано различие теоретических лучевых скоростей в модели Роша и модели точечных масс для фиксированного наклонения орбиты.

Так, если в модели точечных масс на фазе 0.25 ядро линии поглощения $H\gamma$ смещено от лабораторного значения на 1.101 \AA , то в модели Роша за счет асимметрии профиля ядро линии отстоит от лабораторного значения на 1.084 \AA . На рис. 6 приведены профиль линии $H\gamma$ в модели Роша на фазе 0.0 (оптический компонент впереди компактного объекта) и на фазе 0.25 для массы оптического компонента $m_v = 22M_\odot$ и наклонения орбиты $i = 35^\circ$. Профиль линии поглощения $H\gamma$ на фазе 0.0 симметричен из-за симметрии температуры излучающих областей оптического компонента. Профиль на фазе 0.25 асимметричен относительно профиля $H\gamma$ фазы 0.0 (рис. 6). Для более явной демонстрации эффекта асимметрии профиля линии $H\gamma$ мы провели дополнительные расчеты профилей линии для фаз 0.0 и 0.40 для рентгеновской двойной

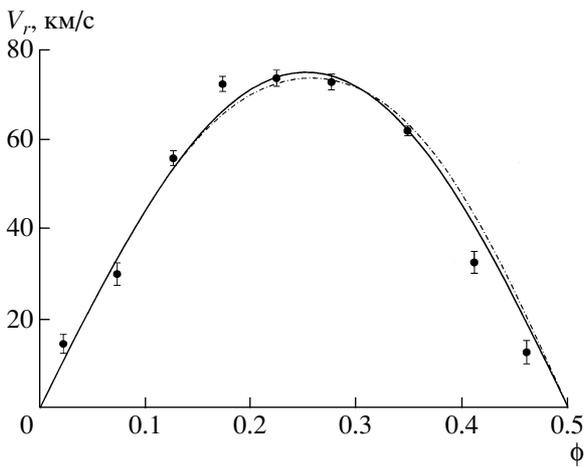


Рис. 8. Теоретическая кривая лучевых скоростей оптической звезды рентгеновской двойной системы Cyg X-1, рассчитанная для соответствующих минимуму невязки параметров $m_v = 22M_\odot$, $m_x = 11.47M_\odot$, $i = 35^\circ$ (сплошная линия) и $m_v = 22M_\odot$, $m_x = 6.48M_\odot$, $i = 65^\circ$ (штрих-пунктирная линия). Точками показаны наблюдаемые средние значения лучевой скорости оптической звезды рентгеновской системы Cyg X-1. Хотя амплитуды оптимальных кривых лучевых скоростей близки, их формы существенно различаются. Это и позволяет ограничить наклонение орбиты i с помощью высокоточной кривой лучевых скоростей.

системы с наклоном орбиты $i = 80^\circ$, в которой оптический компонент заполняет полость Роша ($\mu = 1.0$), и остальных параметрах модели Роша, принятых для системы Cyg X-1 (табл. 2). Синтетические профили приведены на рис. 7. Из рисунка видно, что форма профиля линии $H\gamma$ меняется с фазой орбитального периода.

Следует отметить, что теоретические профили неотягощены эффектом сглаживания инструментальным профилем спектрографа, в то время как наблюдаемые профили, по которым строилась наблюдаемая кривая лучевых скоростей, сглажены инструментальным профилем. Принимая во внимание то, что измерение наблюдаемой лучевой скорости производилось по достаточно широким линиям водорода бальмеровской серии и линиям HeI, а также высокое разрешение, с которым были получены наблюдаемые профили, мы пренебрегли эффектом сглаживания теоретических профилей инструментальным.

Нами дополнительно проведен синтез кривых лучевых скоростей по абсорбционному профилю линии $H\gamma$ свернутому с инструментальным. Расчет проведен для двух значений аппаратной функции с шириной на полуинтенсивности $\text{FWHM} = 7 \text{ \AA}$ и $\text{FWHM} = 14 \text{ \AA}$. Для специального расчета масса оптического компонента m_v принята равной $22 M_\odot$

остальные параметры модели оставлены прежними (см. табл. 2). Перебор по значению массы компактного объекта m_x осуществлен для наклонов орбиты $i = 30^\circ, 35^\circ, 40^\circ, 45^\circ, 55^\circ, 65^\circ$. Расчет показал, что все модели двойной системы с наклоном орбиты более 45° по-прежнему отвергаются по 5% уровню значимости. Значение невязок для разных значений i между наблюдаемой кривой лучевых скоростей, полученной по неискаженному синтетическому профилю линии $H\gamma$ и профилю свернутому с аппаратной функцией очень близки. Таким образом, в случае ОВ-звезд интерпретация наблюдаемой кривой лучевых скоростей (построенной на основе линий HeI и линий водорода Бальмеровской серии, которые значительно уширены из-за влияния эффекта Штарка) возможна на основе синтетического профиля линии поглощения $H\gamma$ без учета влияния на него аппаратной функции спектрографа.

Теперь, если мы изменим угол наклона орбиты, то в случае движения точечного источника скорость на данной фазе изменится, согласно формализму модели точечных масс, на отношение синусов прежнего угла наклона орбиты и нового (см., например, [28]). В модели Роша с изменением угла зрения стороннего наблюдателя на ТДС картина меняется качественно. На картинной плоскости наблюдателя появятся прежде скрытые области оптического компонента и исчезнут из поля зрения видимые до этого. Принимаемый профиль линии на этой же фазе будет принципиально новый (рис. 6).

Так, например, для наклона орбиты $i = 35^\circ$ при массе оптического компонента $m_v = 22M_\odot$ минимуму невязки в модели Роша соответствует масса компактного объекта $m_x = 11.47M_\odot$. Для наклона орбиты $i = 65^\circ$ при массе оптического компонента $m_v = 22M_\odot$ минимуму невязки в модели Роша соответствует масса компактного объекта $m_x = 6.48M_\odot$. На рис. 8 представлены теоретические кривые лучевых скоростей, соответствующие этим случаям. На рисунке видно качественное различие кривых лучевых скоростей, возникающее вследствие изменения наклона орбиты. Отклонения лучевых скоростей, определенных по смещению интегрального профиля $H\gamma$ относительно наблюдаемых средних значений лучевой скорости, при массе компактного объекта $m_x = 6.48M_\odot$, оптической звезды $m_v = 22M_\odot$ и наклоне орбиты 65° уже слишком значительны, чтобы принять модель по 95%-уровню доверия.

Таким образом, из высокоточной кривой лучевых скоростей в модели Роша возможно найти верхнее значение наклона орбиты. Для рентгеновской системы Cyg X-1 при массе оптического компонента $m_v = 22M_\odot$ верхнее значение

наклонения орбиты равно $i = 44^\circ$. Обладая высокоточной кривой с меньшей ошибкой наблюдения ($\sigma \simeq 1$ км/с), возможно произвести более точную оценку наклонения орбиты.

6. ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ФОРМЫ КРИВОЙ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ОТ НАКЛОНЕНИЯ ОРБИТЫ

С целью более тщательного изучения влияния наклонения орбиты на форму кривой лучевых скоростей в модели Роша были вычислены наборы теоретических кривых лучевых скоростей для разных наклонений орбиты как для случая круговой, так и эллиптической орбиты.

В случае синтеза кривых лучевых скоростей для круговой орбиты масса оптической звезды принята $m_v = 22M_\odot$, масса релятивистского компонента $m_x = 11.47M_\odot$. Данная масса компактного объекта соответствует решению средней наблюдаемой кривой лучевых скоростей для наклонения орбиты 35° (табл. 3, рис. 2а). Значения остальных параметров модели Роша оставлены прежними (табл. 2). Синтез теоретических кривых лучевых скоростей производился для наклонений орбиты $i = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$. Поскольку амплитуда кривых лучевых скоростей возрастает с увеличением наклонения орбиты, то теоретические значения лучевой скорости нормировались на максимальное значение скорости из фазового интервала 0.0–0.5. Отнормированные лучевые скорости для наклонений орбиты $i = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ представлены на рис. 9а. Из-за небольшой величины эффекта на рис. 9а представлены фрагменты относительных кривых лучевых скоростей. Из рисунка видно, что форма кривой лучевых скоростей чувствительна к наклонению орбиты, а именно: относительная лучевая скорость оптической звезды на фазовом интервале 0.3–0.5 (и симметричном ему интервале 0.5–0.8) с ростом i увеличивается.

Теоретические кривые лучевых скоростей для орбиты с эксцентриситетом $e = 0.05$ вычислялись для массы оптического компонента $22M_\odot$ и массы релятивистского спутника $11.47M_\odot$, соответствующей значению $m_v = 22M_\odot$ по зависимости между массами компонент для наклонения орбиты $i = 35^\circ$ (рис. 2а). Для каждой долготы периастра из набора значений $\omega_v = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ были синтезированы кривые лучевых скоростей для наклонений орбиты $i = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$. Теоретические значения лучевой скорости нормировались на максимальное значение скорости из фазового интервала 0.0–0.5. Теоретические кривые относительных лучевых скоростей оптической звезды для каждого значения долготы периастра $\omega_v = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ показали изменение формы кривой лучевых скоростей, а именно увеличение скорости

на фазовом интервале 0.3–0.5 (и симметричном ему интервале 0.5–0.8) с ростом наклонения орбиты. Из-за схожести рисунков, мы приводим набор относительных кривых лучевых скоростей лишь для долготы периастра $\omega_v = 90^\circ$ (рис. 9б). Из-за небольшой величины эффекта на рис. 9б представлены фрагменты относительных кривых лучевых скоростей.

Для полноты исследования средней наблюдаемой кривой лучевых скоростей нами выполнен поиск значения эксцентриситета e . Поиск эксцентриситета произведен как по всем наблюдаемым средним значениям лучевых скоростей, так и без учета значений средней наблюдаемой лучевой скорости на фазовом интервале 0.4–0.6.

При поиске эксцентриситета по всем наблюдаемым значениям средней лучевой скорости масса оптического компонента полагалась равной $m_v = 22M_\odot$. Начальное значение эксцентриситета принято $e = 0.05$. Решение обратной задачи производилось многократным решением прямой задачи. Перебор велся по значению массы компактного объекта. Остальные параметры модели Роша оставлены прежними (табл. 2). Минимум невязки, вычисляемой по формуле (1), достигался при массе компактного объекта $m_x = 13.5M_\odot$ и долготе периастра оптической звезды $\omega_v = 270^\circ - 330^\circ$, но модель отвергалась по 5%-уровню значимости. Следует отметить, что масса компактного спутника, при которой достигается минимум невязки, крайне слабо зависит от вариации эксцентриситета и долготы периастра оптического компонента. После уменьшения значения эксцентриситета до 0.02–0.04 модель для $\omega_v = 280^\circ - 330^\circ$ и $m_x = 13.5M_\odot$ может быть принятой по 95%-уровню доверия. Для других значений долготы периастра оптического компонента модель по-прежнему отвергалась. При дальнейшем уменьшении эксцентриситета до $e = 0.01$ модель вновь отвергалась для любого значения долготы периастра оптической звезды. Таким образом, можно заключить, что ложное значение эксцентриситета и долготы периастра оптической звезды при $m_v = 22M_\odot$ и $m_v = 13.5M_\odot$, соответственно равны $e = 0.03 \pm 0.01$ и $\omega_v = 300^\circ \pm 30^\circ$, что служит явным указанием на влияние анизотропии звездного ветра на наблюдаемую кривую лучевых скоростей [13, 22].

Поиск эксцентриситета по наблюдаемым значениям средней лучевой скорости без учета точек на фазах 0.4–0.6 производился по тому же алгоритму. Масса оптической звезды полагалась равной $22M_\odot$. Минимум невязки, удовлетворяющий критическому уровню, достигался при массе компактного объекта $13.7M_\odot$, эксцентриситете $e = 0.01 - 0.02$ и долготе периастра $\omega_v = 300^\circ \pm 40^\circ$. При значениях долготы периастра оптической

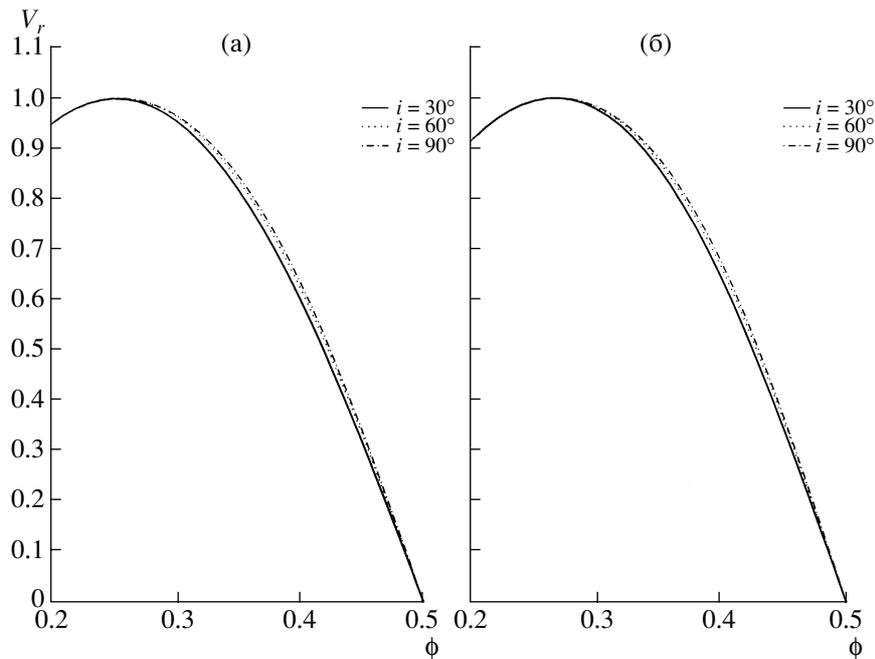


Рис. 9. Относительные теоретические кривые лучевых скоростей, полученные в модели Роша: (а) — при значениях $m_v = 22M_\odot$, $m_x = 11.47M_\odot$, $e = 0.0$ для наклонений орбиты $i = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$; (б) — при значениях $m_v = 22M_\odot$, $m_x = 11.47M_\odot$, $e = 0.05$, $\omega_v = 90^\circ$ для наклонений орбиты $i = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$. Остальные параметры модели Роша приведены в табл. 2. Как и в случае круговой орбиты, видна зависимость формы кривой лучевых скоростей от наклона орбиты i при $e \neq 0$.

звезды вне интервала значений $300^\circ \pm 40^\circ$ при любом значении эксцентриситета, отличном от нуля, модель отвергается по уровню значимости 5%.

Таким образом, и в случае $e \neq 0$ высокоточная кривая лучевых скоростей рентгеновской двойной системы позволяет в рамках модели Роша ограничить наклонение орбиты i сверху.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основным результатом работы являются зависимости между массой оптического и компактного объекта для наклонений орбиты $i = 30^\circ, 35^\circ, 40^\circ, 45^\circ, 55^\circ, 65^\circ$ (табл. 3, 4, рис. 3), полученные в рамках модели Роша для оптической звезды.

Важным результатом нашей работы является обоснование возможности оценки наклона орбиты i по высокоточной кривой лучевых скоростей рентгеновской двойной системы в рамках модели Роша. На основе зависимостей между массой компактного объекта и массой оптической звезды, полученных в модели Роша (рис. 3а) выявлена возможность оценки наклона орбиты при интерпретации наблюдаемой высокоточной кривой лучевых скоростей в модели Роша. Синтезируемый абсорбционный профиль в модели Роша за счет своей асимметрии оказывается достаточно чувствительным к изменению угла зрения стороннего наблюдателя на двойную систему. Практически

независимо от массы оптической звезды верхнее значение наклона орбиты $i = 45^\circ$, при массе оптической звезды $m_v = 22M_\odot$ верхнее значение наклона орбиты $i = 44^\circ$.

В работе произведена оценка массы релятивистского компонента двумя независимыми способами. Опираясь на кривую блеска двойной системы Суг X-1, полученную в фильтре B , и ее решение в работе [25] и исходя из значения радиуса оптической звезды $R_v = 17 \pm 1R_\odot$ [4], получаем, что масса компактного объекта заключена в пределах $m_x = 8.5M_\odot - 13.6M_\odot$. Полагая массу оптического компонента равной $22M_\odot$, на основе зависимости масса—светимость для рентгеновских двойных систем [27], получаем, что масса компактного объекта оказывается заключенной в диапазоне $m_x = 9.0M_\odot - 13.2M_\odot$. Таким образом, значение массы черной дыры, определенное с использованием радиуса оптического компонента и кривой блеска, а также значение массы черной дыры, определенное на основе светимости оптической звезды, хорошо согласуются между собой. Незнание точного значения наклона орбиты не позволяет дать однозначную оценку массы черной дыры в системе Суг X-1. На сегодняшний момент можно указать лишь интервал значений массы компактного объекта. Как следует из нашего исследования, в допустимом интервале наклона орбиты $31^\circ <$

$i < 44^\circ$ значение массы компактного объекта двойной системы Cyg X-1 заключено в пределах $m_x = 8.5M_\odot - 13.6M_\odot$, который заведомо превышает абсолютный верхний предел на массу нейтронной звезды $3M_\odot$, предсказываемый ОТО. При увеличении точности измерения кривой лучевых скоростей обнаруженный эффект позволит дать более точную оценку наклона орбиты системы, и следовательно, массы черной дыры. С другой стороны, точное измерение расстояния до системы Cyg X-1 с борта космических астрометрических обсерваторий (GAIA, SIM и др.) позволит дать эмпирическую оценку радиуса оптической звезды, что окончательно решит проблему оценки массы черной дыры в рентгеновской двойной системе Cyg X-1.

Выражаем благодарность за финансовую поддержку работы грантом РФФИ 02-02-17524 и грантом “Ведущие научные школы России” НШ-388.2003.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Э. А. Антохина, А. М. Черепашук, Письма в “Астрон. журн.” **23**, 889 (1997).
2. T. Shahbaz, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **298**, 153 (1998).
3. D. R. Gies and C. T. Bolton, Astrophys. J. **304**, 371 (1986).
4. A. Herrero, R. P. Kudritzky, R. Gabler, *et al.*, Astron. and Astrophys. **297**, 556 (1995).
5. R. E. Wilson and S. Sofia, Astrophys. J. **203**, 182 (1976).
6. R. J. Brucato and R. R. Zappala, Astrophys. J. **189**, L71 (1974).
7. H. A. Abt, P. Hintzen, and S. G. Levy, Astrophys. J. **213**, 815 (1977).
8. D. R. Gies and C. T. Bolton, Astrophys. J. **260**, 240 (1982).
9. Z. Ninkov, G. A.H. Walker, and S. Yang, Astrophys. J. **321**, 425 (1987).
10. J. W. Sowers, D. R. Gies, W. G. Bagnuolo, *et al.*, Astrophys. J. **506**, 424 (1998).
11. J. LaSala, P. A. Charles, R. A. D. Smith, M. Balucinska-Church, and M. J. Church, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **301**, 285 (1998).
12. C. Brocksopp, A. E. Tarasov, V. M. Lyuty, and P. Roche, Astron. and Astrophys. **343**, 861 (1999).
13. М. К. Абубекеров, Э. А. Антохина, А. М. Черепашук, Астрон. журн. **81**, 1 (2004).
14. H. Quantrell, A. J. Norton, T. D. C. Ash, *et al.*, Astron. and Astrophys. **401**, 313 (2003).
15. A. M. Cherepashchuk, N. A. Katysheva, T. S. Khruzina, and C. Yu. Shugarov, *Highly evolved close binary stars: catalog* (Netherland Gordon and Breach Science Publishers SA., 1996a), Vol. 1, Part 1, p. 82.
16. Э. А. Антохина, Астрон. журн. **73**, 532 (1996).
17. А. А. Рубашевский, Астрон. журн. **68**, 799 (1991).
18. M. H. van Kerkwijk, J. van Paradijs, and E. J. Zuiderwijk, Astron. and Astrophys. **303**, 497 (1995).
19. K. Makishima, K. Koyama, S. Hayakawa, and F. Nagase, Astrophys. J. **314**, 619 (1987).
20. J. P. Zahn, Astron. and Astrophys. **57**, 383 (1977).
21. J. P. Zahn, Astron. and Astrophys. **220**, 112 (1989).
22. M. Milgrom, Astron. and Astrophys. **70**, 763 (1978).
23. Д. Худсон, *Статистика для физиков* (М.: Мир, 1970).
24. А. М. Черепашук, Астрон. журн. **70**, 1157 (1993).
25. Н. И. Балог, А. В. Гончарский, А. М. Черепашук, Письма в “Астрон. журн.”. **7**, 605 (1981).
26. J. Ziolkowski, *Nonstationary Evolution of Close Binaries* (Ed. A. N. Zitikov) (Publ. Warsaw: PWN, 1978), p. 29.
27. М. К. Абубекеров, Астрон. журн. **81**, (2004).
28. А. В. Гончарский, А. М. Черепашук, А. Г. Ягола, *Некорректные задачи астрофизики* (Изд-во Наука, 1985), с. 54.

Estimate of the Black-Hole Mass and Orbital Inclination from the Radial Velocity Curve of the X-Ray Binary Cyg X-1

M. K. Abubekеров, E. A. Antokhina, and A. M. Cherepashchuk

The results of a statistical approach to interpreting the total radial-velocity curve for the X-ray binary Cyg X-1 are presented. The dependence of the mass of the X-ray component m_x on the mass of the optical component m_v is obtained in a Roche model. A method for estimating the orbital inclination from the radial velocity curve is described. In contrast to the situation for a point-like optical star, both the amplitude and shape of the radial-velocity curve changes as a function of the orbital inclination i in the case of a tidally deformed star with a complex temperature distribution. Thus, high-accuracy radial-velocity curves can be used to impose constraints on the mass and orbital inclination of the black hole: $i < 45^\circ$. Using the information on the optical light curve, radius, and luminosity of the optical star, we estimate $31^\circ < i < 44^\circ$ and $8.5M_\odot < m_x < 13.6M_\odot$.