

УДК 524.387

## МАССЫ РЕНТГЕНОВСКИХ ПУЛЬСАРОВ В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ С ОБ-СВЕРХГИГАНТАМИ

© 2004 г. М. К. Абубекеров<sup>1</sup>, Э. А. Антохина<sup>2</sup>, А. М. Черепашук<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

Поступила в редакцию 15.06.2003 г.; принята в печать 08.08.2003 г.

Изложены результаты статистического подхода к интерпретации сводных кривых лучевых скоростей рентгеновских двойных с ОБ-сверхгигантами в модели Роша с учетом и без учета анизотропии звездного ветра. Приведены новые оценки масс рентгеновских пульсаров тесных двойных систем Cen X-3, LMC X-4, SMC X-1, 4U 1538-52 и Vela X-1.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Нейтронные звезды являются естественным продуктом эволюции звезд с массами, превышающими  $10 M_{\odot}$ . Теоретически они были предсказаны Ландау [1] в начале 30-х гг. прошлого века. И уже в начале 60-х гг. в центре Крабовидной туманности был обнаружен первый радиопульсар. В начале 70-х гг., в эпоху активного освоения околоземного космического пространства, с помощью спутника “Ухуру” были открыты объекты с периодически переменным излучением в рентгеновском диапазоне [2] (рентгеновские пульсары), которые позже были отождествлены с нейтронными звездами в двойных звездных системах.

К настоящему моменту открыты тысячи компактных рентгеновских источников в нашей и ближайших галактиках. Большинство из них представляют собой тесные двойные системы (ТДС), в которых оптический компонент поставляет вещество на нейтронную звезду. Аккреция с субрелятивистскими скоростями на поверхность компактного спутника приводит к гигантскому выделению энергии в рентгеновском диапазоне со светимостью порядка  $10^{36}–10^{39}$  эрг/с [3–7].

Ключевой характеристикой рентгеновского пульсара с точки зрения уравнения состояния сверхплотного вещества является его масса. Теория предсказывает две моды устойчивого состояния нейтронных звезд — на основе “мягкого” уравнения состояния с  $M_{\max} \simeq 1.4 M_{\odot}$  и “жесткого” с  $M_{\max} \simeq 1.8 M_{\odot}$  [8–12]. Следует ли привлекать моду “жесткого” уравнения состояния для нейтронных звезд? На этот вопрос до сих пор не получено ответа. Из известных рентгеновских пульсаров лишь Vela X-1 обладает массой, близкой к  $1.8 M_{\odot}$  [13]. Исследование рентгеновских двойных ведется уже

свыше 30 лет. К настоящему времени накоплен обширный спектроскопический наблюдательный материал, не только позволяющий, но и требующий для своей интерпретации более точного учета эффектов близости компонентов. Модель точечных масс, аппроксимирующая оптический компонент источником электромагнитного излучения бесконечно малых размеров, недостаточно адекватна современным богатым наблюдательным данным, и она не позволяет провести корректную оценку массы рентгеновского пульсара. Особенно это касается систем с ОБ-сверхгигантами.

В случае рентгеновских двойных систем с ОБ-сверхгигантами оптическая звезда близка к заполнению своей критической полости Роша, которая определяет предельную фигуру равновесия во вращающейся системе отчета, связанной с двойной системой. Поэтому форма оптического компонента отличается от сферической, и поле скоростей на поверхности звезды становится сильно неоднородным. Следует учесть, что поверхность звезды, обращенная к рентгеновскому пульсару, прогрета его излучением, а неоднородность ускорения силы тяжести на спутнике приводит к анизотропии звездного ветра. Все эти факторы искажают кривую лучевых скоростей оптической звезды. Искажения кривой лучевых скоростей вследствие эффектов, связанных с истечением вещества и звездным ветром, в ТДС с ОБ-сверхгигантами сравнимы по величине с орбитальной скоростью. В свете вышесказанного требуется корректная интерпретация кривой лучевых скоростей ТДС в рамках модели Роша с учетом анизотропии звездного ветра [14].

## 2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ РОША

Обычно кривые лучевых скоростей рентгеновских двойных систем интерпретируются в модели двух точечных масс, хотя для большинства ТДС аппроксимация звезд материальными точками, движущимися по кеплеровским орбитам, неприменима в силу следующих факторов:

1. Оптический компонент в ТДС из-за приливной деформации имеет эллипсоидальную или грушевидную форму вследствие гравитационного воздействия со стороны релятивистского спутника, что приводит к сильным неоднородностям температуры поверхности (гравитационное потемнение). При отношении масс  $q = m_x/m_v < 1$ , (где  $m_x$  и  $m_v$  — массы релятивистского и оптического компонента соответственно) центр масс двойной системы лежит в теле оптической звезды, что приводит к значительному искажению кривой лучевых скоростей.

2. Прогрев рентгеновским излучением стороны звезды, обращенной к релятивистскому компоненту, приводит к неравномерному распределению температуры по поверхности звезды.

3. Для звезд раннего спектрального класса в ТДС существенным является тот факт, что ядра сильных линий поглощения, формирующихся в наиболее внешних слоях атмосферы, у основания истекающего звездного ветра, подвержены радиальным доплеровским смещениям. Эти смещения связаны с регулярным истечением плазмы звездного ветра со скоростью порядка скорости звука  $V_s \sim T^{1/2}$ . Так как температура и локальное гравитационное ускорение приливо деформированной звезды сильно меняются по поверхности, то это приводит к значительному искажению кривой лучевых скоростей оптического компонента. В случаях звезд раннего спектрального класса скорость звездного ветра у его основания становится сравнимой с орбитальной скоростью оптического компонента — порядка 10–20 км/с.

В силу вышеизложенного интерпретацию кривых лучевых скоростей рентгеновских двойных систем с ОВ-сверхгигантами необходимо проводить в модели Роша. Для анализа наблюдений массивных рентгеновских ТДС был применен наш алгоритм синтеза теоретических кривых блеска, кривых лучевых скоростей и профилей абсорбционных линий звезд, подробно описанный в [15, 16]. В данной работе использовалась модель рентгеновской двойной системы, в которой оптическая звезда рассматривается в рамках модели Роша, а спутник является точечным рентгеновским источником. Кратко напомним основы алгоритма.

Оптическая звезда и точечный релятивистский объект с массами  $m_v$  и  $m_x$  соответственно движутся по эллиптическим орбитам вокруг общего

центра масс. Орбита двойной системы наклонена к картинной плоскости под углом  $i$ . Осевое вращение звезды в общем случае предполагается асинхронным с орбитальным обращением. Степень асинхронности определяется параметром  $f$ , который равен отношению угловой скорости вращения звезды к скорости синхронного вращения. Фигура звезды совпадает с эквипотенциальной поверхностью в модели Роша [16, 17]. Размер звезды определяется коэффициентом заполнения критической полости Роша  $\mu = R/R^*$ , где  $R$ ,  $R^*$  — полярные радиусы для частичного и полного заполнения критической полости Роша в периастре орбиты. Приливо деформированная поверхность звезды разбивается на тысячи элементарных площадок, для каждой из них вычисляется выходящее излучение, в дальнейшем вклады площадок суммируются с учетом видимости площадок на звезде в различных фазах орбитального периода. При вычислении потока излучения от элементарной площадки учитываются эффект гравитационного потемнения, эффект прогрева поверхности звезды падающим излучением спутника (эффект “отражения”) и эффект потемнения к краю. Профиль абсорбционной линии и его эквивалентная ширина для каждой видимой площадки с температурой  $T$  и локальным ускорением силы тяжести  $g$  вычисляется по таблицам Куруца [18] для бальмеровских линий с применением процедуры интерполяции. Суммируем локальные профили по поверхности звезды с учетом эффекта Доплера, предварительно пронормировав их на континуум для каждой площадки, и получаем суммарный профиль от звезды на данной фазе орбитального периода. Затем теоретический суммарный профиль используется для определения лучевой скорости звезды и построения кривой лучевых скоростей в течение орбитального периода (подробнее см. [15]).

Входные параметры алгоритма вычисления кривых лучевых скоростей рентгеновской двойной системы в модели Роша приведены в табл. 1.

## 3. СРАВНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ КРИВЫХ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ В МОДЕЛИ РОША И В МОДЕЛИ ТОЧЕЧНЫХ МАСС

Основной целью работы было уточнение масс рентгеновских пульсаров в ТДС. Прежде чем приступить к интерпретации наблюдений, мы выполнили тестовые расчеты для сравнения теоретических кривых лучевых скоростей в модели Роша и в модели точечных масс. Кривые лучевых скоростей вычислялись по линии  $N\gamma$  для гипотетической рентгеновской системы с параметрами

**Таблица 1.** Численные значения параметров, используемых для синтеза кривых лучевых скоростей рентгеновской ТДС в модели Роша

Масса релятивистского компонента	$m_x, M_\odot$	1.35
Масса оптического компонента	$m_v, M_\odot$	20
Период	$P, \text{сут}$	4
Эксцентриситет	$e$	0
Долгота переастро оптического компонента	$\omega, \text{град.}$	0
Лучевая скорость центра масс системы	$V_\gamma, \text{км/с}$	0
Наклонение орбиты	$i, \text{град.}$	80
Коэффициент заполнения полости Роша оптическим компонентом в периастре орбиты	$\mu$	0.99
Коэффициент асинхронности вращения	$f$	0.95
Эффективная температура оптического компонента	$T_{eff}, \text{К}$	30000
Коэффициент гравитационного потемнения	$\beta$	0.25
Отношение рентгеновской светимости релятивистского компонента к болометрической светимости оптического компонента	$k_x = L_x/L_v$	0.05 и 1.4
Коэффициент переработки рентгеновского излучения	$A$	0.5
Коэффициент потемнения к краю	$u$	0.3

**Таблица 2.** Наблюдаемые характеристики рентгеновских двойных с ОВ-сверхгигантами (использованы данные из работ [13, 19, 20])

Название	Спектральный класс	$T_{eff}, \text{К}$	$P, \text{сут}$	$e$	$i, \text{град.}$	$\mu$	$f$	$K_x, \text{км/с}$
Cep X-3	O(6-9) II-III	35000	2.0871390	<0.0008	$83^{+3}_{-3}$	$0.995^{+0.005}_{-0.005}$	$0.95^{+0.27}_{-0.25}$	$414.1 \pm 0.9$
LMC X-4	O7 III-V	35000	1.40839	<0.01	$63^{+3}_{-3}$	$\sim 1.0$	$0.65^{+0.23}_{-0.19}$	400.6
SMC X-1	B0.5Ia	25000	3.89229118	<0.00004	$65^{+5}_{-5}$	$0.97^{+0.03}_{-0.03}$	$0.95^{+0.34}_{-0.27}$	$301.5 \pm 4$
Vela X-1	B0.5Ibeq	25000	8.964368	0.0898	$73^{+3}_{-3}$	$0.95^{+0.04}_{-0.04}$	$0.69^{+0.09}_{-0.08}$	$278.1 \pm 0.3$
4U 1538-52	B0Iabe	25000	3.72844	0.08	$60^{+5}_{-5}$	$0.95^{+0.04}_{-0.04}$	$0.94^{+0.32}_{-0.25}$	$309.0 \pm 11$

Примечание. Наклонение орбиты  $i$  определено из анализа длительности рентгеновских затмений (см., например, [20]). Величина  $e$  и  $K_x$  определены по кривой лучевых скоростей рентгеновского пульсара.

(табл. 1), близкими к исследуемым звездным системам Cep X-3, LMC X-4, SMC X-1, Vela X-1 и 4U 1538-52 (табл. 2).

Для выявления степени влияния эффекта “отражения” на кривые лучевых скоростей были выполнены их расчеты в модели Роша при различных мощностях падающего рентгеновского потока — малом значении  $k_x = 0.05$  и большом  $k_x = 1.4$ . Расчеты кривых лучевых скоростей по линии  $H\gamma$  показали, что с увеличением рентгеновского прогрева полуамплитуда кривых уменьшается, подобный результат также был получен ранее [15]. Этот

эффект можно объяснить тем, что при увеличении мощности падающего на звезду рентгеновского потока и большем прогреве стороны, обращенной к спутнику, возрастает вклад излучения “носика” звезды в ее общую светимость. Соответственно площадки на “носике” дают больший вклад в среднюю лучевую скорость звезды. Поскольку скорости таких площадок меньше, чем скорость центра массы звезды, то и средняя скорость звезды уменьшается.

Эффект отличия кривой лучевой скорости звезды от кривой лучевой скорости ее центра масс увеличивается от фазы 0.0 к фазе 0.5 по мере

движения по орбите и повороте прогретой части звезды к наблюдателю. В фазе 0.0 звезда располагается впереди, рентгеновский источник — сзади. С уменьшением  $q = m_x/m_v$  и смещением центра массы системы вглубь тела звезды отличие кривой лучевой скорости звезды в модели Роша от кривой ее лучевой скорости в модели материальной точки должно возрастать.

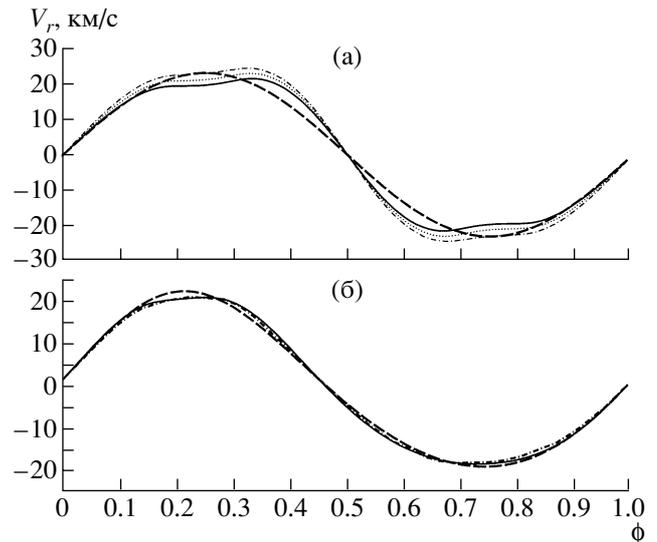
На рис. 1а для сравнения приведены теоретические кривые лучевых скоростей системы (параметры см. в табл. 1) в модели Роша и в модели точечных масс. Кривые построены по линии  $H\gamma$  при малом прогреве  $k_x = 0.05$ . Полуамплитуда кривой в модели Роша меньше, и лишь увеличение массы релятивистского компонента от  $1.35 M_\odot$  до  $1.45 M_\odot$  позволяет сравнивать полуамплитуды кривых лучевых скоростей. Чтобы достичь равенства полуамплитуд на фазе 0.25, требуется увеличить массу рентгеновского пульсара вплоть до  $1.55 M_\odot$ . В случае большего коэффициента прогрева  $k_x = 1.4$  и сохранения величины остальных параметров, для соответствия полуамплитуды в модели Роша и модели точечных масс требуется поднять массу рентгеновского пульсара до  $1.65 M_\odot$ .

Таким образом, использование модели Роша приводит при прочих равных условиях к увеличению массы релятивистского компонента на  $\sim 7\text{--}20\%$  относительно массы, полученной в рамках модели двух точечных масс. Поэтому можно предполагать, что интерпретация кривых лучевых скоростей в более близкой к действительности модели ТДС позволит выявить превышение масс нейтронных звезд в рентгеновских двойных с ОВ-сверхгигантами над массой радиопульсаров, равной в среднем  $1.35 \pm 0.04 M_\odot$  [21].

#### 4. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

К настоящему моменту открыто пять затменных рентгеновских пульсаров в двойных системах с ОВ-сверхгигантами (табл. 2). По ним за 30 лет накоплен обширный наблюдательный материал, позволяющий применить статистический метод проверки гипотез. Широко распространенный метод Монте-Карло в рамках модели точечных масс не позволяет корректно учесть эффекты взаимного влияния компонентов. Выполненные ранее оценки масс рентгеновских пульсаров в силу вышеизложенных причин должны быть уточнены и пересмотрены в рамках модели Роша.

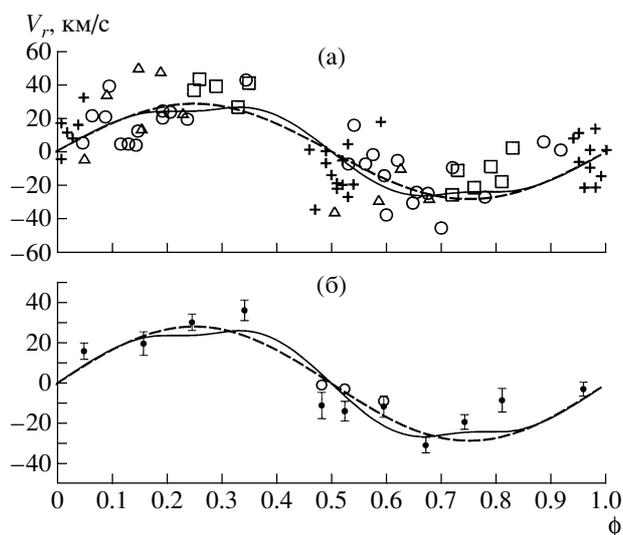
Для каждой системы была построена сводная кривая лучевых скоростей. Приведем описание спектроскопических данных, используемых в сводной кривой лучевых скоростей для каждой системы. Для всех систем в качестве нулевой фазы была принята середина рентгеновского затмения.



**Рис. 1.** (а) — Теоретические кривые лучевых скоростей оптической звезды в гипотетической рентгеновской ТДС (параметры см. в табл. 1). Кривые построены по линии  $H\gamma$ . Штриховая линия соответствует оптической звезде в модели материальной точки с  $m_x = 1.35 M_\odot$ , сплошная — звезде в модели Роша с  $m_x = 1.35 M_\odot$ , пунктирная линия соответствует  $m_x = 1.45 M_\odot$ ; штрих-пунктирная —  $m_x = 1.55 M_\odot$ . (б) — Сравнение теоретических кривых лучевых скоростей звезды в модели Роша, построенных по линии  $H\gamma$  (сплошная линия) и по линии  $HeI 4471 \text{ \AA}$  (штрих-пунктирная линия). Параметры близки к параметрам Vela X-1 ( $m_v = 23 M_\odot$ ,  $m_x = 1.8 M_\odot$ ,  $P_{orb} = 8.96$  сут,  $e = 0.0898$ ,  $\omega = 332.59^\circ$ ,  $i = 73^\circ$ ,  $\mu = 0.99$ ,  $f = 0.69$ ,  $T = 25000 \text{ K}$ ,  $\beta = 0.25$ ,  $k_x = 0.05$ ,  $A = 0.5$ ,  $u = 0.38$ ). Штриховая линия — кривая лучевых скоростей центра масс оптической звезды.

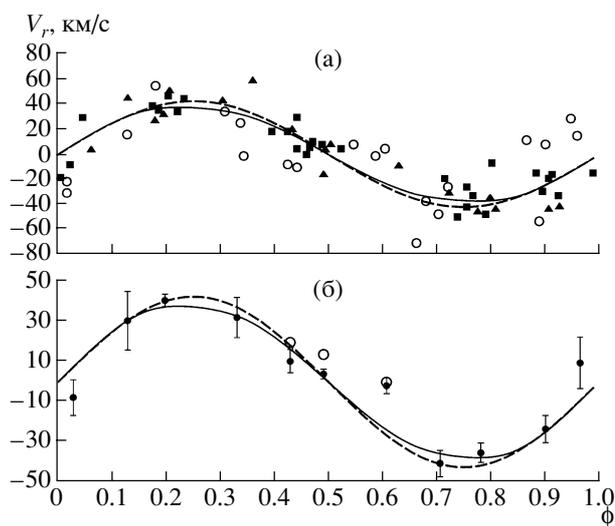
**Сен X-3.** Система состоит из О-гиганта (O(6–9) II–III) с массой  $17\text{--}18 M_\odot$  и рентгеновского пульсара с орбитальным периодом 2.0871390 сут. Эксцентриситет орбиты, измеренный таймингом импульсов рентгеновского излучения системы, очень мал ( $e < 0.0008$  [13]), так что в работе орбита принята круговой.

Для сводной кривой лучевых скоростей (рис. 2а) привлечены данные из работ [22–24], полученные в течение 1976–1997 гг. Для данных, содержащихся в работе [23], была проведена коррекция только за  $\gamma$ -скорость ТДС. Коррекция за скорость звездного ветра у основания была проведена самими авторами при комбинации среднего значения наблюдаемой лучевой скорости по смещениям абсорбционных линий  $HeI 4471 \text{ \AA}$ ,  $HeI 5875 \text{ \AA}$  и линиям водорода бальмеровской серии. В работах [22, 24] смещения линий искались относительно среднего по всем фазам спектра, тем самым учет  $\gamma$ -скорости был заложен в самом методе. Представленные в работе [22] средние лучевые скорости были опреде-



**Рис. 2.** (а) — Сводная наблюдаемая кривая лучевых скоростей рентгеновской ТДС Cen X-3 (треугольниками представлены спектральные данные 1976 г. из работы [22], кружками — данные 1978 г. из работы [23], крестиками — данные 1990 г. из работы [24], квадратиками — данные 1997 г. из работы [24]). Для сравнения приведены теоретические кривые лучевых скоростей в модели Роша (сплошная линия) и модели точечных масс (штриховая линия) для массы  $m_x = 1.22 M_\odot$ , соответствующей минимуму невязки в модели Роша, рассчитанной методом 2. Параметры приведены далее в табл. 3. (б) — Лучевые скорости, усредненные внутри фазовых интервалов (темными кружками представлена средняя в фазовом бине лучевая скорость, светлыми — лучевые скорости, исправленные за нормированную функцию анизотропии звездного ветра оптической звезды). Для сравнения приведена теоретическая кривая лучевых скоростей в модели Роша (сплошная линия) и модели точечных масс (штриховая линия) для  $m_x = 1.22 M_\odot$ .

лены по линиям абсорбции HeI 4471 Å, HeII 4541 Å и линиям водорода бальмеровской серии. Из работы [24] нами были использованы лишь лучевые скорости, измеренные по линии Hγ. Всего в нашем распоряжении оказалось 79 точек, приблизительно равномерно распределенных по фазам. В итоге была составлена сводная кривая лучевых скоростей системы Cen X-3 по линиям поглощения Hβ, Hγ, Hδ, HeI 4471 Å, HeI 5875 Å. Специальные тестовые расчеты показали, что теоретические кривые лучевых скоростей в модели Роша по линии Hγ и другим линиям (Hβ, Hδ, HeI 4471 Å) при прочих равных условиях совпадают (рис. 1б; см. также тест ниже). Поэтому мы использовали теоретические кривые лучевых скоростей по линии Hγ для интерпретации сводной кривой лучевых скоростей как системы Cen X-3, так и других ТДС. Полученная нами на основе спектральных данных из работы [23] γ-скорость системы равна 39 км/с.



**Рис. 3.** (а) — Сводная наблюдаемая кривая лучевых скоростей рентгеновской ТДС LMC X-4 (темными треугольниками представлены спектральные данные 1975 г. из работы [25], кружками и темными квадратиками — спектральные данные 1982 г. из работы [26], полученные на 2.5-м и 4-м телескопах соответственно). Для сравнения приведены теоретические кривые лучевых скоростей в модели Роша (сплошная линия) и модели точечных масс (штриховая линия) для массы  $m_x = 1.63 M_\odot$ , соответствующей минимуму невязки в модели Роша, рассчитанной методом 2. Параметры приведены далее в табл. 3. (б) — Лучевые скорости, усредненные внутри фазовых интервалов (темными кружками представлена средняя в фазовом бине лучевая скорость, светлыми — лучевые скорости, исправленные за нормированную функцию анизотропии звездного ветра оптической звезды). Для сравнения приведена теоретическая кривая лучевых скоростей в модели Роша (сплошная линия) и модели точечных масс (штриховая линия) для  $m_x = 1.63 M_\odot$ .

**LMC X-4.** В систему входят рентгеновский пульсар и оптическая звезда спектрального класса O7 III-V с массой 14–15  $M_\odot$ . Орбита близка к круговой ( $e < 0.01$ ); в настоящей работе она принята круговой. Период обращения по данным исследования рентгеновского пульсара составляет 1.40839 сут.

Для сводной кривой (рис. 3а) использовались данные из работ [25, 26], полученные в течение 1975–1982 гг. В работе [26] авторами уже использовались данные более ранних наблюдений, представленные в [25]. Таким образом, нами были использованы наиболее новые спектроскопические данные, содержащиеся в [26]. Приведенные лучевые скорости были получены по абсорбционным линиям водорода. Перед включением в сводную кривую лучевых скоростей они были исправлены за γ-скорость самими авторами. Полученная нами на основе спектральных данных работы [26] γ-скорость системы составляет 275 км/с.

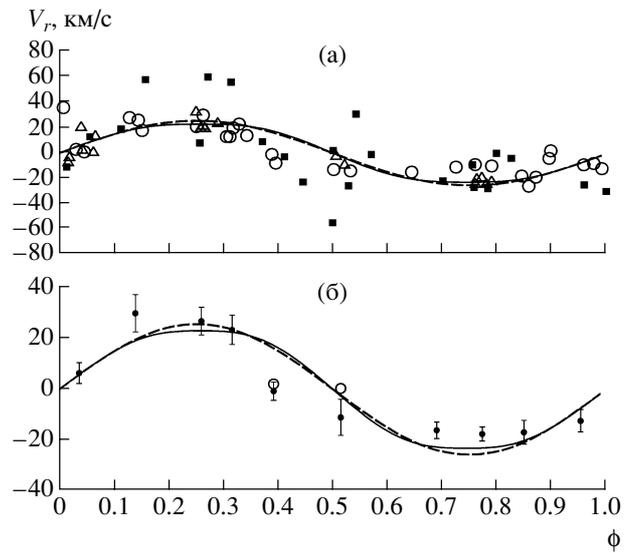
**SMC X-1.** Система состоит из оптического компонента спектрального класса  $B0.5Ia$  с массой около  $17-18 M_{\odot}$  и рентгеновского пульсара. Орбитальный период равен  $3.89229118$  сут.

В сводную кривую лучевых скоростей (рис. 4а) вошли данные из работ [27–29]. В работе [27] представлены средние лучевые скорости, измеренные по линиям абсорбции HeI, Si IV и линиям водорода бальмеровской серии. В работе [28] авторы определили лучевые скорости комбинацией среднего по смещениям линий водорода бальмеровской серии и по линиям абсорбции HeI, SiIV, NIII, лежащими в синей области спектра  $3900-4000 \text{ \AA}$ . Расчет лучевых скоростей в работе [29] велся методом кросс-корреляции по целому фрагменту спектра от  $4000$  до  $4395 \text{ \AA}$  относительно спектра звезды-стандарта V3V, в качестве которой использовалась близкая по спектральному классу звезда HR 1174.

Перед построением сводной кривой спектральные данные всех трех работ были исправлены за  $\gamma$ -скорость. Расчет  $\gamma$ -скорости производился на основе минимизации суммы квадратов отклонений между наблюдаемой лучевой скоростью и синтезируемой в рамках модели Роша для тех же значений фаз. В используемом алгоритме синтеза кривой лучевых скоростей  $\gamma$ -скорость входит аддитивно, поэтому условие равенства площадей кривой лучевых скоростей над и под  $\gamma$ -скоростью выполнялось автоматически. На основе спектральных данных, содержащихся в работах [27–29], нами получены следующие значения  $\gamma$ -скорости ТДС:  $173.0$ ,  $181.0$ ,  $172.7 \text{ км/с}$  соответственно.

**4U 1538-52.** Система состоит из рентгеновского пульсара и сверхгиганта спектрального класса  $B0Iabe$  с массой  $17-18 M_{\odot}$ . Орбитальный период системы составляет  $3.72844$  сут. Эксцентриситет, полученный по таймингу рентгеновских импульсов, равен  $0.07 \pm 0.09$  [30]. Поскольку неопределенность значения эксцентриситета велика, в нашей работе он принят равным нулю.

Сводная кривая лучевых скоростей (рис. 5а) была построена по спектроскопическим данным, содержащимся в [31, 32]. В работе [31] приведены средние лучевые скорости, полученные по линиям поглощения  $H\beta$ ,  $H\gamma$ , HeI  $4921 \text{ \AA}$  и HeI  $4471 \text{ \AA}$ . В работе [32] расчет лучевых скоростей был произведен методом кросс-корреляции относительно спектрального стандарта HD133955 по линиям абсорбции HeI из области  $6290-6710 \text{ \AA}$ . Данные показали хорошее согласие между собой. С нашей стороны данные обеих работ были исправлены за  $\gamma$ -скорость ТДС. На основе спектральных данных из работ [31, 32] получены значения  $\gamma$ -скорости ТДС  $-168.5$  и  $-146.7 \text{ км/с}$  соответственно. Большое отрицательное значение  $\gamma$ -скорости в данном

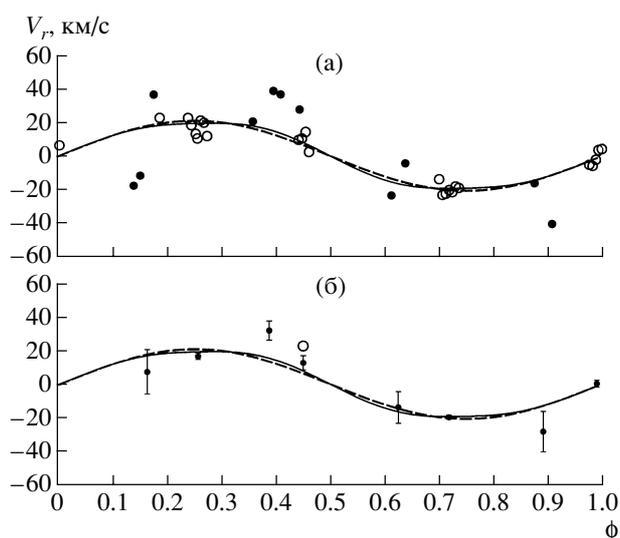


**Рис. 4.** (а) — Сводная наблюдаемая кривая лучевых скоростей рентгеновской ТДС SMC X-1 (темными квадратиками представлены спектральные данные 1973 г. из работы [27], светлыми кружками — спектральные данные 1976 г. из работы [28], светлыми треугольниками — спектральные данные 1989 г. из работы [29]). Для сравнения приведены теоретические кривые лучевых скоростей в модели Роша (сплошная линия) и модели точечных масс (штриховая линия) для массы  $m_x = 1.48 M_{\odot}$ , соответствующей минимуму невязки в модели Роша, рассчитанной методом 2. Параметры приведены далее в табл. 3. (б) — Лучевые скорости, усредненные внутри фазовых интервалов (темными кружками представлена средняя в фазовом бине лучевая скорость, светлыми — лучевые скорости, исправленные за нормированную функцию анизотропии звездного ветра оптической звезды). Для сравнения приведена теоретическая кривая лучевых скоростей в модели Роша (сплошная линия) и модели точечных масс (штриховая линия) для  $m_x = 1.48 M_{\odot}$ .

случае может отражать эффект радиального расширения области формирования линии у основания звездного ветра.

**Vela X-1.** В звездную систему входит сверхгигант спектрального класса  $B0.5 Ibeq$  с массой  $24-25 M_{\odot}$  и рентгеновский пульсар. Компоненты движутся по эллиптическим орбитам с  $e \simeq 0.0898$ ; это значение эксцентриситета и было принято в нашей работе. Орбитальный период системы  $8.964368$  сут.

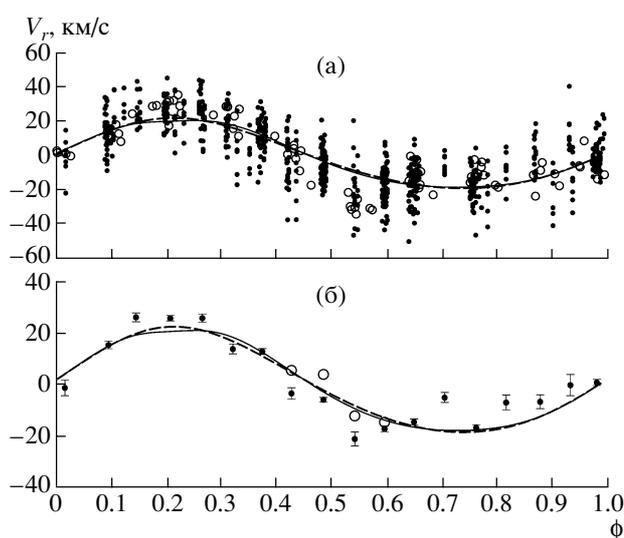
По данной системе получен наиболее богатый наблюдательный материал. Нами для построения сводной кривой лучевых скоростей (рис. 6а) использовали только лучевые скорости, полученные по линиям водорода бальмеровской серии, из работ [33, 34]. В итоге в сводную кривую вошли данные 1973 и 1995–1996 гг.; несмотря на разделяющий их большой временной интервал, они показали хорошее согласие между собой.



**Рис. 5.** (а) — Сводная наблюдаемая кривая лучевых скоростей рентгеновской ТДС 4U 1538-52 (темными кружками представлены спектральные данные 1978 г. из работы [31], светлыми кружками — спектральные данные 1991 г. из работы [32]). Для сравнения приведены теоретические кривые лучевых скоростей в модели Роша (сплошная линия) и модели точечных масс (штриховая линия) для массы  $m_x = 1.18 M_\odot$ , соответствующей минимуму невязки в модели Роша, рассчитанной методом 2. Параметры приведены далее в табл. 3. (б) — Лучевые скорости, усредненные внутри фазовых интервалов (темными кружками представлена средняя в фазовом бине лучевая скорость, светлыми — лучевые скорости, исправленные за нормированную функцию анизотропии звездного ветра оптической звезды). Для сравнения приведена теоретическая кривая лучевых скоростей в модели Роша (сплошная линия) и модели точечных масс (штриховая линия) для  $m_x = 1.18 M_\odot$ .

Для абсорбционных линий водорода бальмеровской серии из работы [33], полученных по абсолютным смещениям ядер линий поглощения  $H_2-H_{10}$  относительно лабораторных длин волн, наблюдался рост скорости звездного ветра с уменьшением порядкового номера линии в серии — бальмеровский прогресс [35, 36]. Эффект связан с отрицательным градиентом температуры в фотосфере звезды, что и приводит к зависимости наблюдаемой скорости звездного ветра от потенциала возбуждения абсорбционной линии, по которой она измерена. Так, ввиду формирования линии абсорбции  $H\beta$  в более высоких и, следовательно, холодных слоях фотосферы звезды, скорость звездного ветра, получаемая по этой линии, больше по сравнению со скоростью звездного ветра, измеренной по линиям абсорбции бальмеровской серии более высокого порядка.

По данным работы [37]  $\gamma$ -скорость системы, измеренная на основе линии  $H\beta$  и линий ионов HeI, NIII, SiIV, составляет  $-3.5 \pm 0.8$  км/с. Сдвиг ядра



**Рис. 6.** (а) — Сводная наблюдаемая кривая лучевых скоростей рентгеновской ТДС Vela X-1 (темными кружками представлены спектральные данные 1973 г. из работы [33], светлыми кружками — спектральные данные 1995–1996 гг. из работы [34]). Для сравнения приведены теоретические кривые лучевых скоростей в модели Роша (сплошная линия) и модели точечных масс (штриховая линия) для массы  $m_x = 1.93 M_\odot$ , соответствующей минимуму невязки в модели Роша, рассчитанной методом 2. Параметры приведены далее в табл. 3. (б) — Лучевые скорости, усредненные внутри фазовых интервалов (темными кружками представлена средняя в фазовом бине лучевая скорость, светлыми кружками — лучевые скорости, исправленные за нормированную функцию анизотропии звездного ветра оптической звезды). Для сравнения приведена теоретическая кривая лучевых скоростей в модели Роша (сплошная линия) и модели точечных масс (штриховая линия) для  $m_x = 1.93 M_\odot$ .

линии относительно лабораторной длины волны вызван не только  $\gamma$ -скоростью системы, но и скоростью звездного ветра у его основания. При этом, если  $\gamma$ -скорость системы много меньше скорости звездного ветра у его основания, определить ее по смещениям линиям водорода  $H_2-H_{10}$  не представляется возможным из-за мощного звездного ветра ОВ-свергиганта. Например, систематическая радиальная скорость системы, определяемая по линиям  $H_2, H_3, H_5$  и  $H_6$ , согласно спектральным данным из работы [33], соответственно равна  $-29.0, -15.5, -14.0$  и  $-8.5$  км/с. Из этого видно, что скорость, связанная с истечением ветра, намного превышает скорость систематического движения центра масс, составляющую  $-3.5 \pm 0.8$  км/с [37]. Поэтому для системы Vela X-1 мы  $\gamma$ -скорость не приводим. Лучевые скорости, полученные по линиям  $H_2-H_{10}$  из работы [33], были индивидуально для каждой линии исправлены за систематическую радиальную скорость (скорость движения центра масс системы и скорость звездного ветра у его

основания), перед их внесением в сводную кривую лучевых скоростей.

Метод кросс-корреляции спектров, используемый при расчете лучевых скоростей в работе [34], не потребовал с нашей стороны поправки ни за скорость звездного ветра у его основания, ни за  $\gamma$ -скорость.

Из вышесказанного видно, что привлекаемые для интерпретации данных наблюдений лучевые скорости получены не только по абсорбционным линиям водорода, но и по линиям поглощения HeI. Поэтому, как уже упоминалось выше, нами были выполнены тестовые расчеты для проверки согласия теоретических кривых лучевых скоростей, построенных по линии  $H\gamma$  и по линии HeI 4471 Å (рис. 1б). Лучевые скорости по линии HeI 4471 Å вычислялись с использованием новой версии нашего алгоритма синтеза теоретических профилей линий поглощения и кривых лучевых скоростей звезд в рентгеновских ТДС [38]. В отличие от предыдущего алгоритма, описанного в данной работе и использующего в качестве локальных профилей профили бальмеровских линий из таблиц Куруца [18], в новом алгоритме локальные профили элементарных площадок на звезде вычисляются после построения модели атмосферы, на которую падает внешнее излучение в рентгеновском диапазоне. Поскольку в большинстве двойных систем, рассматриваемых в данной работе, рентгеновский прогрев невелик, мы сочли возможным использовать наш предыдущий алгоритм синтеза теоретических кривых лучевых скоростей, для работы которого требуются намного меньшие затраты вычислительного времени на компьютере. Приведенные на рис. 1б теоретические кривые лучевых скоростей по линиям  $H\gamma$  и HeI 4471 Å показали хорошее согласие между собой, поэтому, как уже упоминалось, для анализа сводных наблюдательных данных по бальмеровским линиям и линиям поглощения HeI в дальнейшем мы использовали теоретические кривые лучевых скоростей, построенные по линии  $H\gamma$ .

### 5. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА АНИЗОТРОПИИ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА В АТМОСФЕРЕ ОВ-ЗВЕЗДЫ

Звезды ранних спектральных классов обладают высоким темпом потери массы, который достигает  $10^{-7}$ – $10^{-5} M_{\odot}$ /год. Скорость истечения в зоне образования абсорбционных линий достигает  $\sim 10$ – $20$  км/с, и следовательно, становится сравнимой с орбитальной скоростью ОВ-гиганта в звездной системе.

Изотропность звездного ветра в ТДС нарушается в результате гравитационного воздействия со

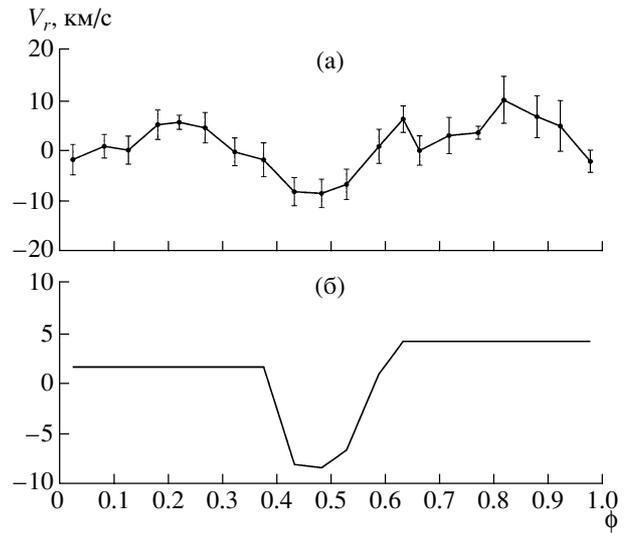


Рис. 7. Функция анизотропии звездного ветра (а) и ее вид после нормировки (б).

стороны компактного объекта. Оптическая звезда уже находится в неоднородном гравитационном поле. Скорость ветра вблизи точки Лагранжа  $L_1$  возрастает, что наблюдается (рис. 2а, 3а, 4а, 5а, 6а) в виде избытка отрицательной лучевой скорости в направлении наблюдателя на фазе 0.5 (рентгеновский источник впереди ОВ-звезды).

Этот факт делает крайне затруднительным корректную интерпретацию кривой лучевых скоростей ТДС с оптическим спутником раннего спектрального класса. Анизотропия звездного ветра является источником ошибок при поиске спектральных элементов орбиты системы [14]. Таким образом, эффект анизотропии звездного ветра должен быть принят в расчет при интерпретации кривой лучевых скоростей оптического компонента ТДС. Учитывая трудности построения теоретической модели анизотропного ветра деформированной звезды, мы применили эмпирический подход к этой проблеме.

Прежде чем приступить непосредственно к интерпретации сводных кривых лучевых скоростей звездных систем, нами для каждой системы (за исключением 4U 1538-52, в силу небольшого числа точек и их неравномерного распределения по орбитальным фазам) была построена развернутая по фазе разность  $V_{obs} - V_{teor}$ , где  $V_{obs}$  — наблюдаемая лучевая скорость для данной орбитальной фазы, а  $V_{teor}$  — ее теоретическое значение в модели Роша без учета ветра. Забегая немного вперед, скажем, что при расчете  $V_{teor}$  была использована масса релятивистского объекта, рассчитанная вторым методом, т.е. без учета наблюдаемых средних лучевых скоростей в фазовом интервале 0.4–0.6. Оценка масс рентгеновских пульсаров, производимая данным способом, является наиболее надежной.

Полученные невязки лучевых скоростей всех четырех систем были сведены воедино и усреднены внутри фазовых интервалов. Усреднение велось внутри фазового интервала 0.05. Поскольку в случае системы Vela X-1 структура спектральных данных была такова, что на одну фазу приходились лучевые скорости, полученные по линиям абсорбции  $H_2-H_{10}$ , то они предварительно были усреднены внутри этой обитальной фазы. В качестве  $V_{obs}$  была взята средняя скорость по всем линиям абсорбции (т.е.  $H_2-H_{10}$ ) на данной фазе. В случае остальных систем использовались неусредненные данные.

Средняя по четырем системам кривая невязок лучевых скоростей  $V_{obs} - V_{teor}$  представлена на рис. 7а. В дальнейшем в тексте статьи полученная зависимость именуется функцией анизотропии звездного ветра. На данной зависимости (рис. 7а) четко прослеживается избыток отрицательной лучевой скорости к наблюдателю на фазовом интервале 0.4–0.6. Данные фазы соответствуют геометрии системы, при которой к наблюдателю повернут “носик” звезды. Результат находится в качественном соответствии с физикой анизотропного истечения звездного ветра.

Функция анизотропии звездного ветра по своей сути является эмпирической зависимостью, поэтому мы имели основание использовать ее для коррекции наблюдаемых лучевых скоростей. Для этого была выполнена ее нормировка. Остаточные разности  $V_{obs} - V_{teor}$  в интервале фаз 0–0.4 и 0.6–1.0 были усреднены. Полученные в ходе усреднения значения 1.79 и 4.32 км/с были приняты за нуль-пункт при проведении коррекции значений наблюдаемой лучевой скорости из фазовых интервалов 0.0–0.5 и 0.5–1.0, соответственно. Нормированная эмпирическая функция анизотропии звездного ветра представлена на рис. 7б.

## 6. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ КРИВЫХ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ

Целью нашей работы являлся поиск массы рентгеновского пульсара по сводным кривым лучевых скоростей в рамках модели Роша с учетом анизотропии ветра ОВ-звезды.

Мы применили простой метод перебора по параметрам и многократного решения прямой задачи, в которой варьируется величина искомого параметра. В нашем случае за неизвестный параметр принята масса компактного объекта  $m_x$  рентгеновской ТДС, которая варьировалась в процессе решения. Все остальные параметры ТДС были зафиксированы. Их значения были определены из анализа фотометрических кривых блеска, а также данных о рентгеновских затмениях и рентгеновского тайминга импульсов. Используемые для синтеза

кривой лучевых скоростей параметры ТДС приведены в табл. 3.

Часто бывает очень трудно измерить истинную лучевую скорость оптической звезды. Сложные процессы на поверхности свергиганта и в газовых структурах могут приводить к систематическим и случайным отклонениям. Перед нами встал вопрос учета систематических ошибок. Источником систематических ошибок, помимо эффекта анизотропии звездного ветра оптической звезды, в отклонениях лучевой скорости могли являться приливные гравитационные волны на поверхности звезды в случае эллиптической орбиты. Недавнее исследование [40] показало, что корреляция между орбитальной фазой и фазой гравитационных приливных волн отсутствует. Следовательно, приливные волны на поверхности оптического спутника — источник случайных ошибок, которые могут быть подавлены усреднением данных по многим ночам наблюдений.

Помимо гравитационно-приливного возмущения поверхности ОВ-гиганта в звездной системе источником случайных ошибок наблюдаемых лучевых скоростей может явиться дополнительная абсорбция и эффекты фотоионизации [41] в сложных газовых структурах ТДС.

Чтобы уменьшить влияние случайных ошибок, возникающих вследствие различных эффектов, лучевые скорости были усреднены внутри фазовых интервалов. В дальнейшем интерпретация кривых лучевых скоростей проводилась по средним значениям наблюдаемой лучевой скорости. Усредненные кривые лучевых скоростей исследуемых двойных систем представлены на рис. 2б, 3б, 4б, 5б, 6б.

Для проверки гипотез использовался критерий Фишера, учитывающий наиболее полную информацию об усредняемых данных.

Изложим критерий Фишера, адаптированный для интерпретации кривой лучевых скоростей. Пусть  $\bar{V}_j^{obs}$  — 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,  $\sigma_j$  — среднее квадратичное отклонение  $\bar{V}_j^{obs}$  от наблюдаемых значений лучевой скорости в данном фазовом интервале с центром в  $\bar{\phi}_j$ . Пусть  $M$  — количество фазовых интервалов, а  $n_j$  — число усредненных наблюдений лучевых скоростей в данном фазовом интервале. Можно вычислить невязку

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

**Таблица 3.** Численные значения параметров, используемых для синтеза кривых лучевых скоростей рентгеновских ТДС в модели Роша

Параметры	Cep X-3	LMC X-4	SMC X-1	4U 1538-52	Vela X-1
$P$ , сут	2.0871390	1.40839	3.89229118	3.72844	8.964368
$e$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0898
$\omega$ , град.*	0.0	0.0	0.0	0.0	332.59
$i$ , град.	82	65	65	65	73
$\mu^{**}$	0.99	0.99	0.97	0.95	0.95 и 0.99
$f$	0.95	0.65	0.95	0.94	0.69
$T_{eff}$ , К	35000	35000	25000	25000	25000
$\beta$	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25
$k_x$	0.05	1.4	0.25	0.0025	0.003
$A$	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5
$u^{***}$	0.30	0.30	0.38	0.38	0.38
$K_x$ , км/с	414.1	400.6	301.5	309.0	278.1

\* Указана долгота периастра оптического компонента.

\*\* Для системы Vela X-1 значение указано для периастра орбиты.

\*\*\* Данные взяты из работы [39].

Величина  $\Delta(m_x)$  будет распределена по закону Фишера  $F_{M, \sum_{j=1}^M (n_j - 1), \alpha}$  [42]. Зададимся уровнем значимости  $\alpha$ . Тогда доверительное множество для искомого параметра  $m_x$  состоит из тех значений, для которых выполняется условие

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

Решение обратной задачи проводилось в рамках модели Роша и модели точечных масс. Последняя использовалась только для выявления расхождения результатов моделей. Интерпретация средней кривой лучевых скоростей ТДС для каждой системы была проведена тремя методами.

*Метод 1.* По всем средним значениям наблюдаемых лучевых скоростей, без внесения коррекции за анизотропию звездного ветра.

*Метод 2.* С выбрасыванием средних наблюдаемых значений лучевых скоростей, лежащих на фазовом интервале 0.4–0.6 и наиболее сильно искаженных эффектом анизотропии звездного ветра.

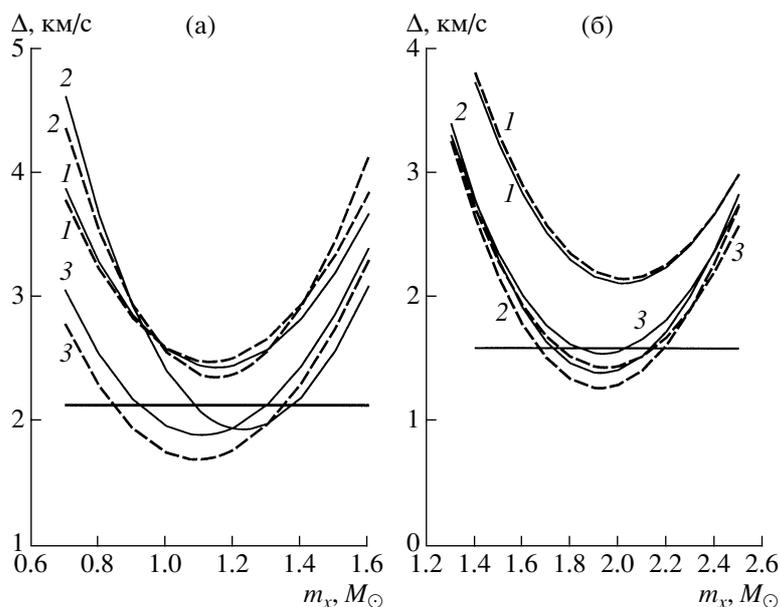
*Метод 3.* С коррекцией значений средних лучевых скоростей, находящихся в фазовом интервале 0.4–0.6 за функцию анизотропии звездного ветра.

Подробно рассмотрим процедуру поиска массы компактного объекта каждым из перечисленных методов на примере первой системы — Cep X-3.

**Cep X-3.** В нашем распоряжении для сводной кривой лучевых скоростей системы Cep X-3 оказалось 79 точек. Несмотря на то, что точки достаточно равномерно распределены по орбитальным фазам (рис. 2а), из них можно выделить тесные группы с близкими значениями орбитальной фазы. В случае Cep X-3 оказалось возможным выделить 11 групп. Внутри таких групп проводилось усреднение наблюдаемых значений лучевой скорости. Усредненные значения лучевых скоростей в фазовых бинах представлены на рис. 2б.

Усредненные значения лучевых скоростей наиболее сильно отклоняются от стандартной кривой на фазах 0.4–0.6. Избыток отрицательной лучевой скорости сверхгиганта на этих фазах вызван анизотропией звездного ветра.

Напомним, что в ходе решения задачи поиск неизвестного параметра  $m_x$  производился методом перебора его возможных значений. При этом вариация массы релятивистского спутника велась таким образом, что значение полуамплитуды его кривой лучевых скоростей  $K_x = 414.1$  км/с [43] оставалось неизменным. Более подробно о расчете массы оптического спутника при прогонке по массе релятивистского компонента см. в Приложении. Остальные параметры (табл. 3) в ходе решения задачи являлись фиксированными.



**Рис. 8.** Значения невязок между наблюдаемой средней кривой лучевых скоростей для Cep X-3 (а) для Vela X-1 (б) и синтезированной кривой в модели Роша (сплошная кривая) и в модели точечных масс (штриховая кривая), полученных методом 1, методом 2 и методом 3. Метод, которым получена невязка, указан соответствующей цифрой около кривой. Горизонтальная линия соответствует критическому уровню по критерию Фишера  $\Delta_{8,47} = 2.14$  (а) и  $\Delta_{18,782} = 1.605$  (б) на уровне значимости 5%.

Невязка, возникающая в результате интерпретации средних значений наблюдаемой лучевой скорости методом 1, представлена на рис. 8а. Для работы был выбран уровень значимости 5%. Из рисунка видно, что модель без учета анизотропии ветра отвергается по данному уровню значимости. Значение  $m_x$ , соответствующее минимумам невязки, приведено в табл. 4.

Интерпретация кривой лучевых скоростей затруднена сильным уклонением точек от расчетного положения вблизи фазы 0.5. Этот факт не укладывается в модель Роша с изотропным звездным ветром. Поэтому на следующем шаге мы исключили из расчета наблюдаемые лучевые скорости, лежащие в фазовом интервале 0.4–0.6. Интерпретация проводилась без их учета (метод 2). Поведение невязки показано на рис. 8а. Из рисунка видно, что модель точечных масс отвергается по критерию Фишера, более адекватная физике процессов в ТДС модель Роша может быть принята. При этом модель Роша принимается не потому, что она верна, а потому что нет оснований ее отвергнуть (подробнее см. обзор [44]).

Масса рентгеновского пульсара, соответствующая минимуму невязки в модели Роша, имеет значение  $1.63 M_{\odot}$ . Невязка достигает минимума в модели точечных масс при  $1.47 M_{\odot}$ . Причины столь заметного расхождения объясняются различием формы синтезируемой кривой в модели Роша и модели точечных масс (рис. 1а). Бариецентр звездной

системы располагается в теле оптической звезды ( $q < 1$ ), и поэтому часть излучающей поверхности оптической звезды движется в том же направлении, что и релятивистский компонент. Это приводит к меньшему значению амплитуды синтезируемой кривой лучевых скоростей в модели Роша при прочих равных условиях и, следовательно, к большей массе релятивистского объекта.

Для расчета методом 3 была проведена коррекция усредненных значений лучевой скорости, находящихся в фазовом интервале 0.4–0.6, за усредненную нормированную функцию анизотропии ветра. После поправки расхождение между синтезированными и наблюдаемыми значениями лучевой скорости заметно уменьшилось (рис. 2б). Невязка между теоретической и скорректированной наблюдаемой кривой лучевых скоростей представлена на рис. 8а. Из рисунка видно, что в этом случае по критерию Фишера есть основания принять обе используемые модели — и модель Роша, и модель точечных масс.

Найденные массы, как и массы рентгеновских пульсаров остальных звездных систем, содержатся в табл. 4.

**LMC X-4.** В сводную кривую лучевых скоростей вошло 70 точек (рис. 3а). Усредненная сводная кривая лучевых скоростей представлена на рис. 3б. Средние значения скорости внутри фазовых бинов получены по 3–10 точкам. Для этой системы

**Таблица 4.** Массы рентгеновских пульсаров в ТДС со свергигантами, полученные при интерпретации средних наблюдаемых кривых лучевых скоростей оптических звезд в модели Роша и модели точечных масс (доверительный интервал приведен для уровня доверия 95%)

Название системы	Модель Роша			Модель точечных масс		
	Метод 1	Метод 2	Метод 3	Метод 1	Метод 2	Метод 3
Cep X-3	1.14	1.22 <sup>+0.15</sup> <sub>-0.14</sub>	1.10 <sup>+0.05</sup> <sub>-0.05</sub>	1.12	1.14	1.09 <sup>+0.18</sup> <sub>-0.18</sub>
LMC X-4	1.55 <sup>+0.29</sup> <sub>-0.27</sub>	1.63 <sup>+0.42</sup> <sub>-0.47</sub>	1.60	1.40 <sup>+0.30</sup> <sub>-0.29</sub>	1.47 <sup>+0.47</sup> <sub>-0.43</sub>	1.43 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.05</sub>
SMC X-1	1.40 <sup>+0.33</sup> <sub>-0.29</sub>	1.48 <sup>+0.47</sup> <sub>-0.42</sub>	1.40 <sup>+0.49</sup> <sub>-0.45</sub>	1.30 <sup>+0.33</sup> <sub>-0.31</sub>	1.36 <sup>+0.41</sup> <sub>-0.39</sub>	1.30 <sup>+0.49</sup> <sub>-0.45</sub>
4U 1538-52	1.21 <sup>+0.28</sup> <sub>-0.26</sub>	1.18 <sup>+0.29</sup> <sub>-0.27</sub>	1.26	1.16	1.13 <sup>+0.11</sup> <sub>-0.11</sub>	1.21
Vela X-1 ( $\mu = 0.95$ ) *	2.02	1.93 <sup>+0.25</sup> <sub>-0.24</sub>	1.94 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.10</sub>	2.02	1.92 <sup>+0.30</sup> <sub>-0.28</sub>	1.94 <sup>+0.21</sup> <sub>-0.18</sub>
Vela X-1 ( $\mu = 0.99$ ) *	2.02	1.93 <sup>+0.19</sup> <sub>-0.21</sub>	1.94	2.02	1.92 <sup>+0.30</sup> <sub>-0.28</sub>	1.94 <sup>+0.21</sup> <sub>-0.18</sub>

\* Доверительный интервал приведен для ошибки среднего, искусственно увеличенной в 2 раза.

наблюдается хорошее согласие средних значений наблюдаемой скорости с теоретическими.

Значение невязки, получаемое при интерпретации методами 1 и 2 наблюдаемых средних значений лучевых скоростей, и в модели Роша, и в модели точечных масс позволяет принять обе модели по критерию Фишера. Поскольку изначально наблюдалось хорошее согласие средних значений лучевых скоростей с теоретическими, то в случае интерпретации наблюдаемой кривой лучевых скоростей методом 3 невязка возрастает. Увеличение расхождения между теоретическими и наблюдаемыми значениями лучевой скорости при коррекции за нормированную функцию звездного ветра хорошо видно из рис. 3б. Модель точечных масс при интерпретации наблюдаемой кривой средних лучевых скоростей методом 3 отвергается по критерию Фишера, модель Роша принимается. Получившиеся значения масс и доверительных интервалов приведены в табл. 4.

**SMC X-1.** Сводная кривая состояла из 70 точек (рис. 3а). Усредненные значения лучевых скоростей представлены на рис. 4б. Из рисунка видно, что наблюдаемые лучевые скорости в фазах 0.40 и 0.51 достаточно сильно уклоняются от теоретических значений.

Интерпретация средних наблюдаемых значений кривой лучевых скоростей всеми тремя методами позволяет принять по критерию Фишера как модель Роша, так и модель точечных масс. Коррекция средних наблюдаемых значений кривой лучевых скоростей на фазах 0.40 и 0.51 уменьшает расхождение между синтезированными и наблюдаемыми значениями лучевой скорости (рис. 4б). Поэтому получаемое значение невязки при интерпретации наблюдаемой кривой лучевых скоростей методом 3

меньше в сравнении со значением невязки, полученной методом 1. Этот факт отображен более широким доверительным интервалом значений масс рентгеновского пульсара, удовлетворяющих критерию Фишера на уровне доверия 95%, в сравнении с аналогичным интервалом масс, полученном в ходе интерпретации наблюдений методом 1 (табл. 4).

**4U 1538-52.** В сводную кривую лучевых скоростей вошло 36 точек (рис. 5а). Усредненные значения внутри каждой группы представлены на рис. 5б. Вследствие малого числа спектральных данных, усреднение в некоторых фазовых интервалах проводилось по лучевым скоростям, измеренным в течение одной ночи, что не позволило уменьшить влияние случайных ошибок. Возможно, именно этим объясняется избыток положительной скорости на фазе 0.45.

При интерпретации средних наблюдаемых значений кривой лучевых скоростей методом 1 модель Роша принимается по критерию Фишера, модель точечных масс отвергается по критерию Фишера. Без учета значения лучевой скорости на фазе 0.45 (метод 2) принимаются по критерию Фишера и модель Роша, и модель точечных масс. Поскольку на фазе 0.45 наблюдается избыток положительной лучевой скорости, то коррекция за нормированную функцию анизотропии звездного ветра лишь увеличивает расхождение между средним наблюдаемым значением лучевой скорости и теоретическим значением. Поэтому в результате интерпретации методом 3 увеличение невязки приводит к тому, что обе модели отвергаются по критерию Фишера. Получившиеся значения масс и доверительных интервалов приведены в табл. 4.

**Vela X-1.** В сводную кривую лучевых скоростей вошло 782 точки (рис. 6а), которые были раз-

биты на 18 групп. Усредненные значения внутри каждой группы представлены на рис. 6б. Из-за большого числа точек, находившихся в каждом фазовом интервале усреднения (от 28 до 82 точек), величина стандартного отклонения оказалась весьма малой. Так, значения невязки, полученной при интерпретации средних наблюдаемых значений кривой лучевых скоростей в модели Роша методом 1, методом 2 и методом 3 соответственно равны 8.59, 6.00 и 6.59 при квантилях 1.69, 1.605 и 1.69. Малые ошибки усредненных данных предъявляют достаточно высокие требования к модели, поэтому модель Роша с учетом анизотропии звездного ветра отвергается по критерию Фишера, что говорит о сложности физики процессов формирования линий поглощения.

Искусственное увеличение стандартных отклонений  $\sigma_j$  в 1.5 раза привело к уменьшению невязки при интерпретации данных методом 2 до 1.92, в то время как критический уровень по критерию Фишера для уровня значимости 5% равен 1.605. Расхождение между критическим уровнем по критерию Фишера для уровня значимости 5% и невязкой, получаемой в ходе остальных методов для  $1.5\sigma_j$ , еще больше. Чтобы согласовать модель с наблюдениями, стандартные отклонения  $\sigma_j$ , входящие в выражение (1), были искусственно увеличены в два раза, что позволило принять модель при интерпретации наблюдаемой кривой лучевых скоростей методом 2 и 3. Отметим, что даже при увеличении невязки в два раза при интерпретации полной не скорректированной кривой лучевых скоростей, т.е. методом 1, модель отвергается.

Все это позволяет заключить, что, ввиду неадекватности используемой нами модели Роша высокоточной средней кривой лучевых скоростей оптической звезды в системе Vela X-1, надежность полученного значения массы  $m_x$  рентгеновского пульсара в этой системе не может быть высокой.

По причине большой неоднозначности коэффициента заполнения полости Роша  $\mu$  расчет был проведен для  $\mu = 0.95$  и  $0.99$  при прочих равных условиях (это соответствует двум строчкам в табл. 4). Для случая  $\mu = 0.95$  невязка между средней наблюдаемой кривой лучевых скоростей и синтезируемой в модели Роша немного меньше в сравнении со случаем  $\mu = 0.99$ , что отображается большей шириной доверительного интервала (табл. 4). При этом значение массы рентгеновского пульсара, определенного по минимуму невязки, остается прежним. Из этого можно заключить, что синтезируемая кривая лучевых скоростей устойчива относительно небольших вариаций коэффициента заполнения полости Роша.

Поведение невязки (для случая  $\mu = 0.95$ ), полученной в процессе интерпретации каждым из методов, представлено на рис. 8б.

В случае, если модель отвергается по критерию Фишера, в табл. 4 указано значение массы рентгеновского пульсара, соответствующее минимуму невязки. Определить доверительный интервал в таком случае не представляется возможным.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены оценки масс рентгеновских пульсаров, наиболее адекватные всему комплексу имеющихся наблюдательных данных по рентгеновским двойным системам с ОВ-сверхгигантами. В отличие от предыдущих исследований мы использовали не только полуамплитуду кривой лучевых скоростей, но и всю ее форму.

Наши исследования показали, что для интерпретации кривой лучевых скоростей рентгеновских ТДС со звездами ранних спектральных классов недостаточно алгоритма в рамках модели Роша. Модель зачастую отвергается по критерию Фишера вследствие избытка отрицательной лучевой скорости вблизи фазы 0.5. Лишь учет анизотропии ветра позволяет в ряде случаев принять модель по статистическому критерию Фишера и дать надежную оценку массы нейтронной звезды и ее доверительного интервала в рентгеновской двойной системе.

Результатом данного исследования являются массы рентгеновских пульсаров, полученные в модели Роша с эмпирическим учетом анизотропии звездного ветра. Такая модель значительно более реалистична по сравнению с используемой ранее моделью материальных точек на кеплеровских орбитах. Отметим, что выполненные в рамках модели материальных точек оценки масс рентгеновских пульсаров в паре со сверхгигантами [13] находятся в хорошем согласии с нашими определениями, выполненными в рамках той же модели двух точечных масс.

Обратимся к оценкам масс рентгеновских пульсаров, полученным в рамках модели Роша. Видно, что они систематически больше, в среднем на  $\sim 10\%$  (табл. 4), оценок масс, полученных в модели материальных точек. Тестовые расчеты для системы SMC X-1 показали независимость систематического завышения масс рентгеновских пульсаров, определенных в модели Роша, над массами, полученными в модели точечных масс, от наклона орбиты  $i$  (см. Приложение). Поэтому можно сделать заключение о систематическом (на 5–10%) занижении масс рентгеновских пульсаров во всех предыдущих исследованиях, выполненных в рамках модели точечных масс.

Значение масс рентгеновских пульсаров в системах LMC X-4 и SMC X-1, равное соответственно  $1.63_{-0.47}^{+0.42} M_{\odot}$  и  $1.48_{-0.42}^{+0.47} M_{\odot}$ , оказывается

несколько больше стандартного значения массы нейтронной звезды  $1.35 \pm 0.04 M_{\odot}$  [21], хотя в пределах наших доверительных интервалов и согласуется со значением  $1.35 M_{\odot}$ . Превышение массы рентгеновских пульсаров над стандартным значением  $1.35 M_{\odot}$  трудно объяснить накоплением аккрецирующего вещества, поступающего из аккреционного диска на поверхность нейтронной звезды. За время жизни оптического компонента на стадии, близкой к заполнению полости Роша —  $\sim 10^5$  лет, и при темпе потери им массы  $10^{-7} - 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ , с учетом размеров ТДС и радиуса гравитационного захвата релятивистского спутника, на его поверхности может осесть порядка  $0.01 M_{\odot}$ .

Массы рентгеновских пульсаров в системах Cen X-3, LMC X-4, SMC X-1 и 4U 1538-52, полученные наиболее надежным способом, т.е. в модели Роша без учета средних лучевых скоростей вблизи фазы 0.5, соответственно равны  $1.22^{+0.15}_{-0.14} M_{\odot}$ ,  $1.63^{+0.42}_{-0.47} M_{\odot}$ ,  $1.48^{+0.47}_{-0.42} M_{\odot}$ ,  $1.18^{+0.29}_{-0.27} M_{\odot}$ . Исходя из этого среднее из четырех значений масс рентгеновских пульсаров получается равным  $1.37 \pm \pm 0.15 M_{\odot}$  по уровню доверия 95% (при усреднении масса пульсара в системе Vela X-1 не принималась во внимание как аномально высокая). Это среднее значение массы рентгеновских пульсаров в пределах ошибок согласуется со стандартным значением массы радиопулсаров  $1.35 \pm 0.04 M_{\odot}$  [21].

Отметим, что тестовые расчеты в модели Роша для различных значений наклона орбиты  $i$  показали правомерность зависимости  $m_x \sim \sin^{-3}i$  (более подробно см. Приложение). Таким образом, в случае уточнения значения угла наклона орбиты массы рентгеновских пульсаров, полученные в рамках модели Роша, могут быть легко пересчитаны.

Важным результатом работы является оценка массы компактного объекта рентгеновской двойной Vela X-1. По произведенной ранее оценке она равна  $1.86^{+0.32}_{-0.32} M_{\odot}$  по уровню доверия 95% [34], что существенно превосходит стандартное значение  $1.35 \pm 0.04 M_{\odot}$ . Интерпретация кривой лучевых скоростей в модели Роша с учетом анизотропии ветра немного увеличила массу рентгеновского пульсара в системе Vela X-1 до  $1.93^{+0.19}_{-0.21} M_{\odot}$  по уровню доверия 95%. Подчеркнем еще раз, что, поскольку использованная нами модель Роша в случае системы Vela X-1 отвергается по критерию Фишера, надежность значения массы рентгеновского пульсара  $1.93 M_{\odot}$  не может считаться высокой. Для объяснения существования нейтронных звезд столь высокой массы необходимо использовать “жесткую” моду уравнения состояния вещества. Исследования в этом направлении представляются весьма перспективными.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 02-02-17524) и грантом Программы “Ведущие научные школы России”. Благодарим В.В. Шиманского за полезные консультации.

### Приложение

Изменения массы рентгеновского пульсара  $m_x$  при решении обратной задачи проводились таким образом, чтобы значение полуамплитуды его кривой лучевых скоростей  $K_x$  оставалось неизменным, так как по рентгеновскому таймингу этот параметр известен с высокой точностью (табл. 2). Для поддержания значения  $K_x$  постоянным при изменении массы релятивистского компонента  $m_x$  требовалось варьировать и массу оптической звезды  $m_v$ . Для сопоставления каждому значению массы рентгеновского пульсара  $m_x$  массы оптической компоненты  $m_v$  использовались классические выражения

$$m_x \sin^3 i = 1.038 \times 10^{-7} P(1 - e^2)^{3/2} \times K_v(K_x + K_v)^2, \quad (2)$$

$$m_v \sin^3 i = 1.038 \times 10^{-7} P(1 - e^2)^{3/2} \times K_x(K_v + K_x)^2. \quad (3)$$

Поскольку модель точечного объекта хорошо применима к рентгеновскому пульсару, использование выражения (2) правомерно. Получаемая из него величина  $K_v$  при фиксированных  $m_x$  и  $i$  характеризует истинную скорость центра масс оптической звезды. Подчеркнем, что наблюдаемая величина  $K_v$  в силу изложенных выше причин (групповое запаздывание, анизотропный ветер, эффект прогрева и т.п.) может отличаться от значения  $K_v$ , найденного из уравнения (2). Подставляя истинное  $K_v$ , найденное из уравнения (2), в уравнение (3) находим при фиксированном  $i$  значение массы оптической звезды  $m_v$ . Такое сопоставление масс релятивистского компонента массы оптического позволяет поддержать постоянное значение полуамплитуды кривой лучевых скоростей ренгеновского компонента  $K_x$ . Отметим также, что соотношение (3) лишь квадратично зависит от  $K_v$ , в то время как зависимость от  $K_x$  — кубическая. Этот факт отражается в том, что при изменении массы  $m_x$  в 2.7 раза, масса оптического компонента изменяется всего в 1.14 раз.

Массы оптической звезды  $m_v$  и рентгеновского пульсара  $m_x$  в модели системы двух точечных масс зависят от наклона орбиты  $i$  соответственно, как  $m_v \sim \sin^{-3}i$  и  $m_x \sim \sin^{-3}i$ . Необходимо проверить, выполняется ли зависимость  $m_x \sim \sin^{-3}i$

**Таблица 5.** Масса пульсара рентгеновской ТДС SMC X-1, полученная при интерпретации средних наблюдаемых значений лучевых скоростей в модели Роша и модели точечных масс для разных наклонений орбиты (доверительный интервал приведен для уровня доверия 95%)

Наклонение орбиты	Модель Роша			Модель точечных масс		
	Метод 1	Метод 2	Метод 3	Метод 1	Метод 2	Метод 3
$i = 65^\circ$	$1.40^{+0.33}_{-0.29}$	$1.48^{+0.33}_{-0.29}$	$1.40^{+0.49}_{-0.45}$	$1.30^{+0.33}_{-0.31}$	$1.36^{+0.41}_{-0.39}$	$1.30^{+0.49}_{-0.45}$
$i = 75^\circ$ (случай А)	$1.15^{+0.27}_{-0.24}$	$1.22^{+0.37}_{-0.36}$	$1.15^{+0.40}_{-0.37}$	$1.08^{+0.27}_{-0.25}$	$1.12^{+0.35}_{-0.31}$	$1.43^{+0.41}_{-0.38}$
$i = 75^\circ$ (случай В)	1.156	1.223	1.156	1.074	1.123	1.074
$i = 85^\circ$ (случай А)	$1.05^{+0.24}_{-0.22}$	$1.11^{+0.34}_{-0.32}$	$1.05^{+0.37}_{-0.33}$	$0.98^{+0.24}_{-0.24}$	$1.02^{+0.32}_{-0.28}$	$0.98^{+0.38}_{-0.33}$
$i = 85^\circ$ (случай В)	1.054	1.114	1.054	0.978	1.024	0.978

в случае поиска массы рентгеновского пульсара в модели Роша для оптической звезды по минимуму невязки между наблюдаемой средней кривой лучевых скоростей и кривой, синтезируемой в модели Роша.

Для этого мы дополнительно выполнили интерпретацию кривой средних лучевых скоростей системы SMC X-1 в модели Роша тремя методами для наклонений орбиты  $75^\circ$  и  $85^\circ$ . Результат представлен в табл. 5 и отмечен как случай А. Располагая полученным ранее в рамках модели Роша значением массы для наклонения орбиты  $65^\circ$  (табл. 4), мы пересчитали это значение массы для наклонения орбиты  $75^\circ$  и  $85^\circ$  согласно соотношениям

$$m_x(75^\circ) = m_x(65^\circ) \frac{\sin^3 65^\circ}{\sin^3 75^\circ}, \quad (4)$$

$$m_x(85^\circ) = m_x(65^\circ) \frac{\sin^3 65^\circ}{\sin^3 85^\circ}, \quad (5)$$

в которых  $m_x(65^\circ)$ ,  $m_x(75^\circ)$  и  $m_x(85^\circ)$  означают массу рентгеновского пульсара для наклонений орбиты  $65^\circ$ ,  $75^\circ$  и  $85^\circ$  соответственно. Результат пересчета представлен в табл. 5 и отмечен как случай В. Из табл. 5 видно, что массы  $m_x$ , полученные по минимуму невязки в модели Роша для наклонений орбиты  $75^\circ$ ,  $85^\circ$  (случай А), очень близки к массам  $m_x$ , полученным по формулам (4) и (5) (случай В).

Таким образом, при уточнении величины наклонения орбиты  $i$  массы рентгеновских пульсаров  $m_x$ , полученные в рамках модели Роша для оптической звезды (табл. 4), могут быть легко пересчитаны согласно зависимости  $m_x \sim \sin^{-3} i$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. L. D. Landau, Phys. Z. Sowjetunion **1**, 285 (1932).
2. W. Forman *et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser. **38**, (1978) 357.
3. Я. Б. Зельдович, Докл. АН СССР **155**, 67 (1964).
4. E. E. Salpeter, Astrophys. J. **140**, 796 (1964).
5. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, Astron. Astrophys. **24**, 337 (1973).
6. J. E. Pringle and M. J. Rees, Astron. and Astrophys. **21**, 1 (1972).
7. I. D. Novikov and K. S. Thorne, in *Black Holes* (Eds C. De Witt, B. S. De Witt) (London: Gordon and Breach, 1973), p.343.
8. S. L. Shapiro and S. A. Teukolsky, *Black Holes, White Dwarfs, and Neutrons Stars: The Physics of Compact Object* (John Wiley and Sons, New York, 1983).
9. W. D. Arnett and R. L. Bowers, Astrophys. J. Suppl. Ser. **33**, 415 (1977).
10. B. Datta, Fundam. Cosmic Phys. **12**, 151 (1988).
11. R. Stock, Nature **337**, 319 (1989).
12. G. E. Brown and H. A. Bethe, Astrophys. J. **423**, 659 (1994).
13. M. H. van Kerkwijk, J. van Paradijs, and E. J. Zuiderwijk, Astron. and Astrophys. **303**, 497 (1995).
14. M. Milgrom, Astron. and Astrophys. **70**, 763 (1978).
15. Э. А. Антохина, А. М. Черепашук, Астрон. журн. **71**, 420 (1994).
16. Э. А. Антохина, Астрон. журн. **73**, 532 (1996).
17. R. E. Wilson, Astrophys. J. **234**, 1034 (1979).
18. R. L. Kurucz, Astrophys. J. Suppl. Ser. **40**, 1 (1979).
19. A. M. Cherepashchuk, N. A. Katysheva, 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
20. А.В. Гончарский, С.Ю. Романов, А.М. Черепашук, *Конечнопараметрические обратные задачи астрофизики* (М.: МГУ, 1991), с.105.
21. S. E. Thorsett and D. Chakrabarty, Astrophys. J. **512**, 288 (1998).
22. M. Mouchet, S. A. Povaisky, and C. Chevalier, Astron. and Astrophys. **90**, 113 (1980).
23. J. B. Hutchings, A. P. Cowley, and D. Crampton, Astrophys. J. **229**, 1079 (1979).
24. C. D. T. Ash, A. P. Reynolds, P. Roche, *et al.*, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **307**, 357 (1999).
25. J. B. Hutchings, D. Crampton, and A. P. Cowley, Astrophys. J. **225**, 548. (1978)

26. R. L. Kelley, J. G. Jernigan, A. Levine, *et al.*, *Astrophys. J.* **264**, 568 (1983).
27. P. S. Osmer and W. A. Hiltner, *Astrophys. J.* **217**, 186 (1977).
28. J. B. Hutchings, D. Crampton, A. P. Cowley, and P. S. Osmer, *Astrophys. J.* **217**, 18 (1977)6.
29. A. P. Reynolds, R. W. Hilditch, S. A. Bell, and G. Hill, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **261**, 337 (1993).
30. K. Makishima, K. Koyama, S. Hayakawa, and F. Nagase, *Astrophys. J.* **314**, 619 (1987).
31. D. Crampton, J. B. Hutchings, and A. P. Cowley, *Astrophys. J.* **225**, L63 (1978).
32. A. P. Reynolds, S. A. Bell, and R. W. Hilditch, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **256**, 631 (1992).
33. J. van Paradijs, E. J. Zuiderwijk, R. J. Takens, and G. Hammerschlag-Hensberge, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **30**, 195 (1977).
34. O. Barziv, L. Kaper, M. H. van Kerkwijk, *et al.*, *Astron. and Astrophys.* **377**, 925 (2001).
35. J. B. Hutchings, *Astrophys. J.* **235**, 413 (1980).
36. D. Crampton, J. B. Hutchings, and A. P. Cowley, *Astrophys. J.* **299**, 839 (1985).
37. J. B. Hutchings, *Astrophys. J.* **192**, 685 (1974).
38. Э. А. Антохина, А. М. Черепашук, В. В. Шиманский, *Изв. РАН. Сер. физ.* **67**, 293 (2003).
39. А. А. Рубашевский, *Астрон. журн.* **68**, 799 (1991).
40. H. Quantrell, A. J. Norton, T. D. C. Ash, *et al.*, *Astron. and Astrophys.* 2003 (in press).
41. L. Kaper, G. Hammerschlag-Hensberge, and E. J. Zuiderwijk, *Astron. and Astrophys.* **289**, 846 (1994).
42. Д. Худсон, *Статистика для физиков* (М.: Мир, 1970).
43. F. Nagase, R. H. D. Corbet, C. S. R. Day, *et al.*, *Astrophys. J.* **396**, L147 (1992).
44. А. М. Черепашук, *Астрон. журн.* **70**, 1157 (1993).

## Masses of X-ray Pulsars in Binary Systems with OB Supergiants

**M. K. Abubekero, E. A. Antokhina, and A. M. Cherepashchuk**

We describe the results of a statistical approach to interpreting the combined radial-velocity curves of X-ray binaries with OB supergiants in a Roche model, both with and without allowance for the anisotropy of the stellar wind. We present new mass estimates for the X-ray pulsars in the close binary systems Cen X-3, LMC X-4, SMC X-1, 4U 1538-52, and Vela X-1.