

СИНТЕЗ КРИВЫХ БЛЕСКА ДВОЙНЫХ СИСТЕМ СО СТАЛКИВАЮЩИМИСЯ ВЕТРАМИ

© 2025 г. И. И. Антохин*, Э. А. Антохина**

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, Москва, Россия

*e-mail: igor@sai.msu.ru

**e-mail: elant@sai.msu.ru

Поступила в редакцию 06.09.2024 г.

После доработки 14.10.2024 г.

Принята в печать 14.10.2024 г.

Метод синтеза кривых блеска двойных систем в модели Роша является мощным и широко распространенным инструментом анализа. Однако в своем исходном виде он не подходит для анализа кривых блеска двойных систем, в которых один или оба компонента обладают мощными звездными ветрами. Ранее нами была предложена модель двойной системы, основанная на методе синтеза, и включающая ветер у одного из компонентов. В настоящей работе предложено обобщение модели на случай, когда ветер присутствует у обоих компонентов двойной системы. Поверхность, разделяющая два ветра (контактная поверхность), рассчитывается в рамках стационарной модели столкновения звездных ветров. При вычислении кривой блеска учитывается поглощение излучения компонентов в ветрах, а также в слоях охлаждения, находящихся по обе стороны контактной поверхности. Структура слоев охлаждения и их поверхностная плотность рассчитываются в рамках радиативного приближения. Алгоритм позволяет учесть асимметрию контактной поверхности, возникающую благодаря силе Кориолиса, а также (с привлечением заранее рассчитанных таблиц) радиативное замедление ветров в тесных двойных системах. Приведены результаты численных расчетов в различных тестовых моделях, наглядно показывающие необходимость учета влияния ветров компонентов на оптические кривые блеска в системах WR + WR, WR + O, O + O.

Ключевые слова: затменные двойные системы, звезды Вольфа–Райе, звездный ветер, столкновение звездных ветров, методы синтеза

DOI: 10.31857/S0004629925010027, **EDN:** HLWUQF

1. ВВЕДЕНИЕ

Двойные системы являются одним из самых надежных источников информации о фундаментальных параметрах звезд — их массах, радиусах и светимостях. В настоящее время при исследовании двойных систем широко применяются методы синтеза кривых блеска и кривых лучевых скоростей. В отличие от геометрических методов, получивших наибольшее развитие в работе Рассела и Меррилла [1], метод синтеза основан на физической модели двойной системы, в которой формы звезд рассчитываются с учетом приливного взаимодействия и других эффектов. Поверхности звезд разбиваются на тысячи элементарных площадок, излучение каждой площадки рассчитывается с учетом физических эффектов: потемнения к краю, гравитационного потемнения, эффекта “отражения”, геометрических затмений и др. Суммарный поток излучения всех видимых площадок определяет поток от системы на данной фазе орбиты. Этот подход стал возможным с появлением первых общедоступных компью-

теров, и в начале 1970-х годов независимо рядом авторов были предложены алгоритмы синтеза кривых блеска двойных систем (см. [2–4] и др.). Наиболее популярной в настоящее время является модель и соответствующая компьютерная программа Вилсона и Девиннея [3, 5]. В ней формы поверхностей обоих компонентов системы вычисляются в модели Роша, учитывающей влияние приливных и центробежных сил на тела звезд-компонентов системы. Предполагается, что оба компонента обладают тонкими атмосферами. В дальнейшем методы синтеза совершенствовались и усложнялись, рядом авторов были предложены новые модели (подробные обзоры разработанных алгоритмов приведены в статье Вилсона [6] и книге Каллрафа и Милоне [7]). В настоящее время исследователями двойных систем активно используется пакет программ PHOEBE (PHysics Of Eclipsing BinariEs), предложенный в работах [8, 9], в его основе лежит алгоритм Вилсона–Девиннея [3, 5].

Однако описанные модели двойных систем, состоящих из компонентов с тонкими атмосфера-

ми, плохо применимы к системам, содержащим компоненты с мощными ветрами, например, звезды Вольфа–Райе (WR), поскольку игнорируют поглощение в ветрах таких звезд. Тем не менее иногда стандартный метод Вилсона–Девиннея используется в литературе для анализа кривых блеска систем с ветрами, например, в работах [10, 11]. В моделях некоторых авторов учитывается поглощение в звездном ветре одного компонента системы в предположении постоянства скорости ветра [12, 13]. Такое предположение упрощает расчеты, но в действительности скорость вещества в звездном ветре горячих звезд переменна, что может существенно повлиять на результаты анализа. В работе [14] авторы, анализируя кривые блеска системы V444 Cyg (WN5 + O6 V) с помощью модели Вилсона–Девиннея, сделали еще более простое предположение: они представили звездный ветер компонента WR в виде сферической оболочки с постоянной плотностью и радиусом, равным 0.49 радиуса орбиты. Такая аппроксимация совершенно неадекватна картине реального ветра WR с переменной плотностью и приводит к неправильной оценке меняющегося поглощения в ветре с фазой орбитального периода, а значит, к неверным теоретическим кривым блеска. Неудивительно, что авторы получили совершенно неадекватные оценки параметров звезды WR, противоречащие другим исследованиям ([15–17] и др.): радиус звезды WR переоценен более, чем в два раза, а ее температура недооценена также более, чем в два раза. Этот пример наглядно показывает необходимость адекватного моделирования ветров звезд для корректного решения кривых блеска и определения параметров двойных систем, включающих компоненты со звездными ветрами.

Отметим, что существует и принципиально другой метод анализа кривых блеска систем со звездами Вольфа–Райе, предложенный в работе [18], и усовершенствованный в последние годы [17, 19–21]. Метод заключается в использовании регуляризирующих алгоритмов для решения интегральных уравнений, описывающих затмения в системе. С этими алгоритмами получены надежные параметры ряда звезд WR в составе двойных систем, но они могут применяться лишь к сравнительно разделенным двойным системам, форма компонентов которых близка к сферической. Использование возможностей метода синтеза позволяет анализировать кривые блеска систем с приливно-деформированными компонентами.

Еще один метод анализа двойных систем, содержащих один компонент со звездным ветром, был предложен в статье [22]. В этой работе эмпирические моменты кривой блеска (вычисляемые как некие интегралы от наблюдаемой кривой [22]) сравниваются с модельными, получаемыми с использованием простых аналитических выражений для распре-

деления яркости звезд по диску и непрозрачности звездного ветра. Метод предполагает, что оба компонента системы имеют сферическую форму, эффект “отражения” не учитывается. Для определения эмпирических моментов кривой блеска требуется очень гладкая кривая, что достигается сплайн-аппроксимацией реальной наблюдаемой кривой. Таким образом, метод может быть применен только к кривым блеска, полученным с очень высокой точностью. Но даже в этом случае получаемые результаты могут рассматриваться лишь в качестве грубого приближения.

2. МОДЕЛЬ

Модель, учитывающая наличие звездного ветра у одного из компонентов двойной системы, была предложена нами в работах [23, 24] и использована для анализа очень массивной двойной системы с эллиптической орбитой WR 22 [25]. Эта модель представляла собой обобщение нашей модели синтеза кривых блеска тесных двойных систем в приближении Роша [26–28]. Перечислим ее основные особенности. Главный (первичный) компонент системы окружен звездным ветром. Основным отличием этой модели от стандартной модели синтеза является то, что для каждой элементарной площадки на вторичном компоненте вычисляется оптическая толщина ветра первичного компонента вдоль луча зрения от этой площадки до наблюдателя. Эта оптическая толщина учитывается при вычислении окончательного потока излучения от площадки. В оптическом континууме оптическую толщу вещества ветра первичной компоненты определяет электронное рассеяние. Поэтому ее величина вычислялась по формуле

$$\tau = \int_{z_0}^{\infty} \sigma_T n_e(z) dz, \quad (1)$$

где z — координата вдоль луча зрения, σ_T — сечение Томсоновского рассеяния, $n_e(z)$ — электронная плотность ветра в точке z на луче зрения, z_0 — координата на луче зрения площадки на поверхности вторичного компонента. Предполагая, что ветер первичного компонента сферически симметричен и используя уравнение неразрывности

$$n_e(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi m_p \mu_e r^2 v(r)}, \quad (2)$$

где \dot{M} — скорость потери массы первичным компонентом, m_p — масса протона, μ_e — электронный молекулярный вес ($\mu_e \simeq 2/(1+X)$, X — содержание водорода), $v(r)$ — скорость ветра на расстоянии r от главной звезды, получим

$$\tau = \tau_0 \int_{z_0/a}^{\infty} \frac{d(z/a)}{(r(z)/a)^2 v(r(z))/V_{\infty}} dz. \quad (3)$$

Величины z_0 и $r(z)$ легко вычисляются с использованием формул, описывающих орбиту двойной системы (см. [25]). В качестве закона изменения скорости ветра мы использовали общепринятый β -закон

$$v(r) = V_\infty \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta, \quad (4)$$

где R_* — радиус первичного компонента, V_∞ — скорость ветра на бесконечности, β — параметр закона скорости ветра. Из сказанного очевидно, что

$$\tau_0 = \sigma_T n_0 a, \quad (5)$$

где a — размер главной полуоси системы, n_0 — референсная электронная плотность (плотность ветра на расстоянии a от первичного компонента в предположении, что скорость ветра в этой точке равна V_∞), равная

$$n_0 = \frac{\dot{M}}{4\pi m_p \mu_e a^2 V_\infty}. \quad (6)$$

Очевидно, что поскольку оптическая толща ветра пропорциональна отношению \dot{M} к V_∞ , эти параметры не являются независимыми параметрами нашей модели. При прочих равных условиях, теоретические кривые блеска с отличающимися \dot{M} и V_∞ , но с одинаковым их отношением, будут идентичны. Из этого также следует, что изменение теоретической кривой блеска, например, при увеличении \dot{M} , может быть также достигнуто соответствующим уменьшением V_∞ .

В настоящей работе мы предлагаем дальнейшее развитие этой модели, которое учитывает наличие ветров вокруг обоих компонентов системы. В такой двойной системе звездные ветра неизбежно сталкиваются. Задача расчета взаимодействия ветров в общем случае крайне сложна. Зона взаимодействия нестационарна из-за влияния ряда неустойчивостей [29–31]. Помимо этого, структура слоев охлаждения за фронтом ударной волны сильно зависит от того, насколько эффективно охлаждение этого вещества из-за высвечивания внутренней энергии. Эффективность радиативного охлаждения в слое характеризуется параметром [29]

$$\chi = \frac{t_{\text{cool}}}{t_{\text{esc}}} = \frac{v_8^4 d_{12}}{\dot{M}_{-7}},$$

где v_8 — скорость ветра в единицах 1000 км/с, d_{12} — расстояние между звездами в единицах 10^{12} см, \dot{M}_{-7} — скорость потери массы звездой в единицах $10^{-7} M_\odot/\text{год}$, t_{cool} — характерное время охлаждения, $t_{\text{esc}} = d/v_s$ — характерное время оттекания горячего газа от апекса поверхности, разграничитывающей два ветра (контактной поверхности, далее КП), v_s — скорость звука в слое охлаждения. Нестационарные газодинамические модели показывают, что в случае $\chi \geq 3$ слой охлаждения находится в адиабатическом режиме, а в случае $\chi \leq 3$ — в радиативном. В зависимости от параметров компонентов и их ветров в кон-

кретной двойной системе могут реализовываться различные ситуации: (i) оба слоя (расположенные по разные стороны КП) находятся в адиабатическом (как правило, это широкие двойные системы) или радиативном (тесные двойные системы) режимах; (ii) один слой в адиабатическом, второй в радиативном режиме; (iii) если орбита системы эллиптическая, в разных ее частях один и тот же слой охлаждения может находиться в разных режимах.

В первых работах по газодинамическому моделированию столкновения ветров в двойных системах (напр., [29]) предполагалось, что вплоть до момента столкновения вещества ветров компонентов движется так, как будто второго компонента не существует. Более того, чаще всего для упрощения расчетов предполагалось, что скорость каждого ветра постоянна и равна V_∞ для данного ветра. Однако такие модели очень сильно переоценивали рентгеновскую светимость и жесткость рентгеновских спектров, формируемых в слоях охлаждения. В действительности на элементарный объем вещества ветра данной звезды действует не только сила лучевого давления и гравитационного притяжения этой звезды, но и такие же силы со стороны второй звезды системы. Очевидно, что вдоль оси системы сила лучевого давления второй звезды направлена в противоположную сторону по отношению к силе лучевого давления первой звезды. Таким образом, излучение второй звезды замедляет ветер первой (и отклоняет его от радиальных траекторий для вещества, находящегося не на оси системы), и наоборот. Этот эффект радиативного торможения (radiative inhibition) был впервые рассмотрен в работе [32]. Он приводит к тому, что скорость ветров в момент столкновения может быть существенно меньше, чем в случае, когда радиативное торможение не учитывается. Как следствие, кинетическая энергия ветров, преобразующаяся в тепловую энергию газа за фронтом ударной волны, существенно уменьшается, что может объяснить несоответствие первых газодинамических моделей и рентгеновских наблюдений. Очевидно, этот эффект должен сильнее проявляться в тесных двойных системах. Авторы [33] рассмотрели тот же эффект в ситуации, когда ветер первой звезды системы имеет подавляюще больший момент по сравнению с ветром второй звезды. В традиционных моделях это означало, что баланса динамических давлений ветров не существует ни в одной точке на оси системы между компонентами, и ветер первой звезды сталкивается непосредственно с поверхностью второй. Однако в работе [33] было показано, что при определенных условиях вещество первого ветра может сильно замедляться вблизи поверхности второй звезды из-за того, что плотность ее излучения в этой области резко возрастает. Это приводит к увеличению плотности первого ветра, что, в свою очередь, приводит к увеличению лучевого давления второй звезды. Возника-

ет положительная обратная связь, и вещество первого ветра может остановиться вблизи поверхности второй звезды. В терминах КП это означает, что баланс давлений даже в условиях преобладания первого ветра может все-таки (при определенных условиях) достигаться вблизи поверхности второй звезды, и столкновения ветра первой звезды с поверхностью второй может не произойти. Этот эффект получил название “радиативная остановка” (radiative breaking).

Дальнейшее усложнение возникает из-за того, что орбитальное движение компонентов двойной системы приводит к закручиванию КП вокруг оси вращения системы. При расчетах во вращающейся системе координат это выражается в необходимости учета влияния сил Кориолиса на движение вещества ветров.

Учет перечисленных факторов при моделировании столкновения ветров в идеале требует создания нестационарной трехмерной модели. Такие модели требуют огромных компьютерных ресурсов, а расчеты даже на суперкомпьютерах занимают столь долгое время, что их невозможно использовать для поиска параметров конкретных двойных систем. Обычно такие модели (чаще всего двумерные) используются для расчетов рентгеновских спектров зоны взаимодействия ветров, для конкретной системы параметры не подбираются, а задаются равными некоторым предполагаемым значениям. Такие модели оказались относительно успешными в случае адиабатических ударных волн, когда размер зоны столкновения велик и она может быть успешно аппроксимирована пространственной сеткой модели, а перемешивание вещества относительно невелико. В случае радиативных ударных волн, когда толщина слоев охлаждения мала, в моделях возникают вычислительные проблемы, связанные с требуемым разрешением сетки. Кроме того, как было отмечено в работе [34], в случае радиативной ударной волны современные газодинамические модели, помимо вычислительных, сталкиваются с принципиальными трудностями. В значительной мере это связано с проблемой корректного учета степени перемешивания вещества за фронтом ударной волны.

Поскольку целью предлагаемой нами модели является возможность поиска за разумное время параметров компонентов двойной системы и параметров их ветров, мы следуем подходу, предложенному в нашей работе [34], а именно, вычисляем контактную поверхность и поверхностную плотность слоев охлаждения в рамках стационарной модели столкновения ветров. При этом форма КП воспроизводит усредненную по времени КП, вычисляемую в нестационарных газодинамических моделях. Дифференциальное уравнение, описывающее форму КП (см. [34, уравнение (6)]), представляет собой уравнение равенства динамических давлений двух ветров. Дифференциальные уравнения, позво-

ляющие вычислить поверхностную плотность слоев охлаждения, также приведены в [34].

Учет сил Кориолиса осуществляется аналогично тому, как это было выполнено в статье [35]. В этой работе авторы, с целью повышения эффективности вычислений, сравнили форму КП, получаемую в нестационарной газодинамической модели, с формой КП, вычисленной в рамках стационарного приближения. Оказалось, что (i) форма “стационарной” КП хорошо воспроизводит усредненную форму КП в газодинамической модели; (ii) КП может быть разделена на две части: симметричную “верхушку”, примыкающую к апексу КП и повернутую на некоторый угол из-за действия сил Кориолиса, и более далекие ветви, образующие спираль Архимеда вокруг центра масс системы. Спираль Архимеда возникает при баллистическом движении вещества во вращающейся системе координат. Угол поворота “верхушки” может быть оценен из соотношения [35]

$$\tan \theta = \frac{v_{\text{orb}}}{V_{\infty}},$$

где v_{orb} — орбитальная скорость второй звезды в системе координат с началом в центре первой звезды, а V_{∞} — терминальная скорость более медленного ветра. Авторы [35] определили, что точка, в которой силы Кориолиса становятся значимыми, то есть симметричная “верхушка” переходит в спираль Архимеда, определяется условием, что скорость оттока вещества вдоль КП достигает 70–90% терминальной скорости более медленного ветра. Это условие обычно выполняется на расстоянии нескольких радиусов орбиты от апекса КП.

Таким образом, вместо трудоемких трехмерных газодинамических вычислений, которые к тому же страдают от вычислительных и теоретических проблем в случае радиативной ударной волны, мы можем использовать стационарную модель столкновения ветров, вычислять форму КП без учета сил Кориолиса, а затем поворачивать ее на угол θ . При этом в случае известных параметров орбиты и терминальных скоростей ветров может быть использована фиксированная величина угла. В случае недостаточно хорошо известных параметров, величина угла θ может использоваться как свободный параметр модели. Забегая вперед, отметим, что для большинства разумных величин параметров двойных систем, их компонентов и ветров, оптическая толщина ветров за пределами “верхушки” КП очень мала. Поэтому в нашей модели мы вычисляем лишь верхушку КП и ее поворот из-за действия сил Кориолиса, и не учитываем баллистическую часть КП. Это существенно упрощает модель. Однако в экстремальных случаях (чрезвычайно тесные двойные системы с мощными ветрами) такое предположение может быть некорректным. В будущей версии модели будет включена баллистическая часть КП.

Учет влияния радиативного торможения на движение вещества в ветрах является трудоемкой задачей, в общем случае требующей решения трехмерных уравнений Навье–Стокса, включающих все действующие на элементарный объем вещества силы. В работе [36] эта задача была решена в стационарном приближении и в предположении, что движение вещества в ветрах компонентов осесимметрично относительно линии центров системы. Это позволило редуцировать задачу к системе двух дифференциальных уравнений в частных производных. Результатом решения является двумерное поле скоростей в ветрах звезд, позволяющее рассчитать (осесимметричную) КП. Авторы [36] отмечают, что единичный расчет двумерного поля скоростей при одном фиксированном наборе параметров модели занимает около 9 часов на одном ядре современного процессора. Очевидно, что непосредственное использование этого алгоритма в задаче минимизации невязок между моделью и наблюдениями не реалистично. Выходом из этой ситуации является предварительный расчет набора моделей (поля скоростей) на сетке параметров и последующая интерполяция этих результатов на текущие параметры модели в процессе поиска оптимальных параметров.

Необходимо сделать еще одно замечание. Излучение звезды с ветром в оптическом континууме формируется не только поверхностью основного тела звезды (определенной условием гидростатического равновесия), но и рассеянным излучением ветра. Однако светимость такого рассеянного излучения на много порядков величин меньше светимости самой звезды, что подтверждается, например, эмпирическим распределением яркости по диску компоненты WR в системе V444 Cyg (WR + O), определенным методом решения некорректных задач [17]. Поэтому в нашей модели мы пренебрегаем этим эффектом.

Суммируя все сказанное выше, алгоритм, реализуемый в нашей модели двойной системы с двумя ветрами, состоит в следующем:

1. Формы поверхности компонентов системы вычисляются в модели Роша [26–28]. Орбита системы может быть круговой или эллиптической.

2. Излучение элементарной площадки на поверхности каждого компонента вычисляется стандартным для метода синтеза образом с учетом потемнения к краю, гравитационного потемнения, эффекта “отражения” [26–28]. Вычисляется монохроматический поток излучения; в примерах, приведенных ниже, использована длина волны $\lambda = 4400 \text{ \AA}$.

3. Контактная поверхность и поверхностная плотность слоев охлаждения вычисляется, как описано выше, посредством решения дифференциальных уравнений, представленных в нашей работе [34]. Поворот КП из-за влияния сил Кориолиса может быть задан фиксированным углом (при известных параметрах орбиты и ветров) или рассматриваться как свободный параметр модели. Для широких

систем, где радиативное торможение не играет существенной роли, поле скоростей ветров рассчитывается в соответствии с β -законом для каждого ветра. Для тесных систем предусмотрена возможность использования двумерных законов изменения скорости в ветрах компонентов путем интерполяции по таблице предварительно рассчитанных моделей, учитывающих радиативное торможение.

4. Для каждой элементарной площадки на поверхности данной звезды, видимой для наблюдателя, вычисляется точка пересечения луча зрения от этой площадки с КП (если таковая имеется). Оптическая толща ветра звезды 1 для площадок на звезде 2 вычисляется по формулам, приведенным выше, на интервале от точки пересечения до бесконечности. Также учитывается оптическая толща ветра звезды 2 для элементарных площадок на звезде 1. Окончательный поток от каждой площадки вычисляется с учетом этой оптической толщи.

5. Как и в стандартной реализации метода синтеза, излучение всех площадок на обеих звездах системы суммируется с учетом геометрических затмений, давая в результате общий поток от системы на данной фазе орбитального периода.

3. МОДЕЛЬНЫЕ КРИВЫЕ БЛЕСКА

Учет радиативного торможения (особенно в тесных двойных системах) является критически важным при расчетах рентгеновских спектров и светимостей. Причиной является то, что рентгеновское излучение систем со сталкивающимися ветрами формируется в слоях охлаждения по обе стороны от контактной поверхности. Температура плазмы за фронтом ударной волны пропорциональна квадрату скорости набегающего ветра, и понижение скорости из-за радиативного торможения ветров радикально влияет на характеристики рентгеновского излучения. Как было отмечено в работе [32], радиативное торможение существенно меняет скорости обоих ветров в основном в области между компонентами системы, близкой к линии центров. Свойства ветров вдали от линии центров меняются значительно меньше.

В нашей модели мы рассматриваем *оптическое* излучение двойных систем со сталкивающимися ветрами. В оптическом диапазоне основными источниками излучения являются звезды-компоненты системы. Основная роль контактной поверхности — определить границу раздела между ветрами. Из сказанного в предыдущем параграфе следует, что форма КП может измениться только вблизи линии центров системы. Более того, на форму КП влияют не абсолютные скорости набегающих ветров, а соотношение их динамических моментов. Поскольку обе звезды системы замедляют ветер друг друга, это соотношение при учете радиативного замедления меняется не слишком сильно по сравнению со слу-

чаем, когда для обоих ветров используются стандартные β -законы. Поэтому можно ожидать, что форма КП в случае учета радиативного торможения изменится не слишком сильно, а значит его влияние на оптическое излучение системы не слишком велико.

Учитывая то, что основной целью данной работы было продемонстрировать алгоритм, обеспечивающий инфраструктуру для вычисления оптических кривых блеска двойных систем со сталкивающимися ветрами, ниже мы показываем результаты только для моделей, в которых скорости ветров до момента столкновения вычислялись с использованием β -законов и без учета радиативного торможения. Как было отмечено выше, учет радиативного торможения представляет собой трудоемкую задачу, которую необходимо реализовывать отдельно от предлагаемого нами алгоритма. При наличии табулированных полей скоростей алгоритм предусматривает возможность их использования для расчета КП. Задача расчета полей скоростей ветров с учетом радиативного торможения будет являться предметом отдельной работы.

Перечислим входные параметры задачи синтеза теоретических кривых блеска двойных систем со звездными ветрами (подробное описание параметров приведено в работах [27, 28, 25], а также в нашей первой статье по расчету пробных модельных кривых блеска систем, содержащих два компонента с ветрами [37]). Стандартные входные параметры двойной системы и ее компонентов: орбитальный период P , наклонение орбиты i , эксцентриситет орбиты e , долгота перигея первой звезды ω , массы звезд M_1, M_2 , средние эффективные температуры звезд T_1, T_2 , коэффициенты заполнения полостей Роша μ_1, μ_2 , коэффициенты гравитационного потемнения β_g^1, β_g^2 , коэффициенты асинхронности вращения звезд F_1, F_2 , болометрические альбедо A_1, A_2 , коэффициенты потемнения к краю $(x, y)_1, (x, y)_2$, эффективная длина волны монохроматической кривой блеска λ . Параметры ветров: темпы потери массы звездами \dot{M}_1, \dot{M}_2 , скорости ветров на бесконечности $V_{\infty,1}, V_{\infty,2}$, параметры в законе скорости ветров β_1, β_2 , средние электронные молекулярные веса вещества в ветрах $\mu_{e,1}, \mu_{e,2}$, угол поворота КП θ . При анализе конкретной двойной системы многие параметры могут быть зафиксированы с учетом имеющейся информации о системе и физических характеристиках ее компонентов.

Коэффициенты заполнения полостей Роша μ_1, μ_2 используются как свободные параметры в процессе поиска оптимального решения кривой блеска. Они однозначно определяют формы поверхностей звезд и, в частности, полярные радиусы компонентов. Однако в качестве характерного радиуса приливно-деформированной звезды разумно рассматривать радиус равнобъемной сферы. Посколь-

ку в приводимых ниже примерах мы не решали обратную задачу поиска оптимальных параметров модели по наблюдаемой кривой блеска, а лишь рассчитывали теоретические кривые по заданному набору параметров модели, в качестве входного параметра, описывающего радиус компонента, мы использовали не коэффициент заполнения для данного компонента, а его радиус, который считался радиусом равнобъемной сферы. Требуемый в модели коэффициент заполнения подбирался так, чтобы соответствовать этому радиусу. Ниже показаны результаты расчетов теоретических кривых блеска в нескольких моделях с параметрами, характерными для различных типов систем.

На рис. 1 показан набор контактных поверхностей для некоторой условной двойной системы со сталкивающимися ветрами. В качестве прототипа мы использовали модель системы с двумя идентичными звездами O5 V, параметры которых взяты из работы [38]: массы компонентов $M_1 = M_2 = 37.28 M_{\odot}$, радиусы $R_1 = R_2 = 11.08 R_{\odot}$, температуры $T_1 = T_2 = 41540$ К, терминалные скорости ветров $V_{\infty,1} = V_{\infty,2} = 2900$ км/с, параметры β -закона $\beta_1 = \beta_2 = 1$. Период системы был принят равным 8 дней, что при заданных массах компонентов соответствует радиусу орбиты $a = 70.84 R_{\odot}$. Орбита полагалась круговой. Для того чтобы проиллюстрировать изменение формы КП

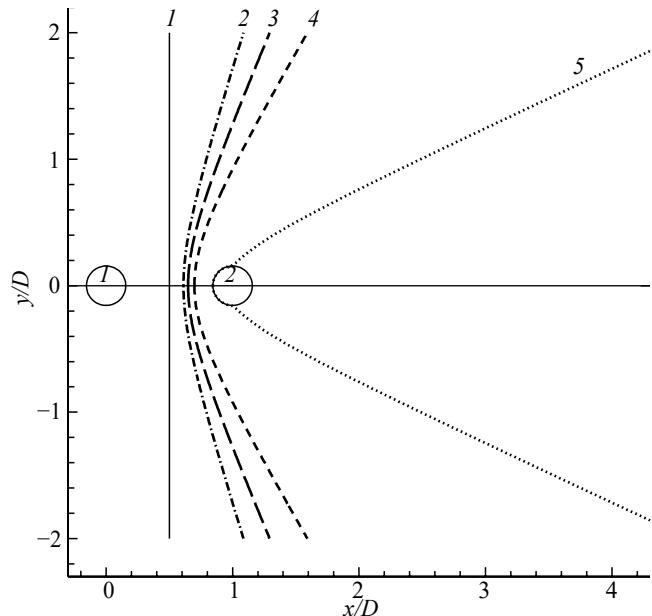


Рис. 1. Несколько контактных поверхностей (КП) для условной системы O5 V + O5 V (см. текст). Для избежания загромождения рисунка показаны не трехмерные поверхности, а их пересечения с плоскостью орбиты. Приливные искажения малы, поэтому компоненты системы показаны окружностями, номера внутри них обозначают номера звезд. Поворот КП из-за влияния сил Кориолиса и радиативное торможение не учитывались. Для поверхностей 1–5 соотношение темпов потери массы звездами \dot{M}_2/\dot{M}_1 составляет 1.0, 0.5, 0.4, 0.3, 0.1 соответственно

при изменении соотношения мощности ветров, мы рассчитали КП для пяти моделей. В первой модели скорости потери массы обоими компонентами одинаковы $\dot{M}_1 = \dot{M}_2 = 1.0 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$. В последующих моделях скорость потери массы второй звездой уменьшается (см. рис. 1). Эти модели несколько искусственны, поскольку значение \dot{M} , вообще говоря, связано с другими параметрами звезды. Они были выбраны с целью продемонстрировать влияние мощности ветров на форму КП, отделив его от влияния других параметров. В этом наборе моделей поворот КП из-за влияния сил Кориолиса не учитывался.

В моделях 1–4 контактная поверхность находится в пространстве между компонентами системы. В модели 5 ветер звезды 1 настолько преобладает над вторым ветром ($\dot{M}_2/\dot{M}_1 = 0.1$), что в пространстве между звездами он полностью подавляет ветер второй звезды и сталкивается с ее поверхностью.

На рис. 2 показано влияние сил Кориолиса на поворот КП для модели 3. Угол поворота верхушки КП для данной модели составляет $\theta = 8.8^\circ$.

На рис. 3 (панели (а) и (б)) показана зависимость кривых блеска для модели 1 (идентичные звезды O5 V и их ветра) от скорости потери масс компонентами. На панели (б) показаны те же кривые блеска, что и на панели (а), но в увеличенном масштабе. Влияние сил Кориолиса в моделях, показанных на панелях (а), (б), не учитывалось. Для сравнения показана кривая блеска без учета поглощения излучения звезд ветрами. На внезатменных участках этой кривой блеск системы практически постоянен, поскольку система сравнительно разделенная,

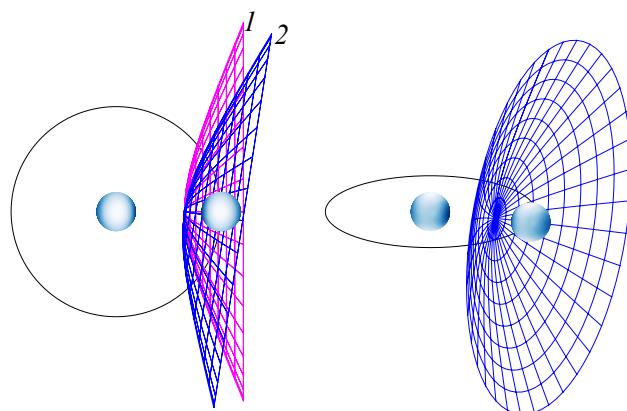


Рис. 2. Влияние сил Кориолиса на угол поворота верхушки контактной поверхности (КП) для модели 3 (см. рис. 1). Слева: 3D модель системы при взгляде с полюса орбиты. Орбита системы показана черной окружностью, звезда номер 1 находится в центре орбиты. Орбитальное движение происходит против часовой стрелки. КП без учета сил Кориолиса помечена индексом “1”, КП с учетом сил Кориолиса — индексом “2”. Справа: КП 2 для угла наклонения орбиты 70° и орбитальной фазы 0.7. Сетки на КП разрежены для ясности рисунков; плотность сеток в реальных расчетах намного выше

и приливные искажения компонентов малы. Угол наклона орбиты во всех моделях равен $i = 90^\circ$. Такой угол позволяет наиболее наглядно показать влияние поглощения в ветрах на кривую блеска, исключив другие факторы. Поскольку звезды и их ветра идентичны, на фазах квадратур (0.25 и 0.75) поглощение излучения звезды в ветре соседки отсутствует (лучи зрения от площадок на звезде к наблюдателю не пересекают КП), и общий блеск системы такой же, как в случае модели без ветров. В моменты соединений (фазы 0.0 и 0.5) происходит полное геометрическое затмение компонентов друг другом. Поэтому блеск системы на этих фазах также не зависит от наличия ветров. Таким образом, поглощение в ветрах компонентов проявляется только в изменении ширины минимумов. Как видно из рис. 3 (а, б), при скорости потери массы $\dot{M}_{1,2} = 1 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$, характерной для звезд спектральных классов O, влияние поглощения в ветрах на кривую блеска минимально. При увеличении \dot{M} до значения $1 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ (характерного для звезд WR) изменения становятся существенными.

На рис. 3 (с) для модели 1 с принятыми значениями $\dot{M}_{1,2} = 5 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ показано влияние учета сил Кориолиса на кривую блеска. Оно проявляется в асимметрии минимумов, а также в смещении

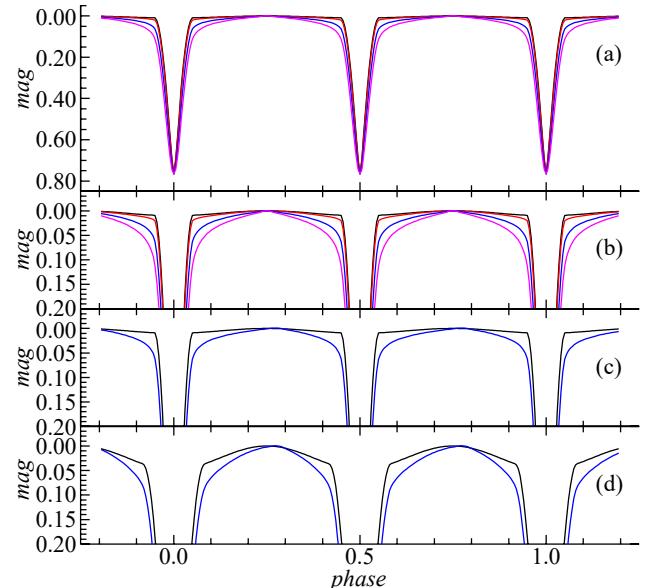


Рис. 3. Влияние величины скорости потери массы \dot{M} на кривую блеска в модели 1. Верхняя сплошная черная кривая — кривая блеска двойной системы, в которой у компонентов нет ветров (а). Сверху вниз: сплошными цветными линиями показаны кривые блеска для $\dot{M}_{1,2} = 1 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$, $5 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$, $10 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$. (б): Те же кривые блеска в увеличенном масштабе. Влияние сил Кориолиса в моделях, показанных на панелях (а) и (б), не учитывалось. (с): Влияние сил Кориолиса на асимметрию кривой блеска для модели 1 ($P = 8^d$) при $\dot{M}_{1,2} = 5 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$, см. текст. (д): Влияние сил Кориолиса на асимметрию кривой блеска для модели, аналогичной модели 1 с $\dot{M}_{1,2} = 5 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$, но с периодом $P = 4^d$.

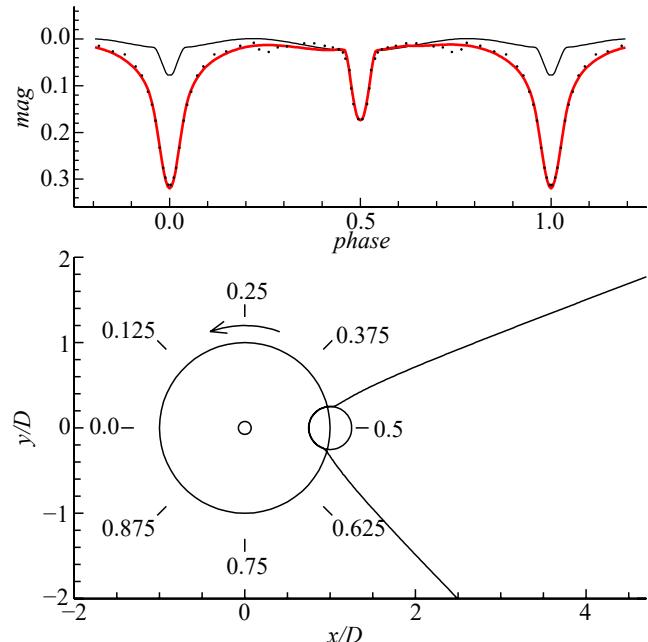
максимумов кривой блеска от фаз 0.25 и 0.75. Поскольку поворот КП из-за сил Кориолиса в данной модели невелик, асимметрия кривой блеска также мала. На панели (д) показана кривая блеска модели системы, параметры которой остались теми же, что в модели с панели (с), за исключением орбитального периода, который уменьшен до 4 дней. Как и на других панелях, для сравнения показана кривая блеска без учета поглощения в ветрах (верхняя кривая). Расстояние между компонентами в этой модели составляет $44.63 R_{\odot}$. При таком расстоянии компоненты системы испытывают заметное приливное искажение, что проявляется в эллипсоидальной переменности верхней кривой блеска на внезатменных участках. Асимметрия нижней кривой блеска (рассчитанной с учетом поглощения в ветрах и сил Кориолиса) выражена все еще довольно слабо, поскольку угол поворота КП составляет $\theta = 11^\circ$. Более выраженная асимметрия из-за влияния сил Кориолиса, очевидно, будет проявляться в очень тесных двойных системах.

Более интересно то, что, как видно из рис. 3 (д), поведение нижней кривой блеска (с учетом поглощения в ветрах) на внезатменных участках вполне может быть интерпретировано в модели без ветров как внезатменная эллипсоидальная переменность. Поскольку величина этой переменности заметно больше, чем истинная переменность из-за приливных искажений компонентов, анализ подобных кривых блеска с использованием стандартного метода синтеза (звезды с тонкими атмосферами) приведет к переоценке размеров звезд системы.

Представляется интересным проверить, какая кривая блеска будет получена с нашей моделью для одной из известных систем с компонентом WR. В качестве такой системы мы выбрали V444 Cyg, которая часто рассматривается как “Rosetta stone” систем WR + O. Система является затменной, что позволяет достаточно надежно определять параметры компонентов, и при этом сравнительно раздвинутой, что позволяет избежать трудностей, связанных с учетом приливных искажений звезд. Как следствие, система хорошо изучена по сравнению с подобными. Ее компонентами являются звезда WR подтипа WN5 и звезда O6 V. Орбита системы круговая, орбитальный период составляет 4.2 дня, угол наклонения орбиты $i \simeq 78^\circ$, радиус орбиты $a \simeq 40 R_{\odot}$ [15, 17]. Мы использовали типичные параметры звезды O6 V из работы [38]: $M_O = 30.98 M_{\odot}$, $R_O = 10.11 R_{\odot}$, $T_{\text{eff},O} = 38867$ К. Параметры ветра также были приняты равными типичным для таких звезд [36]: $\dot{M}_O = 1 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$, $V_{\infty,O} = 2900$ км/с, $\beta_O = 1.0$. Компонент WN5 является классической звездой WR с гелиевым ядром, поэтому ее радиус был принят равным $R_{\text{WR}} = 3 R_{\odot}$ [39]. Из третьего закона Кеплера масса этого компонента при указанных выше параметрах орбиты и звезды O составляет $M_{\text{WR}} = 17.75 M_{\odot}$. Температура звезды WR опреде-

ляется наблюдательным отношением светимостей $L_O/L_{\text{WR}} = 1.63$ [16] и при принятых выше параметрах составляет $T_{\text{eff,WR}} = 63030$ К. Терминальная скорость ветра WR была определена в работе [40] по ультрафиолетовым спектральным линиям в спектрах, полученных на спутнике IUE: $V_{\infty,WR} = 2200$ км/с (взята скорость, определенная по линиям Не II). Скорость потери массы звездой WR была определена по изменению орбитального периода в работе [41]: $\dot{M}_{\text{WR}} = 7 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$. Ветра звезд WR ускоряются медленнее, чем звезд O, что соответствует большим значениям показателя β в β -законе скорости [17]. Поэтому значение этого показателя для звезды WR было принято равным $\beta_{\text{WR}} = 1.5$ [17]. Наконец, химический состав (влияющий на величину среднего электронного молекулярного веса вещества в ветре μ_e) для звезды O был принят равным Солнечному. Для звезды WR, преобладающим элементом в которой является гелий, полностью ионизованный в ветре, мы приняли простое предположение, что содержание водорода $X = 0$ (и, следовательно, $\mu_e = 2$).

На рис. 4 показаны кривые блеска, полученные в нашей модели с указанными выше параметра-



ми. Красная сплошная кривая (нижняя) показывает кривую блеска с учетом поглощения в ветрах компонентов. Черная сплошная кривая (верхняя) получена при тех же параметрах модели, но без учета поглощения в ветрах. Для сравнения точками показана наблюдаемая кривая блеска V444 Cyg в узкополосном фильтре $\lambda 4244 \text{ \AA}$ [17]. В нижней части рисунка показана геометрия системы и КП при взгляде с полюса орбиты. Как видно, ветер WR преобладает настолько, что сталкивается с поверхностью звезды O. Результаты, показанные на рисунке, позволяют сделать несколько выводов:

1. Теоретическая кривая блеска, полученная в нашей модели с учетом поглощения в ветрах, очень хорошо описывает наблюдаемую кривую блеска V444 Cyg. Это замечательный результат, учитывая, что поиск параметров модели не проводился, а использованные параметры орбиты, компонентов и их ветров взяты из нескольких независимых литературных источников.

2. Форма вторичного минимума практически не отличается в модели с учетом и без учета поглощения в ветрах. Причиной этого является то, что в данном минимуме звезда O находится впереди (наблюдатель смотрит на систему справа на нижней панели рисунка). Соответственно в этом минимуме происходит поглощение излучения звезды WR в ветре звезды O. Для данной конфигурации системы и ее компонентов, на фазе 0.5 происходит частичное геометрическое затмение, при этом центр диска WR находится внутри диска O, так что геометрически видимая часть диска WR невелика. К тому же ее излучение проходит через намного менее плотный ветер звезды O. В результате, поглощение излучения звезды WR в ветре звезды O незначительно. По этой же причине во вторичном минимуме не проявляется влияние поворота КП из-за сил Кориолиса (угол поворота для данной конфигурации системы составляет $\theta = 12.36^\circ$). В главном минимуме влияние сил Кориолиса также пренебрежимо мало, поскольку угол раскрытия КП мал и для излучения звезды O на соответствующих фазах ветер звезды WR сферически-симметричен (см. нижнюю панель рисунка).

3. Теоретическая кривая блеска, полученная при тех же параметрах системы и ее компонентов, но без учета поглощения в ветрах (верхняя сплошная черная кривая), радикально отличается от кривой блеска в полной модели (нижняя сплошная красная кривая) на внезатменных участках и в главном минимуме. Интересно, что глубина главного минимума верхней кривой на рис. 4 существенно меньше, чем глубина вторичного минимума. Это связано с тем, что геометрия затмений и перекрываемой в них площади остается одинаковой в обоих минимумах. Поэтому поток, затмеваемый на фазах главного и вторичного минимумов, зависит от температуры соответствующего компонента. Поскольку температура звезды WR заметно выше, чем температура

звезды O, поток с одинаковой площади WR (затмеваемой во вторичном минимуме) заметно превышает поток O (затмеваемой в главном минимуме).

4. Рисунок 4 наглядно демонстрирует, что интерпретация кривой блеска системы WR + O стандартным методом синтеза в модели звезд с тонкими атмосферами приведет к радикально неверным параметрам компонентов.

Необходимо отметить, что, строго говоря, в системе с параметрами V444 Cyg могут играть существенную роль эффекты радиативного торможения и радиативной остановки. Поэтому полученные выше результаты следует рассматривать как предварительные. С другой стороны, как было отмечено выше, влияние радиативного торможения на форму КП, вероятно, не слишком велико. Что касается радиативной остановки, то даже в случае, если ветер WR остановится недалеко от поверхности звезды O, это существенно не изменит картину в целом. Ветер WR все еще преобладает, а плотность ветра O намного меньше плотности ветра WR. Небольшие изменения формы и положения КП, скорее всего, приведут к незначительным изменениям кривой блеска. Конечно, эти качественные аргументы требуют проверки в соответствующим образом адаптированной модели.

На рис. 5 представлен вариант предыдущей модели для угла наклонения орбиты $i = 70^\circ$. При таком угле геометрических затмений тел звезд не происходит и оба затмения чисто атмосферные. Целью этого варианта было продемонстрировать изменение кривой блеска в зависимости от скорости потери массы звездой WR. Жирная черная линия показывает кривую блеска без учета поглощения в ветрах. Цветные тонкие линии, расположенные сверху вниз в главном минимуме, показывают кривые блеска, соответствующие скоростям потери массы $\dot{M}_{\text{WR}} = (1, 2, 5, 7) \times 10^{-6} M_\odot/\text{год}$. Штриховой линией показана кривая блеска в модели, где скорость потери массы звездой WR экстремально велика $\dot{M}_{\text{WR}} = 5 \times 10^{-5} M_\odot/\text{год}$ (видна только верхняя часть кривой, см. текст)

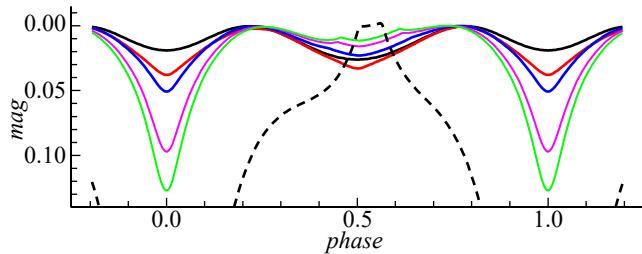


Рис. 5. Теоретические кривые блеска, показывающие зависимость формы кривых от величины скорости потери массы первичным компонентом \dot{M}_1 для случая чисто атмосферного затмения. Параметры системы и компонентов такие же, как для модели V444 Cyg, за исключением угла наклонения орбиты (на данном рисунке $i = 70^\circ$) и скорости потери массы звездой WR. Жирная черная линия показывает кривую блеска без учета поглощения в ветрах. Цветные тонкие линии, расположенные сверху вниз в главном минимуме, показывают кривые блеска, соответствующие скоростям потери массы $\dot{M}_{\text{WR}} = (1, 2, 5, 7) \times 10^{-6} M_\odot/\text{год}$. Штриховой линией показана кривая блеска в модели, где скорость потери массы звездой WR экстремально велика $\dot{M}_{\text{WR}} = 5 \times 10^{-5} M_\odot/\text{год}$ (видна только верхняя часть кривой, см. текст)

Поскольку геометрические затмения отсутствуют, вся переменность в этой модели связана с меняющейся относительно наблюдателя ориентацией приливно деформированных тел компонентов системы (эллипсоидальная переменность), а также отчасти с эффектом “отражения”. Кривые блеска, показанные сплошными цветными линиями (сверху вниз в главном минимуме), соответствуют скоростям потери массы $\dot{M}_{\text{WR}} = (1, 2, 5, 7) \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$. Поведение этих кривых блеска в области главного минимума не вызывает вопросов: чем больше скорость потери массы звездой WR, тем больше поглощение излучения звезды O в главном минимуме. Поведение кривой блеска во вторичном минимуме на первый взгляд нелогично. Если при минимальной $\dot{M}_{\text{WR}} = 1 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ кривая блеска в этом минимуме проходит ниже кривой в модели без ветров, то с увеличением \dot{M}_{WR} она начинает проходить все выше и выше. Объясняется это тем, что во всех вариантах модели, кроме минимального \dot{M}_{WR} , ветер WR сталкивается с поверхностью звезды O, а угол раскрытия конуса КП достаточно мал. В результате даже на орбитальных фазах 0.3–0.4 излучение звезды O поглощается в ветре WR (смотри нижнюю панель рис. 4). Для того чтобы продемонстрировать это наглядно, мы рассчитали модель с экстремально большим значением $\dot{M}_{\text{WR}} = 5 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$. Соответствующая кривая блеска показана на рисунке штриховой линией (видна только верхняя часть кривой, поскольку глубина главного минимума составляет 0.63^m). Форма крыльев главного минимума ясно показывает, что поглощение излучения звезды O в ветре WR продолжается вплоть до орбитальной фазы ~ 0.4 . В этой модели оно настолько велико, что полностью маскирует эллипсоидальную переменность. В других, не столь экстремальных моделях, поглощение на указанных фазах также присутствует. Оно заметно понижает относительную высоту максимумов на фазах ~ 0.2 и ~ 0.8 , уменьшая тем самым амплитуду переменности во вторичном минимуме (разницу звездных величин в максимумах и на фазе 0.5). При этом повышение уровня кривых блеска в области фазы 0.5 является следствием нормировки теоретических кривых блеска на максимум. В случае, если бы кривые рисовались в абсолютных единицах, уровень блеска на фазе 0.5 для больших значений \dot{M}_{WR} примерно совпадал бы с уровнем референсной кривой блеска без учета ветров, а максимумы на фазах ~ 0.2 и ~ 0.8 находились бы ниже максимумов референсной кривой блеска.

На рис. 6 показаны кривые блеска системы с эллиптической орбитой. Для простоты в качестве компонентов системы рассмотрены две идентичные звезды, параметры которых совпадают с параметрами звезды O6 V в модели для V444 Cyg, за исключением скорости потери массы, которая была увеличена до $\dot{M}_{1,2} = 5 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ для того, чтобы влияние ветров было более выражено. Период систе-

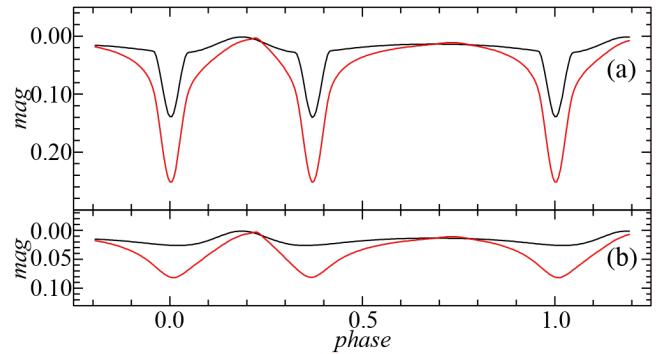


Рис. 6. Теоретические кривые блеска для системы с эксцентрической орбитой ($e = 0.2$) (см. текст). (а): угол наклонения орбиты $i = 75^\circ$. (б): угол наклонения орбиты $i = 65^\circ$. На обеих панелях черные (верхние) кривые блеска показывают модели без учета поглощения в ветрах компонентов. Красные (нижние) кривые получены при учете поглощения в звездных ветрах

мы остался таким же (4.2 дня), а эксцентриситет орбиты и долгота периастра первого компонента приняты равными $e = 0.2$ и $\omega = 0.0$. На панели (а) верхней черной кривой показана референсная кривая блеска системы без учета поглощения в ветрах для угла наклонения орбиты $i = 75^\circ$. При этом угле наблюдаются частичные геометрические затмения. Фаза периастра равна 0.187, вблизи нее наблюдается эллипсоидальная переменность. Вблизи апоастра (на фазах после вторичного минимума) эта переменность практически отсутствует. Нижняя красная кривая показывает кривую блеска с учетом поглощения в ветрах и сил Кориолиса. Влияние сил Кориолиса на поворот КП проявляется в асимметрии максимума кривой блеска с учетом поглощения в ветрах в районе орбитальной фазы 0.22. На нижней панели рис. 6 показаны аналогичные кривые блеска для угла наклонения орбиты $i = 65^\circ$. Геометрические затмения отсутствуют, и вся переменность обусловлена эллипсоидальными изменениями и поглощением в ветрах.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлена модель и соответствующий алгоритм, который позволяет рассчитывать оптические кривые блеска двойных систем со сталкивающимися ветрами. Вычисления, выполненные для ряда теоретических моделей с параметрами, характерными для реальных систем, наглядно показывают, что учет поглощения в ветрах необходим для получения максимально точных параметров систем, их компонентов и ветров. Определение параметров таких систем классическим методом синтеза в модели Роша без учета ветров неизбежно приводит к значительным погрешностям в получаемых параметрах.

Представленная модель будет использоваться в наших дальнейших работах по анализу кривых блеска систем WR + WR, WR + O, O + O. Наиболее

интересными кандидатами являются чрезвычайно массивные системы (с суммарными массами, превышающими $130 M_{\odot}$) WR20a (WN6 + WN6), NGC 3603-A1 (WN6 + N6), WR21 (Of/WN + O) и др.

Отдельное исследование будет посвящено разработке по возможности эффективного вычислительного алгоритма, который позволит рассчитывать поля скоростей в ветрах компонентов с учетом радиативного торможения и радиативной остановки.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа И. И. Антохина (разработка алгоритма учета двух звездных ветров в двойной системе) поддержана грантом Российского научного фонда 23-12-00092. Работа Э. А. Антохиной (реализация модели Роша, моделирование кривых блеска) поддержана Междисциплинарной научно-образовательной школой МГУ им. М. В. Ломоносова “Фундаментальные и прикладные космические исследования”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *H.N. Russell and J.E. Merrill*, The determination of the elements of eclipsing binaries (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 1952).
2. *G. Hill and J.B. Hutchings*, *Astrophys. J.* 162, 265 (1970).
3. *R.E. Wilson and E.J. Devinney*, *Astrophys. J.* 166, 605 (1971).
4. *D.B. Wood*, *Astron. J.* 76, 701 (1971).
5. *R.E. Wilson*, *Astrophys. J.* 234, 1054 (1979).
6. *R.E. Wilson*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* 106, 921 (1994).
7. *J. Kallrath and E.F. Milone*, Eclipsing Binary Stars: Modeling and Analysis. (New York: Springer Verlag, 2nd ed. 2009).
8. *A. Prša and T. Zwitter*, *Astrophys. J.* 628(1), 426 (2005).
9. *A. Prša, K.E. Conroy, M. Horvat, H. Pablo, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* 227(2), id. 29 (2016).
10. *A.Z. Bonanos, K.Z. Stanek, A. Udalski, L. Wyrzykowski, et al.*, *Astrophys. J. Letters* 611(1), L33 (2004).
11. *A.F.J. Moffat, V. Poitras, S.V. Marchenko, M.M. Shara, D.R. Zurek, E. Bergeron, and E.A. Antokhina*, *Astron. J.* 128(6), 2854 (2004).
12. *I.B. Pustyl'nik and L. Einasto*, *Soviet Astron. Letters* 10, 215 (1984).
13. *E.A. Antokhina and A.M. Cherepashchuk*, *Soviet Astron.* 32, 531 (1988).
14. *F.Z. Eris and F. Ekmekeci*, *Astron. Nachricht.* 332(6), 616 (2011).
15. *A.M. Cherepashchuk, J.A. Eaton, and Kh.F. Khalilullin*, *Astrophys. J.* 281, 774 (1984).
16. *A.M. Cherepashchuk, G. Koenigsberger, S.V. Marchenko, and A.F.J. Moffat*, *Astron. and Astrophys.* 293, 142 (1995).
17. *I.I. Antokhin and A.M. Cherepashchuk*, *Astron. Rep.* 45(5), 371 (2001).
18. *A.B. Гончарский, А.М. Черепашук и А.Г. Ягола*, Некорректные задачи астрофизики (М.: Hayka, 1985).
19. *I.I. Antokhin and A.M. Cherepashchuk*, *Astron. Rep.* 51(6), 486 (2007).
20. *I.I. Antokhin*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 420(1), 495 (2012).
21. *I.I. Antokhin*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 463(2), 2079 (2016).
22. *C. Perrier, J. Breysacher, and G. Rauw*, *Astron. and Astrophys.* 503(3), 963 (2009).
23. *E.A. Antokhina, I.I. Antokhin, and A.M. Cherepashchuk*, *Astron. Astrophys. Trans.* 28(1), 3 (2013).
24. *E.A. Antokhina, I.I. Antokhin, and A.M. Cherepashchuk*, *Bull. Crimean Astrophys. Observ.* 109(1), 54 (2013).
25. *G. Lenoir-Craig, I.I. Antokhin, E.A. Antokhina, N. St-Louis, and A.F.J. Moffat*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 510(1), 246 (2022).
26. Э.А. Антохина, Астрон. журн. 65(6), 1164 (1988).
27. Э.А. Антохина, Астрон. журн. 73(4), 532 (1996).
28. *E.A. Antokhina, A.F.J. Moffat, I.I. Antokhin, J.-F. Bertrand, and R. Lamontagne*, *Astrophys. J.* 529(1), 463 (2000).
29. *I.R. Stevens, J.M. Blondin, and A.M.T. Pollock*, *Astrophys. J.* 386, 265 (1992).
30. *J.M. Pittard*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 300(2), 479 (1998).
31. *E.R. Parkin, J.M. Pittard, M.F. Corcoran, and K. Hamaguchi*, *Astrophys. J.* 726(2), id. 105 (2011).
32. *I.R. Stevens and A.M.T. Pollock*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 269, 226 (1994).
33. *K.G. Gayley, S.P. Owocki, and S.R. Cranmer*, *Astrophys. J.* 475(2), 786 (1997).
34. *I.I. Antokhin, S.P. Owocki, and J.C. Brown*, *Astrophys. J.* 611(1), 434 (2004).
35. *E.R. Parkin and J.M. Pittard*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 388(3), 1047 (2008).
36. *E. Mossoux and G. Rauw*, *Astron. and Astrophys.* 646, id. A89 (2021).
37. *E.A. Antokhina and I.I. Antokhin*, *INASAN Sci. Rep.* 8, 58 (2023).
38. *F. Martins, D. Schaerer, and D.J. Hillier*, *Astron. and Astrophys.* 436(3), 1049 (2005).
39. *D. Schaerer and A. Maeder*, *Astron. and Astrophys.* 263(1–2), 129 (1992).
40. *D.N. Brown and S.N. Shore*, in *New Insights in Astrophysics: 8 Years of UV Astronomy with IUE*, Proc. Intern. Symp. co-sponsored by NASA, ESA and SERC, held at University College London, 14–16 July 1986; edited by E.J. Rolfe and R. Wilson, *ESA Special Publ.* 263, 353 (1986).

41. *I.I. Antokhin, S.V. Marchenko, and A.F.J. Moffat*, in Wolf-Rayet stars: binaries; colliding winds; evolution, IAU Symp. held in La Biodola, Elba, Italia, May 2–6, 1994, edited by K.A. van der Hucht and P.M. Williams (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers), IAU Symp. 163, 520 (1995).

LIGHT CURVE SYNTHESIS FOR COLLIDING WIND BINARY SYSTEMS

© 2025 I. I. Antokhin*, E. A. Antokhina**

Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

*e-mail: igor@sai.msu.ru

**e-mail: elant@sai.msu.ru

The synthesis method which allows one to compute light curves of binary systems in the Roche model is a powerful and widely used analysis tool. However, in its original form, it is not suitable for the analysis of light curves of binary systems in which one or both components have powerful stellar winds. Previously, we proposed a model of a binary system based on the synthesis method and including one component with a wind. In the current paper, we propose a generalization of the model to the case when both components of the binary system have winds. The surface separating the two winds (the contact surface) is calculated within the framework of a steady state model of stellar wind collision. When calculating the light curve, the absorption of stellar radiation in the winds, as well as in the cooling layers located on both sides of the contact surface, is taken into account. The structure of the cooling layers and their surface density are calculated in the radiative shock limit. The algorithm allows one to take into account the asymmetry of the contact surface caused by the Coriolis force, as well as (using pre-calculated tables) the radiative inhibition of the winds in close binary systems. The results of numerical calculations in various test models are presented, clearly demonstrating the need to take into account the influence of the winds on optical light curves in WR + WR, WR + O, O + O systems.

Keywords: eclipsing binary systems, Wolf-Rayet stars, stellar wind, wind-wind collision, synthesis methods