

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
имени П. К. ШТЕРНБЕРГА

На правах рукописи

Антохин Игорь Иванович

Горячие массивные звезды в двойных системах

Специальность 1.3.1. Физика космоса, астрономия

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Научный консультант:
доктор физико-математических наук,
профессор, академик РАН
Черепашук Анатолий Михайлович

Москва — 2024

Оглавление

Введение	5
Актуальность и степень разработанности темы исследования	5
Цели и задачи диссертационной работы	12
Объект и предмет исследования	13
Методология исследования	13
Научная новизна	14
Теоретическая и практическая значимость	15
Положения, выносимые на защиту	15
Степень достоверности результатов	16
Публикации автора по теме диссертации	17
Личный вклад автора	22
Апробация результатов	24
Структура и содержание диссертации	26
1 Обратная задача восстановления структуры ветра WR из кривых блеска двойных систем WR+OB: методы	29
1.1 Непараметрический метод	29
1.1.1 Уравнение Фредгольма первого рода	30
Постановка задачи	30
Модельные предположения и уравнения	31
Методы решения	33
Решение на компактном множестве функций	34
Регуляризация Тихонова	35
Дискретная аппроксимация	37
Априорные ограничения	37
Общий алгоритм решения задачи	39
Демонстрация алгоритма: симулированные кривые блеска	40
1.1.2 Уравнение Абеля	46
Постановка задачи	46
Дискретная аппроксимация	50
Демонстрация алгоритма	52
1.2 Параметрический метод	58
1.2.1 Широкие двойные системы	59
1.2.2 Тесные двойные системы	62

1.3	Выводы	67
2	Обратная задача восстановления структуры ветра WR из кривых блеска двойных систем WR+OB: применение методов	69
2.1	V444 Cyg	69
2.1.1	Непараметрический метод	70
2.1.2	Параметрический метод	87
2.2	BAT99-129 – непараметрический метод	95
2.3	WR 22 – параметрический метод	108
2.4	Выводы	125
3	Наблюдательные свойства массивных горячих звезд	126
3.1	Отдельные звезды: WR 22, WR 25, WR 46, HD 93161 A, HD 192103, Tr 16-104	129
3.1.1	WR 22	129
3.1.2	WR 25	131
3.1.3	WR 46	144
3.1.4	HD 93161 A	150
3.1.5	HD 192103	154
3.1.6	Tr 16-104	158
3.2	Исследование звезд в ассоциации Carina OB1 на телескопе <i>XMM-Newton</i> . .	164
3.2.1	Наблюдения	165
3.2.2	Детектирование источников и их идентификация	165
3.2.3	Предел детектирования	170
3.2.4	Идентификация источников	170
3.2.5	Внегалактические фоновые источники	174
3.2.6	Переменность	175
	Переменность внутри отдельных сетов данных	175
	Переменность от сета к сету	179
3.2.7	Рентгеновские свойства звезд ранних типов	180
	Спектральные модели.	180
	Рентгеновские потоки и отношение L_x/L_{bol}	183
3.2.8	Сравнение с рентгеновскими потоками из других обзоров	187
3.3	Обсуждение результатов	190
3.4	Выводы	193
4	Столкновение звездных ветров в двойных системах WR+O	195
4.1	Стационарная модель столкновения	195
4.1.1	Мотивация, основные предположения, и общий дизайн	195

4.1.2	Контактная поверхность	199
4.1.3	Структура и излучение плоско-параллельного слоя охлаждения за фронтом ударной волны	202
	Уравнения для почти изобарического слоя охлаждения	202
	Определение структуры радиативного слоя охлаждения	203
	Ширина слоя охлаждения	206
	Предельный орбитальный период для применимости метода	207
4.1.4	Вычисление полного излучения зоны взаимодействия	207
	Оптически тонкий случай	207
	Учет поглощения “теплым” веществом	208
	Поверхностная плотность слоев охлаждения	209
	Непрозрачность “теплого” вещества	212
4.1.5	Теоретические модели: внутренние свойства	215
	Контактная поверхность и слои охлаждения	215
	Поверхностная плотность слоев охлаждения	216
	Кинетическая энергия, высвобождаемая в зоне взаимодействия, и внутренние рентгеновские спектры	217
4.1.6	Теоретические спектры двойных систем с характерными параметрами	219
	Модель А	220
	Модель В	222
	Модель С	223
4.1.7	Анализ теоретической модели в программе XSPEC	226
4.1.8	Заключительные ремарки	229
4.2	Анализ рентгеновского спектра HD 159176	231
4.2.1	Одинаковые ветра	235
4.2.2	Неодинаковые ветра	237
4.2.3	Результаты	238
4.3	Выводы	239
5	Анализ ИК и рентгеновских наблюдений микроквараза Cyg X-3	241
5.1	Эволюция орбитального периода и ее причины	243
5.1.1	Архивные данные	243
	<i>RXTE</i> ASM	243
	<i>SUZAKU</i>	244
	<i>MAXI</i> SCAN-данные	244
	<i>AstroSat</i>	245
5.1.2	Сегменты данных	245
5.1.3	Метод определения моментов рентгеновских минимумов и их ошибок	246

5.1.4	Изменение периода	250
5.1.5	Природа синусоидальной компоненты в эволюции орбитального периода	253
5.1.6	Скачкообразные изменения (о-с)	255
5.1.7	Заключение	257
5.2	Структуры в ветре WR по ИК и рентгеновским наблюдениям	258
5.2.1	ИК наблюдения и архивные рентгеновские данные	259
5.2.2	Средние рентгеновские и ИК кривые блеска	264
5.2.3	Модель	266
	Качественные соображения	266
	Рентгеновская модель	270
	ИК модель	273
	Метод оптимизации	275
5.2.4	Результаты	278
	Рентгеновский диапазон	278
	ИК диапазон	284
5.2.5	Возможные проблемы модели	287
5.2.6	Обсуждение результатов	289
5.2.7	Заключение	291
5.3	Выводы	292
	Заключение	293
	Благодарности	297
	Приложение А. Минимизация функционала Тихонова методом проекции сопряженных градиентов	298
	Приложение Б. Влияние кривизны контактной поверхности и ускорения скорости в ветрах на поверхностную плотность слоев охлаждения	303
	Список используемых сокращений названий журналов	306
	Список литературы	307

Введение

Актуальность и степень разработанности темы исследования

Диссертационное исследование посвящено изучению звезд спектральных классов O и классических звезд Вольфа-Райе (WR). Эти звезды являются наиболее горячими (десятки тысяч градусов) и массивными (десятки масс Солнца) среди всех звезд различных спектральных классов. Время жизни таких массивных звезд намного меньше, чем звезд с массами порядка Солнечной. Эволюционный статус звезд O и WR отличается: звезды O находятся на стадии горения водорода, а звезды WR – гелиевые остатки проэволюционировавших массивных звезд с начальными массами больше $20M_{\odot}$ (Schild, Maeder, 1984; Humphreys, Nichols, Massey, 1985). Однако у них есть одна общая характеристика – наличие мощных звездных ветров. Если у нашего Солнца скорость потери массы из-за Солнечного ветра составляет порядка $10^{-14}M_{\odot}/\text{год}$, то у звезд O характерная величина скорости потери массы посредством звездного ветра составляет $10^{-6}M_{\odot}/\text{год}$, а у звезд WR $10^{-5}M_{\odot}/\text{год}$, и в отдельных случаях может достигать $10^{-4}M_{\odot}/\text{год}$.

Благодаря наличию мощных звездных ветров, выносящих вещество поверхностных слоев звезд в окружающее пространство, эти звезды играют важную роль в химической эволюции галактик. Более того, в конце своей жизни они взрываются как Сверхновые второго типа, выбрасывая продукты ядерных реакций в межзвездную среду и обогащая ее тяжелыми элементами. Остатками взрыва Сверхновой являются нейтронные звезды и черные дыры. Если звезда O или WR является членом двойной системы, на конечных стадиях эволюции такой системы может образовываться двойная система, содержащая нейтронную звезду или черную дыру в паре с обычной звездой, что может сопровождаться аккрецией вещества на релятивистский объект и сопутствующим рентгеновским излучением, то есть появлением рентгеновской двойной системы. Еще позже, после второго взрыва Сверхновой в системе, может образоваться пара, включающая в различных комбинациях нейтронные звезды или черные дыры. Компоненты этой пары могут в дальнейшем сливаться, порождая всплеск гравитационно-волнового излучения. Такие всплески были открыты в гравитационно-волновом эксперименте LIGO (LIGO Scientific Collaboration et al., 2015).

Сверхзвуковые ветра звезд O и WR также приводят к существованию ряда интересных явлений, например, локальных ударных волн, приводящих к формированию мягкого рентгеновского излучения от этих звезд. В двойных системах O+O, WR+O, WR+WR

наблюдаются дополнительные явления, связанные со столкновением ветров компонент. Подробнее об этом будет сказано ниже.

Таким образом, звезды O и WR играют важную роль в эволюции своих родительских галактик, демонстрируют интересные явления, специфичные лишь для них, играют важную роль в эволюции массивных двойных систем. Изучение их качественных и количественных характеристик имеет большое значение для понимания строения и эволюции массивных одиночных и двойных звезд. Все это вместе взятое обуславливает актуальность и важность темы.

Наличие мощных ветров маскирует свойства центральных звезд. Эта проблема особенно важна для звезд WR. Несмотря на то, что скорость потери массы в ветрах как O, так и WR звезд на много порядков величины превосходит Солнечную, а разница этих скоростей между звездами O и WR составляет всего один порядок, эта разница приводит к принципиальным различиям в виде спектров и способах их интерпретации. В оптических спектрах большинства звезд O наблюдаются обычные узкие линии поглощения различных элементов. Лишь в далеком ультрафиолетовом диапазоне резонансные линии имеют профили типа P Cуг. Поэтому для интерпретации по крайней мере оптических спектров звезд O применимы стандартные модели плоско-параллельных атмосфер, находящихся в гидростатическом равновесии. В десять раз более мощные ветра звезд WR приводят к тому, что в их оптических спектрах наблюдаются эмиссионные линии шириной десятки ангстрем, что соответствует тысяче – двум тысячам км/с или более. Эти линии образуются в звездном ветре и стандартные модели атмосфер неприменимы.

Понимание движущей силы ветров и их структуры является критически важным для понимания физики звезд O и WR в целом. Заметный прогресс в этой области начался в 90-х годах прошлого века. В идеале самосогласованная модель звездного ветра одиночной звезды должна быть трехмерной, учитывать нестационарность ветров, и включать как решение уравнений переноса излучения в движущейся среде, так и решение гидродинамических уравнений, описывающих это движение. К сожалению, подобные модели до настоящего времени отсутствуют, что связано как с теоретическими проблемами, так и с огромными требуемыми для реализации подобной модели компьютерными ресурсами. Поэтому создание моделей ветров шло по двум направлениям.

Первое включает решение уравнений переноса в сопутствующей системе координат, в движущейся среде, кинематическая структура которой задается простыми аналитическими выражениями. Наибольший прогресс был достигнут в работах так называемой Потсдамской группы под руководством W.-R. Hamann (Hamann, Gräfener, 2004; Hamann et al., 2008; 2019). Результатом этой работы стали сетки моделей и соответствующих спектров звезд WR, которые могут использоваться аналогично моделям Kurucz (1979). Имеется также доступ к Web-интерфейсу программного кода и возможность скачивания исходного кода (Hamann et al., 2023).

Второе направление концентрировалось на решении уравнений динамики и упрощенном анализе переноса излучения. Одна из пионерских работ была выполнена Castor, Abbott, Klein (1975). В ней не рассматривалась нестационарность ветра, но было показано, что основным механизмом, определяющим движение ветра и его динамику, является давление излучения в линиях. Был получен закон ускорения вещества в ветре (см. ниже). В 90-х и 2000-х годах появились нестационарные газодинамические модели. Первые работы по изучению нестационарности ветров звезд, движущихся за счет давления излучения в линиях, включали одномерный аналитический анализ в линейном приближении (Owocki, Rybicki, 1984; 1985). Было показано, что ветра, создаваемые давлением излучения, являются внутренне неустойчивыми, поскольку движущая сила, приводящая к ускорению вещества, сама зависит от этого ускорения. Как следствие, ветер становится сильно структурированным и нестационарным. Затем последовал нелинейный анализ с помощью численных одномерных моделей (Owocki, Puls, 1996; 1999). Эти работы показали, что неустойчивость в ветре возникает уже вблизи его основания, и что связанные с ней неоднородности приводят к образованию в ветре блобов (плотных сгустков вещества). Их столкновение приводит к формированию ударных волн, разогреву вещества и, как следствие, появлению рентгеновского излучения. Типичные разности скоростей могут достигать 200 – 600 км/с, что приводит к формированию мягкого рентгеновского излучения с характерной энергией $\sim 0.1 - 0.5$ кэВ. Очевидно, для адекватного моделирования нестационарности требуется трехмерная модель. Однако из-за очень больших компьютерных ресурсов, необходимых для ее реализации, до настоящего времени появились лишь двумерные модели. В работе Dessart, Owocki (2003) была реализована ограниченная двумерная модель, в которых часть вычислений проводится в одномерном приближении. Sundqvist, Owocki, Puls (2018) представили двумерную модель в псевдо-планарном приближении. Было показано, что ветер распадается на плотные блобы с разреженным веществом между ними, что характерный размер блоба сравним с Соболевской длиной, и что фактор заполнения в двумерной модели несколько меньше, чем в одномерной.

Отметим также недавние работы (Sander et al., 2018; 2017; Sander, Vink, Hamann, 2020; Sander, Vink, 2020), в которых впервые на уровне концепта была предложена методика объединения решения уравнений переноса в сопутствующей системе координат (модель Потсдамской группы) и гидродинамических уравнений. Однако предложенная модель довольно ограничена: она является одномерной, в ее динамической части не учитывается нестационарность звездного ветра, а также возможная немонотонность скорости ветра как функции расстояния от звезды (см. ниже).

Как было сказано выше, в двойной системе, состоящей из звезд WR или O, ветра компонент сталкиваются друг с другом. Поскольку при таком фронтальном (по крайней мере вдоль линии центров двойной системы) столкновении вещество каждого ветра практически останавливается, а его скорость в момент столкновения может достигать тысячи –

двух тысяч км/с, значительная часть кинетической энергии вещества должна переходить в тепловую энергию газа. Это приведет к повышению его температуры до десятков миллионов градусов, и как следствие, к формированию жесткого рентгеновского излучения. Таким образом, из этого качественного рассмотрения можно ожидать, что рентгеновская светимость и жесткость рентгеновского спектра двойных систем такого типа будет намного больше, чем светимость и жесткость одиночных звезд WR и O. Именно эта идея была впервые высказана в работах Прилутский, Усов (1976) и Черепашук (1976). Usov (1992) предложил аналитическую модель, которая предсказывала свойства рентгеновского излучения, порождаемого столкновением ветров, в случае, когда формирующиеся ударные волны находятся в адиабатическом режиме. Автор также предсказал зависимость рентгеновской светимости от расстояния между компонентами системы, находящимися на эксцентрической орбите. Эти предсказания были позднее подтверждены для ряда двойных систем (см., например, Rauw et al., 2002b; Sana et al., 2004). Параллельно начали появляться первые численные нестационарные двумерные газодинамические модели столкновения ветров (Stevens, Blondin, Pollock, 1992; Pittard, Stevens, 1997), в которых были частично подтверждены аналитические результаты Усова, а также построены двумерные карты зоны столкновения.

Несмотря на перечисленные достижения, в данной области остаются многочисленные нерешенные проблемы, даже если не рассматривать ее с точки зрения идеальной самосогласованной модели. Кратко перечислим эти проблемы, имеющиеся в двух упомянутых направлениях исследований.

Как было отмечено выше, в модели переноса излучения Потсдамской группы кинематика ветра задается простым аналитическим выражением, имеющим общепринятое название “ β -закон”

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

где $v(r)$ – скорость ветра на расстоянии r от центра звезды, V_{∞} – скорость на бесконечности, R_* – радиус гидростатического ядра звезды. Этот закон был впервые получен Чандрасекаром еще в 1934 году (Chandrasekhar, 1934) в предположении, что сила, действующая на вещество ветра и направленная наружу, какая бы природа у нее ни была, пропорциональна силе гравитационного притяжения. В этом предположении движение вещества по радиусу описывается простым дифференциальным уравнением, решение которого дает показанную выше формулу с показателем $\beta = 0.5$. Castor, Abbott, Klein (1975) рассмотрели модель, в которой сила, действующая наружу от звезды, объяснялась давлением излучения в линиях. Авторы получили тот же закон изменения скорости с тем же показателем 0.5. Необходимо отметить, что эта величина β была получена в предположении, что излучение исходит из точечного источника. Учет конечного размера звезды

повышает β до значения ~ 0.8 . Для данного показателя скорость ветра очень быстро увеличивается вблизи звезды, а затем остается почти постоянной. Однако спектральные модели, а также анализ затмений в двойных системах показали, что если для звезд O величина $\beta \sim 1.0$ является приемлемой, то у звезд WR ускорение ветра чаще всего происходит заметно медленнее, и на больших расстояниях от звезды ветер все еще ускоряется. Если полагать, что изменение скорости в ветре все еще происходит в соответствии с β -законом, это означает, что параметр β должен быть заметно больше 1.0. Именно поэтому фиксированная величина показателя была заменена на свободный параметр β . Причины отличия его величины от значения 0.5 – 1.0 остаются неясными. Кроме того, возникают сомнения относительно самой формы закона, по крайней мере для звезд WR. Если в относительно неплотных ветрах звезд O силы лучевого давления хватает, чтобы разогнать вещество ветра до терминальной скорости “в один прием”, то, как показывают недавние газодинамические расчеты Poniatowski et al. (2021), в звездах WR силы лучевого давления для этого может не хватить. На некотором расстоянии от звезды способность спектральных линий поглощать излучение звезды исчерпывает себя, и скорость ветра перестает расти или даже уменьшается. Однако с дальнейшим увеличением расстояния от звезды понижается степень ионизации вещества, как следствие, появляются новые переходы между уровнями различных ионов, которые попадают на области спектра, отличающиеся от положений линий, которые исчерпали себя как средство ускорения. Это приводит к увеличению силы давления и новому этапу ускорения вещества. Таким образом, ускорение становится двухступенчатым, а форма закона изменения скорости качественно отличается от общепринятого β -закона. Заметим, что спектральная модель Потсдамской группы в принципе не позволяет решать уравнения переноса излучения в среде с немонотонным изменением скорости.

Вторая проблема спектральной модели Потсдамской группы связана с неоднородностью ветра. Как было отмечено выше, неоднородность внутренне присуща ветрам, движущей силой которых является давление излучения в линиях. Авторы спектральной модели были вынуждены ввести учет неоднородности для звезд WR в 1998 году (Hamann, Koesterke, 1998), поскольку в случае однородного ветра теоретические красные крылья спектральных линий оказывались намного сильнее, чем наблюдаемые. На излучение в этих крыльях большое влияние оказывает электронное рассеяние, которое линейно зависит от плотности вещества. Для уменьшения красных крыльев необходимо понизить плотность вещества. Но при этом не будут воспроизводиться относительные интенсивности линий. Основной механизм формирования эмиссионных линий – каскадные переходы после рекомбинации, и этот эмиссионный процесс пропорционален квадрату плотности. Разница зависимости электронного рассеяния и эмиссионного механизма в линиях от плотности вещества дает возможность решения проблемы путем ввода в модель неоднородности ветра. Как известно из математики, среднее суммы квадратов нескольких величин

больше квадрата среднего. Поэтому, если рассмотреть среду, состоящую из плотных блобов и разреженного вещества между ними, можно обеспечить то же значение среднего квадрата плотности, что в однородной модели, при меньшей средней плотности, то есть воспроизвести относительные интенсивности линий и уменьшить их красные крылья.

Очевидно, что полноценный учет неоднородности ветра требует создания нестационарной трехмерной газодинамической модели. Подобные модели до сих пор не созданы, более того, инкорпорирование ее в описываемую спектральную модель в принципе невозможно, если газодинамическая модель приводит к немонотонному изменению $v(r)$. Причина заключается в том, что спектральная модель Потсдамской группы неспособна решать уравнения переноса в среде с немонотонным изменением скорости. Поэтому неоднородность в этой модели учитывается в очень упрощенном виде так называемого микроклампинга (micro clumping). Предполагается, что (i) вещество ветра состоит из оптически тонких микро клампов (блобов); (ii) отношение плотности блобов к плотности вещества между ними D постоянно во всем объеме ветра; (iii) фактор заполнения (процент объема, занимаемого блобами) также постоянен во всем объеме ветра. В результате удастся описать одновременно относительные интенсивности эмиссионных линий и их красные крылья при скорости потери массы, которая в \sqrt{D} меньше скорости потери массы в однородной модели (описывающей относительные интенсивности линий, но не их красные крылья). В опубликованных сетках моделей звезд WR параметр D фиксирован и принят равным 4, что соответствует скачку плотности за фронтом адиабатической ударной волны в одноатомном идеальном газе.

Такой учет неоднородности ветра позволил несколько снизить остроту еще одной проблемы Потсдамской модели: в рамках однородной модели скорости потери массы звездами WR оказывались в десять и более раз больше тех скоростей, что были найдены независимыми методами. Введение параметра неоднородности понизило противоречие, однако получаемые даже в этом варианте модели скорости потери массы все еще в разы больше тех, что получены другими методами. При этом форма и относительные интенсивности спектральных линий описываются приемлемо.

Как было отмечено выше, нестационарные модели звездных ветров одиночных массивных горячих звезд далеки от завершения. Несмотря на существенный прогресс в качественном понимании их структуры, количественные самосогласованные модели отсутствуют. На качественном уровне было показано, что по крайней мере у звезд WR глобальный закон изменения скорости в ветре может сильно отличаться от общепринятого β -закона (Poniatowski et al., 2021). Однако этот результат был получен лишь в одномерной модели и с рядом упрощающих предположений. Так, например, критически необходимое для работоспособности модели изменение степени ионизации не рассчитывалось, вместо этого постулировалось скачкообразное увеличение силы, действующей наружу, на некотором расстоянии от звезды. Это увеличение лишь качественно обосновывалось гипотетическим

уменьшением степени ионизации. Отметим, что вращение звезды с ветром вносит дальнейшие осложнения в любые потенциальные модели.

Численные газодинамические модели столкновения ветров в двойных системах WR+O и O+O оказались сравнительно успешными в случае широких двойных систем, где область за фронтом ударной волны находится в адиабатическом режиме. В этом режиме зона столкновения занимает большой объем и сравнительно хорошо аппроксимируется в численной модели. Однако эти модели встречаются со значительными трудностями в случае более тесных двойных систем, где из-за высокой плотности вещества ударные волны становятся радиативными. Это приводит к высвечиванию тепловой энергии и, как следствие, к тому, что зона столкновения превращается в высшей степени нестационарное образование с небольшой толщиной плотных слоев, где происходит интенсивное перемешивание горячего и холодного материала. Как следствие, средняя температура вещества понижается, как и жесткость результирующего рентгеновского излучения. К сожалению, физически обоснованную степень перемешивания трудно предсказать теоретически. Более того, из-за так называемой численной диффузии, связанной с конечной точностью компьютерных вычислений, и неизбежно ограниченным разрешением пространственной сетки, степень перемешивания в численных моделях скорее всего переоценивает реальную. Плазменные эффекты и магнитные поля могут также отчасти стабилизировать зону столкновения. На то, что степень перемешивания в тесных двойных системах может быть ограничена, указывает жесткое рентгеновское излучение, наблюдающееся в некоторых тесных двойных системах WR+O. В текущих газодинамических моделях столкновения проблема неограниченного перемешивания решается разными способами. Например, вводится обрезание функции охлаждения ниже некоторой температуры (то есть считается, что вещество ниже заданной температуры перестает охлаждаться). Проблема заключается в том, что это значение в сущности назначается произвольно.

Одна из наиболее продвинутых трехмерных газодинамических моделей столкновения ветров была представлена Parkin et al. (2011) в работе по моделированию кривых блеска и спектров двойной системы η Car (LBV). Система находится на сильно эксцентрической орбите $e = 0.9$, орбитальный период составляет 2024 дня. Таким образом, на большей части орбиты расстояние между компонентами велико и вещество зоны столкновения находится в адиабатическом режиме. Однако вблизи периастра начинает играть роль радиативное охлаждение. Несмотря на то, что сравнение модели и рентгеновских наблюдений позволило сделать ряд интересных выводов, модель смогла удовлетворительно воспроизвести орбитальную наблюдаемую кривую блеска лишь на фазах, сравнительно далеких от периастра.

В условиях, когда самосогласованные модели ветра одиночных и двойных звезд WR и O отсутствуют, двойные системы предоставляют потенциальную возможность получить эмпирические ограничения на различные свойства ветров и компонент. Спутник звезд WR

при этом играет роль пробного тела, сканирующего ветер WR. Эта идея лежит в основе подхода, используемого в диссертационной работе. Всегда, когда это представлялось возможным, исследование проводилось так, чтобы получить эмпирические ограничения на характеристики звезд и их ветров с минимумом возможных модельных предположений.

Цели и задачи диссертационной работы

Целью диссертационной работы является исследование качественных и количественных характеристик горячих массивных звезд ранних спектральных типов, а также процессов, протекающих в двойных системах, включающих такие звезды. Для достижения этой цели были поставлены и решены следующие задачи:

1. Создан гибкий и эффективный алгоритм решения интегрального уравнения Фредгольма первого типа и интегрального уравнения Абеля, позволяющий находить неизвестную функцию для любой комбинации априорных ограничений и предположений относительно гладкости искомой функции. На основе этого алгоритма создана компьютерная программа решения кривых блеска двойных систем WR+O и O+O.
2. Создана параметрическая модель и соответствующий алгоритм решения кривых блеска двойных систем ранних спектральных типов в оптическом континууме. Модель разработана в двух вариантах – для широких пар со сферическими компонентами (самодостаточный программный код) и как подпрограмма, встраиваемая в алгоритм стандартной модели Роша (для тесных пар).
3. С использованием этих программ проведены исследования двойных звезд WR+O V444 Cyg, BAT99-129, WR 22. Определены характеристики компонент и ветров в этих двойных системах.
4. С использованием оптических и рентгеновских данных проведены исследования наблюдательных свойств большого числа одиночных и массивных звезд ранних спектральных типов. Определены рентгеновские светимости, характерные температуры плазмы, излучающей в рентгеновском диапазоне, получены данные о рентгеновской переменности. Проведено сравнение отношения рентгеновской и болометрической светимостей для большого числа одиночных и двойных звезд.
5. Разработана стационарная модель столкновения звездных ветров в двойных системах WR+O и O+O, позволяющая рассчитать теоретические рентгеновские спектры и кривые блеска. Модель использована при анализе рентгеновских наблюдений двойной системы HD 159176.

6. Разработана модель уникальной двойной системы Cyg X-3, состоящей из звезды WR и релятивистского объекта. Модель использована для анализа рентгеновских и инфракрасных кривых блеска этой системы. Доказано, что в системе существуют сложные структуры в ветре, объясняющие наблюдаемую переменность, определены параметры этих структур.

Объект и предмет исследования

Объектом исследования являются двойные и одиночные массивные звезды ранних спектральных классов. Предметом исследования являются оптические, инфракрасные и рентгеновские кривые блеска двойных систем этого типа, оптические и рентгеновские спектры двойных и одиночных звезд.

Методология исследования

Как было отмечено выше, основная трудность в исследовании горячих массивных звезд, обладающих мощными звездными ветрами, а также процессов, возникающих в двойных системах с такими звездами, заключается в отсутствии самосогласованных моделей этих ветров и процессов. Поэтому основной принцип исследований, проведенных в диссертационной работе, заключался в том, чтобы получить максимум возможной информации о качественных и количественных характеристиках исследуемых объектов, используя наблюдательные данные при минимуме модельных предположений. Это в первую очередь относится к содержанию глав 1 и 2, где для получения информации о структуре ветров используется метод решения кривых блеска двойных систем как некорректных задач, без привлечения параметрических моделей. В тех случаях, когда параметрические модели необходимы, они конструировались таким образом, чтобы использовать наиболее надежные имеющиеся в настоящее время представления о физике моделируемых процессов и вместе с тем обойти имеющиеся неопределенности в теории. Это достигалось не только путем выбора конкретных алгоритмов, реализующих модель, но и выбором наблюдательных данных, для анализа которых она предназначалась. Например, поглощение излучения в ветре звезды WR намного легче описать для наблюдений в оптическом континууме, чем в спектральных линиях, поскольку в оптическом континууме основным агентом поглощения является электронное рассеяние. Поэтому соответствующая модель использовалась для анализа кривых блеска в континууме. Резюмируя, методология исследования заключалась в проведении наблюдений и подборе наблюдений из публичных архивов, в разработке методов анализа наблюдательных данных, сводящих к минимуму модельные предположения, и в анализе данных, позволяющем исследовать качественные

и количественные характеристики изучаемых объектов.

Научная новизна

1. Впервые разработан алгоритм, основанный на методе решения некорректных задач А.Н.Тихонова, позволяющий эффективно и гибко решать интегральные уравнение Фредгольма первого рода и уравнение Абеля с использованием любых сочетаний априорных ограничений и условий гладкости (регуляризации Тихонова).
2. Впервые с использованием этих алгоритмов получены эмпирические ограничения на закон изменения скорости в ветрах звезд WR в двойных системах WR+O V444 Cyg и BAT99-129.
3. Впервые на основе анализа рентгеновских и оптических данных большого числа звезд ранних спектральных типов сделан вывод о том, что рентгеновская светимость и жесткость рентгеновских спектров двойных систем с компонентами ранних спектральных типов в среднем не отличается от таковых для одиночных звезд. Это говорит о том, что процессы взаимодействия ветров в двойных системах более сложны, чем полагалось ранее.
4. Впервые выяснены причины изменения орбитального периода уникальной системы WR+c Cyg X-3. Показано, что помимо постоянного изменения периода из-за потери углового момента в ветре компоненты WR, в изменениях периода присутствует синусоидальная составляющая. Эта составляющая переменности может объясняться либо движением линии апсид в системе с небольшим эксцентриситетом, либо наличием третьего маломассивного компонента, образующего с Cyg X-3 иерархическую тройную систему. Получены наиболее точные на настоящий момент (2024 год) эфемериды системы.
5. Впервые получены обширные инфракрасные наблюдения Cyg X-3. Совместный анализ этих наблюдений в сочетании с рентгеновскими в рамках специально для этой системы созданной модели впервые позволил обнаружить, что в системе присутствует ударная волна по ходу орбитального движения релятивистского компонента, а также компактный источник инфракрасного излучения, находящийся вблизи этого компонента. Получены оценки параметров открытых в ветре WR структур, скорость потери массы в ветре, а также оценена масса релятивистского компонента.

Теоретическая и практическая значимость

Использованная в исследовании методология позволила получить ряд результатов, описывающих свойства ветров одиночных и двойных звезд ранних спектральных классов, не прибегая к сложным самосогласованным моделям (таким, как газодинамические модели движения и столкновения ветров в сочетании с моделями переноса излучения). Теоретическая значимость этих результатов заключается в том, что они накладывают ограничения на любые будущие модели. В особенности это относится к результатам, касающимся закона изменения скорости в ветрах звезд WR, а также к статистическим свойствам рентгеновского излучения одиночных и двойных звезд ранних спектральных типов. В случае системы Cyg X-3 любые будущие газодинамические модели должны будут учитывать наличие выявленных в данном исследовании структур в ветре WR и объяснить наличие компактного инфракрасного источника в системе.

Практическая значимость связана с возможностью использования разработанных автором моделей и алгоритмов другими исследователями, в том числе не только в астрономии. Некоторые из них (например, библиотека функций, позволяющих решать интегральные уравнения Фредгольма первого рода и Абеля) были уже востребованы несколькими исследователями.

Кроме того, для ряда исследованных звезд и двойных систем были получены количественные оценки различных параметров, которые востребованы в работах других исследователей, как показывает статистика цитирований.

Положения, выносимые на защиту

1. Непараметрический алгоритм решения интегральных уравнений Фредгольма и Абеля первого рода позволяет находить неизвестную функцию, используя априорные ограничения, условия гладкости (регуляризация Тихонова), или любую их комбинацию. Созданная на основе него компьютерная программа позволяет решать кривые блеска двойных систем WR+O и O+O.
2. Параметрический алгоритм учета ветра одной из компонент двойной системы позволяет решать кривые блеска двойных систем WR+O и O+O в двух вариантах: для широких двойных систем с шарообразными компонентами и для тесных двойных систем, в которых форма компонент вычисляется в модели Роша. Параллельное использование параметрического и непараметрического анализа позволяет оценить надежность получаемых результатов.
3. Стационарная модель столкновения звездных ветров в двойных системах позволяет вычислять теоретические рентгеновские спектры и кривые блеска систем WR+O и

O+O.

4. Согласно решениям кривых блеска ряда двойных систем WR+O с использованием параметрической и непараметрической моделей, скорость ветра звезд WR может увеличиваться наружу заметно медленнее, чем это общепринято; кроме того, закон изменения скорости может качественно отличаться от стандартного β -закона.
5. В среднем рентгеновская светимость и жесткость спектра двойных систем с компонентами WR и O не отличается от таковых для одиночных звезд.
6. В изменении орбитального периода уникальной двойной системы WR+c Cyg X-3, помимо постоянного члена, присутствует синусоидальная составляющая. Эта составляющая переменной связана либо с движением линии апсид в системе с небольшим эксцентриситетом, либо с наличием третьего маломассивного компонента, образующего с Cyg X-3 иерархическую тройную систему.
7. Полуфеноменологическая модель двойной системы WR+c Cyg X-3, использованная для анализа рентгеновских и инфракрасных кривых блеска, позволила сделать следующие заключения: (i) в ветре компоненты WR присутствует ударная волна (bow shock) по ходу орбитального движения релятивистского спутника; (ii) подтверждается существование так называемого “хвоста блобов” (clumpy trail), образуемого взаимодействием джетов с ветром; (iii) переменность в инфракрасном диапазоне не может быть объяснена лишь свободно-свободным излучением ветра WR – в системе присутствует компактный инфракрасный источник, расположенный вблизи релятивистского спутника; (iv) скорость потери массы в ветре компоненты WR составляет $\dot{M} = (0.96 \pm 0.14) \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$, а вероятная масса релятивистского спутника $M_C \simeq 7.2 M_{\odot}$; такая масса характерна для черной дыры.

Степень достоверности результатов

Теоретические методы и модели. Достоверность использованных методов и разработанных моделей основана на том, что (i) метод решения кривых блеска двойных систем WR+O как некорректной задачи основан на математической теории, которая была многократно проверена предыдущими исследованиями не только в астрофизике, но и в других областях науки; автор использовал эту теорию для разработки собственной версии метода, собравшего воедино разные аспекты предыдущих версий для получения гибкого и эффективного инструмента анализа; (ii) параметрические методы решения оптических кривых блеска систем WR+O основаны на общепринятых и де-факто стандартных представлениях о строении ветров звезд WR, широко используемых в спектральных и газодинамических моделях; автор распространил эти представления на методы решения кривых блес-

ка; (iii) модель столкновения ветров в двойных системах основана на хорошо известных из физики законов сохранения и приближений, описывающих радиативные ударные волны; (iv) модель ветра и различных структур, формируемых в нем для уникальной системы Cyg X-3, основана на качественном анализе рентгеновских и инфракрасных кривых блеска, которые не оставляют сомнений в правильности модели с качественной точки зрения; количественная модель лишь конкретизирует эти качественные представления, используя давно известные физические формулы.

Результаты, полученные применением теоретических моделей. Применение разработанных автором алгоритмов и моделей к анализу кривых блеска ряда двойных систем с компонентами WR показало качественное согласие с результатами исследований других авторов, например, теоретических расчетов динамики вещества в ветрах.

Наблюдательные результаты. Все наблюдательные результаты получены на наземных и космических инструментах, широко используемых научным сообществом. Используются стандартные калибровки и программное обеспечение для инструментальной обработки и последующего анализа: MIDAS, IRAF, SAS (обработка данных *XMM-Newton*), Ftools, XSPEC и другие. Сами результаты согласуются с результатами других авторов, полученными для аналогичных объектов.

Публикации автора по теме диссертации

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 35 печатных работах, в том числе в 19 статьях в рецензируемых журналах, индексируемых Web of Science, Scopus и рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности. 16 работ опубликованы в сборниках материалов различных конференций.

Публикации в журналах, индексируемых Web of Science, Scopus:

1. Антохина Э. А., Антохин И. И. Определение параметров тесных двойных систем методами синтеза: от белых карликов до звезд Вольфа-Райе и черных дыр // *Астрономический журнал*. 2023b. Т. 100, № 9. С. 772–784. Импакт-фактор РИНЦ (2022) 0.949. Личный вклад 40%. Объем 1.56 печатных листа.

Переводная версия:

Antokhina E. A., Antokhin I. I. Determination of the Close Binary Systems Parameters by Synthesis Methods: from White Dwarfs to Wolf-Rayet Stars and Black Holes // Astronomy Reports. 2023. Vol. 67, no. 9. P. 876–887. Web of Science JIF2023=1.1. Личный вклад 40%. Объем 1.44 печатных листа.

2. *Antokhin I. I., Cherepashchuk A. M., Antokhina E. A., Tatarnikov A. M. Near-IR and X-Ray Variability of Cyg X-3: Evidence for a Compact IR Source and Complex Wind*

- Structures // The Astrophysical Journal. 2022. Vol. 926, no. 2. article id. 123. 21 pp. Web of Science JIF2023=4.8. Личный вклад 80%. Объем 2.52 печатных листа.
3. *Lenoir-Craig G., Antokhin I. I., Antokhina E. A., St-Louis N., Moffat A. F. J.* On the nature of the single eclipse per 80d orbit of the H-rich luminous WN star WR22 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2022. Vol. 510, no. 1. P. 246–259. Web of Science JIF2023=4.7. Личный вклад 40%. Объем 1.68 печатных листа.
 4. *Antokhin I. I., Cherepashchuk A. M.* The Period Change of Cyg X-3 // The Astrophysical Journal. 2019. Vol. 871, no. 2. article id. 244. 7 pp. Web of Science JIF2023=4.8. Личный вклад 90%. Объем 0.84 печатных листа.
 5. *Antokhin I. I.* An efficient and flexible Abel-inversion method for noisy data // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2016. Vol. 463, no. 2. P. 2079–2084. Web of Science JIF2023=4.7. Личный вклад 100%. Объем 0.72 печатных листа.
 6. *Antokhin I. I.* Solving light curves of WR+O binaries by Tikhonov's regularization method // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2012. Vol. 420, no. 1. P. 495–504. Web of Science JIF2023=4.7. Личный вклад 100%. Объем 1.20 печатных листа.
 7. *Gosset E., De Becker M., Nazé Y., Carpano S., Rauw G., Antokhin I. I., Vreux J. M., Pollock A. M. T.* XMM-Newton observation of the enigmatic object WR 46 // Astronomy & Astrophysics. 2011. Vol. 527. id. A66. 14 pp. Web of Science JIF2023=5.4. Личный вклад 20%. Объем 1.68 печатных листа.
 8. *Antokhin I. I., Rauw G., Vreux J. M., van der Hucht K. A., Brown J. C.* XMM-Newton X-ray study of early type stars in the Carina OB1 association // Astronomy & Astrophysics. 2008. Vol. 477, no. 2. P. 593–609. Web of Science JIF2023=5.4. Личный вклад 90%. Объем 2.04 печатных листа.
 9. *Антохин И. И., Черепашук А. М.* Затменная двойная система WN3(h)+O5V BAT99-129: Анализ кривой блеска MACHO и характеристики компонент // Астрономический журнал. 2007. Т. 84, № 6. С. 542–556. Импакт-фактор РИНЦ (2022) 0.949. Личный вклад 80%. Объем 1.80 печатных листа.
- Переводная версия:
Antokhin I. I., Cherepashchuk A. M. The eclipsing WN3(h)+O5V binary BAT99-129: Light curve analysis and parameters of its components // Astronomy Reports. 2007. Vol. 51, no. 6. P. 486–499. Web of Science JIF2023=1.1. Личный вклад 80%. Объем 1.68 печатных листа.

10. *Nazé Y., Antokhin I. I., Sana H., Gosset E., Rauw G.* Optical spectroscopy of X-Mega targets - V. The spectroscopic binary HD 93161 A and its visual companion HD 93161 B* // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2005. Vol. 359, no. 2. P. 688–698. Web of Science JIF2023=4.7. Личный вклад 40%. Объем 1.32 печатных листа.
11. *Antokhin I. I., Owocki S. P., Brown J. C.* A Steady, Radiative-Shock Method for Computing X-Ray Emission from Colliding Stellar Winds in Close, Massive-Star Binaries // *The Astrophysical Journal*. 2004. Vol. 611, no. 1. P. 434–451. Web of Science JIF2023=4.8. Личный вклад 70%. Объем 2.16 печатных листа.
12. *De Becker M., Rauw G., Pittard J. M., Antokhin I. I., Stevens I. R., Gosset E., Owocki S. P.* An XMM-Newton observation of the massive binary HD 159176 // *Astronomy & Astrophysics*. 2004. Vol. 416. P. 221–233. Web of Science JIF2023=5.4. Личный вклад 15%. Объем 1.56 печатных листа.
13. *Raassen A. J. J., van der Hucht K. A., Mewe R., Antokhin I. I., Rauw G., Vreux J. M., Schmutz W., Güdel M.* XMM-Newton high-resolution X-ray spectroscopy of the Wolf-Rayet object WR 25 in the Carina OB1 association // *Astronomy & Astrophysics*. 2003b. Vol. 402. P. 653–666. Web of Science JIF2023=5.4. Личный вклад 50%. Объем 1.68 печатных листа.
14. *Rauw G., Sana H., Antokhin I. I., Morrell N. I., Niemela V. S., Albacete Colombo J. F., Gosset E., Vreux J. M.* Optical spectroscopy of XMEGA targets in the Carina Nebula - III. The multiple system Tr 16-104 (\equiv CPD -59° 2603) // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2001. Vol. 326, no. 3. P. 1149–1160. Web of Science JIF2023=4.7. Личный вклад 15%. Объем 1.44 печатных листа.
15. *Антохин И. И., Черепашук А. М.* Интерпретация кривой блеска затменной двойной системы V444 Cyg на множестве выпукло-вогнутых функций // *Астрономический журнал*. 2001а. Т. 78, № 5. С. 432–443. Импакт-фактор РИНЦ (2022) 0.949. Личный вклад 80%. Объем 1.44 печатных листа.
Переводная версия:
Antokhin I. I., Cherepashchuk A. M. Interpretation of the Light Curve of the Eclipsing Binary V444 Cyg on the Set of Convexo-Concave Functions // *Astronomy Reports*. 2001а. Vol. 45, no. 5. P. 371–381. Web of Science JIF2023=1.1. Личный вклад 80%. Объем 1.32 печатных листа.
16. *Антохин И. И., Черепашук А. М.* Поле скоростей в ветре звезды Вольфа-Райе в затменной системе V444 Cyg: Параметрическая модель // *Астрономический журнал*. 2001б. Т. 78, № 4. С. 313–326. Импакт-фактор РИНЦ (2022) 0.949. Личный вклад 80%. Объем 1.68 печатных листа.

Переводная версия:

Antokhin I. I., Cherepashchuk A. M. Velocity Field of the Stellar Wind of the Wolf-Rayet Star in the V 444 Cyg Binary System: A Parametric Model // *Astronomy Reports*. 2001b. Vol. 45, no. 4. P. 269–280. Web of Science JIF2023=1.1. Личный вклад 80%. Объем 1.44 печатных листа.

17. *Lépine S., Moffat A. F. J., St-Louis N., Marchenko S. V., Dalton M. J., Crowther P. A., Smith L. J., Willis A. J., Antokhin I. I., Tovmassian G. H.* Wind Inhomogeneities in Wolf-Rayet Stars. IV. Using Clumps to Probe the Wind Structure in the WC8 Star HD 192103 // *The Astronomical Journal*. 2000. Vol. 120, no. 6. P. 3201–3217. Web of Science JIF2023=5.1. Личный вклад 10%. Объем 2.04 печатных листа.
18. *Antokhin I. I., Cherepashchuk A. M., Yagola A. G.* Velocity Law in the Extended Photosphere of the WN5 Star in the Eclipsing Binary V444 Cygni // *Astrophysics and Space Science*. 1997. Vol. 254, no. 1. P. 111–131. Web of Science JIF2023=1.8. Личный вклад 80%. Объем 2.52 печатных листа.
19. *Антохин И. И., Черепашчук А. М.* UBV фотометрия комплекса Eta Carina в 1980 и 1991 гг. // *Астрономический журнал*. 1993. Т. 70. С. 292–306. Импакт-фактор РИНЦ (2022) 0.949. Личный вклад 50%. Объем 1.80 печатных листа.

Переводная версия:

Antokhin I. I., Cherepashchuk A. M. UBV photometry of the η Carinae complex in 1980 and 1991 // *Astronomy Reports*. 1993. Vol. 37, no. 2. P. 152–158. Web of Science JIF2023=1.1. Личный вклад 50%. Объем 0.84 печатных листа.

Иные публикации:

20. *Антохин И. И.* Тесные двойные системы: лаборатории, созданные природой // *Научные труды Института астрономии РАН*. 2023. Т. 8, № 2. С. 75–85. Личный вклад 100%. Объем 1.32 печатных листа.
21. *Антохина Э. А., Антохин И. И.* Звезды Вольфа-Райе в двойных системах: моделирование кривых блеска // *Научные труды Института астрономии РАН*. 2023а. Т. 8, № 2. С. 58–62. Личный вклад 50%. Объем 0.60 печатных листа.
22. *Antokhina E., Antokhin I., Lenoir-Craig G., St-Louis N., Moffat A.* Light-curve modelling in a Roche plus stellar wind model: the massive binary WR22 // *Astronomy at the Epoch of Multimessenger Studies*. 2022. P. 122–124. Личный вклад 50%. Объем 0.36 печатных листа.
23. *Antokhin I. I., Cherepashchuk A. M., Antokhina E. A., Tatarnikov A. M.* Analysis of IR and X-ray Light Curves of Cyg X-3 // *Ground-Based Astronomy in Russia*. 21st

- Century / ed. by I. I. Romanyuk, I. A. Yakunin, A. F. Valeev, D. O. Kudryavtsev. 2020. P. 214–217. Личный вклад 80%. Объем 0.48 печатных листа.
24. *Antokhin I. I.* A Flexible and Efficient Method for Solving Ill-Posed Linear Integral Equations of the First Kind for Noisy Data // Stars: From Collapse to Collapse. Vol. 510 / ed. by Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, I. A. Yakunin. 2017. P. 522–525. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series). Личный вклад 100%. Объем 0.48 печатных листа.
25. *Антохина Э. А., Антохин И. И., Черепашчук А. М.* Синтез кривых блеска двойных систем: учет влияния звездного ветра // Известия Крымской Астрофизической Обсерватории. 2013. Т. 109, № 1. С. 85–91. Личный вклад 50%. Объем 0.84 печатных листа.
26. *Antokhina E. A., Antokhin I. I., Cherepashchuk A. M.* Modelling light curves of binary systems: accounting for extended winds // Astronomical and Astrophysical Transactions. 2013. Vol. 28, no. 1. P. 3–8. Личный вклад 40%. Объем 0.72 печатных листа.
27. *Antokhin I. I.* Solving light curves of WR+O binaries: the regularization approach // Bulletin de la Societe Royale des Sciences de Liege. 2011. Vol. 80. P. 549–554. Личный вклад 100%. Объем 0.72 печатных листа.
28. *Antokhin I. I.* X-Ray Formation Mechanisms in Massive Binary Systems // Publications de l'Observatoire Astronomique de Beograd. 2009. Vol. 86. P. 15–23. Личный вклад 100%. Объем 1.08 печатных листа.
29. *Antokhin I. I., Owocki S. P., Brown J. C.* A Steady, Radiative-Shock Method for Computing X-Ray Emission from Colliding Stellar Winds in Close, Massive Star Binaries // Massive Stars in Interactive Binaries. Vol. 367 / ed. by N. St-Louis, A. F. J. Moffat. 2007. P. 165–171. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series). Личный вклад 50%. Объем 0.84 печатных листа.
30. *Antokhin I. I.* X-ray properties of early-type binaries: theory versus observations // Astronomical and Astrophysical Transactions. 2007. Vol. 26, no. 1. P. 59–62. Личный вклад 100%. Объем 0.48 печатных листа.
31. *van der Hucht K. A., Raassen A. J. J., Mewe R., Antokhin I. I., Rauw G., Vreux J. M., Schild H., Schmutz W.* XMM-Newton Studies of the Wolf-Rayet Colliding-Wind Binaries WR 25 (WN6h+O4f) and WR 11 (WC8+O7.5III) // Massive Stars in Interactive Binaries. Vol. 367 / ed. by N. St-Louis, A. F. J. Moffat. 2007. P. 159–163. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series). Личный вклад 40%. Объем 0.60 печатных листа.

32. *Raassen A. J. J., van der Hucht K. A., Mewe R., Antokhin I., Rauw G., Vreux J. M., Schmutz W., Güdel M.* XMM-Newton high-resolution X-ray spectroscopy of the Wolf-Rayet object WR25 (WN6HA+04F) // *Advances in Space Research*. 2003a. Vol. 32, no. 6. P. 1161–1165. Личный вклад 50%. Объем 0.60 печатных листа.
33. *Gosset E., Rauw G., Vreux J.-M., Nazé Y., Antokhin I. I., Sana H.* Preliminary results from XMM-Newton observations of the massive Wolf-Rayet binary WR 22 (WN7h+O9III-V) // *A Massive Star Odyssey: From Main Sequence to Supernova*. Vol. 212 / ed. by K. van der Hucht, A. Herrero, C. Esteban. 2003. P. 188–189. Личный вклад 30%. Объем 0.24 печатных листа.
34. *Antokhin I. I., Rauw G., Vreux J. M., van der Hucht K. A.* Search for X-ray Variability in Early-type Stars in the Carina OB1 Association with XMM-Newton // *Magnetic Fields in O, B and A Stars: Origin and Connection to Pulsation, Rotation and Mass Loss*. Vol. 305 / ed. by L. A. Balona, H. F. Henrichs, R. Medupe. 2003. P. 383–386. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series). Личный вклад 90%. Объем 0.48 печатных листа.
35. *Raassen A., van der Hucht K., Mewe R., Antokhin I., Guedel M., Schmutz W.* XMM-Newton high-resolution X-ray - spectroscopy of WR 25 // *34th COSPAR Scientific Assembly*. Vol. 34. 2002. id. 1592. 3 pp.. Личный вклад 50%. Объем 0.36 печатных листа.

Личный вклад автора

Все представленные в диссертации результаты были получены автором либо самостоятельно, либо с его непосредственным участием. Большинство наблюдательных данных, представленных в диссертации, получены либо лично автором, либо при его определяющем участии. Исключением являются архивные наблюдательные данные рентгеновских спутников и некоторые оптические данные (спектральные и фотометрические), полученные коллегами автора, соавторами совместных статей. В подавляющем большинстве случаев инструментальная обработка данных выполнялась автором. Часть теоретических моделей, использованных в работе, разработаны автором самостоятельно. В разработке некоторых он принимал активное участие. Часть моделей основана на разработках других авторов, для их использования в данной работе автором были внесены необходимые дополнения и модификации. Все компьютерные программы, реализующие теоретические модели, созданы автором самостоятельно. В использовании этих программ для анализа данных автору принадлежала определяющая роль. Подготовка публикаций и докладов на конференциях выполнена лично автором или при его активном участии.

В статье 1 автором написан раздел, посвященный анализу двойной системы WR 22 (двойная система с компонентой WR), он также принимал участие в написании других разделов, вклад 40%. В статьях 2, 4, 23 по системе Cyg X-3 автор являлся первым соавтором, им полностью создана использованная теоретическая модель и соответствующие компьютерные программы, проведена инструментальная обработка рентгеновских наблюдательных данных, анализ всех данных (рентгеновских и инфракрасных) с созданными моделями, написаны тексты статей. Вклад 90 и 80% соответственно. В статьях 3, 21, 22, 25, 26 (параметрическая модель ветра WR) автором создана модель и соответствующий компьютерный код, позволяющий учесть поглощение излучения спутника WR в ее плотном ветре, в дополнение к стандартной модели Роша. Автор принимал активное участие в использовании модели для анализа кривых блеска. Им написана соответствующая часть статей. Вклад 40%. Статьи 5, 6, 24, 27 (методы решения некорректных задач) написаны без соавторов. Вклад 100%. В статье 7 по необычной звезде WR 46 автором выполнена инструментальная обработка и анализ рентгеновских данных инструментов EPIC (MOS1, MOS2, PN) на борту спутника *XMM-Newton*, а также написана соответствующая часть статьи, вклад 20%. В статьях 8, 34 по исследованию в рентгеновском диапазоне области Carina автор являлся первым соавтором, он выполнил инструментальную редукцию данных *XMM-Newton*, их анализ, сравнение с оптическими данными, а также написал текст статей. Вклад 90%. В статьях 9, 15, 16, 18 по анализу кривых блеска V444 Cyg и BAT99-129 параметрическими и непараметрическими методами автор также является первым соавтором, им разработаны использованные в статьях модели и компьютерные алгоритмы, выполнен анализ наблюдательных данных, написаны тексты статей. Вклад 80%. В статье 10 по системе HD 93161 A, состоящей из двух звезд O, автором был проведен анализ оптических спектров, найдены элементы орбиты. Автор также выполнил анализ рентгеновских данных *XMM-Newton* и интерпретацию результатов, а также написал соответствующие части статьи. Вклад 40%. В статьях 11, 29 о модели столкновения звездных ветров в двойных системах автор являлся первым соавтором, внесшим равноправный вклад в разработку теоретической модели. Соответствующая компьютерная программа была написана автором самостоятельно. Все расчеты в статье выполнены автором, им же написана преобладающая часть текста статьи. Вклад 70%. В статье 12 по анализу рентгеновских данных двойной системы со сталкивающимися ветрами HD 159176 автором было проведено вычисление сетки моделей столкновения ветров, использовавшейся в анализе, и написана соответствующая часть статьи. Автор также принимал участие в использовании сетки модели для аппроксимации наблюдаемых рентгеновских спектров, и в обсуждении результатов. Вклад 15%. В статьях 13, 31, 32, 35 по рентгеновским исследованиям звезды WR 25 автором была выполнена инструментальная обработка данных, полученных со спутником *XMM-Newton*, анализ данных инструментов EPIC (MOS1, MOS2, PN), анализ переменности объекта по полученным в работе и архивным рентгеновским наблюдениям, сравнение

характеристик WR 25 с характеристиками других звезд O и WR. Автором была написана большая часть статьи. Вклад 50%. В статье 14 по кратной системе Tr 16-104 автором был выполнен анализ кривой блеска в модели Роша и написана соответствующая часть статьи, вклад 15%. В статье 17 по исследованию микропеременности звезды WR HD 192103 автором была получена часть фотометрических наблюдений, а также выполнен анализ всей совокупности таких наблюдений, полученных в том числе другими соавторами, и написана соответствующая часть статьи. Автор также принимал участие в обсуждении модели и результатов спектрального анализа. Вклад 10%. В статье 19 по фотометрии комплекса Сагина автор на равноправной основе участвовал в получении наблюдательных данных, а также выполнил их анализ, и принял равноправное участие с соавтором в написании статьи, вклад 50%. Статьи 20, 28, 30 написаны без соавторов, вклад 100%. В статье 33 по рентгеновским наблюдениями WR 22 автором выполнена инструментальная обработка данных, построена кривая блеска, вклад 30%.

Апробация результатов

Основные результаты исследований были представлены на различных международных и всероссийских конференциях:

1. Всероссийская конференция с международным участием “Физика звёзд: теория и наблюдения”, 26-30 июня 2023 года, ГАИШ МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия.
2. 50-я Всероссийская с международным участием студенческая научная конференция “Физика Космоса”, 30 января – 4 февраля 2023 г., г. Екатеринбург, Россия.
3. Ломоносовские чтения 2022, 21 апреля 2022 г., МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия.
4. Всероссийская астрономическая конференция ВАК-2021 “Астрономия в эпоху многоканальных исследований”, 23-28 августа 2021 года, ГАИШ МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия.
5. Всероссийская конференция “Наземная астрономия в России. XXI век” с участием иностранных ученых, Специальная астрофизическая обсерватория Российской академии наук, 21–25 сентября 2020 года, САО РАН, п. Нижний Архыз, Россия.
6. Всероссийская Конференция “Успехи Российской Астрофизики 2018: Теория и Эксперимент”, 17 декабря 2018 г., МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва.

7. Международная конференция “Звезды, планеты и их магнитные поля”, 17-21 сентября 2018 г., Санкт-Петербург, Россия.
8. Международная астрономическая конференция “Физика звезд: от коллапса до коллапса”, 3-7 октября 2016 года, пос. Нижний Архыз, Карачаево-Черкесская Республика, Специальная астрофизическая обсерватория Российской академии наук, Россия
9. Международная конференция “Звездные атмосферы: фундаментальные параметры звезд, химический состав и магнитные поля”, 23-27 июня 2014 г., ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия.
10. 42-я студенческая научная конференция “Физика Космоса”, 28 января – 01 февраля 2013 г., г. Екатеринбург, Россия.
11. Международная научная конференция “Звёздные атмосферы: фундаментальные параметры звезд, химический состав и магнитные поля”, 10-14 июня 2012 г., КРАО, Крым, пос.Научный, Украина.
12. European Week of Astronomy and Space Science (JENAM-2011), 4-8 July 2011, Saint-Petersburg, Russia.
13. 39th Liège International Astrophysical Colloquium “The multi-wavelength view of Hot, Massive Stars”, 12-16 July 2010, Liège, Belgium
14. “XV National Conference of Astronomers of Serbia”, 2-5 Oct. 2008, Belgrad, Serbia.
15. Всероссийская астрономическая конференция “Тесные двойные звезды в современной астрофизике”, 22-24 мая 2006 г., ГАИШ МГУ, Москва, Россия.
16. International astronomical conference “Massive stars in interacting binaries”, 16-20 Aug 2004, Lac Sacacomie, Québec, Canada. (10,12).
17. International workshop “Structure in Hot Star Winds”, 2-4 Apr. 2003, University College London, Great Britain.
18. 212th Symposium of the International Astronomical Union “A Massive Star Odyssey: From Main Sequence to Supernova”, 24-28 June 2002, Costa Teguiise, Lanzarote, Canary Islands.
19. 34th COSPAR Scientific Assembly: The 2nd World Space Congress Committee on Space Research (COSPAR 2002), 10-19 Oct. 2002, Houston, TX, USA.
20. International conference “Magnetic Fields in O, B and A Stars: Origin and Connection to Pulsation, Rotation and Mass Loss”, 27 Nov. – 1 Dec. 2002, University of North-West, Mmabatho, South Africa.

21. International conference “New Visions of the X-ray Universe in the XMM-Newton and Chandra Era”, 26-3 Nov. 2001, Noordwijk, The Netherlands.

Структура и содержание диссертации

Диссертационная работа состоит из Введения, пяти глав, заключения, двух приложений, и списка цитируемой литературы. Объем диссертационной работы составляет 337 страниц, включая 105 рисунков, 33 таблицы и 364 библиографических ссылки.

Во **введении** обоснована актуальность темы исследования и изложена степень ее разработанности, сформулированы цели и задачи исследования. Перечислены положения, выносимые на защиту. Аргументирована научная новизна, теоретическая и практическая значимость достигнутых результатов. Представлена информация о методологии и методах исследования, степени достоверности и апробации результатов, структуре диссертации.

В **главе 1** представлены разработанные автором методы решения кривых блеска двойных систем WR+O. В **разделе 1.1** описан непараметрический метод, основанный на идеях академика А.Н. Тихонова и его учеников. В **разделе 1.1.1** описан метод решения интегрального уравнения Фредгольма первого рода, к которому сводится уравнение, в наиболее общем виде описывающее затмение в двойной системе. Результатом решения уравнения является эмпирическое распределение непрозрачности и яркости по диску компоненты WR без использования явных параметрических выражений для этих распределений. В **разделе 1.1.2** представлен метод решения интегрального уравнения Абеля, основанный на идеях из предыдущего раздела. Это уравнение связывает непрозрачность ветра WR $\tau(s)$ на расстоянии s от звезды, найденную из решения уравнения Фредгольма, и линейный коэффициент поглощения $\alpha(r)$ на расстоянии r от звезды. Показана работа метода и его сходимость к точному решению на ряде тестовых примеров, а также на примере реальной астрофизической задачи – определения пространственной плотности звезд в трех эллиптических галактиках из измерений их поверхностной яркости. Этот пример был приведен по причине того, что входными данными для уравнения Абеля является не решение первой некорректной задачи (уравнения Фредгольма), а непосредственные измерения. Сравнение результатов с результатами оригинальной работы Lyskova et al. (2014), из которой взяты входные данные, показало хорошее соответствие и позволило продемонстрировать его преимущества по сравнению с альтернативными методами. В **разделе 1.2.1** представлен метод решения уравнений, описывающих кривые блеска систем WR+O, в рамках параметрической модели. Основным свойством данной модели является то, что скорость ветра как функция расстояния от звезды задается параметрически. В ней решаются те же уравнения, описывающие кривую блеска, что в предыдущем разделе, предполагающие, что компоненты системы имеют сферическую форму. Метод реализован в виде самостоятельного программного кода. В **разделе 1.2.2** представлен

параметрический метод решения кривых блеска для тесных двойных систем WR+O с приливно-деформированными компонентами. Формы компонент и излучение элементарных площадок их поверхностей вычисляются в модели Роша, орбита может быть как круговой, так и эксцентрической, одна из компонент (звезда O) имеет тонкую атмосферу, а вторая (звезда WR) окружена сферически-симметричным ветром, скорость вещества в котором следует β -закону. Модель может применяться как для тесных, так и для широких двойных систем. Код реализован в виде функции, вычисляющей поглощение в ветре WR излучения каждой элементарной площадки на поверхности звезды O вдоль луча зрения от площадки до наблюдателя. Эта функция встраивается в программный код модели Роша, описанный в Antokhina (1988; 1996).

В **главе 2** представлен анализ оптических кривых блеска с применением описанных в главе 1 непараметрических и параметрических методов для трех систем WR+O: V444 Cyg, BAT99-129, и WR 22. Показано, что учет поглощения излучения спутника в ветре компоненты WR существенно влияет на определяемые параметры системы, а также, что общепринятый β -закон может быть не оптимален для звезд WR.

В **главе 3** представлены результаты исследования наблюдательных оптических и рентгеновских характеристик нескольких одиночных и двойных звезд ранних спектральных классов, а также нескольких десятков таких звезд в ассоциации Carina OB1. Эти исследования показали, что в среднем, рентгеновские характеристики не сильно отличаются у одиночных и двойных звезд. Вопреки первоначальным теоретическим ожиданиям, некоторые двойные системы не показывают повышенной рентгеновской светимости и жестких рентгеновских спектров. С другой стороны некоторые звезды без признаков двойственности обладают жесткими спектрами. В главе обсуждаются возможные физические процессы, которые могут влиять на формирование рентгеновского излучения в двойных системах.

В **главе 4** представлена стационарная модель столкновения ветров в двойных системах с горячими массивными компонентами, в радиативном приближении (**раздел 4.1**). Она представляет собой компромисс между нестационарными гидродинамическими моделями, сталкивающимися со значительными сложностями в моделировании радиативных ударных волн, и простыми моделями тепловой плазмы, используемыми, например, в программе XSPEC. Приведены теоретические спектры и кривые блеска специально подобранных тестовых моделей двойных систем, которые позволяют показать влияние их параметров на теоретические спектры и кривые блеска. В **разделе 4.2** представлены результаты использования модели для анализа рентгеновских спектров двойной системы HD 159176, полученных на телескопе *XMM-Newton*.

Глава 5 посвящена исследованию уникальной двойной системы WR+c Cyg X-3, состоящей из звезды WN4-8 и релятивистского объекта. В **разделе 5.1** приведены результаты исследования эволюции орбитального периода системы и ее природы. В **разделе 5.2**

приведены результаты исследования средних рентгеновских и инфракрасных (ИК) кривых блеска Суг X-3. Рентгеновские кривые блеска были извлечены из архивов спутников *RXTE* и *MAXI*, ИК наблюдения в фильтрах *JHK* были получены на 2.5 м телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ. Построена модель системы, показано наличие в ветре WR сложных структур, и наличие в системе точечного инфракрасного источника.

В **заключении** перечислены основные результаты, представленные в диссертации.

Глава 1

Обратная задача восстановления структуры ветра WR из кривых блеска двойных систем WR+OB: методы

Содержание данной главы основано на публикациях автора 1, 3, 5, 6, 16 из списка статей в рецензируемых журналах, индексируемых Web of Science, Scopus.

1.1 Непараметрический метод

Традиционным методом исследования различных объектов в науке является построение теоретических моделей, зависящих от нескольких свободных параметров. Такие модели основаны на предположениях о физических свойствах объекта, которые можно формализовать в виде аналитических выражений или численных моделей. Однако иногда наши знания о физике объекта недостаточны. В некоторых случаях имеются обоснованные качественные представления о природе объекта, но они недостаточны для надежного параметрического описания. Примером является структура и закон изменения скорости в ветрах массивных горячих звезд. Хотя на качественном уровне понятно, что вещество ветра разгоняется давлением излучения в линиях, закон изменения скорости теоретически определен лишь для простейшей модели, справедливость которой по крайней мере для звезд WR остается под сомнением (см. Введение). Анализ кривых блеска затменных двойных систем WR+O позволяет, используя звезду O как пробное тело, движущееся в ветре компоненты WR, получить эмпирические ограничения на характеристики ветра без использования параметрических моделей. Методам такого анализа посвящен данный раздел главы.

Они основаны на идеях решения некорректных обратных задач, выдвинутых академиком А.Н. Тихоновым и развитых им совместно с учениками (Тихонов, 1963; Тихонов и др., 1983). Эти идеи были впервые применены к анализу кривых блеска двойных систем в работах А.М. Черепашука с соавторами (Гончарский, Черепашук, Ягола, 1978; 1985). Однако в этих работах использовалось только решение уравнения Фредгольма первого рода на множестве монотонно-невозрастающих неотрицательных функций и не использовалась регуляризация Тихонова (см. ниже). Как будет показано ниже, этот подход приводит к ступенчатой форме решений (распределение яркости и поглощения по диску звезды WR), что является физически нереалистичным. В цитированных работах главной целью было определение яркостной температуры в центре диска WR, поэтому детальная форма

распределения яркости по диску была сравнительно не важна, и такой подход оправдан. Однако, если нас интересует структура ветра, он становится неудовлетворительным. В данной работе мы предлагаем реализацию идей академика А.Н. Тихонова (в том числе в виде конкретных компьютерных алгоритмов), которая существенно расширяет возможности их применения.

1.1.1 Уравнение Фредгольма первого рода

Постановка задачи

В наиболее общем виде потеря блеска в течение затмения в двойной системе описывается уравнением (Гончарский, Черепашук, Ягола, 1978; 1985)

$$1 - l(\theta) = \iint_{S(\Delta)} I_c(\mathbf{r}) I_a(\mathbf{s}) d\sigma \quad (1.1)$$

Иллюстрация геометрии затмения показана на Рис. 1.1. Здесь $l(\theta)$ – поток в исследуемой спектральной полосе на орбитальной фазе θ , нормированный на полный поток системы (определяемый по максимуму кривой блеска во внезатменном участке). Δ – расстояние между центрами звездных дисков в картинной плоскости¹. Здесь и далее мы выражаем все расстояния в единицах расстояния между компонентами (или размера большой полуоси в случае эксцентричной орбиты). $I_c(\mathbf{r})$ – распределение яркости по диску затмеваемой компоненты, $I_a(\mathbf{s})$ – распределение непрозрачности по диску затмевающей компоненты, $S(\Delta)$ – область перекрытия дисков компонент. Если обе компоненты системы – сферические звезды с тонкими атмосферами, функции $I_a(\mathbf{s})$ для обеих компонент выражаются простыми формулами

$$I_a(\mathbf{s}) = \begin{cases} 1, & |\mathbf{s}| < r_* \\ 0, & |\mathbf{s}| \geq r_* \end{cases}, \quad (1.2)$$

(r_* – радиус звезды), а для I_c может быть использован, например, линейный закон потемнения к краю:

$$I_c(\mathbf{r}) = I_0 \left(1 - x + x \sqrt{1 - \frac{|\mathbf{r}|^2}{r_*^2}} \right) \quad (1.3)$$

(в предположении аксиальной симметрии, I_0 – яркость в центре звездного диска, x – коэффициент потемнения). С этими или похожими предположениями уравнение (1.1) становится параметрической задачей, которая может быть решена, например, минимизацией

¹В случае круговой орбиты $\Delta = \sqrt{\cos^2 i + \sin^2 i \sin^2 \theta}$, где i – угол наклона орбиты, θ орбитальная фаза.

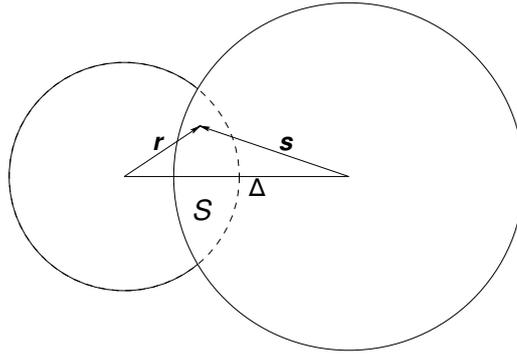


Рис. 1.1: Схематичное изображение затмения в двойной системе.

величины χ^2 – взвешенной суммы квадратов отклонений наблюдений от модели. Различными авторами было предложено множество параметрических моделей для решения кривых блеска затменных двойных систем, варьирующихся от классического аналитического подхода (Russell, Merrill, 1952) для сферических или эллипсоидальных звезд до полностью вычислительных методов синтеза (Wilson, 1979) для двойных систем с приливно-деформированными компонентами. В случае двойных систем WR+O функции I_a и I_c для компоненты WR не могут быть так легко описаны какими-либо аналитическими выражениями. В данной работе мы представляем метод решения (1.1) без использования сильных модельных предположений относительно I_a и I_c для компоненты WR.

Модельные предположения и уравнения

Для того, чтобы упростить задачу, мы используем следующие предположения: (i) компоненты системы имеют сферическую форму, функции I_a и I_c для обеих компонент аксиально симметричны; (ii) компонента O является “нормальной” звездой Главной последовательности, так что для соответствующих ей функций I_a и I_c могут быть использованы формулы (1.2) и (1.3) соответственно. Основное ограничение, которое следует из этих предположений – метод может быть применен только к относительно широким двойным системам без сильной приливной деформации компонент (или к так называемым “ректифицированным” кривым блеска, где удалены эффекты эллипсоидальности, см. ниже). При необходимости, линейный закон гравитационного потемнения для компоненты O может быть легко обобщен на более сложную форму распределения яркости по ее диску; (iii) поглощение и излучение ветра WR уменьшается до пренебрежимо малых величин внутри радиуса орбиты. Очевидно, что эти предположения выполняются для широких двойных систем. Аксиальная симметрия I_a и I_c также означает, что наш метод игнорирует возможное влияние столкновения звездных ветров компонент на кривую блеска. Таким образом, он может быть использован для анализа данных, которые наименее подвержены такому влиянию. Примером подобных данных является узкополосная кривая блеска в континууме относительно широкой системы WR+O. Поскольку ветер WR обычно на-

много мощнее ветра O компоненты, зона столкновения ветров расположена вблизи от компоненты O. В оптическом континнуме главным источником поглощения в ветре является электронное рассеяние². Оно пропорционально плотности ветра и быстро падает с расстоянием от звезды. Таким образом, обе неизвестные функции для звезды WR уменьшаются до малых величин еще перед зоной столкновения³. Форма узкополосной кривой блеска $\lambda 4244 \text{ \AA}$ хорошо известной двойной системы WN5+O6 V444 Cyg показывает, что эффекты столкновения ветров в этой системе на кривую блеска действительно малы, если вообще существуют (Antokhin, Cherepashchuk, 2001a).

С этими предположениями, окончательная система уравнений, описывающая кривую блеска двойной системы WR+O (O+O), принимает вид (Гончарский, Черепашук, Ягола, 1978):

$$1 - l_1(\theta) = \int_0^{R_W} K_1(s, \Delta) I_0 I_a(s) ds \quad (1.4a)$$

$$1 - l_2(\theta) = \int_0^{R_W} K_2(s, \Delta) I_c(s) ds \quad (1.4b)$$

$$L_O + L_{WR} = I_0 \pi r_O^2 \left(1 - \frac{x}{3}\right) + 2\pi \int_0^{R_W} I_c(s) s ds = 1, \quad (1.4c)$$

где индексы 1 и 2 относятся к главному (звезда WR спереди) и вторичному (звезда O спереди) затмениям соответственно, s – расстояние от центра диска WR до текущей точки диска, $K_1(s, \Delta)$ и $K_2(s, \Delta)$ – ядра уравнений, описывающие геометрию перекрытия дисков звезд (выражения для ядер даны в Гончарский, Черепашук, Ягола, 1978), $I_a(s)$ и $I_c(s)$ – функции распределения непрозрачности и яркости для компоненты WR, R_W – радиус ветра WR, L_O и L_{WR} – полные потоки компонент O и WR соответственно, i – угол наклона орбиты, r_O – радиус звезды O. Третье уравнение представляет собой уравнение нормировки потоков компонент двойной системы. Поток компоненты O был вычислен с использованием линейного закона потемнения к краю (1.3).

Во вторичном минимуме звезда O проходит перед диском звезды WR, затмевая его части, и таким образом позволяет “восстановить” распределение яркости WR по ее диску. В главном минимуме звезда O находится сзади звезды WR, ее излучение проходит через ветер (и затмевается непрозрачным ядром WR), что позволяет определить распределение непрозрачности по диску WR.

²Строго говоря, электронное рассеивание не поглощает излучение, а рассеивает его. Но это рассеяние приводит к тому, что в направлении наблюдателя излучается меньше фотонов.

³Конечно, столкновение ветров в двойных системах WR+O и O+O является определяющим фактором формирования рентгеновского излучения от таких систем. Модель рентгеновского излучения сталкивающихся ветров будет представлена в Главе 4.

Неизвестными величинами в (1.4) являются функции $I_a(s)$, $I_c(s)$, а также i , r_O . Коэффициент линейного потемнения к краю x обычно может быть зафиксирован и принят равным величине, соответствующей спектральному типу звезды O. R_W – мажорирующий радиус ветра и при наших предположениях обычно принимается равным размеру орбиты a (точнее, $a - r_O$). Для каждой пары заданных значений i и r_O , (1.4) может быть решено следующим образом:

1. решаем (1.4b) и получаем $I_c(s)$;
2. подставляем $I_c(s)$ в (1.4c) и получаем I_0 ;
3. подставляем I_0 в (1.4a) и решаем его для получения $I_a(s)$.

Эту процедуру можно повторить на разумным образом подобранной сетке неизвестных i , r_O , чтобы затем выбрать их оптимальные значения. Конечно, для сужения возможной области изменения этих величин можно использовать любые независимые оценки (например, из поляриметрии или спектроскопии).

Очевидно, для того, чтобы появилась возможность восстановить функции $I_a(s)$ и $I_c(s)$ вплоть до центра диска WR, диск звезды O должен перекрывать центр диска звезды WR в соединении⁴. В противном случае кривая блеска просто не содержит информации о центральной части диска WR. Для круговой орбиты это условие может быть записано как $\cos i \leq r_O/a$. Для каждой системы выполнение условия должно быть проверено перед началом анализа. В самом деле, даже если решение (1.4) апостериори будет удовлетворять этому условию, это не является доказательством его справедливости для реальной двойной системы. Черепашук (1973) предложил достаточный критерий выполнимости условия перекрытия центра диска WR. Если падение (нормализованного) потока во вторичном минимуме (звезда WR сзади) больше или равно половине L_{WR} , это означает, что по крайней мере половина ее диска закрыта компонентой O и условие перекрытия центра диска заведомо выполнено. $L_{WR} = q/(1 + q)$, где $q = L_{WR}/L_O$ – отношение потоков компонент. Величина q может быть оценена, например, из спектрофотометрических наблюдений.

Методы решения

Ключевой вопрос в решении системы (1.4) – как решить уравнения (1.4a) and (1.4b). Эти уравнения имеют форму хорошо известного интегрального уравнения Фредгольма первого рода

⁴При использовании параметрической модели это условие не является обязательным, поскольку данные функции описываются несколькими параметрами, определяющими их поведение от центра до периферии диска. Параметры могут быть найдены и из частичных затмений без перекрытия центра диска затмеваемой компоненты.

$$Az \equiv \int_a^b K(x, s)z(s) ds = u(x), \quad s \in [a, b], x \in [c, d] \quad (1.5)$$

где u – известные данные, K – известное ядро уравнения, z – неизвестная функция. z и u принадлежат к некоторым метрическим пространствам $z \in Z$, $u \in U$. В реальном мире измеряемые данные всегда содержат погрешность измерений, так что u никогда не известна с абсолютной точностью. Введем обозначение гипотетического точного решения задачи $\bar{z} \in Z$, тогда соответствующая ему точная правая часть $\bar{u} = A\bar{z}$. Пусть u_δ – экспериментальные данные такие, что $\|u_\delta - \bar{u}\|_U \leq \delta$, где δ – погрешность экспериментальных данных. На практике мы всегда решаем (1.5) с правой частью, содержащей погрешность: $Az_\delta = u_\delta$.

Операторное уравнение $Az = u$, $z \in Z$, $u \in U$ является корректной задачей, если выполнены два условия: (i) для любого $u \in U$ уравнение разрешимо единственным образом, и (ii) решение уравнения устойчиво к малым возмущениям правой части. В противном случае задача является некорректной. Уравнение (1.5) является примером некорректной задачи. Сколь угодно малые возмущения во входных данных могут привести к сколь угодно большим флуктуациям решения. Для решения таких задач академик Тихонов (1963) предложил концепцию регуляризирующего алгоритма, впоследствии развитую в Тихонов и др. (1983). Согласно этой концепции, регуляризирующий алгоритм – это правило, которое позволяет любой паре u_δ, δ сопоставить такой элемент $z_\delta \in Z$, что $z_\delta \rightarrow \bar{z}$ по мере того, как $\delta \rightarrow 0$. Регуляризирующий алгоритм может быть сконструирован с использованием некоторой априорной информации о неизвестной функции. Можно показать, что параметрическое представление неизвестной функции является одним из способов построения регуляризирующего алгоритма. Возникает интересный вопрос: каковы *минимальные* априорные предположения, позволяющие сконструировать такой алгоритм? Тихонов и др. (1983) показали, что возможны два подхода к решению проблемы: (i) решить уравнение на так называемом компактном множестве функций (параметрическое задание неизвестной функции является примером компактного множества⁵); (ii) использовать специфическую технику регуляризации, названную по имени автора “регуляризацией Тихонова”. Ниже мы кратко напомним основные идеи обоих подходов, концентрируясь на нашей конкретной проблеме. Мы пропустим математические доказательства и приведем только результаты теории, отсылая заинтересованного читателя к цитированной книге.

Решение на компактном множестве функций

Множество Y метрического пространства Z называется компактным, если из любой бесконечной последовательности его элементов можно выбрать подпоследовательность,

⁵Множество функций, образующееся при варьировании параметров.

сходящуюся к некоторому элементу $y \in Y$. В приложении к нашей задаче примерами компактных множеств являются: (i) неотрицательные монотонно невозрастающие функции; (ii) неотрицательные выпуклые монотонно невозрастающие функции; (iii) неотрицательные выпукло-вогнутые монотонно невозрастающие функции. Можно показать, что уравнение первого рода имеет устойчивое приближенное решение, если оно ищется на компактном множестве, и что это решение стремится к точному при увеличении точности входных данных. Вышеприведенные примеры компактных множеств представляются разумными априорными ограничениями на распределение яркости и непрозрачности по радиусу диска компоненты WR. Они достаточно слабы, чтобы не ограничивать неизвестные функции жесткой параметрической формой, например, в виде закона потемнения к краю. Решение (1.5) состоит в минимизации квадрата нормы $\|Az - u_\delta\|^2$ (невязки). Конкретное выражение для нормы зависит от используемого метрического пространства. Поскольку погрешность входных данных (кривой блеска) определяется среднеквадратичными отклонениями, естественно в качестве функционального пространства для Az , u выбрать пространство L_2 – пространство вещественных функций, интегрируемых с квадратом по Лебегу на $[a, b]$, с метрикой

$$\rho(x, y) = \left[\int_a^b (x(s) - y(s))^2 ds \right]^{0.5},$$

близость функций в этом пространстве является близостью в среднеквадратичном. Из сказанного следует, что

$$\|Az - u_\delta\|_{L_2}^2 = \int_c^d \left[\int_a^b K(x, s)z(s) ds - u_\delta(x) \right]^2 dx \quad (1.6)$$

Регуляризация Тихонова

Одной из проблем решения (1.5) на компактном множестве является то, что оно не требует, чтобы решение было “гладким”⁶. Как будет показано ниже, это может привести к физически нереалистичным решениям. Тихонов (1963) предложил использовать функционал (названный его именем)

$$\Phi(\alpha, z) = \|Az - u_\delta\|_U^2 + \alpha \|z\|_Z^2 \quad (1.7)$$

Основная идея очень проста: вместо минимизации невязки для нахождения приближенного решения задачи, нужно минимизировать функционал Тихонова. Второй член в правой части (1.7) – так называемый стабилизирующий функционал. Норма z может быть выбрана таким образом, чтобы этот член был маленьким, когда z гладкая, и большим, когда

⁶Мы определим, что понимается под гладкостью, чуть ниже.

в z имеются флуктуации. Таким образом, минимизируя $\Phi(\alpha, z)$, можно минимизировать невязки, одновременно подавляя нестабильность в z . Параметр регуляризации α контролирует относительный вклад стабилизирующего функционала. Конкретные выражения для обоих членов функционала Тихонова зависят от метрических пространств, используемых для Az , u и z . Как и ранее, мы будем использовать пространство L_2 для Az , u . Если мы хотим, чтобы z была “гладкой”, естественно предположить, что z принадлежит к метрическому пространству W_2^1 (пространство вещественных функций такое, что сами функции и их первые производные интегрируемы с квадратом на $[a, b]$). Метрика этого пространства

$$\rho(x, y) = \left[\int_a^b (x(s) - y(s))^2 ds + \int_a^b (x'(s) - y'(s))^2 ds \right]^{0.5}$$

Отсюда следует, что норма

$$\|z\|_{W_2^1}^2 = \int_a^b [z^2(s) + z'(s)^2] ds \quad (1.8)$$

Если необходимо, еще большая гладкость может быть получена при использовании метрического пространства W_2^2 с нормой $\|z\|_{W_2^2}^2 = \int_a^b [z^2(s) + z'(s)^2 + z''(s)^2] ds$. Ключевой вопрос в практической реализации этого подхода – каким образом должен выбираться параметр регуляризации α . Оказывается, что для уравнений первого рода регуляризирующий алгоритм может быть сформулирован следующим образом (Тихонов и др., 1983): *в качестве приближенного решения (1.5) можно рассматривать функцию z_δ^α , минимизирующую функционал $\Phi(\alpha, z)$, при параметре α , выбранном по следующему критерию⁷, основанному на погрешности входных данных δ (критерий невязки):*

$$\|Az_\delta^\alpha - u_\delta\| = \delta, \quad (1.9)$$

Поскольку в нашей задаче оператор A – линейный, функционал Тихонова – квадратичный, и потому имеет только один экстремум для каждого данного α . Таким образом, функция $\|Az_\delta^\alpha - u_\delta\|$ зависит только от α . Было показано, что при $\alpha > 0$ $\|Az_\delta^\alpha - u_\delta\|$ является непрерывной монотонно увеличивающейся функцией, покрывающей интервал $[\delta, \|u_\delta\|]$. Таким образом, (1.9) имеет единственное решение, которое может быть найдено, например, методом секущих или методом Ньютона-Рафсона.

В предложенном авторами цитируемой книги оригинальном методе регуляризации никакие дополнительные априорные ограничения, кроме гладкости, на неизвестную функцию не налагаются. В приложении к нашей задаче это может привести к немонотонному распределению яркости/непрозрачности по радиусу диска WR, что не реалистично с

⁷Предполагая, что оператор A известен точно.

физической точки зрения. Однако ничто не мешает объединить метод регуляризации с априорными ограничениями, перечисленными в предыдущем разделе.

Дискретная аппроксимация

Численное решение (1.5) требует дискретизации уравнения. Введем равномерную сетку $\{s\}_{j=1}^n$ на $[a, b]$ с шагом h_s . Тогда функция z становится вектором размерности n . В левых частях уравнений (1.4a), (1.4b) находится кривая блеска, которая обычно измеряется на неравномерной сетке по орбитальным фазам. Пусть функция $u(x)$ в (1.5) измерена в m точках $x_i, i = 1, \dots, m$. Точность измерений может меняться, поэтому разумно ввести веса для входных данных w_i . Тогда, заменяя интегралы в (1.6) и (1.8) суммами и подставляя их в (1.7), получим

$$\begin{aligned} \Phi(\alpha, z) \approx & \frac{\sum_{i=1}^m \left(\sum_{j=1}^n a_{ij} z_j h_s - u_i \right)^2 h_{x,i} w_i}{\sum_{i=1}^m w_i h_{x,i} / (d - c)} + \\ & + \alpha \sum_{j=1}^n z_j^2 h_s + \alpha \sum_{j=2}^n (z_j - z_{j-1})^2 / h_s, \end{aligned} \quad (1.10)$$

где

$$\begin{aligned} a_{ij} &= K(x_i, s_j), \quad j \neq 1, n \text{ и } i = 1, \dots, m \\ a_{ij} &= \frac{1}{2} K(x_i, s_j), \quad j = 1, n \text{ и } i = 1, \dots, m \\ h_{x,1} &= (x_1 + x_2) / 2 - c, \\ h_{x,i} &= (x_{i+1} - x_{i-1}) / 2, \quad i = 2, \dots, m - 1, \\ h_{x,m} &= d - (x_m + x_{m-1}) / 2 \end{aligned}$$

Априорные ограничения

Как отмечалось выше, к неизвестной функции могут быть применены некоторые естественные априорные ограничения. В дискретной аппроксимации, ограничения (i)-(iii) на функцию z , упомянутые выше, могут быть записаны как

(i) неотрицательные монотонно невозрастающие функции:

$$\begin{cases} z_1 \leq C \\ z_i - z_{i+1} \geq 0, \quad i = 1, \dots, n - 1 \\ z_n \geq 0 \end{cases} \quad (1.11)$$

где C – некоторая константа;

(ii) неотрицательные выпуклые монотонно невозрастающие функции:

$$\begin{cases} z_1 \geq z_2 \\ z_{i-1} - 2z_i + z_{i+1} \leq 0, & i = 2, \dots, n-1 \\ z_n \geq 0 \end{cases} \quad (1.12)$$

(iii) неотрицательные выпукло-вогнутые монотонно невозрастающие функции:

$$\begin{cases} z_1 \geq z_2 \\ z_{i-1} - 2z_i + z_{i+1} \leq 0, & i = 2, \dots, k-1 \\ z_{i-1} - 2z_i + z_{i+1} \geq 0, & i = k+1, \dots, n-1 \\ z_{n-1} - z_n \geq 0, \\ z_n \geq 0, \end{cases} \quad (1.13)$$

где $k \in [2, n-1]$ – индекс точки перегиба.

Отметим, что эти ограничения должны быть линейно-независимы. Перечисленные ограничения имеют весьма общий характер. Можно добавить дополнительное ограничение на функцию $I_a(s)$, отражающую специфику нашей задачи. Вспомним, что эта функция в уравнении (1.4a) представляет собой часть потока звезды O, поглощенную компонентой WR. Пусть $\tau(s)$ – оптическая толщина ветра WR вдоль луча зрения, находящегося на прицельном расстоянии s от центра диска WR. Тогда $I_a(s) = 1 - e^{-\tau(s)}$. Поскольку компонента WR имеет полностью непрозрачное “ядро” (обозначим его радиус r_{core}), при $s \leq r_{\text{core}}$ оптическая толщина $\tau(s) = \infty$ и $I_a(s) = 1$. Таким образом, если из независимого источника (например эволюционных моделей или исследований звезд WR похожего спектрального типа) возможно оценить радиус непрозрачного ядра WR, могут быть использованы, например, следующие ограничения на функцию $I_a(s)$ уравнения (1.4a):

(iv) неотрицательные выпукло-вогнутые монотонно невозрастающие функции, равные единице внутри некоторого радиуса:

$$\begin{cases} z_i = 1, & i \leq i_c = [r_{\text{core}}/h_s] \\ z_{i_c} \geq z_{i_c+1} \\ z_{i-1} - 2z_i + z_{i+1} \leq 0, & i = i_c + 1, \dots, k-1 \\ z_{i-1} - 2z_i + z_{i+1} \geq 0, & i = k+1, \dots, n-1 \\ z_{n-1} - z_n \geq 0, \\ z_n \geq 0, \end{cases} \quad (1.14)$$

где $k \in [i_c + 1, n-1]$ – индекс точки перегиба.

Если наблюдательные данные (например, форма кривой блеска) показывают, что непрозрачность и яркость диска WR убывают быстро, так что на расстоянии радиуса орбиты от центра диска WR эти величины пренебрежимо малы, в ограничениях (1.11)–(1.14) можно заменить неравенство $z_n \geq 0$ на $z_n = 0$.

Общий алгоритм решения задачи

Если параметр α равен нулю, алгоритм решения сводится к минимизации $\|Az - u\|^2$ на компактном множестве, определяемом одним из ограничений (1.11)–(1.14) (или другими, зависящими от доступной априорной информации о неизвестных функциях). Если используется регуляризация Тихонова ($\alpha \neq 0$), процедура поиска решения интегрального уравнения состоит в следующем:

1. Приравняем α к нулю и минимизируем $\Phi(\alpha, z)$.
2. Если невязка превышает δ , регуляризация невозможна. В качестве приближенного решения используем то, которое минимизирует невязку при $\alpha = 0$, то есть решение на компакте.
3. Если невязка меньше δ , присваиваем α некоторое положительное значение и минимизируем $\Phi(\alpha, z)$.
4. Если невязка все еще меньше δ , умножаем α на 2 и минимизируем $\Phi(\alpha, z)$.
5. Повторяем предыдущий шаг до тех пор, пока невязка не станет больше, чем δ . Теперь у нас имеется две величины α , определяющие интервал, внутри которого находится решение (1.9).
6. Используем, например, метод секущих, чтобы найти решение (1.9), соответствующая функция z_δ^α будет представлять собой приближенное решение задачи, гладкое в соответствии с выбранным метрическим пространством для z и удовлетворяющее априорным ограничениям.

Поскольку $\Phi(\alpha, z)$ – квадратичный функционал, его минимизация не представляет особых трудностей. Решение должно соблюдать априорные ограничения, поэтому необходимо использовать дополнительный метод – метод проекции (Rosen 1960; Himmelblau 1972). Идея метода проекции состоит в следующем: минимизация начинается с любой начальной точки, удовлетворяющей априорным ограничениям. Последовательные шаги минимизации осуществляются каким-либо методом минимизации без ограничений. Если при очередном шаге для новой предполагаемой функции априорные ограничения оказываются нарушенными, вектор предполагаемой функции проектируется на подпространство,

определяемое ограничениями. Отметим, что проектирование и минимизация в подпространстве – отдельные стадии метода, так что после того, как вычислена проекция, для минимизации в подпространстве могут быть использованы различные техники. Rosen и Himmelblau описывали метод наискорейшего спуска. Тихонов и др. (1983) предложили использование метода сопряженных градиентов, который является одним из наиболее эффективных для случая квадратичных функций. В общем случае, проектирование на подпространство является сложной задачей. Однако, если ограничения на решение являются линейными, как в нашем случае (1.11)-(1.14), задача сильно упрощается. В этом случае можно вычислять не проекцию нового члена последовательности, а проекцию направления следующего шага на грань подпространства, определяемую ограничениями. Детали метода проекции сопряженных градиентов, реализованного в данной работе и учитывающего вышесказанное, приведены в Приложении А.

В настоящем исследовании мы модифицировали оригинальные алгоритмы (Тихонов и др., 1983) так, чтобы учесть специфику нашей задачи, например, добавили ряд наборов априорных ограничений, ограничения типа равенства, возможность решать задачу отдельно на компактных множествах или с использованием регуляризации Тихонова, а также возможность совместного использования априорных ограничений, рассмотренных выше, и регуляризации Тихонова. Алгоритм реализован на языке C. Программный код состоит из двух частей – программа решения кривых блеска двойных систем WR+O и библиотека функций для решения уравнения Фредгольма первого рода на компактных множествах и/или с использованием регуляризации Тихонова. Библиотека может быть использована для решения не только задачи, рассматриваемой нами, но и других задач, где необходимо решать уравнение Фредгольма. Программный код библиотеки доступен в репозитории GitHub по адресу https://github.com/iant321/fredholm_abel-solver.

Демонстрация алгоритма: симулированные кривые блеска

Чтобы продемонстрировать работу описанных выше подходов к решению системы уравнений (1.4), мы сгенерировали симулированную кривую блеска двойной системы WR+O, используя гладкие выпукло-вогнутые функции в качестве $I_a(s)$ и $I_c(s)$ для диска WR. Затем к точным кривым блеска был добавлен Гауссовский шум с различными среднеквадратичными отклонениями. Таким образом мы получили искусственные кривые блеска с различным уровнем шума, для которых известно точное решение. В каждом минимуме блеск системы вычислялся в 20 орбитальных фазах с одинаковым интервалом между ними. Эти кривые блеска были использованы в качестве входных данных в (1.4). Точная кривая блеска вычислялась для круговой орбиты, величины i и r_O были приняты равными $i = 78^\circ$, $r_O = 0.25$ (похожими на эти величины двойной системы WR+O V444 Cyg). По-

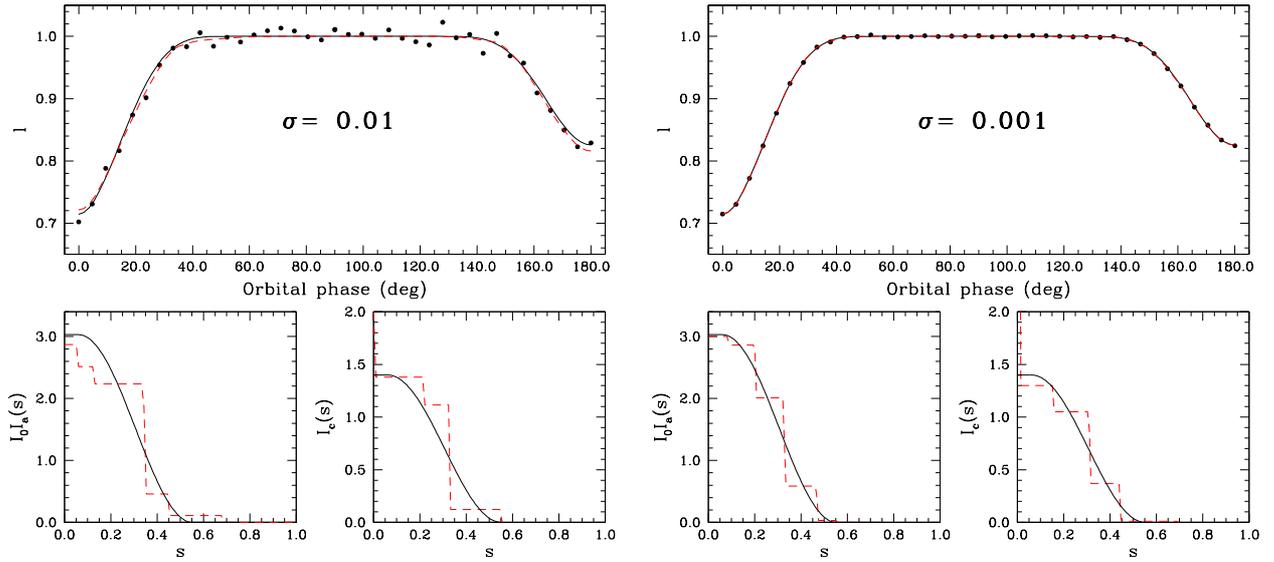


Рис. 1.2: Решение (1.4) на компактном множестве, ограничения (1.11) – неотрицательные монотонно невозрастающие функции. Сплошные линии показывают точные функции $I_0 I_a(s)$ и $I_c(s)$ (нижняя панель) и точную кривую блеска (верхняя панель). Точками на верхней панели показана кривая блеска с добавленным шумом. Пунктирными линиями показаны приближенное решение (нижняя панель) и модельная кривая блеска (верхняя панель). Слева: среднеквадратичная погрешность кривой блеска $\sigma = 0.01$. Справа: $\sigma = 0.001$.

грешность δ для этих кривых блеска может быть вычислена как $\delta^2 = \int_c^d [u_\delta(x) - \bar{u}(x)]^2 dx^8$, где $c = \cos(i)$, $d = 1$, \bar{u} – точная кривая блеска, u_δ – кривая блеска с добавленным шумом. Использовалась равномерная сетка по радиусу диска WR в интервале $[0 - 1]$, состоящая из 100 узлов.

Решение (1.4) при фиксированных значениях i , r_O . Предположим, что истинные значения i и r_O известны и решим (1.4) при фиксированных $i = 78^\circ$, $r_O = 0.25$. Система уравнений решалась согласно схеме, описанной выше в подразделе “Модельные предположения и уравнения”. Интегральные уравнения (1.4a) и (1.4b) решались с помощью методов, описанных выше.

На Рис. 1.2, 1.3 показаны примеры решения (1.4) на компактных множествах. Для иллюстрации сходимости приближенного решения к точному показаны решения на компактных множествах при тех же априорных ограничениях и погрешности входных данных 0.01 (на левых рисунках) и 0.001 (на правых). Приближенные решения (пунктирные линии) показывают характерные особенности: ступенчатая структура неизвестных функций

⁸В дискретной аппроксимации этот интеграл вычисляется как сумма.

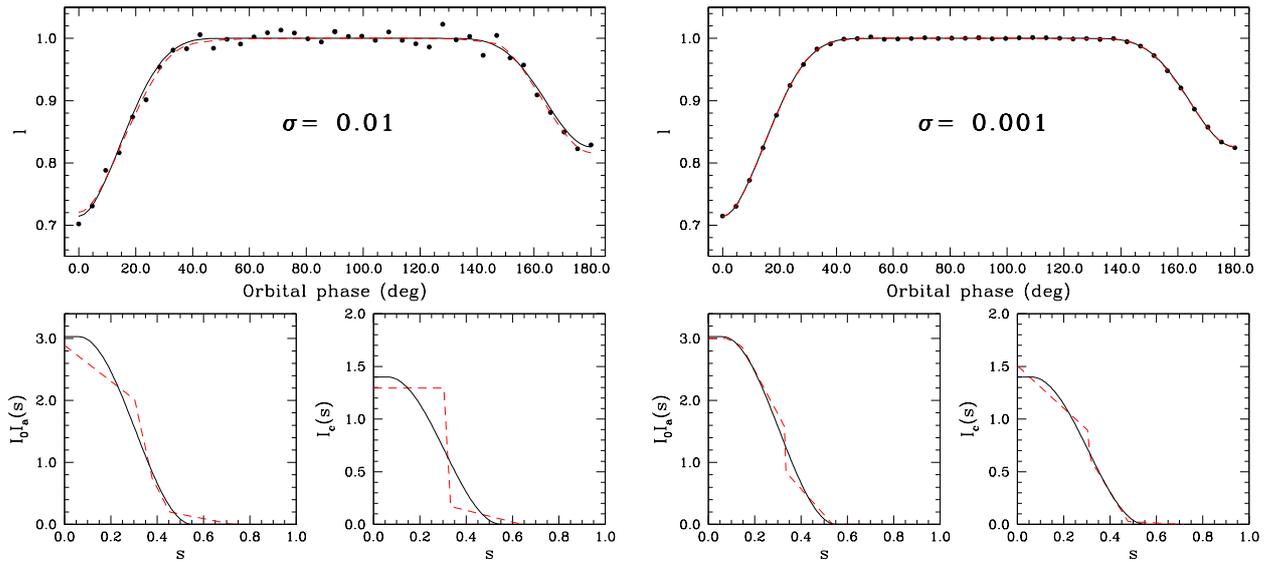


Рис. 1.3: То же, что на Рис. 1.2, с априорными предположениями (1.13) – невозрастающие выпукло-вогнутые функции.

на Рис. 1.2, ломаные линии решений на Рис. 1.3. Причина появления этих характерных особенностей очевидна. Если ограничения на неизвестную функцию не заданы, она может быть сколь угодно гибкой, так что данные могут быть аппроксимированы “идеально”, с невязкой между моделью и входными данными, близкой к нулю⁹. Любые ограничения на неизвестную функцию, какими бы слабыми они ни были, ограничивают допустимую область поиска в пространстве решений. Невязки внутри этой области всегда больше нуля. Таким образом, глобальный минимум функционала невязок всегда находится вне области поиска, заданной априорными ограничениями. Это означает, что алгоритм минимизации будет стремиться выйти за пределы допустимой области, и приближенное решение, удовлетворяющее ограничениям, будет всегда находиться на границе области поиска, где некоторые неравенства в матрице ограничений становятся равенствами. С ограничениями (1.11) (неотрицательные монотонно невозрастающие функции) равенства означают, что значения функции-решения в соседних узлах сетки могут быть равны (функция не убывает на некоторых интервалах), что и образует ступенчатую структуру. Аналогично, с ограничениями (1.13) вторая производная решения на некоторых интервалах будет равна нулю, образуя структуру из ломаных прямых линий. Важно отметить, что подобные структуры решения будут наблюдаться *всегда* при использовании подобных априорных ограничений, если во входных данных присутствует шум.

Насколько такие результаты приемлемы при решении конкретной задачи, зависит от ее целей. Например, когда этот подход был использован в Cherepashchuk, Eaton, Khaliullin

⁹При условии, что размер сетки по радиусу звезды WR достаточно велик, чтобы гарантировать достаточное число степеней свободы.

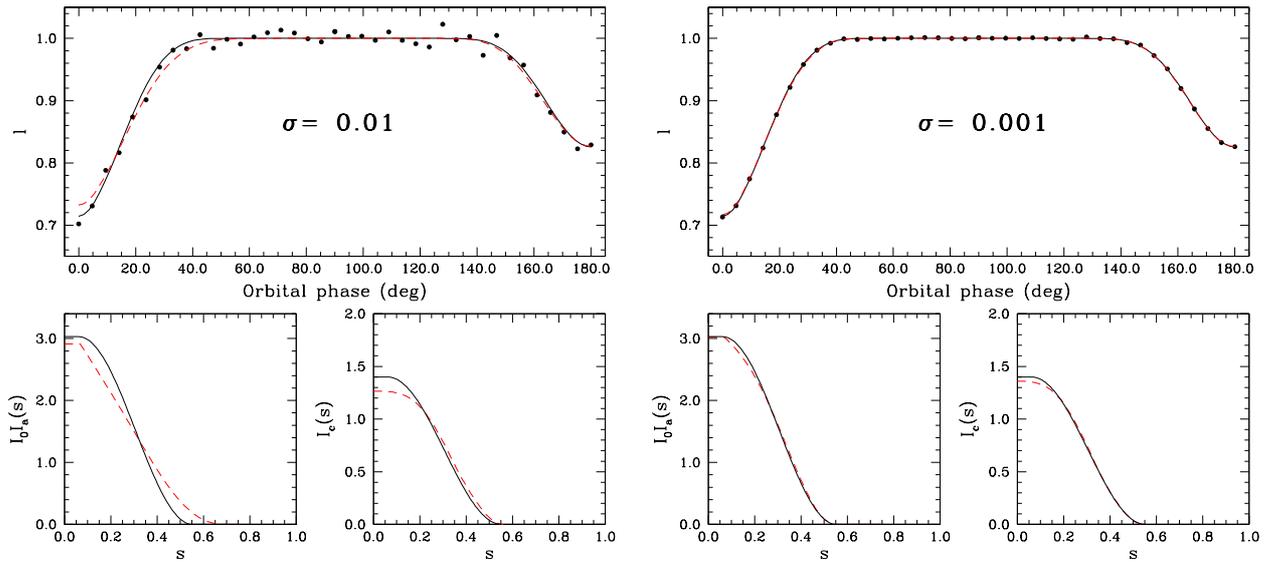


Рис. 1.4: Решение на множестве выпукло-вогнутых функций с использованием регуляризации Тихонова. Для $I_c(s)$ были использованы ограничения (1.13), для $I_a(s)$ были использованы априорные ограничения (1.14). Слева: погрешность входных данных $\sigma = 0.01$. Справа: $\sigma = 0.001$.

(1984), одним из главных вопросов о звездах WR был – являются ли эти звезды горячими с относительно холодными ветрами или холодными с горячими ветрами, аналогично нашему Солнцу. Решение кривой блеска V444 Cyg (WN5+O6) на множестве неотрицательно монотонно невозрастающих функций позволило определить яркость в центре диска WR $I_c(0)$ и соответствующую яркостную температуру WR, которая оказалась высокой. Если задачей является, например, определение относительных светимостей компонент, то детальная форма неизвестной функции также не слишком важна. Однако если нас интересует структура протяженного ветра WR, подобные решения не слишком полезны.

На Рис. 1.4 показаны результаты решения симулированных кривых блеска на множестве выпукло-вогнутых функций с использованием регуляризации Тихонова. Левый и правый рисунки иллюстрируют сходимость приближенного решения к точному при уменьшении погрешности входных данных.

Поиск i , r_O . При изучении конкретной двойной системы величины i , r_O могут быть неизвестны или известны плохо. В этом случае, система уравнений (1.4) должна решаться на разумной сетке по этим параметрам. Для типичной звезды O V мы можем сделать обоснованное предположение, что ее радиус больше ~ 5 и меньше ~ 15 радиусов Солнца, в зависимости от ее массы. Предположим для целей нашей тестовой задачи, что расстояние между компонентами системы равно $40R_\odot$ (примерный размер орбиты хорошо известной двойной системы WR+O V444 Cyg). Тогда сетка по r_O должна покрывать интервал $\sim 0.12 - 0.38$. Поскольку двойная является затменной, угол наклона орбиты должен быть

достаточно большим. Вспоминая, что модель может быть использована только для i , r_O , удовлетворяющих ограничению $\cos i \leq r_O/a$, получим, что для указанного выше интервала r_O угол наклона орбиты $i \geq 67^\circ$. Определим интервал для сетки по i равным $65^\circ - 90^\circ$.

Следует сделать важное замечание о разнице между решением на компактных множествах функций и решением с использованием регуляризации Тихонова. В первом случае оптимальные значения i , r_O могут быть определены по минимуму квадрата невязки $\|Az - u_\delta\|^2$. Во втором случае для каждой пары i , r_O определяется такой параметр регуляризации α , что $\|Az_\delta^\alpha - u_\delta\| = \delta$ (если регуляризация возможна в принципе, см. описание алгоритма в подразделе “Общий алгоритм решения задачи”). Таким образом, невязки для всех решений для разных пар i , r_O одинаковы, и если нет независимой информации об этих величинах, все решения следует рассматривать как равноправные. При этом, если величины i , r_O далеки от оптимальных, скорее всего даже с параметром регуляризации $\alpha = 0$ невязка окажется больше δ , регуляризация невозможна, и невязка будет тем больше, чем дальше значения i , r_O от оптимальных. Другими словами, мы ожидаем, что на поверхности невязок будет присутствовать некий минимум с плоским “дном”, соответствующим тем сочетаниям i , r_O , где возможна регуляризация.

На Рис. 1.5 показаны невязки приближенного решения для сетки моделей, покрывающей указанные выше интервалы. Уравнения (1.4) были решены с использованием регуляризации и априорных ограничений (1.13), (1.14) для $I_c(s)$ и $I_a(s)$ соответственно. Решение проводилось только в тех узлах сетки, для которых выполнено условие $\cos i \leq r_O/a$. Использовались симулированные кривые блеска с погрешностью $\sigma = 0.001$, такие же, как на Рис. 1.4. Поверхность невязок показывает сумму отклонений в главном и вторичном минимумах¹⁰. Оказалось, что во вторичном минимуме поверхность невязок практически плоская; другими словами, уравнение (1.9) может быть решено с использованием регуляризации практически для любого узла сетки. Причина этого заключается в том, что априорные ограничения (1.13), использованные в этом минимуме, достаточно слабы, чтобы компенсировать неверные величины i , r_O . С другой стороны, в главном минимуме, где неизвестная функция $I_a(s)$ должна быть равна единице при малых радиусах, невязка сильно зависит от геометрических параметров. Тем не менее, уменьшение угла наклона орбиты может до некоторой степени компенсироваться подходящим увеличением радиуса звезды O, обеспечивая похожую площадь затмеваемого диска этой звезды. Это вырождение параметров (наблюдаемое и при использовании параметрических методов решения) объясняет наличие вытянутой “долины” на поверхности невязок на Рис. 1.5.

Точками на верхнем рисунке показаны те узлы сетки, в которых регуляризация Тихонова оказалась возможной в обоих минимумах кривой блеска. Как уже сказано, невязки в этих точках равны δ , и любое решение в этих узлах сетки может рассматриваться как при-

¹⁰Индивидуальные поверхности невязок в главном и вторичном минимуме не показаны для экономии места.

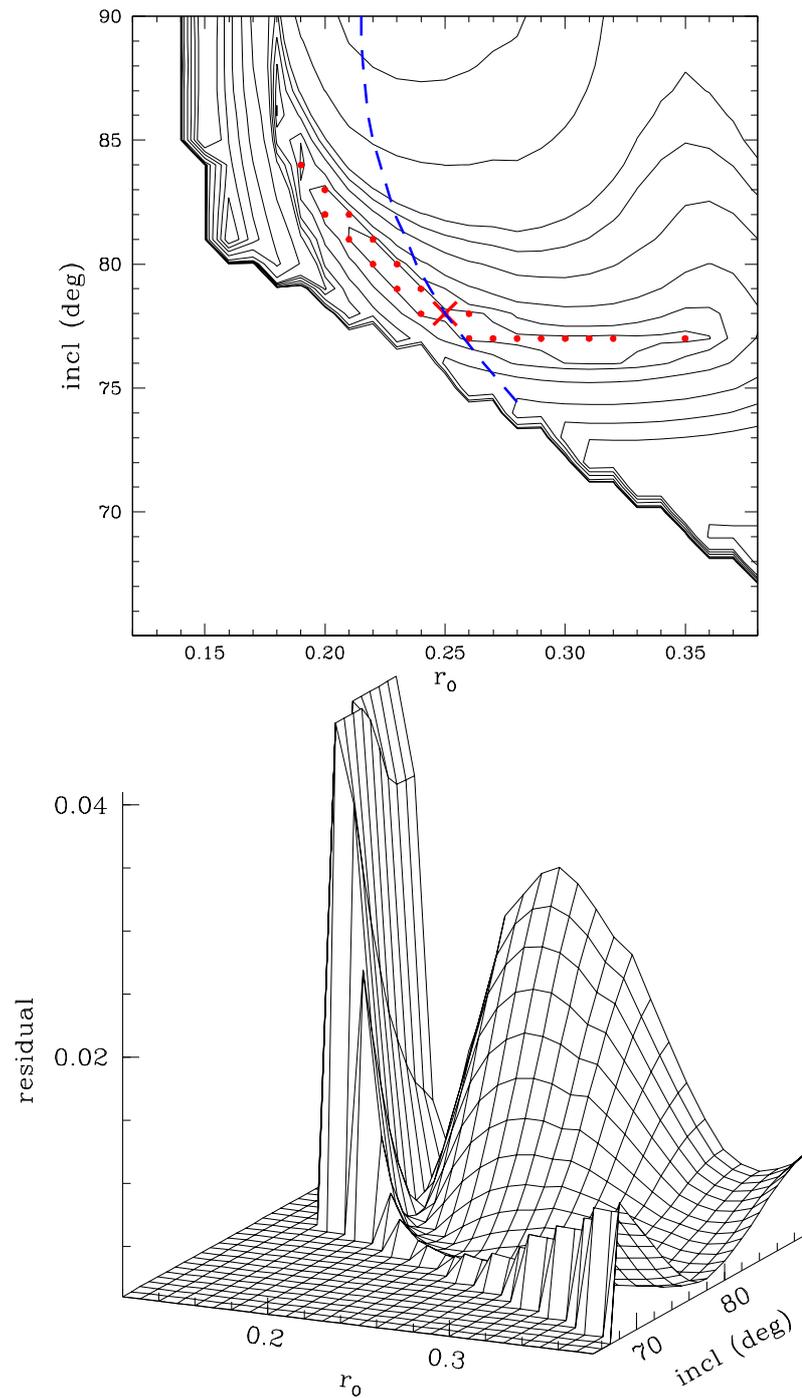


Рис. 1.5: Поверхность невязок (нижний рисунок) и его изо уровни (верхний рисунок) для смоделированных кривых блеска с погрешностью $\sigma = 0.001$. Шаги сетки равны 0.01 по r_0 и 1° по углу наклона орбиты i . Точки на верхнем рисунке показывают узлы сетки, в которых регуляризация Тихонова оказалась возможна в обоих минимумах кривой блеска. Пунктирная линия соответствует относительному потоку звезды WR $F_{WR} = 0.465$. Крестик показывает точные значения i , r_0 , при которых вычислялась смоделированная кривая блеска.

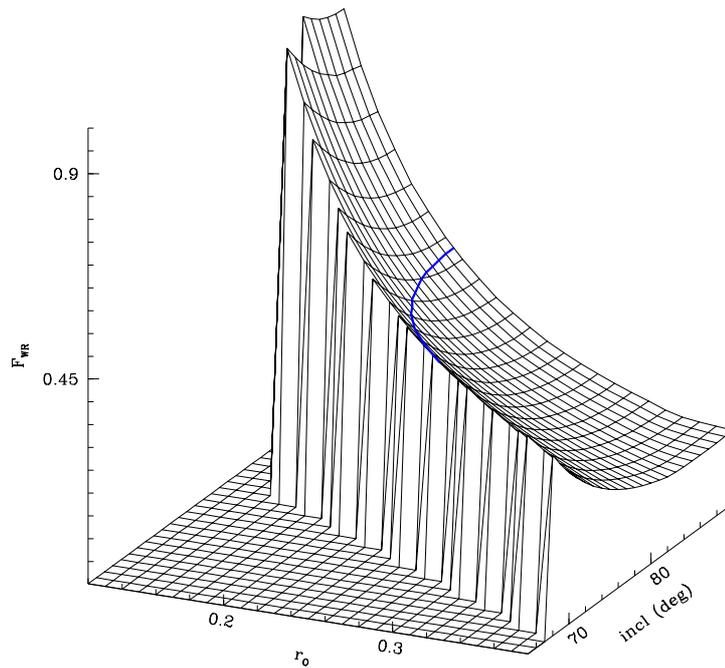


Рис. 1.6: Относительный поток компоненты WR как функция геометрических параметров i , r_O . Линия соответствует $F_{WR} = 0.465$.

ближенное решение задачи. Очевидно, что в этой ситуации важное значение приобретает любая независимая информация, которая способна сузить возможные значения параметров i , r_O . Примером такой информации является отношение потоков компонент системы, которое меняется с изменением i , r_O . Это проиллюстрировано на Рис. 1.6, где показан относительный поток звезды WR F_{WR} . В точной симулированной модели $F_{WR} = 0.465$. Линия, соответствующая этому относительному потоку, показана на Рис. 1.5, 1.6. Она пересекает “долину” поверхности невязок на Рис. 1.5 и позволяет более точно оценить величины i , r_O . Наблюдаемое отношение потоков для реальных двойных систем можно оценить из спектрофотометрических данных. Некоторые ограничения на угол наклона орбиты можно также получить, например, из поляриметрических данных. Ограничения на радиус звезды O можно получить из ее спектрального типа, используя эволюционные модели звезд Главной последовательности.

1.1.2 Уравнение Абеля

Постановка задачи

Как было показано выше, при условии наличия входных данных с достаточно хорошей точностью ($\sigma = 0.001$ является разумным ожиданием для современной фотометрии), методы, описанные выше, позволяют получить эмпирические распределения яркости и

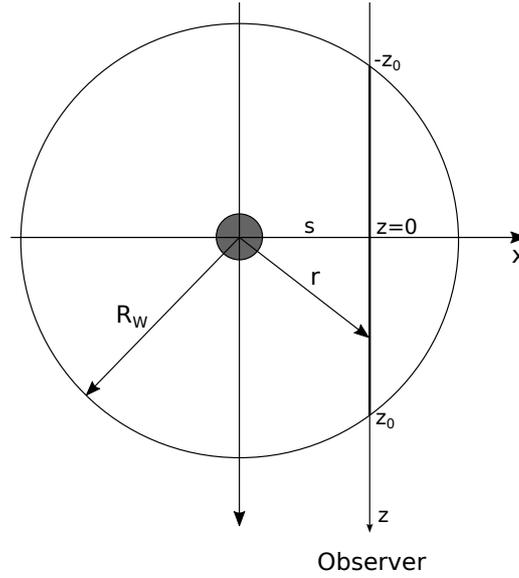


Рис. 1.7: Типичная геометрия, приводящая к уравнению Абеля в астрофизике. Окружность в приложении к нашей задаче – орбита второй компоненты.

непрозрачности по диску компоненты WR в затменных двойных системах WR+O. $I_c(s)$ может быть использована для оценки яркостной температуры компоненты WR. Более интересно то, что $I_a(s)$ может быть использована для получения эмпирического распределения скорости в ветре WR. В самом деле, $I_a(s) = 1 - e^{-\tau(s)}$. В свою очередь, при $s > r_{core}$

$$\tau(s) = \int_{-z_0}^{z_0} \alpha(z) dz \quad (1.15)$$

где $\alpha(z)$ [см⁻¹]¹¹ – линейный коэффициент поглощения вдоль луча зрения (см. Рис. 1.7). Здесь предполагается, что поглощение в ветре WR становится пренебрежимо малым на расстоянии R_W от звезды, а размер орбиты a – не меньше R_W . Именно поэтому пределы интегрирования в (1.15) равны $[-z_0, z_0]$. Выполненность этого условия может быть проверена после решения уравнений (1.4) и нахождения $I_a(s)$. Если эта функция спадает до нуля при $s < a$, условие выполнено. Поскольку мы предполагаем, что ветер звезды WR сферически-симметричный, удобно перейти к независимой переменной r , сделав замену переменных $r = \sqrt{z^2 + s^2}$. Тогда (1.15) превращается в

$$\tau(s) = 2 \int_s^{R_W} \frac{\alpha(r) r dr}{\sqrt{r^2 - s^2}}, \quad (1.16)$$

Вспоминая, что главным агентом поглощения (рассеяния) в ветре WR в оптическом континнуме является электронное рассеяние, и используя уравнение неразрывности, получаем

¹¹ $\alpha(z)$ не имеет отношения к параметру регуляризации α .

$$\alpha(r) = \sigma_T n_e(r) = \frac{\sigma_T \dot{M}}{4\pi m_p \mu_e v(r) r^2}, \quad (1.17)$$

где σ_T – сечение электронного рассеяния, \dot{M} – темп потери массы звездой WR, m_p – масса протона, μ_e – средний электронный молекулярный вес, $v(r)$ – закон изменения скорости в ветре. Таким образом, из функции $I_a(s)$ можно получить $\tau(s)$, и, решая уравнение (1.16) (уравнение Абеля), определить $\alpha(r)$ и следовательно $v(r)$. Потенциальным достоинством такого подхода является то, что полученный закон изменения скорости ветра $v(r)$ – эмпирический в том смысле, что он не основан на каких-либо параметрических моделях. Эмпирический закон изменения скорости ветра потенциально может быть использован для проверки любой самосогласованной теории ветров WR, и, в частности, сравнен с общепотребительным β -законом (см. Введение).

Отметим, что в принципе можно попробовать решить эту задачу, решая уравнение (1.4) не в два шага, как описано только что, а как единую нелинейную задачу (то есть, подставив выражения для $I_a(s)$ и $\tau(s)$ в (1.4а) и решая его с $\alpha(r)$ или $v(r)$ как неизвестной функцией. Однако, помимо технических сложностей решения нелинейных интегральных уравнений, мы находим, что имеет смысл также рассматривать эти две задачи по отдельности, как мы делаем в данной работе. Причина заключается в том, что обратные задачи в астрофизике и других дисциплинах часто включают в себя необходимость решать уравнения в форме (1.5) и (1.15). Приведем некоторые примеры: (i) исправление (например спектральных) данных за кривую чувствительности приемника; (ii) покрытия звезд Лунной; (iii) картирование различных типов; (iv) анализ структуры звездных атмосфер при прохождении экзопланет; (v) задача восстановления объемной плотности в эллиптических галактиках по поверхностной яркости и т.п.

Интегральное уравнение Абеля первого рода впервые появилось в работе Абеля, посвященной так называемой “механической задаче Абеля”, являющейся обобщением “задачи таутохрона”. Оно часто появляется во многих отраслях астрофизики, физики, химии, и прикладных науках. В слегка модифицированной по сравнению с оригинальной, но эквивалентной форме, уравнение может быть записано как

$$\int_x^R \frac{z(r)r}{\sqrt{r^2 - x^2}} dr = u(x), \quad z \in Z, u \in U \quad (1.18)$$

где $u(x)$ – известные входные данные, $z(r)$ – неизвестная функция. Уравнение (1.18) появляется, например, всякий раз, когда производится измерение интеграла некоей сферически или аксиально симметричной функции вдоль луча зрения (см. Рис. 1.7). Такая пространственная функция может быть коэффициентом поглощения или излучения и т.п., а измеряемая функция – поверхностной яркостью/непрозрачностью и т.п.

Уравнение (1.18) допускает формальное обращение, позволяющее получить $z(r)$:

$$z(r) = \frac{1}{\pi} \left[\frac{u(R)}{\sqrt{R^2 - r^2}} - \int_r^R \frac{du(x)}{dx} \frac{1}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx \right]$$

Поскольку в нашей задаче $u(R) = 0$, первый член в этой формуле исчезает. Однако, как видно из формулы обращения, оно включает первую производную $u(x)$ и поэтому бесполезно на практике, поскольку $u(x)$, как правило, включает шум¹². Интегральное уравнение Абеля представляет собой еще один пример некорректной задачи.

Для решения (1.18) предлагались различные методы. Наиболее часто используется аппроксимация неизвестной функции, например, суммой полиномов Чебышева или Бернштейна, сплайнами, Гауссианами и т.п. (в зависимости от конкретной задачи). Еще один вариант - удалить шум из входных данных, то есть сгладить $u(x)$, также используя некие полиномы. Некоторые работы, в которых использовались этот подход – Craig (1979), Knill, Dgani, Vogel (1993), Bendinelli (1991), Dixit et al. (2011), и другие. Ключевым моментом в подобных работах является ограничение степени аппроксимирующих полиномов, что подавляет высокочастотные компоненты и стабилизирует решение. Недостатком такого подхода является то, что выбор типа полиномов или другой функции, и степени полиномов является в сущности произвольным. Поэтому выбранные аппроксимации могут подавить не только шум, но и систематическую (и неизвестную нам) составляющую во входных данных и/или решении. Более того, как показано, например, в Knill, Dgani, Vogel (1993), не существует однозначной корреляции между степенью выбранного полинома и качеством обращения. Эти авторы также отмечают, что из-за возрастающего усиления шума при больших порядках полинома улучшение аппроксимации входных данных при увеличении порядка полинома не гарантирует более качественного обращения уравнения Абеля. Другими словами, не гарантируется сходимость метода.

Другим способом решения является рассмотрение (1.18) как уравнение типа свертки (например, Sumner, 1956) и решение его с использованием, например, деконволюции Фурье. В этом случае остаются все проблемы решения, связанные с шумом во входных данных и требуется сглаживание, см., например Saha, Vicknell, McGregor (1996).

В астрофизике первые попытки решения (1.18) использовали формальное обращение и, как следствие, численное дифференцирование $u(x)$ (например, Plummer, 1911). Wallenquist (1933) предложил элегантную численную реализацию формального обращения. Кратко напомним ее суть. Объект (шаровое скопление) предполагается сферически-симметричным. Он может быть разделен на серию концентрических слоев вокруг своего центра. Пространственная плотность звезд в слое полагается постоянной. Во внутреннюю и внешнюю сферы каждого слоя вписываются цилиндры, ось которых направлена по лучу зрения к наблюдателю. Таким образом, части слоев между цилиндрами проектируются на

¹²Численное дифференцирование является классическим примером некорректной задачи.

картинную плоскость как концентрические кольца. Входные данные – измеренное число звезд в кольце. Пространственная плотность звезд в самом внешнем кольце равна измеренному числу звезд в этом кольце, деленному на объем той части внешнего слоя, которая спроектирована на внешнее кольцо. На предпоследнее кольцо на картинной плоскости проектируются два слоя – самый внешний и предпоследний. Число звезд в предпоследнем кольце, принадлежащее к самому внешнему слою, это уже известная из предыдущего шага пространственная плотность звезд в этом слое, умноженная на объем части внешнего слоя, спроектированного на предпоследнее кольцо. Вычитая это число из измеренного числа звезд в предпоследнем кольце, получаем число звезд в той части предпоследнего слоя, которая спроектирована на это кольцо. Деля его на соответствующий объем, получаем пространственную плотность звезд в предпоследнем слое. Далее процедура повторяется с каждым предыдущим слоем по направлению к центру скопления.

Очевидно, что вычитание, описанное выше, является вариантом численного дифференцирования. Поэтому ошибки входных данных (измеренного числа звезд в кольцах) прямо сказываются на решении. По этой причине автор в своей оригинальной работе перед применением описанной процедуры аппроксимировал входные данные гладкой функцией, проведенной от руки, тем самым фактически используя один из подходов, описанных выше.

В предыдущем разделе мы представили реализацию метода решения интегрального уравнения Фредгольма первого рода на компактных множествах функций и/или с использованием регуляризации Тихонова. Этот метод может быть применен и к другим линейным интегральным уравнениям первого типа. В этом разделе мы распространяем его на случай уравнения Абеля.

Дискретная аппроксимация

Чтобы применить алгоритм, описанный в предыдущем разделе, к решению уравнения (1.18), перепишем его в следующем виде:

$$\int_0^R K(x, r)z(r) dr = u(x), \quad (1.19)$$

где

$$\begin{cases} K(x, r) = \frac{r}{\sqrt{r^2 - x^2}}, & r \geq x, \\ K(x, r) = 0, & r < x. \end{cases} \quad (1.20)$$

На первый взгляд, очевидная дискретная аппроксимация (1.19) может выглядеть следующим образом. Введем равномерную сетку $\{r\}_{j=1}^n$ на интервале $[0, R]$ с шагом h_r . Тогда функция $z(r)$ становится вектором размерности n . Входные данные $u(x)$ могут быть измерены на равномерной или неравномерной сетке. Пусть $u(x)$ измерена в m точках x_i ,

$i = 1, \dots, m$. Тогда, используя стандартный метод прямоугольников для численного интегрирования, (1.19) может быть записано в виде

$$\sum_{j=1}^n K(x_i, r_j) z_j h_r = u(x_i), \quad i = 1, \dots, m. \quad (1.21)$$

Однако при вычислении этой суммы возникает проблема: ядро интеграла в (1.18) включает (интегрируемую) сингулярность. При $r = x$ знаменатель в выражении для ядра равен нулю. Чтобы преодолеть эту трудность, мы используем так называемую обобщенную формулу левых прямоугольников. В стандартной формуле прямоугольников, используемой в численном интегрировании, предполагается, что подинтегральная функция постоянна на элементарном отрезке между соседними узлами сетки. В обобщенной формуле предполагается, что только $z(r)$ постоянна и равна z_j – значению функции на левом краю ячейки сетки $[j, j + 1]$. В этом случае можно вынести z_j из под интеграла и вычислить его аналитически:

$$\int_{r_j}^{r_{j+1}} \frac{z(r)r}{\sqrt{r^2 - x_i^2}} dr \approx z_j \left(\sqrt{r_{j+1}^2 - x_i^2} - \sqrt{r_j^2 - x_i^2} \right). \quad (1.22)$$

В этом приближении окончательная дискретная аппроксимация (1.18) выглядит так:

$$Az \equiv \sum_{j=1}^n a_{ij} z_j = u(x_i), \quad i = 1, \dots, m, \quad (1.23)$$

где

$$\begin{cases} a_{ij} = \left(\sqrt{r_{j+1}^2 - x_i^2} - \sqrt{r_j^2 - x_i^2} \right), & r_j \geq x_i \\ a_{ij} = 0, & r_j < x_i. \end{cases} \quad (1.24)$$

Необходимо сделать еще одно замечание. Дискретная аппроксимация (1.23), (1.24) требует, чтобы сетка по r включала все точки сетки по x . Другими словами, для каждого x_i должен существовать индекс j такой, что $r_j = x_i$. В противном случае часть интеграла на интервале от x_i до наименьшего $r_j > x_i$ будет потеряна.

Немного другой способ преодоления слабой сингулярности в (1.18) был предложен в работе Степанов (1980). $z(r)$ на интервале $[r_j, r_{j+1}]$ аппроксимируется кусочно-линейной функцией

$$z(r) = z_j + \frac{z_{j+1} - z_j}{\Delta r} (r - r_j),$$

где $z_j \equiv z(r_j)$ и сетка по r совпадает с сеткой по x , так что $\Delta r = \Delta x$. Подставляя это выражение в (1.18) и беря интеграл аналитически, получим систему уравнений

$$\begin{aligned}
u(x_i) &= 2 \sum_{j=i}^{n-1} \left\{ \left(z_j - \frac{z_{j+1} - z_j}{\Delta r} r_j \right) \times \right. \\
&\quad \times \left[\sqrt{r_{j+1}^2 - x_i^2} - \sqrt{r_j^2 - x_i^2} \right] + \\
&\quad + \frac{z_{j+1} - z_j}{\Delta r} \left[\frac{r_{j+1} \sqrt{r_{j+1}^2 - x_i^2}}{2} - \frac{r_j \sqrt{r_j^2 - x_i^2}}{2} + \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{x_i^2}{2} \left(\ln \frac{\left| r_{j+1} + \sqrt{r_{j+1}^2 - x_i^2} \right|}{\left| r_j + \sqrt{r_j^2 - x_i^2} \right|} \right) \right] \right\}, i = k, \dots, n-1 \\
\tau(x_n) &\equiv 0
\end{aligned}$$

где $k = [r_c/\Delta r]$ – индекс узла сетки, соответствующий непрозрачному ядру WR r_c . Этот способ мы применяли в работе Antokhin, Cherepashchuk, Yagola (1997), где минимизация функционала невязок осуществлялась методом условного градиента. Однако, поскольку оба описанных способа преодоления слабой сингулярности в (1.18) имеют один порядок точности, и первый из них проще встраивается в программный код, использующий метод проекции сопряженных градиентов, в дальнейших работах мы использовали первый способ. Код алгоритма доступен в репозитории GitHub по адресу https://github.com/iant321/fredholm_abel-solver.

Демонстрация алгоритма

Дискретная аппроксимация, описанная выше, позволяет решать уравнение Абеля методами, описанными в предыдущем разделе. Мы иллюстрируем их работу для трех симулированных задач с известными решениями. Во всех случаях точная функция $\bar{u}(x)$ была получена прямым интегрированием левой части (1.15) с использованием некоторой аналитической функции в качестве $z(r)$. Затем, в нее добавлялся Гауссовский шум и полученная таким образом функция $u(x)$ была использована в качестве входных данных. В дискретной аппроксимации $u(x)$ и $z(r)$ были использованы равномерные сетки с числом узлов $n = m = 100$. Все расстояния измеряются в единицах R , таким образом $R = 1.0$.

В предыдущем разделе в симулированные кривые блеска добавлялся Гауссовский шум с одинаковым среднеквадратичным отклонением для всех точек кривой блеска. Это связано с тем, что как правило (особенно если двойная система яркая), погрешность входных данных определяется в основном влиянием атмосферы и характеристиками приемника. Поскольку в случае уравнения Абеля входные данные – это (как правило в астрофизике) распределение поверхностной яркости/поглощения, и эта величина может меняться очень сильно (вплоть до порядков), погрешность входных данных может в значительной степени определяться Пуассоновским шумом. Поэтому в данном разделе мы добавляли шум к симулированным данным следующим образом. В наших симуляциях точная функция

\bar{u} имеет произвольный масштаб. Пусть *относительная* погрешность $\bar{u}(x_0)$ равна δ_0 . Тогда среднеквадратичная погрешность $\sigma_0 = \delta_0 \bar{u}(x_0)$. В пуассоновской статистике $\sigma = \sqrt{N}$, где N – сигнал (например, число фотонов). Нетрудно видеть, что для внесения Пуассоновского шума в $\bar{u}(x_i)$ необходимо сгенерировать случайное число в соответствии с Гауссовским распределением, имеющим нулевое среднее значение и стандартное отклонение $\sigma(x_i) = \sigma_0 \sqrt{\bar{u}(x_i)/\bar{u}(x_0)}$, после чего добавить его к $\bar{u}(x_i)$. Ниже показаны примеры решения трех симулированных задач с разными величинами δ_0 .

Модель 1: степенной закон. В этой модели $z(r)$ предполагается степенной функцией

$$z(r) = \frac{0.01^{3/2}}{(r + 0.01)^{3/2}}, r \in [0, 1],$$

где константа 0.01 в знаменателе добавлена для того, чтобы избежать бесконечности при $r = 0$. Мы можем ожидать подобную зависимость $z(r)$ в различных астрономических объектах. Одним из примеров (который к сожалению, невозможно наблюдать прямо) является квази-сферическая аккреция на нейтронную звезду; ожидается, что плотность аккрецирующего вещества падает с расстоянием по степенному закону со степенью $3/2$ (Shakura et al., 2012).

На Рис. 1.8 показаны решения задачи для различных величин шума, добавленного к $\bar{u}(x)$. Уравнение (1.15) было решено на компактном множестве неотрицательных вогнутых монотонно невозрастающих функций без использования регуляризации Тихонова.

Модель 2: функция Гаусса. В этой модели $z(r)$ является функцией Гаусса:

$$z(r) = e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}, \sigma = 0.3, r \in [0, 1],$$

Эта модель была выбрана как пример выпукло-вогнутой функции. В астрофизике такая функция может представлять, например, объект с плотным ядром и разреженной внешней частью.

На первых трех панелях Рис. 1.9 показаны решения задачи для точной $\bar{u}(x)$ и для $u(x)$ с добавленным шумом, $\delta_0 = 0.01$ и 0.05 . Уравнение (1.15) было решено на компактном множестве неотрицательных выпукло-вогнутых монотонно невозрастающих функций без использования регуляризации Тихонова. Положение точки перегиба является свободным параметром задачи и ищется по минимуму невязки.

Очевидно, что по мере увеличения относительной погрешности данных приближенное решение все больше и больше отклоняется от точного, а также становится менее гладким. Особенно характерен разрыв в решении при $r = 0.3$. Использование, в дополнение к априорным ограничениям, регуляризации Тихонова позволяет получить более гладкое

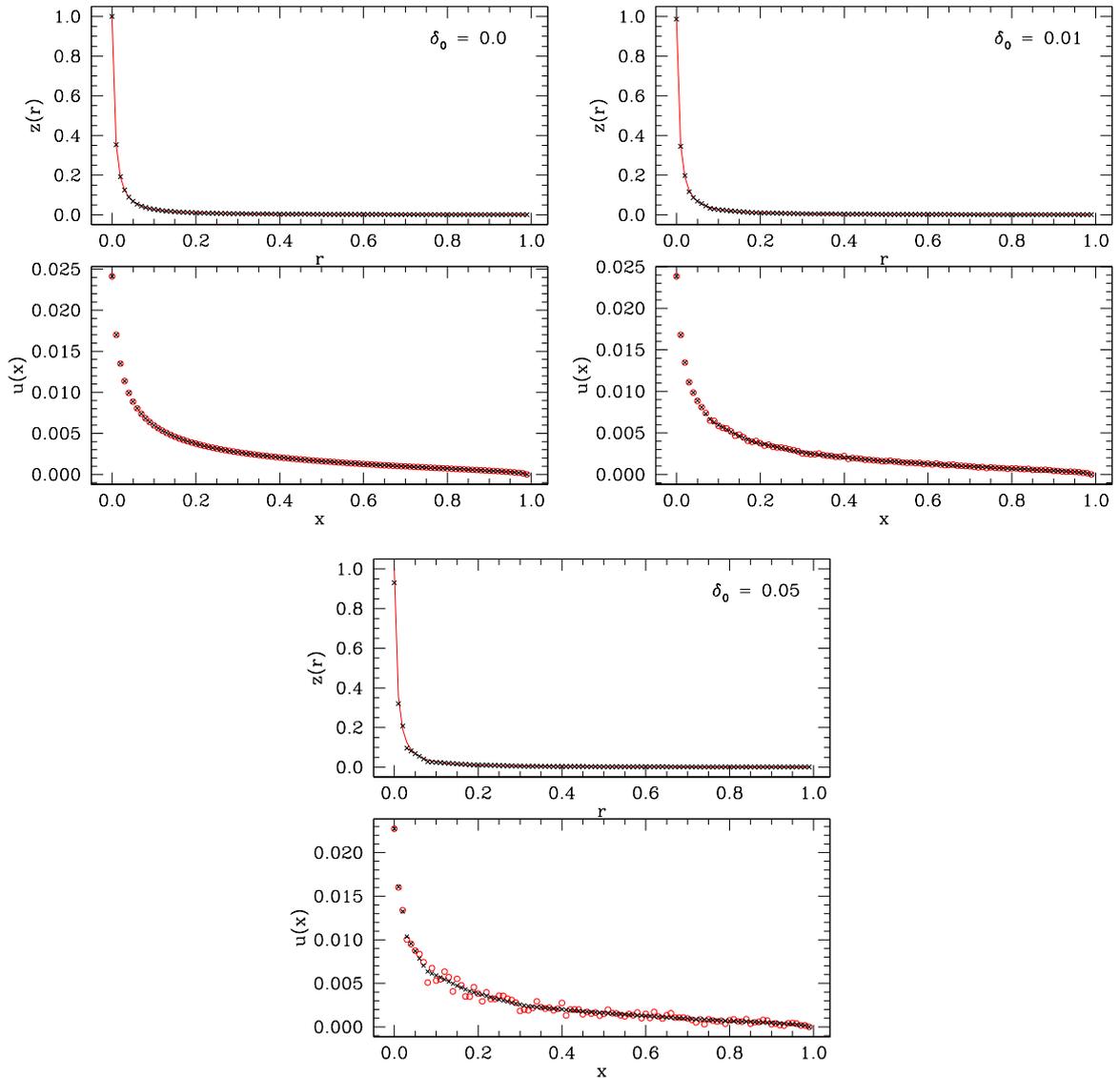


Рис. 1.8: Модель 1 для различных значений δ_0 ($\delta_0 = 0.0$ означает, что в качестве входных данных использовалась точная функция $\bar{u}(x)$). На всех рисунках входные данные $u(x)$ и точное решение $z(r)$ показаны красными кружками и сплошными линиями соответственно, а приближенные решения показаны крестиками.

решение. Последняя панель на рисунке показывает пример такого решения для $\delta_0 = 0.01$ и для метрического пространства W_2^1 .

Модель 3: немонотонная функция. Целью этой модели является демонстрация метода в случае, когда на неизвестную функцию не может быть наложено никаких априорных ограничений (кроме не отрицательности и гладкости). В этом случае мы используем только регуляризацию Тихонова. Точная функция $z(r)$ определена как произведение функции Гаусса и параболы:

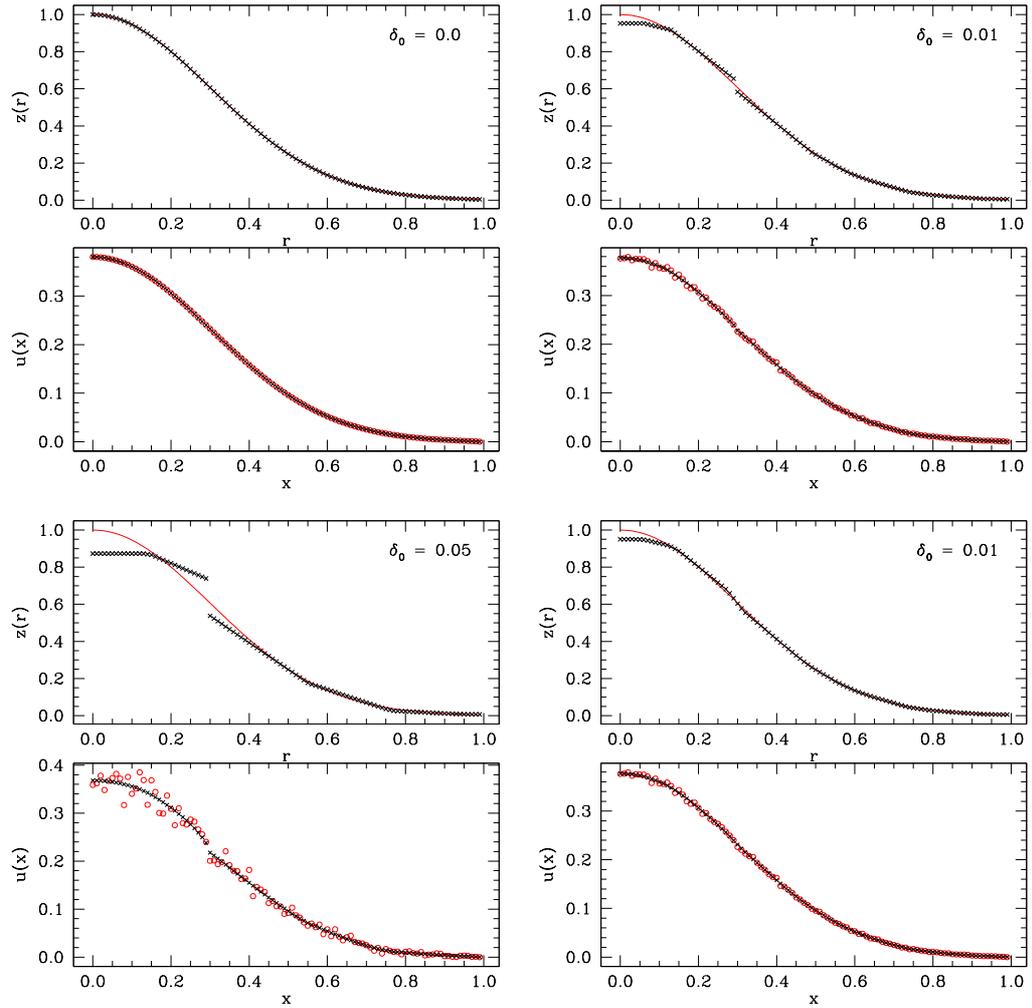


Рис. 1.9: Модель 2, слева направо и сверху вниз: три решения на компактном множестве неотрицательных выпукло-вогнутых монотонно невозрастающих функций без использования регуляризации Тихонова. Соответствующие значения δ_0 равны 0 (входные данные без шума), 0.01, и 0.05. Правый нижний рисунок показывает решение для $\delta_0 = 0.01$ с добавлением регуляризации Тихонова. Стили линий и символов те же, что на Рис. 1.8.

$$z(r) = 4(3r^2 + 0.2)e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}, \sigma = 0.3, r \in [0, 1].$$

Для экономии места в данной модели мы приводим результаты только для $\delta_0 = 0.01$, но для двух вариантов метрических пространств W_2^1 и W_2^2 .

Эти решения показаны на Рис. 1.10. Очевидно, что второе решение более гладкое, чем первое, в области максимума $z(r)$, но в целом хуже воспроизводит точную функцию $z(r)$. Это результат компромисса, предполагаемого в регуляризации Тихонова.

Астрофизический пример. В дополнение к только что показанным симулированным моделям ниже мы покажем пример использования описанной методики решения уравнения Абеля с реальными астрофизическими данными. Хотя пример и не относится напря-

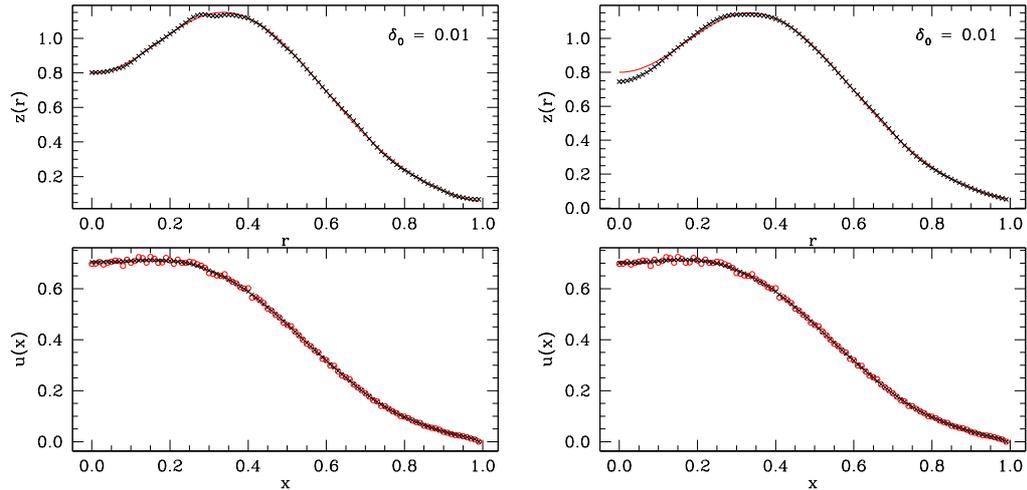


Рис. 1.10: Модель 3. Регуляризация Тихонова без использования явных априорных ограничений на решение. Левая панель: решение для метрического пространства W_2^1 . Правая панель: решение для метрического пространства W_2^2 .

мую к основной теме диссертации, он удобен тем, что в отличие от анализа ветров звезд WR, где входные данные для уравнения Абеля являются результатом решения другой некорректной задачи, здесь входные данные – результат непосредственных измерений.

Lyskova et al. (2014) провели анализ кинематики нескольких эллиптических галактик раннего типа. Задача является нетривиальной, поскольку в этих галактиках отсутствуют ясно видимые объекты для непосредственного измерения их координат и кинематики. Авторы предложили метод, который использует (i) дисперсию скоростей вдоль луча зрения и (ii) измерения поверхностной яркости на разных расстояниях от центра галактики. Первый подход позволяет определить динамическую массу, то есть полную массу галактики, включая гипотетическую темную материю. Второй подход позволяет определить массу звездной составляющей галактики. Сравнение этих масс позволяет определить долю темной материи в галактике. Поверхностная яркость может быть пересчитана в поверхностную плотность через отношение масса/светимость (зависящее от состава звездного населения). Измеряя поверхностную плотность и решая уравнение (1.15), можно получить радиальное распределение объемной плотности звезд. Будучи проинтегрированной по галактическому объему, она дает оценку массы звездного населения галактики.

Для решения (1.15) авторы использовали метод Wallenquist (1933). На Рис. 1.11 мы сравниваем решения, полученные нашим методом и в Lyskova et al. (2014), для трех эллиптических галактик. Поскольку плотности меняются на несколько порядков величин, для более ясной демонстрации разницы результатов на рисунке использован логарифмический масштаб. Радиусы измеряются в угловых секундах, поверхностная плотность – в массах Солнца на квадратную угловую секунду. Таким образом, объемная плотность выражается в массах Солнца на объем, соответствующий одной угловой секунде. При использовании

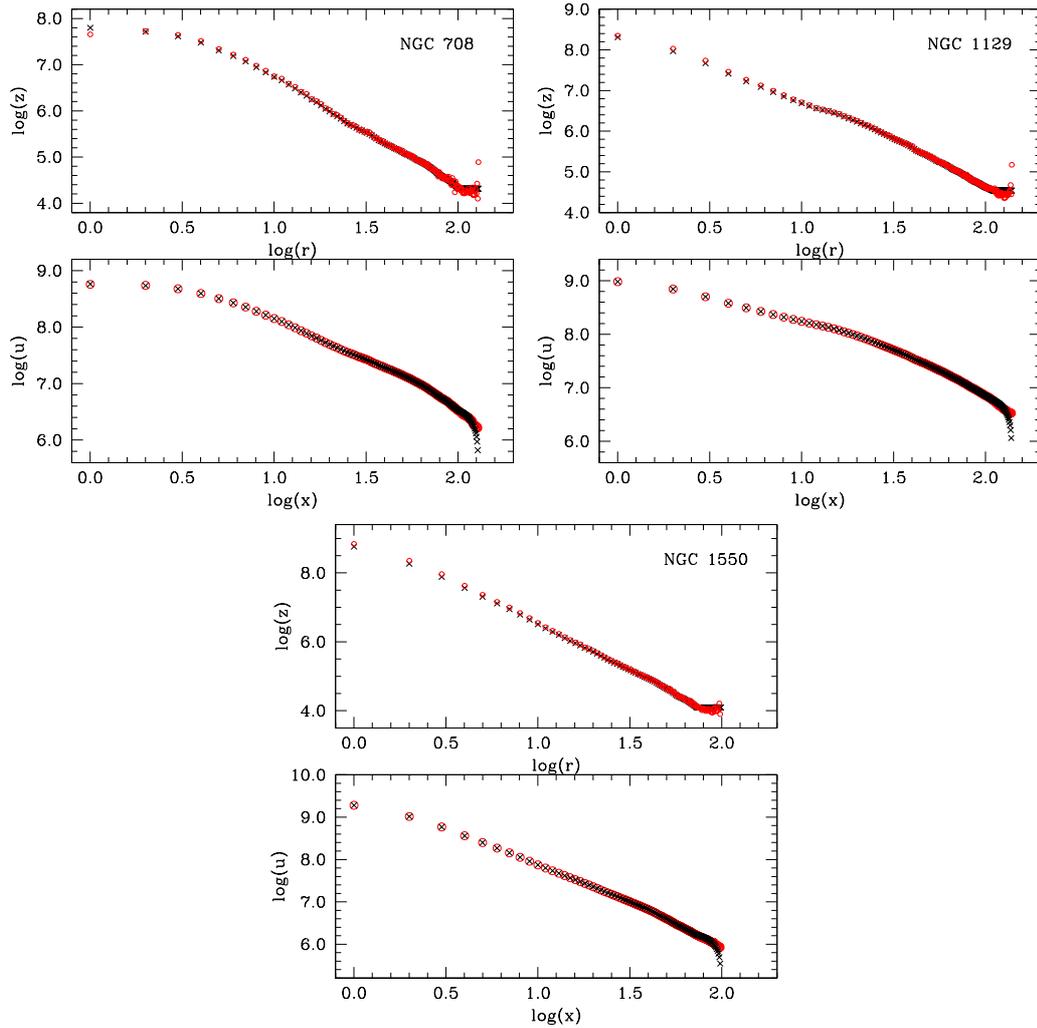


Рис. 1.11: Нижние панели: измеренная (красные кружки) и полученная в результате решения (черные крестики) поверхностные плотности. Верхние панели: объемная плотность, полученная в методе Wallenquist (красные кружки) и в нашей модели (черные крестики).

нашего метода предполагалось, что неизвестная объемная плотность – неотрицательная вогнутая (неотрицательная вторая производная) монотонно невозрастающая функция. Регуляризация Тихонова не использовалась. Хотя в целом согласие результатов, полученных двумя методами, выглядит неплохо, очевидными являются два отличия. Во-первых, при использовании метода Wallenquist, “хвост” функции объемного распределения зашумлен и немонотонен, причем плотность увеличивается наружу. Это нефизичный результат, являющийся следствием больших ошибок измеренной поверхностной плотности на больших радиусах. В нашем методе подобное поведение не наблюдается благодаря априорным ограничениям на неизвестную функцию. Похожая проблема возникает в методе Wallenquist для NGC 708 на малых радиусах (немонотонное поведение объемной плотности). Вторым отличием является то, что в нашем методе функция объемной плотности действительно является вогнутой, в то время, как в методе Wallenquist она содержит случайные флуктуации, отражающие погрешности входных данных (см. Рис. 1.12).

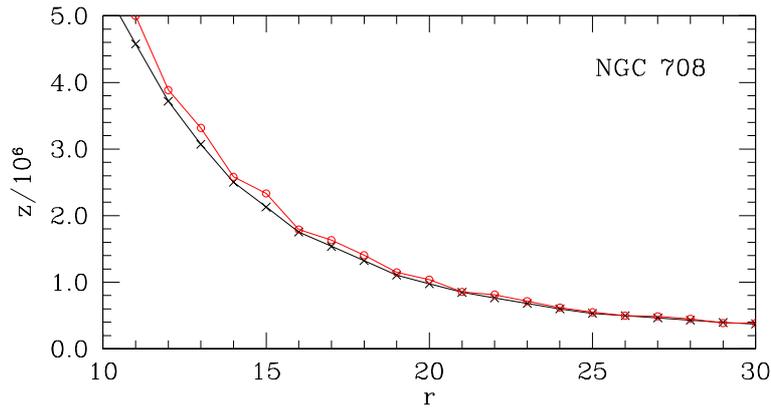


Рис. 1.12: Часть Рис. 1.11 для NGC 708, увеличенная и в линейном масштабе. Решение методом Wallenquist показано красными кружками, решение в нашей модели черными крестиками.

В действительности входные данные, использованные в этом примере, имеют очень высокую точность. Именно по этой причине общее согласие между двумя решениями такое хорошее. Общая масса звездного населения в этих галактиках (интеграл объемной плотности), определенная двумя методами, отличается менее, чем на три процента. Однако, если поставленная исследователем задача чувствительна к детальной форме и гладкости неизвестной функции, или данные будут иметь меньшую точность, метод Wallenquist может оказаться неадекватным.

1.2 Параметрический метод

В предыдущем разделе мы представили непараметрические методы решения кривых блеска двойных систем с компонентой WR. Эти методы не требуют явного параметрического задания распределения непрозрачности и яркости по диску звезды WR. Вместе с тем, они применимы лишь к системам, где приливные искажения компонент незначительны, поскольку в них предполагается сферическая форма обеих компонент. Это ограничивает область применения сравнительно широкими двойными системами. Заметим, что приливные искажения могут быть существенны даже в случае широких двойных систем, если их орбиты имеют большой эксцентриситет. В этом случае приливные искажения нельзя игнорировать в области периастра. Пример анализа такой системы будет показан в следующей главе. Кроме того, поскольку в работах по анализу звезд WR чрезвычайно широко используется β -закон изменения скорости ветра WR (1), представляет интерес сравнение результатов анализа с использованием методов предыдущего раздела, с результатами применения параметрических моделей.

В данном разделе представлены параметрические модели для двух типов двойных систем WR+O: широкие двойные системы, в которых компоненты можно считать сферическими на протяжении всей орбиты, и системы, в которых приливные деформации могут

быть существенны.

1.2.1 Широкие двойные системы

Как и в предыдущем разделе, задача заключается в решении уравнений (1.4). Распределения непрозрачности и яркости по диску компоненты O определяются формулами (1.2), (1.3), а неизвестными функциями являются эти же распределения для компоненты WR $I_a(s)$ и $I_c(s)$. В настоящее время параметрической формы распределения яркости $I_c(s)$ не существует. Поэтому в параметрическом виде мы можем решать лишь уравнение (1.4а), описывающее главный минимум кривой блеска (компонента WR спереди). Действительно, как отмечалось ранее, $I_a(s) = 1 - e^{-\tau(s)}$, а $\tau(s)$ можно вычислить по формуле (1.16), подставив в нее (1.17) и задав $v(r)$ параметрической функцией, например, в виде β -закона (1) или другой. Значение яркости в центре диска компоненты O I_0 , требующееся для решения (1.4а), можно получить из предварительного решения той же задачи непараметрическими методами, или привлекая независимые источники информации (отношение светимости компонент из спектрофотометрии и т.п.).

Напомним, что в этом подходе предполагается, что непрозрачность ветра WR в оптическом континууме на расстоянии радиуса орбиты незначительна, то есть орбита компоненты O находится вне сферы, ограничивающей ветер (см. Рис. 1.7). Поскольку R_W – радиус, мажорирующий размер ветра сверху, его можно положить равным радиусу орбиты.

При использовании формулы (1.16) для вычисления $\tau(s)$ удобно вынести все физические величины из (1.17) из под знака интеграла, а также выражать расстояния и скорость в безразмерных единицах. Естественной нормировкой расстояний является размер орбиты a . Естественной нормировкой скорости в случае использования β -закона является V_∞ . Комбинация физических величин и нормировочного расстояния/скорости даст в этом случае коэффициент τ_0 перед знаком интеграла в (1.16), который будет являться параметром модели. Этот подход мы используем в следующем разделе, посвященном анализу тесных двойных систем WR+O. В данном разделе используется несколько другой подход. Причина заключается в том, что интересным представляется использовать не только β -закон для $v(r)$, но и другие, в частности, степенной закон. Как сказано выше, для β -закона естественной нормировкой скорости является V_∞ . В случае использования степенного закона константа, ограничивающая скорость сверху, отсутствует. $v(r)$ в этом случае можно нормировать только на некую скорость v_0 на некотором расстоянии r_0 от звезды WR. Определим r_0 как расстояние от центра звезды WR, на котором $\tau(r_0) = 1$. Обозначим $\alpha_0 = \alpha(r_0)$. В оптическом континууме основной агент поглощения – рассеяние на свободных электронах. Это означает, что коэффициент поглощения пропорционален плотности вещества. Заметим, что это утверждение справедливо только при фиксированной стадии ионизации. Основным элементом в ветрах звезд WR является гелий (в звездах

WNh также водород). При характерных температурах ветров WR водород является полностью ионизованным. Для простоты в данном разделе мы будем считать, что гелий тоже полностью ионизован. Если это не так, при анализе конкретной звезды в следующей ниже формуле необходимо добавить множитель, равный 1 внутри зоны He II, и отношению μ_e в зоне ионизации He III к μ_e в зоне ионизации He II. В предположении, что коэффициент поглощения пропорционален плотности и используя уравнение неразрывности, можно написать

$$\alpha(r) = \alpha_0 \frac{r_0^2}{r^2} \frac{v_0}{v(r)}, \quad (1.25)$$

Эта формула является аналогом приведенной выше формулы (1.17), но без явного использования физических констант. Заметим, что α_0 в (1.25) не является независимым параметром модели. Его значение может быть найдено из условия нормировки $\tau(r_0) = 1$. Нетрудно видеть, что

$$\alpha_0 = \left(2r_0^2 v_0 \int_{r_0}^{R_W} \frac{dr}{rv(r)\sqrt{r^2 - r_0^2}} \right)^{-1} \quad (1.26)$$

Формула (1.25) используется для вычислений $\alpha(r)$ лишь для расстояний $r \geq r_0$. Очевидно, что фотометрические наблюдения в оптическом континууме позволяют “проникнуть” лишь до тех слоев фотосферы WR, где $\tau(s) \sim 1$. Оптическая толща вдоль луча зрения $\tau(s)$ для $s < r_0$ в нашей модели полагается равной бесконечности.

Подставляя (1.26) в (1.25) и затем в (1.16), получим

$$\tau(s) = \left(\int_{r_0}^{R_W} \frac{dr}{rv(r)\sqrt{r^2 - r_0^2}} \right)^{-1} \int_s^{R_W} \frac{dr}{rv(r)\sqrt{r^2 - s^2}} \quad (1.27)$$

Поскольку в числителе и знаменателе этого выражения стоят абсолютно аналогичные выражения, то если выразить все расстояния в единицах размера орбиты a , и скорость в единицах v_0 , нормировочные множители сократятся и (1.27) примет вид

$$\tau(s) = \left(\int_{r_0}^1 \frac{dr}{rv(r)\sqrt{r^2 - r_0^2}} \right)^{-1} \int_s^1 \frac{dr}{rv(r)\sqrt{r^2 - s^2}}, \quad (1.28)$$

где s, r, r_0, R_W выражены в единицах a , а $v(r)$ в единицах v_0 . Радиус R_W принят равным размеру орбиты a . Мы опустили выражения вида $\frac{s}{a}$ и т.п., чтобы избежать загромождения формулы. Из (1.28) видно, что v_0 (или V_∞), а также a не являются параметрами модели. Абсолютные значения этих величин потребуются только для вычисления темпа потери массы звездой WR (см. ниже). Как видно из (1.28), первый множитель в формуле – это

коэффициент τ_0 , о котором говорилось выше. Однако просто обозначить его как τ_0 и использовать как параметр модели не удастся, поскольку $v(r)$ выражается в единицах v_0 , и в случае использования β -закона, для вычисления v_0 необходимо знать r_0 (см. ниже). Очевидно, по заданному τ_0 вычислить величину r_0 , являющуюся пределом интегрирования и входящую в подинтегральное выражение, невозможно. Поэтому параметрами модели являются:

- (i) угол наклона орбиты i ;
- (ii) радиус звезды O r_O ;
- (iii) радиус гидростатического ядра звезды WR R_* (очевидно, что он меньше r_0);
- (iv) расстояние r_0 от центра диска WR, на котором при рассмотрении диска звезды WR “на просвет” оптическая толщина вдоль луча зрения $\tau(r_0) = 1$;
- (v) β для закона Ламерса или показатель степени степенного закона изменения скорости;
- (vi) яркость в центре диска звезды O I_0 ;
- (vii) коэффициент потемнения x в линейном законе потемнения к краю звезды O.

Степенной закон изменения скорости ветра, используемый в данной работе, имеет вид

$$v(r) = v_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^n. \quad (1.29)$$

Из сказанного выше следует, что в программном коде, при вычислении $v(r)$ для степенного закона, v_0 полагается равной 1. В случае использования β -закона для каждой пары β , r_0 по формуле (1) вычисляется скорость $v_0 = v(r_0)$ и в программном коде все скорости нормируются на v_0 . Абсолютное значение v_0 для степенного закона или V_∞ для β -закона используется на этапе вычисления темпа потери массы звездой WR. В общем случае, когда параметры закона скорости n или β могут иметь произвольные значения, интегралы в формуле для $\tau(s)$ невозможно взять аналитически. Поскольку эти интегралы имеют интегрируемую особенность на границе интервала интегрирования, для их вычисления используется адаптивный численный алгоритм, допускающий такие особенности.

Общее число параметров модели, перечисленных выше, слишком велико, чтобы искать их все по одному минимуму кривой блеска. Поскольку в данной задаче нас главным образом интересует закон изменения скорости в ветре WR, для многих параметров могут быть приняты фиксированные значения, определенные, например, из непараметрического решения кривой блеска. Коэффициент потемнения к краю для звезды O может быть также зафиксирован в соответствии с ее спектральным типом. Подробнее процедура использования модели будет описана в следующей главе.

После того, как решение параметрической задачи получено, мы можем оценить абсолютную величину темпа потери массы звездой WR из формулы (1.17) для $r = r_0$:

$$\dot{M} = \alpha_0 \cdot (4\pi m_p \mu_e v_0 r_0^2) / \sigma_T$$

Здесь r_0 , v_0 , α_0 должны быть выражены в абсолютных величинах. Именно на этом этапе имеют значение абсолютный размер орбиты системы и абсолютные скорости V_∞ (β -закон) или v_0 (степенной закон).

1.2.2 Тесные двойные системы

В случае, когда двойная система достаточно тесная, и формы компонент искажены приливным взаимодействием (возможно, только на части орбиты вблизи периастра в широких системах с эксцентричной орбитой), а также может проявляться эффект отражения, использование уравнений (1.4), предполагающих сферическую симметрию, невозможно. Кроме того, в тесной двойной системе нельзя предполагать, что непрозрачность ветра WR пренебрежимо мала на расстоянии от звезды, равном размеру орбиты. В системах промежуточного размера расстояние между компонентами может быть достаточно большим, чтобы плотность ветра в области компоненты O была мала. Например, в эталонной системе V444 Cyg (которую иногда называют Rosetta stone в области исследования звезд WR) размер орбиты составляет $\sim 40R_\odot$ и это условие выполняется. Однако компоненты системы имеют небольшое приливное искажение, что проявляется в форме кривой блеска. Для того, чтобы обойти эту трудность и использовать методы решения, описанные в предыдущих разделах, Cherepashchuk, Eaton, Khaliullin (1984) предложили использовать процедуру ректификации кривой блеска, то есть исправлять ее за эллиптичность формы компонент. Затем методы предыдущих разделов могут применяться к ректифицированной кривой блеска. Подробнее этот вопрос будет обсуждаться в следующей главе. В данном разделе мы представляем параметрическую модель двойной системы, где формы компонент рассчитываются методом синтеза в модели Роша, орбита может быть как круговой, так и эксцентрической, одна из компонент (звезда O) имеет тонкую атмосферу, а вторая (звезда WR) окружена сферически-симметричным ветром, скорость вещества в котором следует β -закону¹³. Модель может применяться как для тесных, так и для широких двойных систем.

Модель была создана в соавторстве с Э.А. Антохиной, которая предоставила программный код для двойной системы, реализующий метод синтеза кривых блеска в модели Роша. Код решает прямую задачу – вычисление кривой блеска и кривых лучевых скоростей

¹³В случае необходимости, не составит труда изменить форму $v(r)$ в программном коде модели на другую.

для двойных систем с круговыми или эксцентричными орбитами по заданным параметрам системы. Компоненты системы имеют тонкие атмосферы. Детали реализации метода синтеза приведены в Antokhina (1988; 1996), Antokhina et al. (2000). Кратко напомним его основные моменты. Поверхности компонент (в данном случае рассчитанные в соответствии с моделью Роша) разбиваются на тысячи элементарных площадок и поток от каждой компоненты вычисляется как сумма потоков от площадок в направлении наблюдателя. При этом учитываются геометрические затмения компонент, потемнение к краю, гравитационное потемнение, эффект отражения. Вклад автора диссертации состоял в добавлении в модель ветра звезды WR и в добавлении процедуры минимизации χ^2 (поиска оптимального решения в пространстве параметров).

Как сказано выше, в данной модели предполагается, что ветер у звезды O отсутствует, а ветер звезды WR остается сферически-симметричным вплоть до поверхности звезды O. Хорошо известно, что у звезд O также есть звездный ветер. Столкновение ветров WR и O наиболее ярко проявляется в рентгеновском диапазоне, где подобные предположения просто неверны. Однако в данном случае мы имеем дело с кривыми блеска в оптическом континууме, где, как было отмечено выше, основным механизмом поглощения (рассеяния) является электронное рассеяние. Поскольку темп потери массы звездами WR примерно в 10 раз превышает таковой у звезд O ($\sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ и $\sim 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ соответственно), зона столкновения находится вблизи поверхности звезды O или даже, если ветер WR достаточно мощный, он полностью подавляет ветер звезды O и сталкивается с ее поверхностью. В обоих случаях зона, где предположение о сферической симметрии ветра WR нарушается, находится близко к звезде O, а плотность вещества в этой области довольно мала. Поэтому для большинства двойных систем WR+O наши предположения не должны значительно влиять на результаты анализа кривых блеска в оптическом континууме. Они могут не выполняться для систем O+O, WR+WR, и для тех WR+O, где ветра компонент имеют сравнимые мощности. Для таких систем потребуется модель, в которой обе компоненты системы окружены ветрами, она должна рассчитывать форму контактной поверхности, образующейся при столкновении ветров и отделяющую один ветер от другого. Такая модель в настоящее время находится в процессе создания (автор диссертации совместно с Э.А. Антохиной).

На Рис. 1.13 схематично показано изображение двойной системы с приливно-деформированными компонентами, иллюстрирующее вышесказанное. Как видно из рисунка, лучи зрения, начинающиеся из разных точек поверхности компоненты O, проходят на разных расстояниях от центра компоненты WR. Кроме того, положение начальной точки луча зрения также меняется вдоль поверхности компоненты O. Поэтому в текущей модели оптическая толща ветра WR вдоль луча зрения вычисляется индивидуально для каждой элементарной площадки на поверхности звезды O, если эта площадка не затмевается непрозрачным ядром WR. Очевидно, что в этом случае в формулу для вычисления оп-

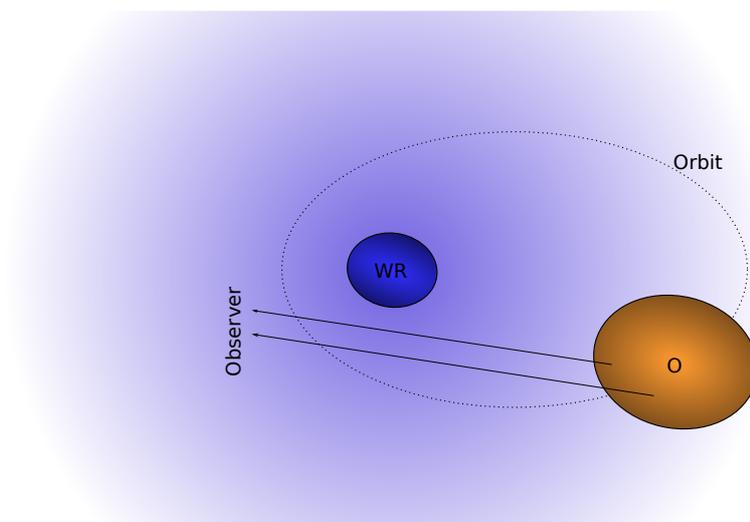


Рис. 1.13: Схематическое изображение тесной двойной системы с компонентой WR.

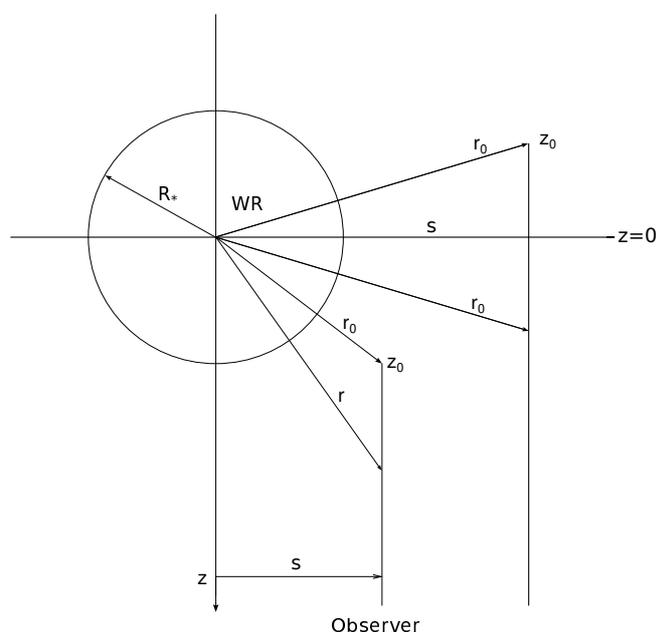


Рис. 1.14: Геометрия, иллюстрирующая формулы для оптической толщи (1.30).

тической толщи (1.16) должны быть внесены некоторые изменения. Во-первых, поскольку орбита (или ее часть) звезды O находится в области ветра WR, где плотность ветра еще не слишком мала, верхний предел интеграла должен быть увеличен. В нашей модели мы полагаем его равным ∞ . Во-вторых, поскольку оптическая толщина рассчитывается для каждой площадки индивидуально, для каждой площадки должны быть вычислены прицельное расстояние ее луча зрения относительно центра звезды WR s и координата площадки на луче зрения z_0 (см. Рис. 1.14). Очевидно, что в предположении сферической симметрии ветра WR формула (1.16) в применении к конкретной площадке должна быть переписана следующим образом:

$$\begin{aligned}\tau(s, z_0) &= \int_{r_0}^{\infty} \frac{\alpha(r) r dr}{\sqrt{r^2 - s^2}}, \quad z_0 \geq 0 \\ \tau(s, z_0) &= 2 \int_s^{r_0} \frac{\alpha(r) r dr}{\sqrt{r^2 - s^2}} + \int_{r_0}^{\infty} \frac{\alpha(r) r dr}{\sqrt{r^2 - s^2}}, \quad z_0 < 0,\end{aligned}\tag{1.30}$$

где $r_0 = \sqrt{s^2 + z_0^2}$ ¹⁴. Подставляя выражение для $\alpha(r)$ (1.17) в (1.30), выражая все расстояния в единицах a (радиус орбиты или величина большой полуоси в случае эксцентричной орбиты), а скорость ветра в единицах V_∞ , мы приходим к следующей формуле для вычисления $\tau(s, z_0)$:

$$\begin{aligned}\tau(s, z_0) &= \tau_0 \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{rv(r)\sqrt{r^2 - s^2}}, \quad z_0 \geq 0 \\ \tau(s, z_0) &= 2\tau_0 \int_s^{r_0} \frac{dr}{rv(r)\sqrt{r^2 - s^2}} + \tau_0 \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{rv(r)\sqrt{r^2 - s^2}}, \quad z_0 < 0,\end{aligned}\tag{1.31}$$

Чтобы не загромождать формулы, мы не используем в них явные выражения типа s/a и т.п., а по-прежнему записываем эти переменные как s и т.п. Коэффициент τ_0 в (1.31) вычисляется по формуле

$$\tau_0 = \sigma_T n_0 a,\tag{1.32}$$

где n_0 – референсная электронная плотность (плотность на расстоянии a от центра звезды при условии, что скорость ветра в этой точке равна V_∞),

$$n_0 = \frac{\dot{M}}{4\pi m_p \mu_e a^2 V_\infty}\tag{1.33}$$

Поскольку ветер WR полагается сферически-симметричным, а фигура этой компоненты может быть искажена приливным взаимодействием, при вычислении $v(r)$ величина R_* в β -законе (1) принимается равной радиусу сферы, чей объем равен объему тела звезды WR, вычисленному в модели Роша.

Небольшое практическое замечание: при вычислении интегралов в (1.31) удобно сделать замену переменной $t = 1/r$. Тогда нижний и верхний пределы интегралов меняются местами, полубесконечный интервал интегрирования становится конечным, поскольку происходит замена $\infty \rightarrow 0$, $r_0 \rightarrow 1/r_0$, $s \rightarrow 1/s$, а подынтегральное выражение принимает вид

¹⁴В этом разделе r_0 – расстояние от центра WR до начальной точки интегрирования при вычислении τ , и не имеет отношения к r_0 из предыдущего раздела – расстояния от центра WR, на котором оптическая толщина “на просвет” равна 1.

$$\frac{dt}{v(1/t)\sqrt{1-s^2t^2}}.$$

Как и в предыдущем разделе, для вычисления этих интегралов используется адаптивный численный алгоритм, допускающий особенности подинтегральной функции. Оптимальные параметры модели ищутся путем минимизации величины χ^2 , характеризующей среднеквадратичные отклонения теоретической кривой блеска от наблюдательной, с учетом погрешности последней. Минимизация осуществляется методом Levenberg-Marquardt (Strutz, 2016). Параметрами модели являются:

- (i) P – период орбиты.
- (ii) T_0 – момент периастра.
- (iii) e – эксцентриситет.
- (iv) ω – долгота периастра звезды O.
- (v) i – угол наклона орбиты.
- (vi) $M_1 \sin^3 i$, $M_2 \sin^3 i$ – массы компонент, умноженные на $\sin^3 i$. Это наблюдаемые параметры, обычно доступные из кривых лучевых скоростей. Значения M_1 и M_2 вычисляются в модели для каждого данного i .
- (vii) μ_1 , μ_2 – коэффициенты заполнения полостей Роша, $\mu = R/R_c$, где R – полярный радиус тела звезды, а R_c – полярный радиус критической полости Роша в периастре ($0 < \mu \leq 1$). В других фазах орбиты μ_1 , μ_2 пересчитываются из условия, что объемы тел компонент постоянны.
- (viii) T_1 , T_2 – температуры компонент. Отметим, что в данной реализации алгоритма программа вычисляет монохроматический поток, предполагая, что спектры компонент чернотельные¹⁵. Таким образом, эти температуры являются фактически масштабирующими параметрами потока и могут не соответствовать реальным температурам звезд – компонент системы, если их спектры отличаются от чернотельных. Это в особенности относится к компоненте WR.
- (ix) F_1 , F_2 – отношение поверхностной скорости вращения компонент к скорости синхронного вращения.
- (x) β_1 , β_2 – коэффициенты гравитационного потемнения.
- (xi) A_1 , A_2 – болометрические альбедо.

¹⁵У Э.А.Антохиной есть вариант программы, где спектры вычисляются в соответствии с моделями Куруца или с помощью решения уравнений переноса.

- (xii) $(x, y)_1, (x, y)_2$ – коэффициенты потемнения к краю.
- (xiii) λ – эффективная длина волны монохроматической кривой блеска.
- (xiv) Δm_0 – нуль-пункт звездной величины.
- (xv) $\Delta\phi$ – сдвиг орбитальных фаз наблюдаемой кривой блеска (наблюдаемая минус предсказанная) из-за неточности T_0 и/или P и/или из-за изменения орбитального периода.
- (xvi) β – параметр β -закона.
- (xvii) V_∞ – терминальная скорость ветра WR.
- (xviii) μ_e – средний электронный молекулярный вес ветра WR.
- (xix) \dot{M} – темп потери массы WR.

Отметим, что три последних параметра используются только при решении прямой задачи – вычислении теоретической кривой блеска по заданным параметрам модели. Эти параметры не являются независимыми, они связаны уравнениями (1.32) и (1.33). В процессе поиска оптимального решения, реальным параметром модели является τ_0 . После того, как τ_0 найден, например, темп потери массы WR \dot{M} может быть вычислен с использованием абсолютных величин V_∞ , a , и μ_e .

Число параметров в этом списке очень велико. Однако значительная часть из них либо известна из других исследований (например, орбитальный период, эксцентриситет и проч.), либо может быть зафиксирована на основании спектральной информации о компонентах системы (альbedo, коэффициенты потемнения к краю и проч.). В следующей главе будет показано применение метода для анализа конкретной двойной системы, и эти вопросы будут освещены более подробно.

1.3 Выводы

В данной главе мы представили непараметрические и параметрические методы решения кривых блеска двойных систем, компонентами которых являются массивные горячие звезды ранних спектральных классов. Непараметрический метод основан на решении линейных интегральных уравнений первого рода Фредгольма и Абеля с использованием идей академика А.Н. Тихонова. Применение этих идей к решению уравнения Абеля выполнено впервые. Отличие представленного выше метода решения уравнения Фредгольма первого рода от метода, использовавшегося в работах Гончарский, Черепашук, Ягола (1978; 1985) заключается в его гибкости. Добавлены новые наборы априорных ограничений на

неизвестную функцию. Решение на множестве компактных функций и с помощью регуляризации Тихонова объединены в единый метод, который позволяет решать задачу (как для уравнения Фредгольма, так и Абеля) в следующих вариантах:

1. Решение на множестве компактных функций с использованием любых имеющихся априорных ограничений на неизвестную функцию. При необходимости могут быть легко добавлены новые ограничения.
2. Решение посредством регуляризации Тихонова, где ограничением является только гладкость неизвестной функции, степень которой может выбираться.
3. Решение с использованием комбинации явных априорных ограничений и регуляризации Тихонова.

Заметим, что в Гончарский, Черепашук, Ягола (1978) были представлены отдельные алгоритмы для случаев решения на компактных множествах и решения посредством регуляризации Тихонова. Поскольку в последнем случае выполнялась минимизация Тихоновского функционала без ограничений, в качестве метода минимизации использовался метод условного градиента. В предложенном нами методе минимизация во всех вариантах использования осуществляется методом проекции сопряженных градиентов. Это обеспечивает возможность комбинации методов в любом их сочетании.

Параметрический метод предложен в двух вариантах: для широких двойных систем, где компоненты имеют сферическую форму, и для тесных систем с приливно-деформированными компонентами. Оба варианта предоставляют возможность использования любой параметрической формы закона изменения скорости ветра главной компоненты.

Глава 2

Обратная задача восстановления структуры ветра WR из кривых блеска двойных систем WR+OB: применение методов

Содержание данной главы основано на публикациях автора 1, 3, 9, 15, 16, 18 из списка статей в рецензируемых журналах, индексируемых Web of Science, Scopus.

В ней приведены результаты применения методов, описанных в предыдущей главе, к решению оптических кривых блеска трех двойных систем WR+O.

2.1 V444 Cyg

Затменная двойная система V444 Cyg (HD 193576, WN5+O6 II-V, $V \sim 8^m$, $P \simeq 4^d.2$) предоставляет уникальную возможность изучения структуры протяженного ветра компоненты Вольфа-Райе. Это объясняется большой величиной наклона орбиты $i \simeq 80^\circ$. В результате в системе наблюдаются глубокие затмения в оптическом и инфракрасном диапазонах, так что спутник звезды WR (звезда O6) может быть использован как пробное тело, зондирующее ветер WR. Кроме того, размер орбиты составляет $\sim 40R_\odot$, то есть система относительно широкая и отклонения формы компонент от сферической невелики, что упрощает анализ. В данном разделе мы представляем результаты анализа оптических узкополосных кривых блеска системы в рамках непараметрического и параметрического методов, описанных в предыдущей главе.

В качестве входных данных мы используем кривые блеска V444 Cyg в двух узких полосах оптического континуума $\lambda 4244\text{\AA}$ и $\lambda 4789\text{\AA}$ из Черепашук, Халиуллин (1972). Ширина полос по половинной интенсивности $\Delta\lambda \simeq 49.5\text{\AA}$ и $\Delta\lambda \simeq 61\text{\AA}$ соответственно. С учетом крыльев полос пропускания эффективные ширины примерно в полтора раза больше. Полосы выбраны так, чтобы в них не присутствовали эмиссионные линии WR. Исходные кривые блеска содержат около 900 индивидуальных измерений каждая, полученные в течение 114 ночей. Несмотря на то, что кривые блеска были получены давно, они до сих пор остаются уникальными в том смысле, что с тех пор лучших по качеству кривых блеска в узкополосном оптическом континууме получено не было. Кроме того, представляется интересным сравнение результатов анализа с использованием современных алгоритмов с результатами, полученными ранее (Chereshchuk, Eaton, Khaliullin, 1984).

Эти данные были подготовлены к анализу следующим образом: (i) Измерения были

переведены из дифференциальных звездных величин в интенсивности; (ii) К ним была применена процедура ректификации. Как отмечалось ранее, во внеатменных участках кривых блеска V444 Cyg наблюдается небольшая переменность, обусловленная приливными деформациями компонент. Эта переменность была аппроксимирована в модели двух эллипсоидов по внеатменной части кривой блеска и затем вся кривая блеска была исправлена с учетом этой аппроксимации (подробнее см. Черепашук, 1975); (iii) Полученные после исправления интенсивности были нормированы на средний блеск во внеатменных фазах; (iv) Поскольку кривая блеска симметрична, мы зеркально отразили интервал фаз $0.5 - 1.0$ на интервал $0.0 - 0.5$; (v) Эти данные были усреднены по интервалам орбитальных фаз. Интервалы усреднения в диапазоне ± 0.15 от центров минимумов были равны 0.01 , в интервалах $\pm(0.15 - 0.4) - 0.02$, в интервалах $\pm(0.4 - 0.5) - 0.01$. Этот выбор был обусловлен необходимостью максимально точно воспроизвести наблюдаемую форму кривых блеска вблизи центров минимумов и одновременно учесть распределение индивидуальных измерений по фазам орбитального периода. Поскольку в уравнениях (1.4) независимой переменной кривой блеска являются углы поворота системы относительно положения главного минимума, фазы точек средней кривой блеска были пересчитаны из долей периода $0.0 - 0.5$ в соответствующие углы.

Для проверки того, как процедура ректификации влияет на получаемые результаты, из индивидуальной кривой блеска $\lambda 4244\text{\AA}$ были получены две средние нормированные кривые – одна, включающая процедуру ректификации, и вторая, где эта процедура была пропущена. Характерная среднеквадратичная погрешность одной точки средней нормированной кривой блеска составляет ~ 0.004 . Для кривой блеска $\lambda 4789\text{\AA}$ был использован только вариант с ректификацией. Среднеквадратичная погрешность одной точки кривой ~ 0.008 . Нормированные средние кривые блеска показаны в Табл. 2.1.

В двух следующих разделах мы показываем результаты анализа наблюдаемых кривых блеска V444 Cyg с использованием непараметрического (раздел 1.1) и параметрического (раздел 1.2) методов.

2.1.1 Непараметрический метод

В данной работе интегральные уравнения, описывающие кривую блеска, решаются с использованием алгоритма решения обратной задачи на компактных множествах монотонно невозрастающих неотрицательных вогнутых и выпукло-вогнутых функций. Черепашук, Eaton, Khaliullin (1984) решали эту же задачу на компактном множестве неотрицательных монотонно невозрастающих функций¹. В том, что касается определения некоторых существенных физических параметров звезды WN5 (например, ее радиуса

¹Для краткости в дальнейшем мы будем называть используемые специальные множества функций просто “монотонные”, “вогнутые”, “выпукло-вогнутые”.

Таблица 2.1: Средние кривые блеска V444 Cyg. Слева – кривые блеска $\lambda 4244\text{\AA}$ (ректифицированная и не ректифицированная). Среднеквадратичная погрешность одной точки ~ 0.004 . Справа – кривая блеска $\lambda 4789\text{\AA}$. Среднеквадратичная погрешность одной точки ~ 0.008 . 1-1 – потеря блеска на данной орбитальной фазе. Фаза орбиты выражена в градусах – угол поворота системы θ относительно центра соответствующего минимума.

θ	1-1	1-1	θ	1-1	1-1	θ	1-1	θ	1-1
	рект.	нерект.		рект.	нерект.	рект.			
	Главный мин.		Вторичный мин.			Главный мин.		Вторичный мин.	
1.01	0.2238	0.2360	1.94	0.1376	0.1300	1.98	0.2270	1.44	0.1388
4.00	0.2128	0.2250	6.44	0.1115	0.1040	5.39	0.2018	5.28	0.1176
6.12	0.1978	0.2100	8.57	0.0834	0.0760	8.83	0.1872	9.38	0.0850
9.32	0.1658	0.1780	10.22	0.0493	0.0420	12.65	0.1376	12.51	0.0469
13.32	0.1210	0.1330	14.08	0.0272	0.0200	16.18	0.1111	16.77	0.0209
16.63	0.0931	0.1050	16.45	0.0152	0.0080	20.00	0.0866	19.97	0.0057
20.45	0.0705	0.0820	20.38	0.0091	0.0020	23.65	0.0642	23.63	0.0213
26.06	0.0411	0.0520	25.85	0.0051	-0.0020	27.23	0.0384	27.48	0.0186
31.93	0.0250	0.0350	33.62	0.0020	-0.0050	30.57	0.0308	30.46	0.0235
42.26	0.0040	0.0120	43.42	-0.0032	-0.0100	34.03	0.0112	34.48	0.0205
53.50	0.0004	0.0060	52.92	-0.0037	-0.0100	39.53	0.0008	39.10	-0.0034
66.71	-0.0075	-0.0050	69.19	0.0010	-0.0040	47.82	0.0059	47.92	0.0038
79.49	-0.0107	-0.0110	77.98	0.0020	-0.0020	54.59	0.0110	53.51	-0.0062
84.53	0.0031	0.0020	86.40	0.0096	0.0070	62.77	0.0014	59.93	-0.0151
						69.06	0.0046	70.03	0.0093
						76.34	-0.0093	75.30	0.0103
						83.03	0.0072	82.15	0.0010
						89.58	-0.0147		

или яркостной температуры), это приближение оказалось вполне оправданным. Однако, если мы заинтересованы в восстановлении пространственной структуры ветра WN5, оно недостаточно. Как было отмечено в предыдущей главе, решение, использующее априорные ограничения на неизвестную функцию, всегда находится на границе допустимой области поиска. Как следствие, распределения непрозрачности и яркости по диску WR в решении Cherepashchuk, Eaton, Khaliullin (1984) имеют ступенчатую форму. Учитывая, что уравнение Абеля – уже вторая некорректная задача, входные данные для которой представляют собой решение первой некорректной задачи, теоретическая кривая блеска в главном минимуме, восстановленная из решения уравнения Абеля, может отличаться от теоретической кривой, полученной из решения уравнения Фредгольма.

Пример того, как отличаются результаты текущего исследования и результаты Cherepashchuk, Eaton, Khaliullin (1984), показан на Рис. 2.1. Слева сверху показано решение кривой блеска, в котором система уравнений Фредгольма (1.4) решалась на множестве монотонных функций при фиксированных значениях геометрических параметров $r_O = 0.2$ и $i = 77^\circ.56$ (см. ниже). Уравнение Абеля решалось на множестве вогнутых функций. Как и ожидалось, функции $I_c(s)$, $I_a(s)$, полученные на множестве монотонных функций, имеют ступенчатую структуру. Кроме того, теоретическая кривая блеска в главном минимуме,

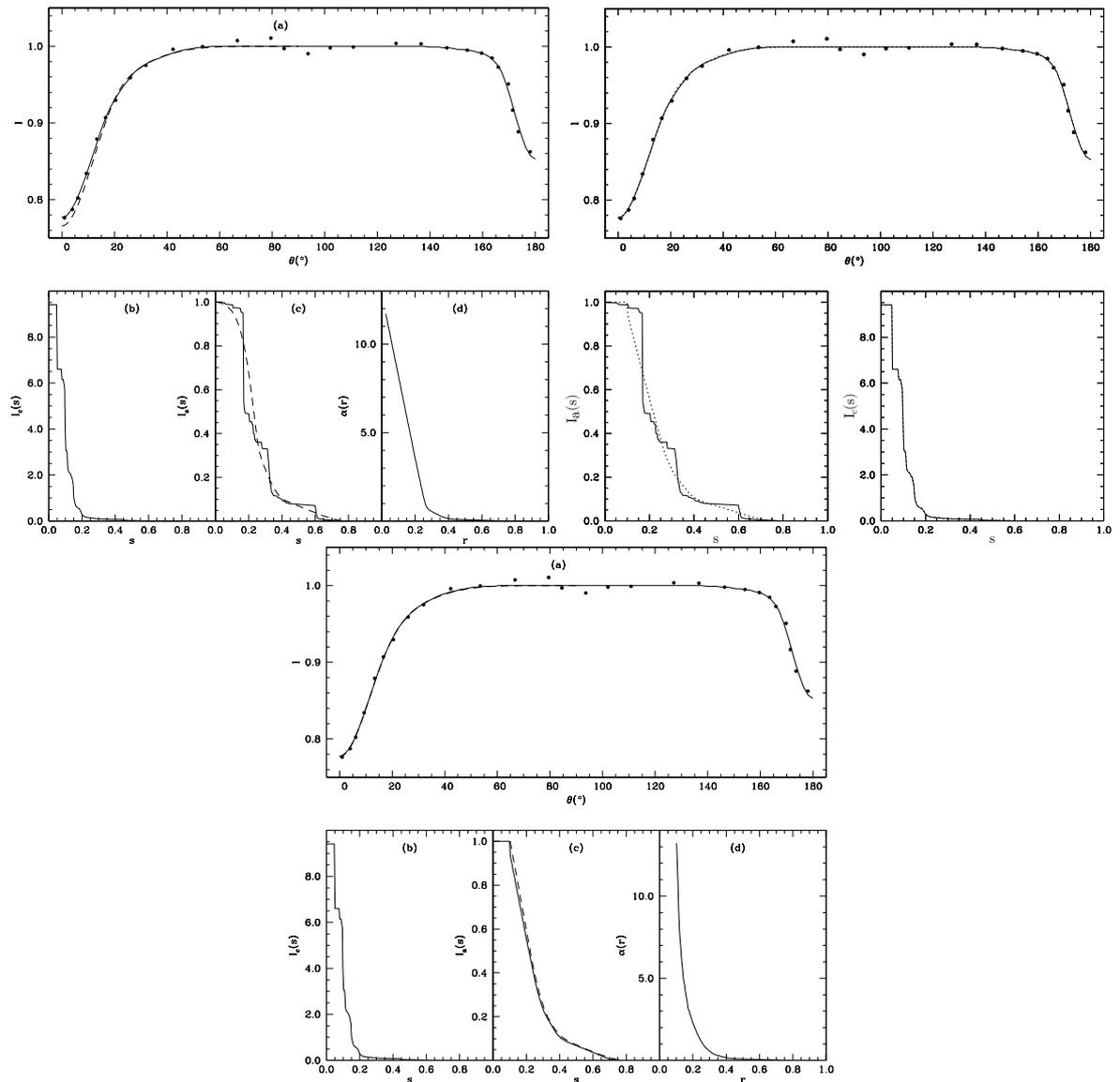


Рис. 2.1: Решение ректифицированной кривой блеска V444 Cyg $\lambda 4244\text{\AA}$ при разных априорных ограничениях. Вверху слева: решение уравнений Фредгольма на множестве монотонных функций, уравнения Абеля на множестве вогнутых функций. (а) Средняя нормированная наблюдаемая кривая блеска (точки) и теоретические кривые блеска, полученные из решения уравнения Фредгольма (сплошная линия) и из решения уравнения Абеля (пунктирная линия). (b) Распределение яркости $I_c(s)$ по диску WR, восстановленное из вторичного минимума. (c) Распределение непрозрачности $I_a(s)$ по диску WR, полученное из решения уравнения Фредгольма (сплошная линия); $I_a(s)$, восстановленная из решения уравнения Абеля (пунктирная линия). (d) Решение уравнения Абеля $\alpha(r)$. Вверху справа: сравнение решения уравнений Фредгольма на множестве монотонных функций (сплошные линии) и на множестве вогнутых функций в главном минимуме (пунктирные линии). Теоретические кривые блеска в главном минимуме практически неотличимы. Внизу: решение уравнения Фредгольма в главном минимуме и уравнения Абеля на множестве вогнутых функций. Пунктиром на панели (b) показана функция $I_a(s)$, восстановленная из решения уравнения Абеля, пунктиром на панели (a) – соответствующая теоретическая кривая блеска в главном минимуме. Эта кривая практически совпадает с кривой, полученной из решения уравнения Фредгольма.

полученная из решения уравнения Абеля (пунктирная линия на панели (а)) демонстрирует заметные отклонения от кривой блеска, полученной из решения уравнения Фредгольма. При этом функция $I_a(s)$, восстановленная из решения уравнения Абеля интегрированием функции $\alpha(r)$ (пунктирная линия на панели (с)) визуальным образом выглядит как неплохая гладкая аппроксимация ступенчатой функции, полученной из решения уравнения Фредгольма. Как видно из соответствующих кривых блеска, это впечатление обманчиво, и попытка сгладить ступенчатое решение, чтобы обойти использование более сложных априорных ограничений, приведет только к существенному искажению решения.

Справа сверху на Рис. 2.1 показано сравнение результатов решения уравнений Фредгольма на множествах монотонных функций и вогнутых функций с непрозрачным ядром в главном минимуме при тех же значениях r_0, i . Очевидно, поиск $I_a(s)$ на множестве вогнутых функций приводит к результату, который является более предпочтительным с физической точки зрения.

В нижней части Рис. 2.1 показано полное решение той же задачи, в котором уравнения Фредгольма (1.4) решались на множестве монотонных функций во вторичном минимуме, вогнутых функций в главном, а уравнение Абеля – на множестве вогнутых функций. Как видно, в этом случае функция $I_a(s)$ и кривая блеска в главном минимуме, восстановленные из решения уравнения Абеля (пунктирные линии на панелях (с) и (а)), практически неотличимы от тех, что получены из решения уравнения Фредгольма. Таким образом, решение обеих некорректных задач является согласованным.

Помимо использования новых априорных ограничений, нынешнее исследование имеет то преимущество, что современные компьютеры имеют намного большее быстродействие, чем те, которые использовались в цитированной работе. Это позволяет провести более детальное исследование пространства геометрических параметров r_0, i . Помимо этого, появились наблюдательные данные, позволяющие получить более надежные результаты анализа кривой блеска:

- (i) Спектрополяриметрические наблюдения системы V444 Cyg (Harries, Hillier, Howarth, 1998) показали, что эффект деполяризации излучения в частотах эмиссионных линий сильно зависит от фазы орбитального периода, что свидетельствует о том, что эффект деполяризации здесь связан в основном с эффектами близости компонент (приливная деформация внешних частей ветра звезды WN5, эффекты столкновения ветров компонент и т.п.). Поскольку по крайней мере в некоторых фазах орбитального периода эффект деполяризации равен нулю, мы имеем не только теоретические (см. предыдущую главу), но и наблюдательные основания предполагать, что внутренняя часть ветра звезды WN5 в системе V444 Cyg, излучающая и поглощающая в оптическом континууме, является сферической.
- (ii) Независимая спектрофотометрическая оценка отношения светимостей компонент си-

стемы V444 Cyg, выполненная в работе Cherepashchuk et al. (1995), позволяет получить более надежные результаты решения обратной задачи интерпретации кривой блеска, в частности, уточнить значения геометрических параметров r_O , i (см. ниже).

Ниже приведены результаты решения кривых блеска V444 Cyg при различных априорных ограничениях. Это позволяет проверить устойчивость результатов к разным типам предположений. Напомним, что неизвестными функциями в задаче являются функции $I_a(s)$, $I_c(s)$, а параметрами i , r_O . Коэффициент линейного потемнения к краю x для звезды O формально также является параметром, но на практике может быть зафиксирован и принят равным значению, характерному для спектрального типа звезды. В нашем исследовании мы положили $x = 0.3$, что соответствует звезде типа O6 V.

Решение на множестве монотонных функций во вторичном минимуме, вогнутых функций в главном. Выбор априорных ограничений в этом разделе обусловлен следующими соображениями. Решение кривой блеска в главном минимуме позволяет найти распределение непрозрачности по диску WR $I_a(s)$. Очевидно, у компоненты WR имеется полностью непрозрачное ядро. Поэтому на функцию $I_a(s)$ накладывается следующее ограничение: $I_a(s) = 1$ при $s \leq r_{\text{core}}$, где r_{core} – радиус непрозрачного ядра (параметр задачи), при $s > r_{\text{core}}$ $I_a(s)$ полагается неотрицательной убывающей вогнутой функцией. Из решения вторичного минимума определяется распределение яркости по диску WR $I_c(s)$. Очевидно, что яркость может меняться (убывать), начиная от центра диска WR. Поскольку информация о потемнении к краю для звезд WR отсутствует, мы используем априорное ограничение монотонно невозрастающей неотрицательной функции. Альтернативным ограничением является предположение о том, что $I_a(s)$ и $I_c(s)$ – выпукло-вогнутые функции (первая по-прежнему равна 1 внутри непрозрачного ядра). Эти ограничения будут рассмотрены в следующем параграфе.

На Рис. 2.2 показаны поверхности невязок для вторичного и главного минимумов ректифицированной кривой блеска $\lambda 4244 \text{ \AA}^2$. В дискретной аппроксимации интегралов в уравнениях Фредгольма и Абеля была использована равномерная сетка по радиусу диска компоненты WR, состоящая из 200 узлов и покрывающая интервал $[0, 1 - r_O]$ (от центра диска WR до поверхности звезды O). Невязка для каждой пары r_O , i вычислялась по формуле

$$\eta = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^m w_i (l_i^{\text{obs}} - l_i^{\text{theor}})^2}{\sum_{i=1}^m w_i}}, \quad (2.1)$$

где l_i^{obs} и l_i^{theor} – наблюдаемая и теоретическая кривые блеска, m – число точек в наблюдаемой кривой блеска, а w_i – вес i -й точки данных. Уравнение Фредгольма (1.4) во

²Мы не показываем поверхности невязок для не ректифицированной кривой, поскольку они очень похожи.

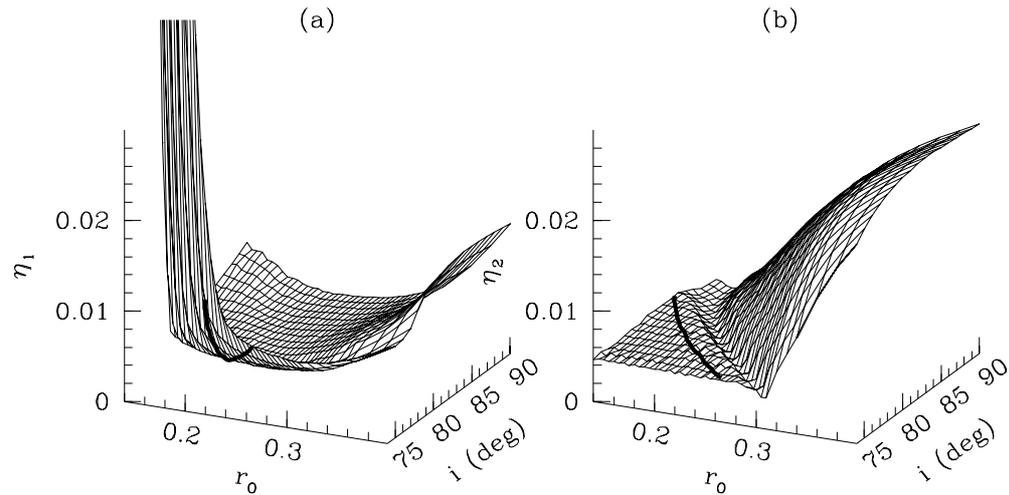


Рис. 2.2: Поверхности невязок для главного (а) и вторичного (б) минимумов ректифицированной кривой блеска $\lambda 4244\text{\AA}$. Черной линией показана кривая, вдоль которой относительная светимость компоненты WR равна 0.38 (см. текст).

вторичном минимуме решалось на множестве монотонных функций, в главном минимуме – на множестве вогнутых функций с непрозрачным ядром $I_a(s) = 1$ при $s < r_{\text{core}}$, r_{core} – радиус ядра WR, непрозрачного “на просвет” (r_{core} больше радиуса гидростатического ядра WR). Радиус r_{core} для каждой пары r_0, i рассматривался как свободный параметр и находился по минимуму невязки при его варьировании.

Очевидным выбором оптимальной модели является выбор по абсолютному минимуму суммарной невязки. Именно таким образом выбиралось решение в Черепашук (1975) и Cherepashchuk, Eaton, Khaliullin (1984). Они нашли, что оптимальные значения геометрических параметров $r_0 = 0.25$, $i = 78^\circ$ – результат, поразительным образом совпадающий с нашим текущим, где абсолютный минимум суммарной невязки находится в той же точке. Эта точка на суммарной поверхности невязок попадает в “овраг”, видимый на поверхности $\eta_2(r_0, i)^3$.

Как отмечалось выше, в процессе решения некорректной задачи полезно привлекать любую независимую информацию, которая поможет ограничить неопределенность результатов. В нашем случае, помимо априорных ограничений на неизвестные функции, такой информацией является величина относительного потока компоненты WR $F_{\text{WR}} \sim 0.38$ (доля в общем потоке), определенная Cherepashchuk et al. (1995). К сожалению, решение,

³Отметим, что совпадение геометрических параметров в нашей и более ранних работах отчасти случайно. Как отмечалось самими авторами цитированных работ, из-за ограниченности компьютерных ресурсов использованная ими сетка по r_0, i была весьма грубой. Указанная выше оптимальная пара этих величин являлась единственным узлом сетки, попавшим в “овраг”, так что авторы вообще не распознали его существование, и то, что они нашли решение вблизи абсолютного минимума, явилось следствием удачи, а не детального исследования пространства параметров. В настоящее время стало возможным гораздо полнее исследовать задачу, используя более сложные модели.

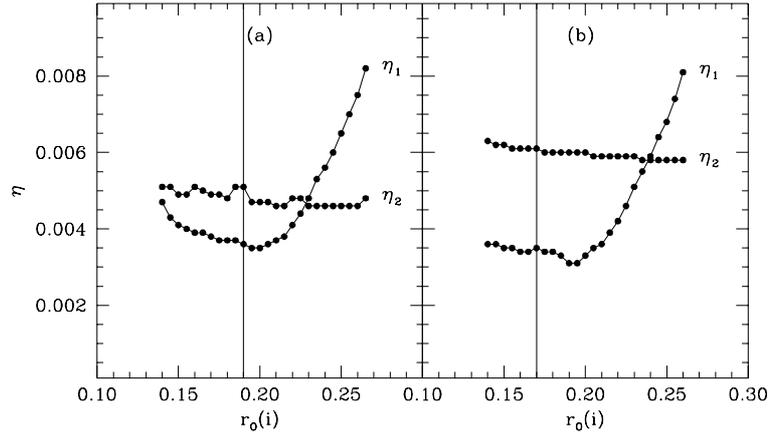


Рис. 2.3: Невязки $\eta_{1,2}$ вдоль линии $r_O(i)$, соответствующей $F_{WR} = 0.38$. (а)Ректифицированная кривая блеска $\lambda 4244\text{\AA}$; (b)Не ректифицированная кривая блеска $\lambda 4244\text{\AA}$.

выбранное по абсолютному минимуму невязки, не соответствует наблюдательному относительному потоку WR. Для точек поверхности невязок, расположенных вдоль дна “оврага”, $F_{WR} \sim 0.2$. В настоящее время не вполне ясно, чем вызвано это несоответствие – недостатками нашей модели или неточностью определения наблюдаемого отношения потоков: линии поглощения звезды Об в суммарном спектре системы слабы и, кроме того, перекрываются с эмиссионными линиями звезды WN5. Поэтому определение отношения потоков компонент представляет собой непростую задачу. Тем не менее, представляется маловероятным, что Cherepashchuk et al. (1995) ошиблись в своей оценке в два раза. Ниже мы покажем решение, соответствующее $F_{WR} \sim 0.38$.

Каждой паре параметров r_O, i соответствует свой уникальный относительный поток WR. На Рис. 2.2 зависимость $r_O(i)$, вдоль которой $F_{WR} = 0.38$, показана жирной черной линией. Невязки $\eta_{1,2}$ вдоль этих линий показаны на Рис. 2.3 для ректифицированной и не ректифицированной кривых блеска (конечно, $r_O(i)$ для не ректифицированной кривой определялась независимо). Вертикальные линии ограничивают области, в которых (справа от линий) выполняется условие нормализации $F_O + F_{WR} = 1$. Области левее этих линий соответствуют ситуации, в которой весь диск WR, начиная от центра, полупрозрачен; такие решения должны быть отвергнуты.

Из Рис. 2.3 видно, что хотя между невязками $\eta_{1,2}$ для ректифицированной и не ректифицированной кривой есть некоторые различия, в целом они демонстрируют похожее поведение. К сожалению, в использованном нами методе решения уравнений Фредгольма оценка статистической значимости и доверительных интервалов для параметров не так проста, как в случае параметрических моделей. При использовании последних чаще всего можно вычислить величину χ^2 для каждой данной модели и, зная число степеней свободы, оценить статистическую значимость модели и доверительные интервалы. Доверительные интервалы определяются по возрастанию χ^2 до определенной величины,

зависящей от принятого уровня значимости и числа степеней свободы. В нашем случае параметрами модели фактически являются значения функций $I_c(s)$, $I_a(s)$ в узлах сетки (плюс геометрические параметры). Однако эти значения не являются независимыми, а связаны априорными ограничениями, которые, в свою очередь, не являются жесткими зависимостями. Поэтому определение числа степеней свободы невозможно. В методе Тихонова критерием того, что решение можно принимать как приближенное решение задачи, является равенство невязки между моделью и входными данными, равной погрешности этих данных. Этот принцип аналогичен принципу в традиционном статистическом анализе, гласящим, что для “идеальной” модели величина приведенного χ^2_ν равна 1. Одним из вариантов нахождения апостериорного распределения параметров в непараметрическом методе решения является применение метода Монте Карло. Однако, учитывая различные факторы неопределенности, присутствующие в задаче (процедура ректификации, неточность наблюдательного отношения светимостей, возможное присутствие в кривой блеска не до конца усредненной физической переменности и т.п.), мы приняли следующие простые и по необходимости субъективные критерии для оценки оптимальных величин r_0 , i и их возможных погрешностей: оптимальные значения параметров r_0 , i соответствуют минимуму суммарной невязки:

$r_0 = 0.20$, $i = 78^\circ.56$ для ректифицированной кривой блеска,

$r_0 = 0.19$, $i = 78^\circ.60$ для не ректифицированной кривой блеска.

Левая граница $r_0(i)$ определяется положением вертикальных линий на Рис. 2.3, ограничивающих область выполнения условия нормировки потоков. Правую границу мы условно определим как положение точки пересечения функций η_1 и η_2 . Это дает

$0.19 < r_0 < 0.23$, $79^\circ.35 > i > 76^\circ.42$ для ректифицированной кривой блеска,

$0.17 < r_0 < 0.24$, $80^\circ.06 > i > 75^\circ.32$ для не ректифицированной кривой блеска.

На Рис. 2.4 показаны решения уравнений Фредгольма для ректифицированной кривой, для оптимальных значений r_0 , i и для принятых граничных значений. Во вторичном минимуме все теоретические кривые блеска практически идентичны. Именно поэтому в интересующей нас области поверхность $\eta_2(r_0, i)$ практически плоская. Вторичный минимум кривой блеска может быть успешно аппроксимирован в широком диапазоне геометрических параметров. Как видно из панели (с), форма, и главное, полуширина функции $I_c(s)$ практически не зависят от r_0 , i , меняется лишь ее высота так, чтобы при разных углах орбитального наклона обеспечить относительный поток WR, удовлетворяющую условию нормировки. Это означает, что в оптическом континууме излучение ветра WR не играет большой роли, и полуширина $I_c(s)$ определяет радиус ядра WR. Напомним, что в оптическом континууме основной механизм излучения и поглощения – электронное рассеяние. В функцию $I_c(s)$ на расстоянии, превышающем радиус ядра WR, дает вклад излучение звезды, рассеянное на электронах ветра, в направлении наблюдателя. Очевидно, доля этого излучения в общем излучении WR мала.

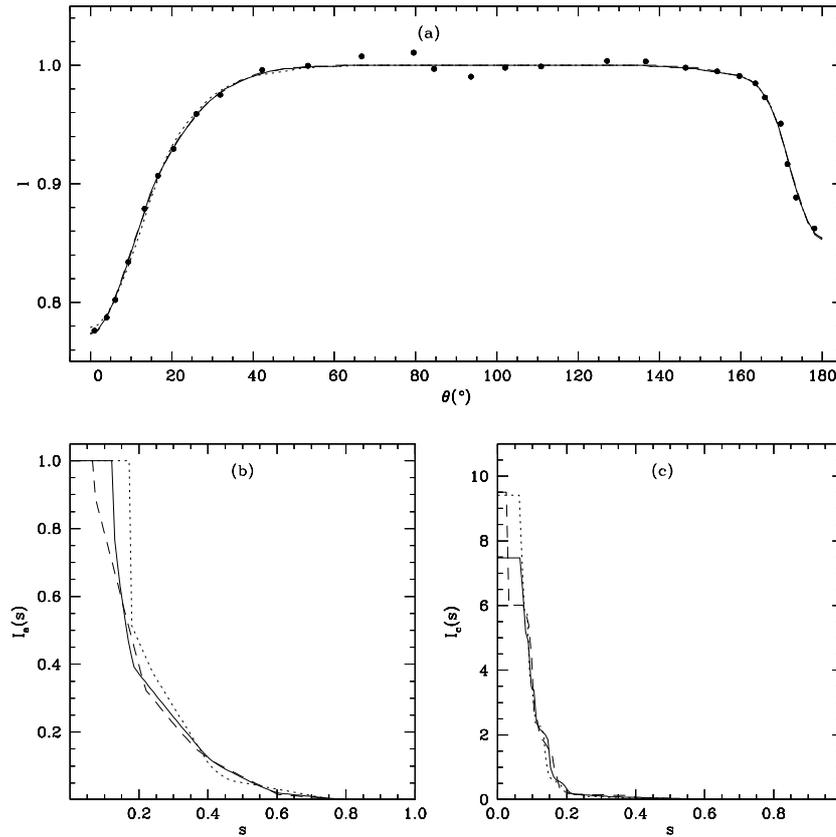


Рис. 2.4: Решения ректифицированной кривой блеска $\lambda 4244\text{\AA}$. Пунктирная, сплошная, и точечная линии соответствуют левой границе, оптимальной величине, и правой границе $r_O(i)$.

Найденные функции $I_a(s)$ демонстрируют проблему. Учитывая сказанное выше, радиус непрозрачного ядра WR не может быть меньше радиуса излучающего ядра, тем не менее r_{core} в функции $I_a(s)$ для левой границы заданного диапазона $r_O(i)$ меньше величины 0.1 – полуширины $I_c(s)$ для всех решений. Напомним, что r_{core} – свободный параметр задачи, который выбирался по минимуму невязки. Инспекция зависимости η_1 от r_{core} для данной пары r_O, i показывает, что невязка слабо зависит от r_{core} , если последний меньше ~ 0.17 . Например, для $I_a(s)$, показанной на Рис. 2.4 пунктиром, $\eta_1 = 0.00364$, $r_{\text{core}} = 0.065$. Для $r_{\text{core}} = 0.1$ $\eta_1 = 0.00366$, определенно не слишком отличающаяся. Другими словами, каждая величина η_1 , показанная на Рис. 2.3, представляет собой очень пологий минимум по r_{core} . С учетом сказанного, мы заново решили задачу для ректифицированной и не ректифицированной кривых блеска, для оптимального и граничных значений r_O, i , при фиксированном $r_{\text{core}} = 0.1$ (что при размере орбиты V444 Cyg $a = 38R_\odot$ составляет $3.8R_\odot$). Отметим, что использование фиксированного радиуса ядра было бы невозможно в красной области спектра, где начинает играть роль свободно-свободное поглощение. Решения для ректифицированной и не ректифицированной кривых блеска при фиксированном r_{core} показаны на Рис. 2.5.

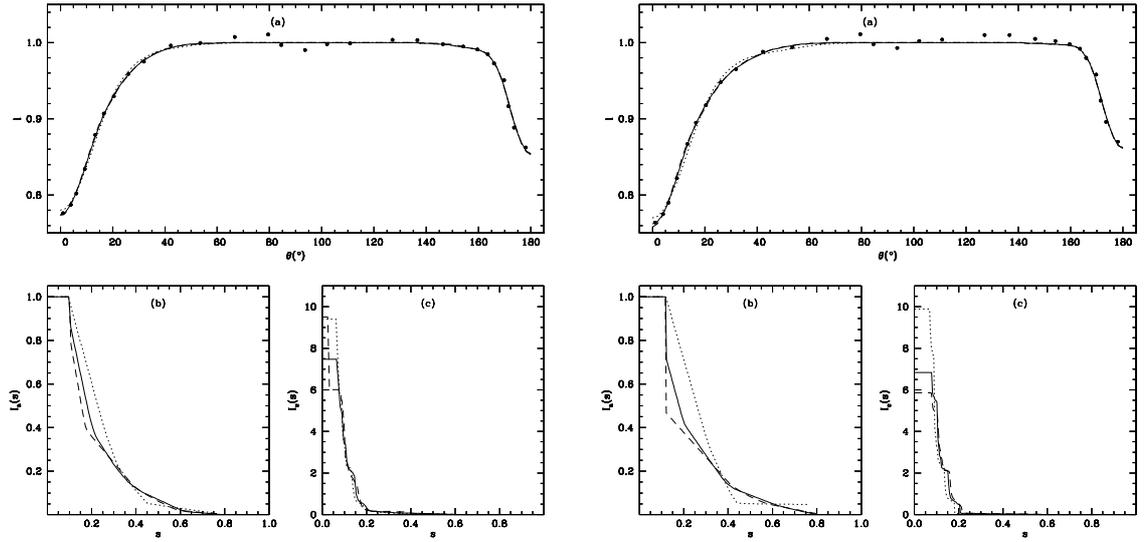


Рис. 2.5: Решение ректифицированной (слева) и не ректифицированной (справа) кривых блеска $\lambda 4244\text{\AA}$ при фиксированном значении $r_{\text{core}} = 0.1$. Пунктирная, сплошная, и точечная линии соответствуют левой границе, оптимальной величине, и правой границе $r_{\text{O}}(i)$. Функции $I_c(s)$ и $I_a(s)$ определяются до радиуса ветра WR $R_{\text{W}} = a - r_{\text{O}}$.

На Рис. 2.6 показаны решения уравнения Абеля для тех же r_{O} , i , что на Рис. 2.4, 2.5. Решение искалось на множестве вогнутых функций. Во всех случаях аппроксимация $\tau(s)$ очень хорошая. Чтобы избежать наложения кривых, на панелях (а) показаны только решения для оптимальных r_{O} , i . После нахождения линейного коэффициента поглощения $\alpha(r)$ можно вычислить радиальную оптическую толщину $\tau_{\text{rad}}(r)$. Она показана на Рис. 2.7.

Поскольку, как было сказано выше, в непрозрачности ветра WR на длине волны $\lambda 4244\text{\AA}$ доминирует электронное рассеяние, $\alpha(r)$, полученная из решения уравнения Абеля, пропорциональна электронной плотности (1.17). Разумно предположить, что по крайней мере во внутренних частях ветра гелий полностью ионизован⁴. В этом случае плотность вещества $\rho(r)$ пропорциональна электронной плотности, и эмпирический закон изменения скорости в ветре WR может быть найден из уравнения неразрывности

$$v(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 \rho(r)},$$

Чтобы избежать абсолютных чисел, перепишем это уравнение в виде

$$\frac{v(r)}{v(r_{\text{core}})} = \frac{r_{\text{core}}^2 \alpha(r_{\text{core}})}{r^2 \alpha(r)}$$

Мы нашли оптимальные аппроксимации эмпирического закона изменения скорости методом наименьших квадратов с использованием двух аналитических представлений:

⁴Численные оценки и обсуждение, относящиеся к ветру V444 Cyg, приведены в Cherepashchuk, Eaton, Khaliullin (1984)

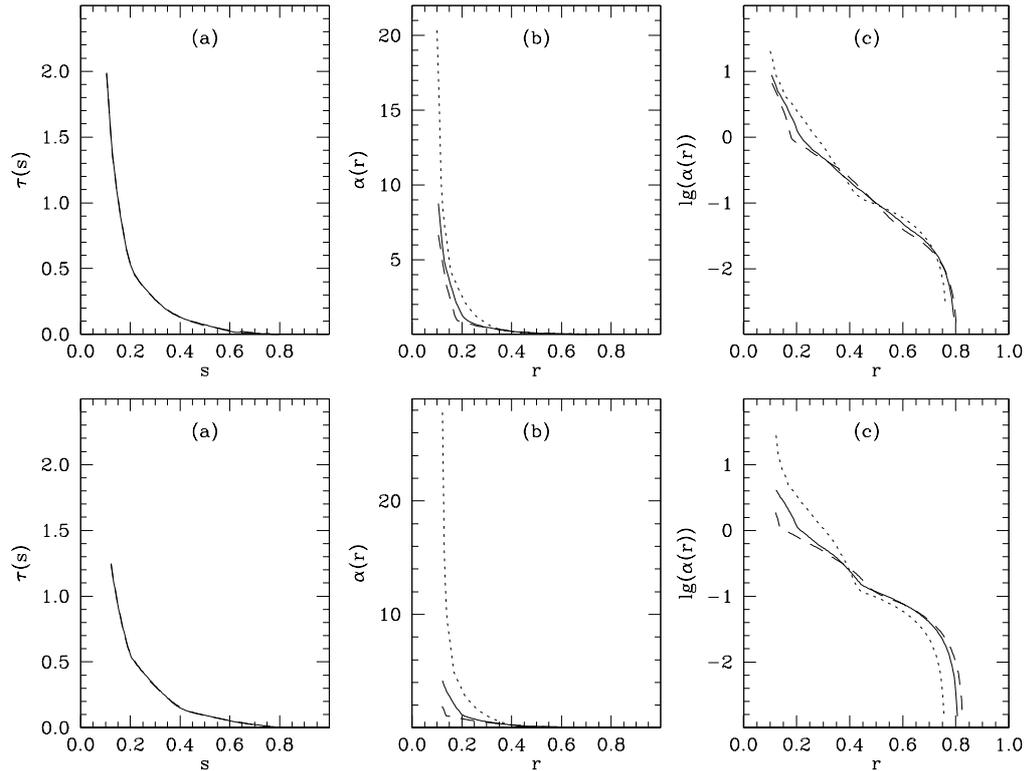


Рис. 2.6: Решение уравнения Абеля для ректифицированной (вверху) и не ректифицированной (внизу) кривых блеска $\lambda 4244\text{\AA}$. (a) $\tau(s)$, найденное из решения уравнения Фредгольма (сплошная линия) и его аппроксимация для оптимальных значений r_0, i (пунктирная линия); линии сливаются. (b) $\alpha(r)$, найденные из решения уравнения Абеля, тип линий соответствует Рис. 2.4. (c) То же, что на панели (b), в логарифмической шкале.

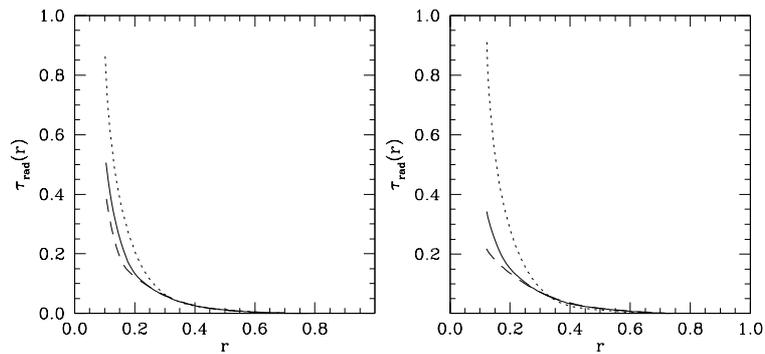


Рис. 2.7: Радиальная оптическая толща ветра WR для кривых блеска $\lambda 4244\text{\AA}$ V444 Cyg. Слева: ректифицированная кривая блеска, справа: не ректифицированная. Тип линий соответствует Рис. 2.4.

степенной закон (1.29) и β -закон. Поскольку мы не знаем радиус гидростатического ядра WR, мы не можем использовать β -закон в форме (1). Вместо этого мы использовали следующую его форму:

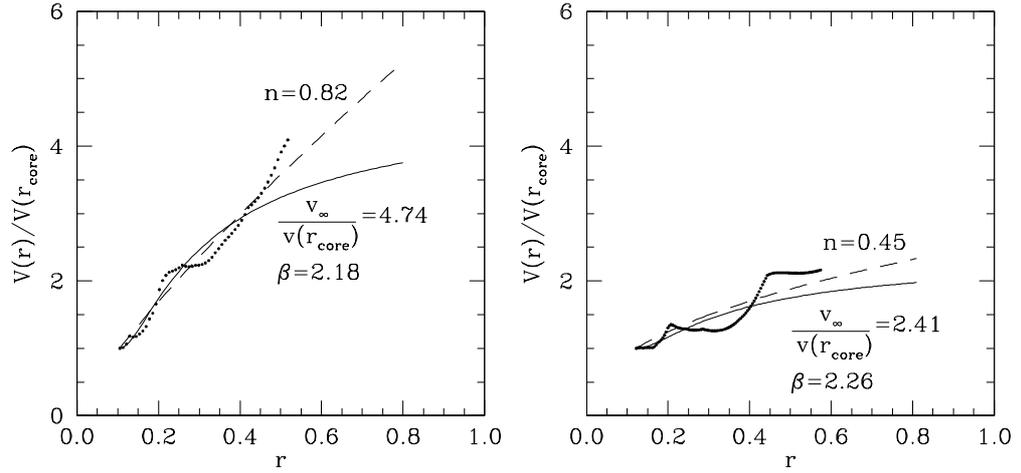


Рис. 2.8: Эмпирический закон изменения скорости в ветре WR (точки) и его аналитические аппроксимации (пунктир для степенного закона и сплошная линия для β -закона). Показаны также параметры аппроксимации эмпирического закона. Слева: результаты для ректифицированной кривой блеска, справа: для не ректифицированной.

$$\frac{v(r)}{v(r_{\text{core}})} = 1 + \left(\frac{v_{\infty}}{v(r_{\text{core}})} - 1 \right) \left(1 - \frac{r_{\text{core}}}{r} \right)^{\beta}$$

Величина β , полученная с этой формулой, будет слегка отличаться от той, которая была бы получена с использованием “стандартного” закона. Однако, поскольку нашей целью является получение характерной величины β , это не является существенным. Аппроксимация проводилась в области $\tau_{\text{rad}}(r) > 0.01$, тем самым исключая самые внешние части ветра WR, прозрачные в оптическом континууме.

На Рис. 2.8 показаны эмпирический закон $v(r)/v(r_{\text{core}})$ (точки) и результаты аппроксимации двумя аналитическими формулами вместе с их соответствующими параметрами. Видно, что результаты для ректифицированной и не ректифицированной кривых блеска количественно отличаются весьма существенно. Тем не менее, качественный вывод может быть сделан независимо от процедуры ректификации – ускорение в ветре WR существенно медленнее, чем то, что соответствует теоретическому β -закону с показателем $\beta = 0.5 - 1.0$ (Chandrasekhar, 1934; Castor, Abbott, Klein, 1975; Namann, Gräfener, 2004). При этом ни степенной закон, ни β -закон не могут адекватно описать эмпирические изменения скорости. Из Рис. 2.8 кажется, что степенной закон лучше (хотя и грубо) аппроксимирует полученную эмпирическую функцию. Однако очевидно, что на больших расстояниях от центра WR он станет совершенно неадекватен. С другой стороны, β -закон явно неудовлетворительно аппроксимирует эмпирическую функцию в ее правой части. Мы вернемся к обсуждению результатов в конце данной главы. Здесь же отметим лишь, что в целом сравнительно медленное ускорение вещества в ветрах звезд WR согласуется с другими наблюдательными свидетельствами (Koenigsberger, 1990; Moffat, 1996), а также с теоре-

тическими расчетами спектров звезд WR (Hamann et al., 2019).

Следует отметить, что на некоторых расстояниях от звезды WR эмпирическая функция скорости показывает явное выполаживание (ректифицированная кривая блеска) или даже немонотонное поведение (не ректифицированная кривая). Напомним, что Poniatowski et al. (2021) писали о двухступенчатом ускорении в ветрах WR. Однако представляется маловероятным, что это может быть причиной полученного результата. Вероятнее всего, такое поведение $v(r)$ объясняется последовательным решением двух некорректных задач и связанными с этим неопределенностями. То, что этот эффект более сильно выражен в случае не ректифицированной кривой блеска, вероятно является следствием влияния эллипсоидальности компонент.

Полученные функции относительного изменения скорости ветра WR можно масштабировать на абсолютную шкалу, используя различные методы. Поскольку все они так или иначе могут обеспечить только грубое приближение, мы воспользуемся простым фактами, установленными Khaliullin, Cherepashchuk (1976) и Cherepashchuk, Eaton, Khaliullin (1984): радиус зоны формирования линии NIV $\lambda 7112\text{\AA}$ в V444 Cyg равен $\sim 20R_{\odot}$, а полуширина этой линии соответствует скорости расширения примерно 1000 км/с. Тогда на радиусе r_{core} скорость расширения равна ~ 300 км/с, то есть сверхзвуковая. Поскольку r_{core} – радиус, где оптическая толщина ветра “на просвет” равна 1, это означает, что существенное ускорение ветра происходит в слоях с большой оптической толщиной в оптическом континууме.

Решение на множестве выпукло-вогнутых функций. В этом разделе кривая блеска системы V444 Cyg в оптическом континууме $\lambda 4244\text{\AA}$ анализируется в предположении, что обе искомые функции $I_c(s)$, $I_a(s)$ принадлежат множеству выпукло-вогнутых монотонно невозрастающих неотрицательных функций. Выпуклая часть этих функций соответствует ядру звезды WR, содержащему основную часть массы, и близким к ядру областям ветра, а вогнутая часть более удаленной части протяженной атмосферы звезды WR. Положение точки перегиба является свободным параметром обратной задачи. Решение уравнения Абеля, как и в предыдущем разделе, проводится на множестве вогнутых функций. Поскольку, как видно из предыдущего анализа, решение для не ректифицированной кривой блеска не слишком сильно отличается от решения для ректифицированной кривой (и на него влияет эффект эллипсоидальности), в данном разделе мы ограничимся анализом только ректифицированной кривой блеска. “Взамен” мы покажем результаты анализа кривой блеска для двух решений, соответствующих минимуму абсолютной невязки и фиксированного относительного потока WR. В совокупности это дает представление о чувствительности результатов к различным изменениям в анализе.

На Рис. 2.9 показана суммарная поверхность невязок в главном и вторичном миниму-

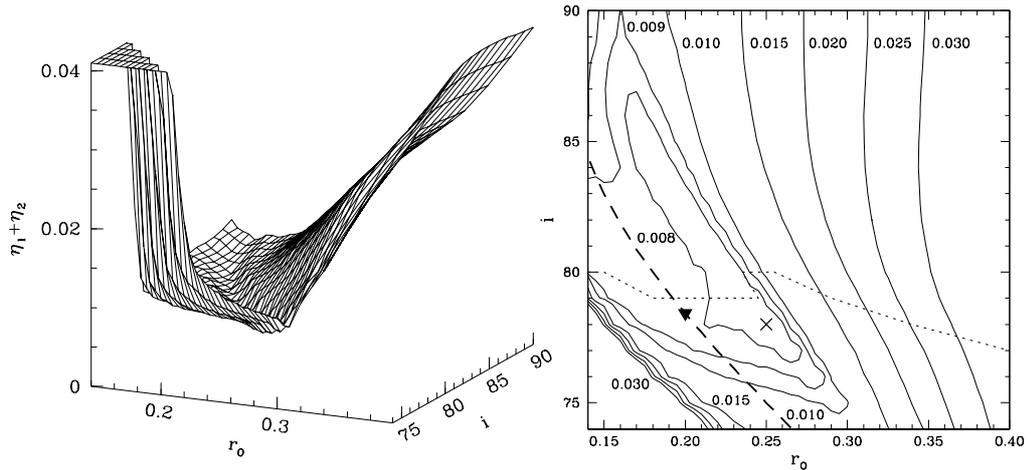


Рис. 2.9: Слева: суммарная поверхность невязок $\eta_1 + \eta_2$ для решения на множестве выпукло-вогнутых функций. Справа: изо уровни поверхности. Решение, соответствующее абсолютному минимуму невязки, отмечено крестиком. Жирная штриховая линия на правом рисунке соответствует фиксированному относительному потоку компоненты WR $F_{WR} = 0.38$. Оптимальное решение для этого потока отмечено треугольником. Тонкая штриховая линия отделяет область, где ядро компоненты WR непрозрачно (ниже линии), от области полупрозрачного ядра.

мах⁵. Плоский участок поверхности невязок – область $\cos i > r_O/a$, в которой диск звезды O не перекрывает центр диска WR, и, следовательно, модель недоопределена. Поэтому вычисления в этой области не проводились.

Как и в предыдущем разделе, абсолютный минимум суммарной невязки $(\eta_1 + \eta_2)_{min} = 0.0067$ достигается при $r_O = 0.25$, $i = 78^\circ.0$ (отмечен на Рис. 2.9 крестиком), при этом относительный поток $F_{WR} = 0.2$. Фиксированному относительному потоку $F_{WR} = 0.38$ соответствует жирная штриховая линия. Минимум суммарной невязки $\eta_1 + \eta_2$ вдоль этой линии (отмечен на рисунке треугольником) равен 0.0087. Этому минимуму соответствуют параметры $r_{O6} = 0.20$, $i = 78^\circ.43$, очень похожие на параметры из предыдущего раздела (также очень похожи возможные интервалы для этих параметров). Таким образом, значения геометрических параметров получаются одинаковыми для разных типов априорной информации о неизвестных функциях. Функции $I_c(s)$ и $I_a(s)$, найденные на множестве выпукло-вогнутых монотонно невозрастающих неотрицательных функций, и соответствующие двум решениям, приведены на Рис. 2.10.

На Рис. 2.11 показаны решения уравнения Абеля, соответствующие двум решениям кривой блеска выше. Для контроля этого решения по полученным функциям $\alpha(r)$ были решены две прямые задачи (вычисление $I_a(s)$ и затем кривой блеска в главном минимуме), результаты также показаны на рисунке. Соответствующие значения невязок для

⁵Поверхности невязок по отдельности качественно похожи на показанные в предыдущем разделе и не приводятся для экономии места.

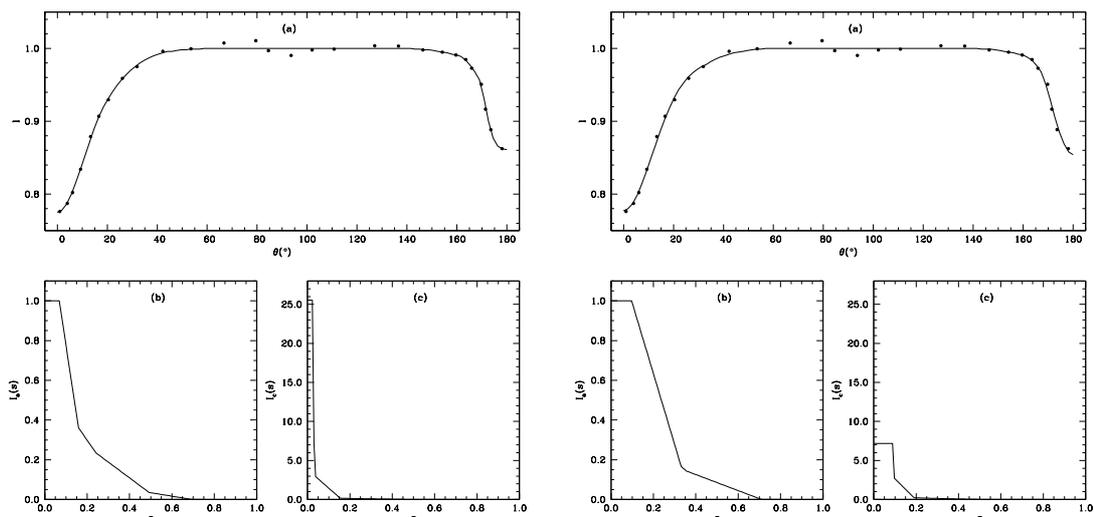


Рис. 2.10: Решение уравнений Фредгольма на множестве выпукло-вогнутых функций. Слева: для абсолютного минимума суммарной невязки. Справа: для фиксированного относительного потока $F_{WR} = 0.38$.

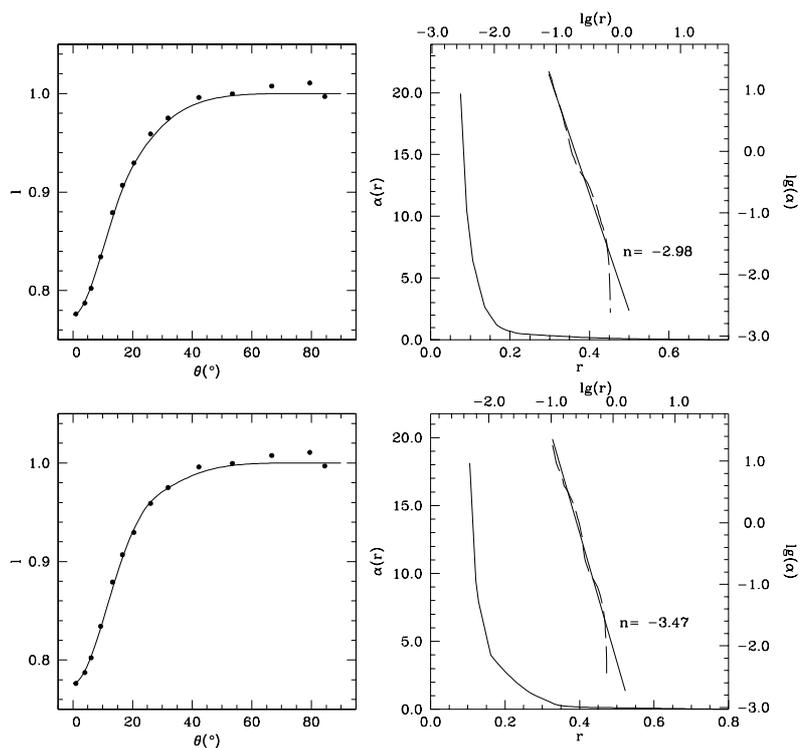


Рис. 2.11: Решения уравнения Абеля на классе вогнутых функций, для двух вариантов решений уравнений Фредгольма. Вверху: решение, соответствующее абсолютному минимуму невязки. Внизу: решение, соответствующее фиксированному относительному потоку компоненты WR. Показаны также решения в логарифмическом масштабе и их аппроксимация линейной функцией. Таким образом n – показатель степенного закона, аппроксимирующего $\alpha(r)$. Слева от решений показаны соответствующие теоретические кривые блеска в главном минимуме.

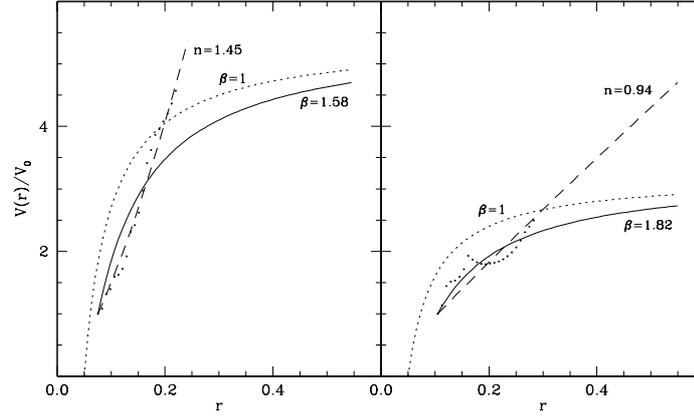


Рис. 2.12: Распределение скоростей в ветре WR для двух вариантов решения уравнения Абеля. Точками показаны значения $\frac{v(r)}{v_0}$ в узлах сетки. Слева: решение, соответствующее абсолютному минимуму суммарной невязки. Справа: решение, соответствующее фиксированному относительному потоку компоненты WR. Показаны также аппроксимации этих решений β -законом (сплошные линии) и степенным законами (пунктирные линии). Для сравнения тонкой пунктирной линией также показан β -закон с показателем $\beta = 1$.

двух теоретических кривых блеска, рассчитанных из решения уравнения Абеля, равны $\eta_{1,Abel} = 0.0043$, $\eta'_{1,Abel} = 0.0043$ (для случая минимума абсолютной невязки и фиксированного $F_{WR} = 0.38$ соответственно), что ненамного превышает соответствующие невязки, полученные в результате решения уравнения Фредгольма для главного минимума: $\eta_1 = 0.0036$, $\eta'_1 = 0.0042$.

На Рис. 2.12 точками показаны функции $\frac{v(r)}{v_0}$ для двух рассмотренных случаев. Поскольку при очень маленьких величинах $\tau(r)$ погрешность определения $\frac{v(r)}{v_0}$ может превысить саму величину скорости, диапазон расстояний, в пределах которого определялось распределение скорости, был ограничен сверху расстоянием, на котором *радиальная* оптическая толщина становится равной 0.08. При меньших значениях $\tau_{rad}(r)$ поведение $\frac{v(r)}{v_0}$ становится иррегулярным. Видно, что в обоих случаях в ветре звезды WR, поглощающем в континууме, наблюдается в среднем ускоренное истечение вещества, что подтверждает прежний вывод Cherepashchuk, Eaton, Khaliullin (1984). На рисунке также показаны результаты среднеквадратичной аппроксимации безразмерных функций степенным законом и β -законом для $v(r)$.

Как следует из Рис. 2.12, параметрическая аппроксимация распределения скоростей приводит для обоих решений кривой блеска к значениям $\beta = 1.58 \div 1.82$ и $n = 0.94 \div 1.45$ ⁶. Это означает, что в целом ускорение вещества ветра WR относительно медленное по сравнению с ускорением в обычно используемом β -законе с $\beta \sim 1$ (Hamann, Gräfener, 2004). Та-

⁶Показатель n степенной аппроксимации должен был быть равным модулю соответствующего показателя n с Рис. 2.11 минус 2. В нашем случае они слегка отличаются из-за принятого в процессе аппроксимации ограничения по величине $\tau_{rad}(r)$.

кой закон, при той же терминальной скорости и радиусе ядра WR, что в нашей аппроксимации, показан на рисунке для сравнения. Этот результат согласуется с выводами других авторов о сравнительно медленном ускорении вещества в ветре звезд WR (Koenigsberger, 1990; Lépine, Moffat, 1999). Хотя качественно эмпирическая скорость ветра, полученная в этом и предыдущих разделах, похожи, количественно они отличаются, что демонстрирует разницу получаемых результатов в зависимости от принятых априорных предположений. Тем не менее, общий вывод в обоих случаях заключается в том, что вероятнее всего, β -закон для ветров звезд WR не является хорошей аппроксимацией.

Итоги решения кривой блеска V444 Cyg непараметрическими методами В результате проделанного анализа мы пришли к следующим выводам:

1. Вид поверхности суммарной невязки нечувствителен к выбору априорной информации. Тем самым качественно подтверждается выбор значений геометрических параметров модели в ранних работах Черепашук (1975), Cherepashchuk, Eaton, Khaliullin (1984). Тем не менее, для повышения надежности получаемых результатов чрезвычайно важно использовать любую независимую информацию, как, например, относительный поток компоненты WN5.
2. Независимо от вида используемой априорной информации радиус ядра звезды WN5, определяемый по минимуму абсолютной суммарной невязки, не превышает 0.1 ($\sim 4R_{\odot}$), а яркостная температура ядра высока ($T_c^{br} \geq 52000K$ Cherepashchuk, 2000), что соответствует прежним результатам, полученным без использования спектрофотометрической оценки относительного потока компоненты WR.
3. В ветре компоненты WN5 несомненно наблюдается ускоренное истечение вещества. При этом есть основания полагать, что ускорение ведет себя с расстоянием не так, как в общепринятом β -законе с показателем $\beta = 1$. Вблизи ядра звезды WN5 ускорение медленнее, чем предсказывается этим законом, но на больших расстояниях, где он предполагает практически постоянную скорость истечения, на самом деле все еще наблюдается заметное ускорение вещества. Это обстоятельство подтверждается и другими наблюдательными свидетельствами и должно учитываться при разработке новых, более совершенных моделей звездного ветра звезд WR.
4. Хотя на качественном уровне результаты анализа ректифицированной и не ректифицированной кривых блеска V444 Cyg $\lambda 4244\text{\AA}$ похожи, распределение яркости и непрозрачности $I_c(s)$ и $I_a(s)$ имеют отличия, наиболее заметные между решениями с априорными ограничениями в виде вогнутых и выпукло-вогнутых функций (ср. Рис. 2.5 и 2.10). Как следствие, это приводит к количественным отличиям в получаемом эмпирическом законе $v(r)$.

2.1.2 Параметрический метод

В предыдущем разделе было показано, что эмпирическая функция $v(r)$ для ветра звезды WR в системе V444 Cyg не может быть адекватно аппроксимирована параметрически формулами степенного и β -закона. К сожалению, использованная методика делает затруднительной надежную оценку значимости полученных различий. Цель данного раздела – проверить значимость различий эмпирического закона $v(r)$ и его параметрических представлений для звезды WN5 в системе V444 Cyg. Задача аппроксимации наблюдаемой кривой блеска в главном минимуме решается методом, описанным в разделе 1.2 с использованием двух форм теоретической функции $v(r)$ – степенной и β -закона. Поскольку параметрическое множество функций является компактом, обратная задача отыскания конечного числа параметров является корректной (Тихонов, 1963).

В качестве исходных данных в этом разделе используется та же ректифицированная кривая блеска в узкополосном континууме $\lambda 4244\text{\AA}$, что и в предыдущем. Для дополнительного контроля результатов проведен также анализ ректифицированной кривой блеска в узкополосном оптическом континууме $\lambda 4789\text{\AA}$.

В разделе 1.2 были перечислены параметры модели. Их число слишком велико, чтобы пытаться только по кривой блеска в одном главном минимуме найти их все. В предыдущем разделе данной главы было показано, что при восстановлении пространственной структуры протяженной атмосферы звезды WN5 из анализа атмосферного затмения геометрические параметры r_O , i получаются практически одинаковыми для всех использованных типов априорной информации. Нами были приведены два варианта решения задачи – решение, соответствующее абсолютному минимуму невязки, и решение, соответствующее минимуму невязки η_1 при фиксированном относительном потоке звезды WR $F_{WR} = 0.38$, определенному независимо из спектрофотометрических наблюдений (Chereshchuk et al., 1995). Поскольку относительный поток компоненты WR – независимая наблюдательная величина, второе решение выглядит предпочтительнее. Замечательно то, что основные выводы о радиусе “ядра” звезды WR, его температуре и поле скоростей $v(r)$ в ветре качественно совпадают для обоих решений.

Таким образом, можно считать, что геометрические параметры системы V444 Cyg надежно определены и проверена их устойчивость по отношению к разным типам априорной информации и к процедуре ректификации кривой блеска. Поэтому в данном разделе мы решаем параметрическую задачу для двух фиксированных наборов части параметров, определенных для решения на множестве выпукло-вогнутых функций:

- $i = 78^\circ.43$, $r_O = 0.20$, $I_0 = 5.499$ – “Модель 1”, фиксированный относительный поток WR ($F_{WR} = 0.38$).
- $i = 78^\circ.0$, $r_O = 0.25$, $I_0 = 4.509$ – “Модель 2”, минимум невязок ($F_{WR} = 0.2$).

Таблица 2.2: Оптимальные параметры моделей.

Модель	r_0	β или n	Невязка η_1	$\chi_{\nu,0}^2$	$P(\chi_{\nu}^2 > \chi_{\nu,0}^2)$	V_0 [км/с]	$\dot{M}[M_{\odot}/\text{год}]$
β -закон							
1	0.155	5.4	0.0065	3.08	0.02	220	5.5×10^{-6}
2	0.130	4.6	0.0063	2.89	0.05	193	4.2×10^{-6}
Степенной закон							
1	0.148	1.1	0.0054	2.13	1.2	200	4.1×10^{-6}
2	0.120	1.0	0.0053	2.05	1.7	200	3.2×10^{-6}

Напомним, что I_0 – яркость в центре диска компоненты O, определяемая из условия нормировки потоков (1.4с) после решения (1.4b) в непараметрическом методе. Расчеты проводились в предположении, что вся атмосфера звезды WR представляет собой стадию ионизации He III. Радиус гидростатического ядра WR R_* является параметром модели только в случае использования для $v(r)$ β -закона. Как будет показано ниже, он сильно коррелирует с параметром β . Поэтому мы зафиксировали R_* равным 0.05 ($\sim 2R_{\odot}$), что является разумной оценкой радиуса гидростатического ядра (Langer, 1991) при массе звезды WN5 $\sim 9.3M_{\odot}$. Коэффициент линейного потемнения к краю для звезды O требуется для вычисления ядра уравнения (1.4а), и был принят равным 0.3, как и при анализе непараметрическим методом.

Таким образом, свободными параметрами модели являются β (или n при использовании степенной аппроксимации) и r_0 (расстояние от центра WR, на котором оптическая толщина “на просвет” $\tau(r_0) = 1$).

На Рис. 2.13 показаны поверхности невязок для Модели 1, в случае использования для $v(r)$ β -закона и степенного закона соответственно. На Рис. 2.14 показаны аналогичные поверхности невязок для Модели 2.

Решения, соответствующие минимуму невязок, приведены на Рис. 2.15 и в Табл. 2.2. Пятый столбец этой таблицы содержит приведенную величину χ_{ν}^2 для данной модели, а шестой – соответствующий уровень значимости в процентах. В таблице также приведена полученная оценка темпа потери массы компонентой WR. Для ее вычисления необходимо знать абсолютное значение скорости в заданной точке ветра (например, на расстоянии r_0). В случае использования β -закона V_0 была вычислена для принятой величины $V_{\infty} = 1800$ км/с. Для моделей со степенным законом V_0 не может быть определена из самой модели и потому была зафиксирована равной 200 км/с, что приблизительно соответствует случаю β -закона.

Как видно из Рис. 2.15 и Табл. 2.2, ни одно из полученных решений не может сравниться по уровню невязки с решением, полученным в непараметрической модели. Это, очевидно, обусловлено меньшей гибкостью параметрической модели. Тем не менее, решения для степенного закона являются значимыми на уровне значимости 1-2% по крите-

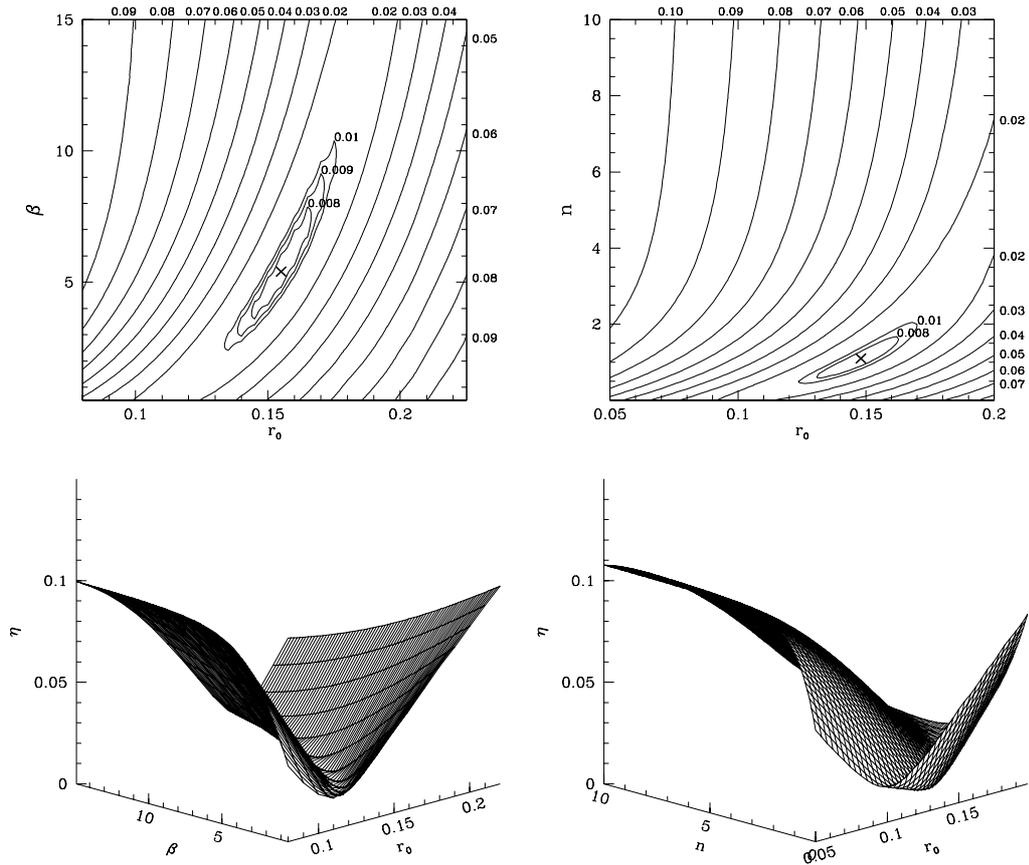


Рис. 2.13: Поверхности невязок для Модели 1 (в верхней части рисунка показаны изо уровни, рядом с каждым показана величина невязки). Слева: β -закон. Справа: степенной закон. На этом и следующем рисунке при рисовании нижней проекции использовалась разреженная сетка; реальная сетка, использованная в вычислениях, в несколько раз плотнее, что привело бы к сплошному зачернению рисунка.

рию χ^2 . Важно проследить причины систематических отклонений новых модельных кривых блеска от полученных с использованием непараметрического метода. С этой целью на Рис. 2.16 показано сравнение решений в Модели 1 на множестве выпукло-вогнутых функций и для β -закона. Сравнение ясно показывают причину бóльшей невязки в параметрической модели с β -законом: при $s > 0.8$ поглощение в непараметрических моделях практически отсутствует, в то время, как в текущей модели оно существенно отличается от нуля. В результате на орбитальных фазах, далеких от центра затмения, поглощение в текущей модели все еще заметно, приводя к увеличению потери блеска на этих фазах, и, как следствие, к увеличению невязки. β -закон просто не может обеспечить достаточно быстрое падение поглощения с расстоянием от звезды, проявляющееся в наблюдаемой кривой блеска. При этом, как видно из Рис. 2.15, маленькие значения β приводят к еще более выраженным крыльям затмения. Причина этого становится ясна из Рис. 2.17, на котором показана форма β -закона при различных значениях β . Как видно из рисунка, при малых β основной набор скорости ветра происходит вблизи от звезды. При больших

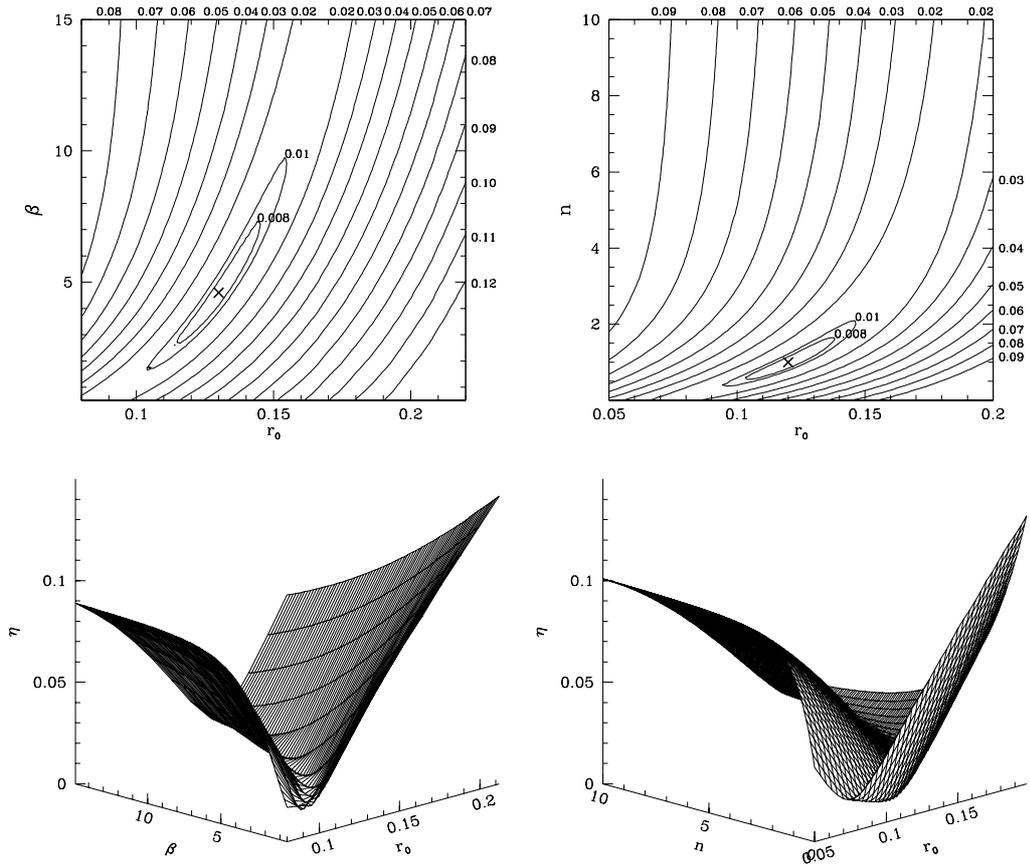


Рис. 2.14: Поверхности невязок для Модели 2. Слева: β -закон. Справа: степенной закон.

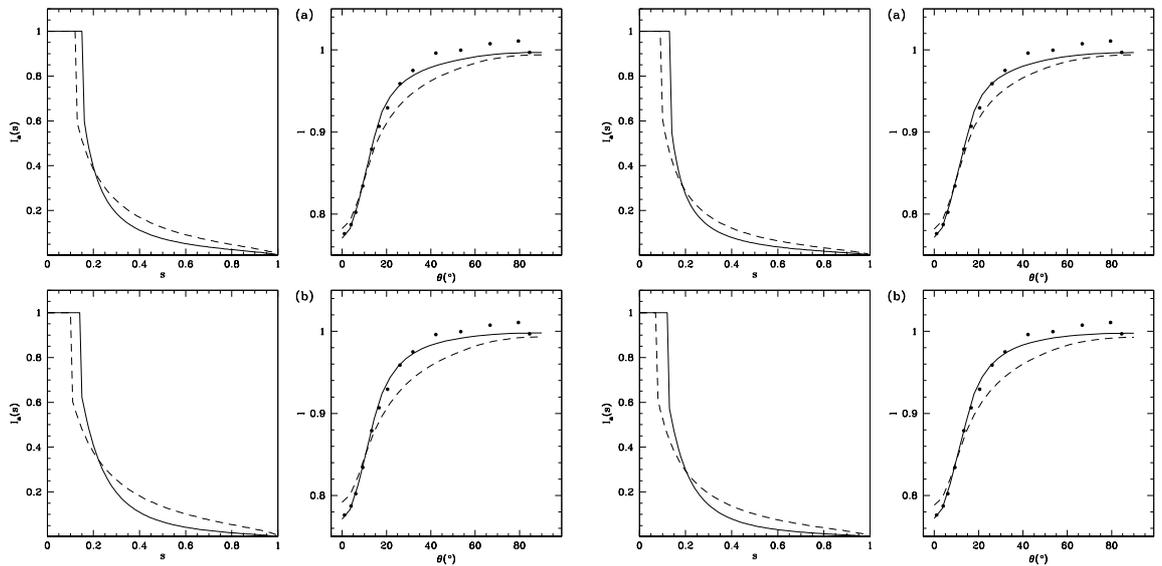


Рис. 2.15: Функции $I_a(s)$ и модельные кривые блеска для оптимальных параметров Моделей 1 (слева) и 2 (справа). (а): β -закон, (б): степенной закон. Для сравнения пунктирными линиями показаны оптимальные кривые блеска для $\beta = 1$ и $n = 0$ соответственно.

β ветер продолжает ускоряться даже вдали от звезды. Поскольку коэффициент линейного поглощения $\alpha(r) \sim 1/(r^2v(r))$, во втором случае относительное падение $\alpha(r)$ больше,

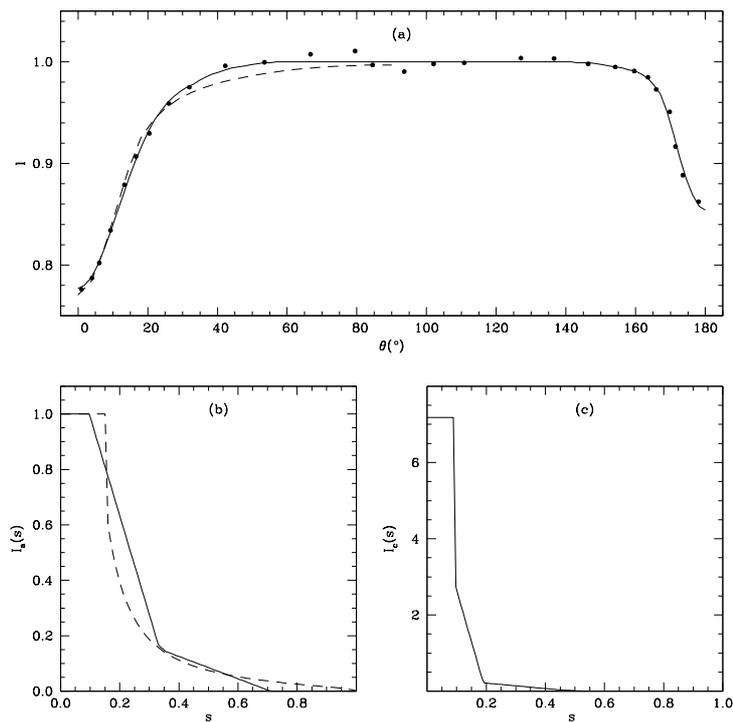


Рис. 2.16: Сплошной линией показано решение для Модели 1 на классе выпукло-вогнутых функций. Пунктирной линией показано решение, полученное в данном разделе для β -закона.

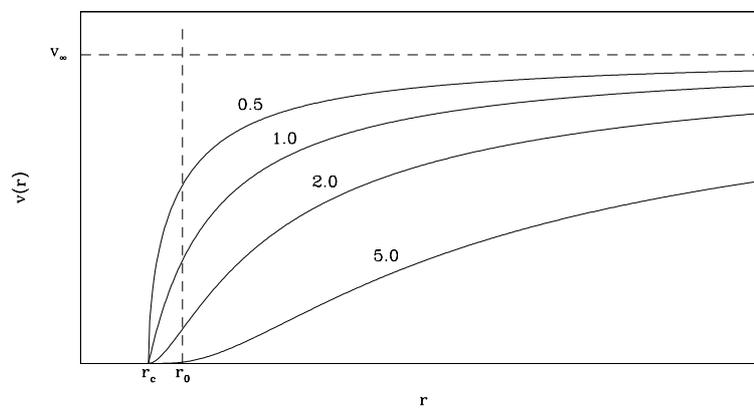


Рис. 2.17: β -закон для различных величин β .

чем в первом. Таким образом, полученный результат показывает, что β -закон является не слишком хорошей аппроксимацией реального поля скоростей в ветре звезды WR. Если его все-таки использовать как аппроксимацию эмпирической скорости, параметр β оказывается существенно бóльшим 1.

Эмпирические функции скорости ветра, полученные в предыдущем разделе, рассматривались нами с осторожностью, поскольку были результатом последовательного решения двух некорректных задач. Текущий анализ, однако, доказывает значимость выводов этого раздела. Небольшие значения $\beta \sim 1$ (при которых происходит быстрое уменьшение

ускорения вещества) отвергаются просто потому, что в этом случае модельное затмение существенно шире наблюдаемого. Поскольку этот вывод основан, в сущности, только на ширине главного минимума, он представляется весьма обоснованным.

Дополнительным подтверждением вышесказанного является относительно лучшая аппроксимация наблюдаемой кривой блеска в моделях со степенным законом. Этот закон обеспечивает бóльшую величину ускорения на большом расстоянии от центра звезды WN5 по сравнению с β -законом. Примечательна близость полученных в настоящей работе величин n в моделях со степенным законом $v(r)$ и показателей степени, полученных в предыдущем разделе при аппроксимации эмпирических $v(r)$ степенным законом.

Указания на то, что вещество в ветре звезды WR может разгоняться более равномерно, чем в общепринятой модели (в терминах β это означает бóльшие значения этого параметра), приводились и другими авторами (например Koenigsberger, 1990; Lépine, Moffat, 1999). Этот вывод имеет важное значение для понимания механизма ускорения вещества в ветре звезды WR.

Важно проверить, не влияет ли процедура ректификации кривой блеска на результаты решения параметрической обратной задачи. С этой целью вычисления были повторены для не ректифицированной кривой блеска $\lambda 4244\text{\AA}$ в Модели 1 для β -закона. В результате получены следующие величины параметров модели: $r_0 = 0.155$, $\beta = 4.3$, $\eta_1 = 0.0059$, $\chi_{\nu,0}^2 = 2.56$, $P(\chi_{\nu}^2 > \chi_{\nu,0}^2) = 0.2\%$. Сравнение соответствующей теоретической кривой блеска с наблюдаемой приведено на Рис. 2.18(а). Очевидно, что вывод, полученный ранее для ректифицированной кривой, мало чувствителен к процедуре ректификации.

Как было сказано выше, параметр R_* сильно коррелирует с β в случае использования β -закона. Например, уменьшение R_* (при фиксированных r_0 , β) ведет к уменьшению диапазона изменения $v(r)$ при $r > r_0$, что также может быть достигнуто при фиксированных r_c , r_0 уменьшением β . Таким образом, чтобы скомпенсировать эффект от уменьшения R_* , нужно увеличивать β , и наоборот. Конечно, как следует из формулы β -закона, эта компенсация не является абсолютной. Для демонстрации характера корреляции мы повторили вычисления в модели 1 для β -закона, задав величины $R_* = 0.02$ и $R_* = 0.15$ (напомним, что принятая в основных вычислениях величина R_* равна 0.05, или $\sim 2R_{\odot}$). Для $R_* = 0.02$ ($\sim 0.8R_{\odot}$) оптимальные параметры модели $r_0 = 0.15$, $\beta = 13.6$ при $\eta = 0.0066$, $\chi_{\nu,0}^2 = 3.18$, $P(\chi_{\nu}^2 > \chi_{\nu,0}^2) = 0.015\%$. Для $R_* = 0.15$ ($\sim 5.7R_{\odot}$) $r_0 = 0.165$, $\beta = 0.95$ при $\eta = 0.0072$, $\chi_{\nu,0}^2 = 3.78$, $P(\chi_{\nu}^2 > \chi_{\nu,0}^2) = 0.0009\%$. Из приведенных результатов видно, что слабая зависимость невязки от выбора параметра R_* присутствует. Отметим, однако, что в этих моделях были взяты экстремально малая и большая величины R_* . В случае более реалистичных промежуточных значений выбор между разными комбинациями R_* и β оказался бы невозможным. Поэтому мы полагаем, что выбор фиксированной величины R_* , согласующийся с современными представлениями о гидростатических радиусах звезд WR, является оправданным.

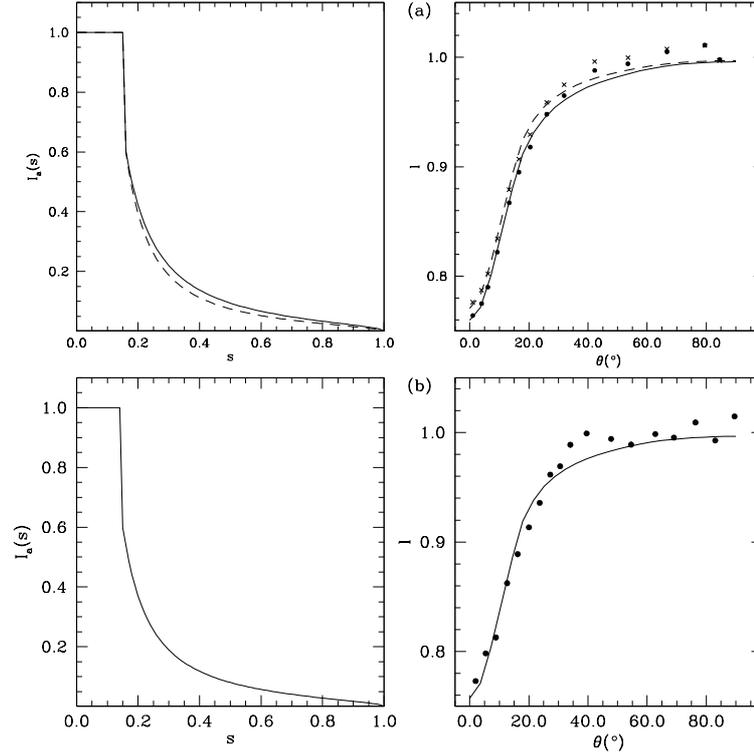


Рис. 2.18: (а): функции $I_a(s)$ и модельные кривые блеска (сплошная линия) для оптимальных параметров Модели 1, β -закон, не ректифицированная кривая блеска $\lambda 4244\text{\AA}$ (точки). Для сравнения пунктирными линиями показано оптимальное решение для ректифицированной кривой блеска с Рис. 2.15 (наблюдаемая ректифицированная кривая показана крестиками). (б): оптимальное решение для кривой блеска $\lambda 4789\text{\AA}$. Параметры решения приведены в тексте.

Как видно из только что изложенного, с увеличением R_* оптимальная величина β уменьшается. Было бы, однако, неверным утверждать, что ускорение вещества в ветрах звезд WR может быть описано маленькими величинами β , если положить гидростатические радиусы звезд достаточно большими. Последняя из рассчитанных моделей имеет существенно бóльшую невязку по сравнению с основными моделями и соответственно отвергается на значительно более низком уровне значимости.

Мы также проверили устойчивость наших результатов по отношению к изменению наблюдаемой кривой блеска. Решение обратной задачи интерпретации ректифицированной кривой блеска в континууме $\lambda 4789\text{\AA}$ в рамках Модели 1 для параметрического β -закона с $R_* = 0.05$ привело к результатам, весьма близким к предыдущим: $r_0 = 0.145$, $\beta = 4.2$, $\eta = 0.0101$, $\chi_0^2 = 1.79$, $P(\chi^2 > \chi_0^2) = 2.6\%$ (точность кривой блеска $\lambda 4789\text{\AA}$ в области главного минимума составляет около 0.008), $V_0 = 298\text{км/с}$, $\dot{M} = 6.6 \times 10^{-6} M_\odot/\text{год}$. Соответствующие наблюдаемая и теоретическая кривые блеска приведены на Рис. 2.18(б).

Таким образом, результаты нашего анализа показывают, что параметрическая модель неадекватна наблюдаемой кривой блеска: модель с β -законом отвергается по уровню значимости $0.02 \div 0.05\%$, а модель со степенным законом – по уровню значимости $1.2 \div 1.7\%$

(см. Табл. 2.2). Варьирование радиуса гидростатического ядра звезды WN5, использование не ректифицированной кривой блеска $\lambda 4244\text{\AA}$, а также решение обратной задачи для кривой блеска $\lambda 4789\text{\AA}$ показало, что уровень значимости, по которому отвергаются параметрические модели, меняется незначительно, и остается весьма малым. Это означает, что отвергая параметрическую модель, мы в очень редких случаях совершаем ошибку первого рода, то есть отвергаем правильную модель.

Это дает нам веские основания заключить, что отклонения эмпирического закона $v(r)$, полученного в результате использования непараметрического метода, от β -закона, реальны и не связаны с погрешностями, вносимыми последовательным решением двух некорректных задач.

Полученный результат приводит к выводу о том, что вещество ветра звезды WN5 продолжает ускоряться на значительных расстояниях от ее ядра. В терминах β -закона (отвергаемого нашей моделью, но де-факто широко используемого) это означает, что величина β превышает 1. В работах Hillier, Miller (1999), Lépine et al. (2000) была предложена альтернативная модель изменения скорости вещества в атмосфере WR:

$$v(r) = V_0 + (V_\infty - V_{ext} - V_0)(1 - R_*/r)^{\beta_1} + V_{ext}(1 - R_*/r)^{\beta_2}$$

Эта комбинация двух β -законов позволяет варьировать ускорение ветра на больших расстояниях от звезды. Относительная важность членов с β_1 и β_2 регулируется параметром V_{ext} . При маленьких V_{ext} ускорение в основном происходит вблизи ядра звезды WR, а при больших – на больших расстояниях. В работе Lépine et al. (2000) для звезды WR135 (HD 192103, WC8) были приняты $\beta_1 = 1$ и $\beta_2 = 10$, и для $R_* = 2R_\odot$ получено оптимальное значение $V_{ext} = 900$ км/с (V_∞ у этой звезды равна 1400 км/с).

Хотя можно было бы попытаться использовать указанный закон в нашей модели, мы не делали этого, поскольку число свободных параметров модели возросло бы до 5 (полагая, что V_∞ известно, и принимая фиксированное значение R_*). Очевидно, что новая форма закона $v(r)$ сконструирована таким образом, чтобы увеличить ускорение на больших расстояниях от звезды WR, что предсказывает наш текущий анализ. В этом случае наблюдательная кривая блеска, скорее всего, может быть описана моделью удовлетворительно, что, конечно, не будет служить доказательством ее правильности. Целью данной работы было проверить, можно ли со стандартным β -законом удовлетворительно описать наблюдаемые кривые блеска. Ответ на этот вопрос оказался отрицательным. Оптимальное решение проблемы $v(r)$, на наш взгляд, после этого должно заключаться в создании самосогласованной газодинамической модели движения вещества ветра.

В заключение отметим, что величины темпа потери массы \dot{M} звездой WN5, определенные нами независимо из кривой блеска $\lambda 4244\text{\AA}$ (см. Табл. 2.2) близки к значению $\dot{M} \simeq 7 \times 10^{-6} M_\odot/\text{год}$, определенному из удлинения орбитального периода V444 Cyg

(Халиуллин, 1974; Antokhin, Marchenko, Moffat, 1995) и из данных об изменении поляризации St-Louis et al. (1993). Несколько меньшие значения \dot{M} в нашем случае могут быть обусловлены тем, что использованные нами параметрические законы для $v(r)$ неадекватны наблюдаемой кривой блеска V444 Cyg. Следует отметить, что как наш анализ, так и анализ в цитированных работах не зависит от неоднородностей ветра WR. В нашем анализе использованы узкополосные кривые блеска V444 Cyg в оптическом континууме, где сечение электронного рассеяния зависит от первой степени плотности вещества. Аналогична ситуация с оценками \dot{M} из поляриметрических данных. Динамические оценки \dot{M} по изменению орбитального периода также не зависят от неоднородностей ветра. Ситуация принципиально иная в радио диапазоне, где основным механизмом поглощения света является свободно-свободное поглощение, пропорциональное квадрату плотности вещества. Как известно из математики, среднее квадратов величин (в данном случае средний квадрат плотности) больше, чем квадрат среднего. В результате для одинакового количества вещества в ветре \dot{M} окажется больше, если это вещество не однородно, а состоит из большого числа плотных сгустков с разреженной средой между ними. Определения \dot{M} из радио данных, как правило, дают величины, в три-четыре раза превышающие те, что получены методами, не зависящими от неоднородностей вещества ветра.

2.2 ВАТ99-129 – непараметрический метод

Затменная двойная система ВАТ99-129 в Большом Магеллановом Облаке – одна из немногих известных внегалактических затменных двойных систем, содержащих компоненту WR. В работе Foellmi, Moffat, Marchenko (2006) был проведен детальный анализ спектральных наблюдений этой звезды. Ее спектральный класс был определен как WN3(h)a+O5 V, орбитальный период $P = 2^d.7689 \pm 0^d.0002$. Орбита системы, вероятнее всего, круговая (в указанной работе эксцентриситет был принят равным нулю). Размер орбиты (с точностью до $\sin i$) $a \sin i = 27.9R_{\odot}$. Отношение оптических потоков компонент на внезатменных фазах было определено спектрофотометрически двумя методами. Его среднее значение $F_{WR}/F_O = 0.34 \pm 0.2$. Оценки радиусов и эффективных температур компонент O и WR, данные в Foellmi, Moffat, Marchenko (2006), следуют из рассмотрения эволюционного статуса компонент и соответствующих модельных характеристик, и носят приблизительный характер. Эффективная температура компоненты O была принята равной $T_{eff} = 43\,000K$, ее радиус может меняться от 8.8 до $10.5R_{\odot}$. Авторы отмечают, что звезда O может в действительности принадлежать к подклассу O6 и таким образом иметь меньший радиус. Температура компоненты WR оценена в $71\,000K$, радиус, соответствующий Росселандовой оптической толще 20, $R_* = 4.7R_{\odot}$. Эти оценки радиусов, а также предполагаемых масс компонент, приводят авторов к заключению, что угол наклона орбиты в системе может составлять около 60° или более.

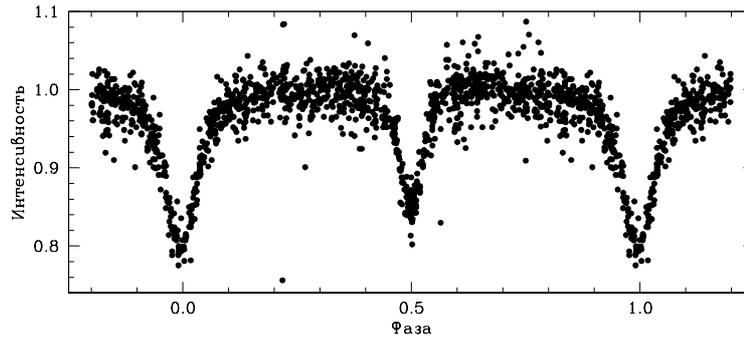


Рис. 2.19: Кривая блеска VAT99-129 по данным эксперимента MACHO, индивидуальные измерения. Кривая пересчитана в относительные интенсивности, нормированные на максимум, определяемый средней интенсивностью между фазами 0.3 и 0.35.

VAT99-129 - один из объектов, попадающих в поле зрения телескопа эксперимента MACHO (Massive Compact Halo Objects)⁷. В ходе эксперимента проводился многолетний фотометрический мониторинг миллионов объектов, находящихся в Большом Магеллановом Облаке и Галактике. Мониторинг осуществлялся в двух цветовых каналах, обеспечиваемых дихроичным фильтром. Область чувствительности голубого канала - приблизительно 4500 – 5900Å, красного – 5900 – 7800Å. Система VAT99-129 наблюдалась в обеих полосах в течение более, чем 7 лет с 1992 года. Общее число индивидуальных измерений в голубом канале – 877, в красном – 461. Анализ соответствующих кривых блеска не выявил сколько-нибудь значимых отличий в их форме. Поэтому для анализа кривой блеска мы объединили данные обоих каналов в одну кривую блеска. Индивидуальные измерения VAT99-129, свернутые с периодом, приведенным выше, и начальной эпохой $E_0[HJD] = 2448843.8935$ из Foellmi, Moffat, Marchenko (2006), показаны на Рис. 2.19.

Внезатменный блеск VAT99-129 регулярно переменен с амплитудой около 1 – 2% (Рис. 2.19). Это означает, что форма компонент системы не вполне сферическая, а также может свидетельствовать о взаимном прогреве компонент. Наша методика решения кривой блеска не учитывает этих факторов. В классической теории затменных переменных в таких случаях используется ректификация кривой блеска (Russell, Merrill, 1952). В случае VAT99-129 (одной из компонент которой является звезда WR) стандартные формулы ректификации, используемые для компонент системы (например, в модели эллипсоидов вращения), неприменимы. Тем не менее, мы можем получить эмпирические формулы ректификации, аппроксимируя внезатменный блеск системы формулой $l = a_0 + a_1 \cdot \cos \theta + a_2 \cdot \cos 2\theta$, где θ – фаза, выраженная в радианной мере (Russell, Merrill, 1952). Отдельным вопросом является выявление фаз начала и конца затмений. Следуя рекомендациям Russell, Merrill (1952), мы выбрали следующие интервалы фаз, в которых происходят затмения: 0.0–0.1 (главный минимум) и 0.4–0.5 (вторичный минимум). Аппроксимация внезатмен-

⁷Домашняя страница эксперимента находится по адресу <http://wwwmcho.anu.edu.au>.

Таблица 2.3: Средняя кривая блеска ВАТ99-129. 1-1 – потеря блеска на данной орбитальной фазе.

θ	1-1	σ	1-1	σ	θ	1-1	σ	1-1	σ
нерект.		рект.			нерект.		рект.		
Главный минимум					Вторичный минимум				
2.1528	0.1992	0.0024	0.1807	0.0025	0.5667	0.1495	0.0049	0.1491	0.0049
5.9982	0.1779	0.0035	0.1590	0.0036	2.7342	0.1405	0.0031	0.1401	0.0031
9.4967	0.1497	0.0063	0.1304	0.0064	5.0691	0.1178	0.0029	0.1174	0.0029
12.9269	0.1169	0.0058	0.0972	0.0059	9.0434	0.0919	0.0029	0.0916	0.0029
16.0841	0.0874	0.0035	0.0674	0.0036	12.5372	0.0575	0.0029	0.0573	0.0029
19.8393	0.0611	0.0049	0.0411	0.0050	16.2047	0.0244	0.0038	0.0243	0.0038
24.5390	0.0529	0.0024	0.0336	0.0024	23.1942	0.0091	0.0027	0.0092	0.0027
32.5004	0.0262	0.0021	0.0082	0.0021	33.1889	0.0055	0.0031	0.0060	0.0031
44.7968	0.0160	0.0017	0.0012	0.0017	44.8749	-0.0004	0.0014	0.0005	0.0014
62.3288	0.0082	0.0016	-0.0012	0.0016	62.8766	-0.0038	0.0015	-0.0029	0.0015
81.3507	0.0018	0.0015	-0.0024	0.0015	81.3796	0.0056	0.0015	0.0048	0.0015

ного блеска по методу наименьших квадратов дает величины $a_0 = 0.99311$, $a_1 = -0.01108$, $a_2 = -0.00462$. Для более объективной оценки достоверности полученных результатов мы применили описанную выше методику решения кривой блеска к обоим вариантам средней кривой блеска ВАТ99-129 – не ректифицированной и ректифицированной. Ниже оба варианта будут рассмотрены отдельно.

Как видно из Рис. 2.19, кривая блеска симметрична относительно фазы 0.5. По этой причине для дальнейшего анализа мы отразили правую часть кривой блеска в диапазоне фаз 0.5 – 1.0 симметрично относительно фазы 0.5, как для ректифицированной, так и для не ректифицированной кривых. После удаления выпадающих точек и усреднения индивидуальных измерений были получены средние кривые блеска в интервале фаз 0.0 – 0.5. Величины интервалов усреднения были подобраны так, чтобы средняя кривая оптимально описывала переменность блеска. Среднеквадратичная ошибка одной нормальной точки средней кривой блеска колеблется от 0.002 до 0.006. Нормальные точки средних кривых блеска и их погрешности приведены в Табл. 2.3. Фазы в таблице приведены в углах поворота системы (градусы) относительно центра текущего минимума.

Решение кривых блеска проводилось на множестве выпукло-вогнутых функций, с учетом опыта анализа кривой блеска V444 Cyg на функцию $I_a(s)$ было наложено дополнительное ограничение – радиус непрозрачной части ядра WR (где $I_a(s) = 1$) должен быть не меньше полуширины функции $I_c(s)$ на половине ее максимума. Тем самым обеспечивается согласованность ширин функций $I_c(s)$ и $I_a(s)$. В самом деле, очевидно, что центральная часть диска WR должна быть абсолютно непрозрачной. Вместе с тем, отсутствие такого ограничения может приводить к тому, что формально лучшее описание главного миниму-

ма может быть достигнуто для функции $I_a(s)$, не имеющей плоского участка при малых s . Обычно это случается при больших значениях угла наклона орбиты i . “Широкий” участок от центра диска, где функция $I_a(s) = 1$, увеличивает глубину теоретического главного минимума, и единственной возможностью уменьшить расхождение с наблюдаемой кривой блеска в этом случае является уменьшение высоты $I_a(s)$ до величин, меньших 1, уже на очень маленьких расстояниях от центра диска WR. Это и означает, что диск WR оказывается полупрозрачным уже вблизи от центра. Указанное ограничение позволяет преодолеть эту проблему.

Потеря блеска в центре вторичного минимума составляет $1 - l_2(0) = 0.14$. Наблюдаемый относительный поток компоненты WR $F_{WR} = 0.25$. Таким образом, достаточное условие применимости параметрического метода решения (диск звезды O перекрывает центр диска WR) выполняется: $1 - l_2(0) > \frac{1}{2}F_{WR}$.

Как отмечалось выше, объективная оценка достоверности полученных результатов (с использованием стандартных статистических критериев типа χ^2) в случае применения непараметрического метода довольно сложна. Это связано с тем, что характер связей между параметрами задачи не позволяет достоверно оценить число степеней свободы. Для того, чтобы на качественном уровне оценить результаты применения непараметрического метода, мы провели численный эксперимент. Нас интересует, насколько надежно метод позволяет определить геометрические параметры задачи r_O и i , а также неизвестные функции $I_c(s)$ и $I_a(s)$. С этой целью мы сконструировали тестовую задачу с симулированной кривой блеска. Задав разумные функции $I_c(s)$, $I_a(s)$ и значения r_O , i мы решили прямую задачу, получив таким образом точную кривую блеска без шума, для которой нам известно точное решение. Эта кривая была вычислена на тех же орбитальных фазах, что средняя кривая блеска BAT99-129. Затем из точной кривой были сгенерированы 100 кривых блеска с добавленным Гауссовским шумом ($\sigma = 0.003$, что примерно соответствует наблюдаемой погрешности кривой блеска BAT99-129). Каждая из этих кривых блеска решалась непараметрическим методом с ограничениями, описанными выше. Геометрические параметры r_O , i искались независимо для каждой кривой. Результаты решения уравнений Фредгольма (1.4) показаны на Рис. 2.20. Эксперимент позволяет сделать следующие выводы. Геометрические параметры системы определяются достаточно уверенно, отклонение от истинных значений составляют 2–5%. Достаточно надежно определяется также радиус непрозрачного ядра звезды WR (по форме $I_c(s)$ и $I_a(s)$). Величина $I_c(0)$, необходимая для определения яркостной температуры WR, определяется с большей погрешностью, причем вероятность переоценить истинную температуру выше, чем недооценить. Характерная погрешность $I_c(0)$: –40%, +100%.

BAT99-129 – сравнительно неизученная звезда WR, поэтому актуальной является задача определения яркостной температуры компоненты WR (для V444 Cyg она была определена уже в ранней работе Cherepashchuk, Eaton, Khaliullin, 1984). Используя полученную

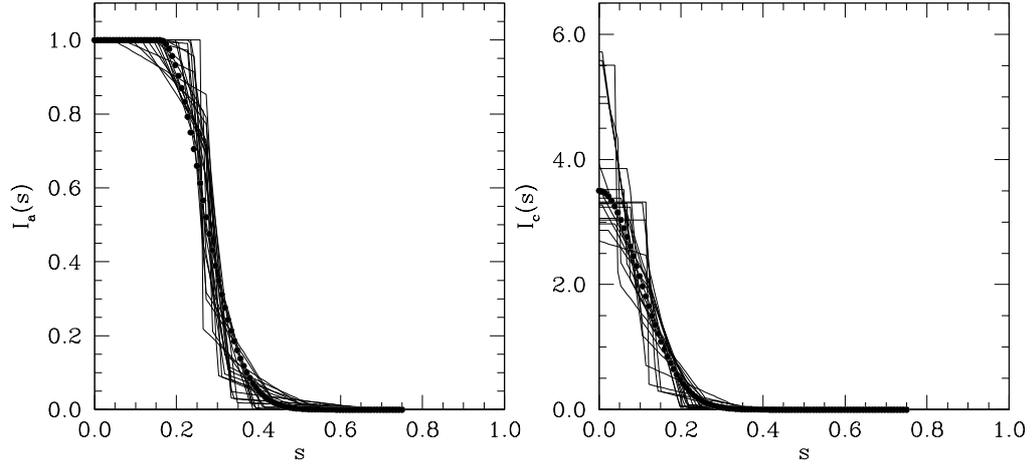


Рис. 2.20: Результаты решения тестовой задачи. Жирными черными точками показаны истинные функции $I_a(s)$ и $I_c(s)$. Сплошные линии – восстановленные функции для различных реализаций возмущенной входной кривой блеска. С целью избежать загромождения рисунка показано только 20 решений.

в результате решения задачи функцию $I_c(s)$ и задавая эффективную температуру звезды O в соответствии с ее спектральными классом, можно определить яркостную температуру центральных частей диска звезды WN3(h)a, которая характеризует температуру ее ядра (Гончарский, Черепашук, Ягола, 1978):

$$T_b(s, \lambda) = \frac{1.44}{\lambda \ln\left(\frac{1}{A} e^{1.44/\lambda T} + 1 - \frac{1}{A}\right)}, \quad (2.2)$$

$$A = \frac{\pi r_O^2 \left[1 - \frac{x(\lambda)}{3}\right] I_c(s, \lambda)}{1 - F_{WR}(\lambda)}$$

где $x(\lambda)$ – линейный коэффициент потемнения к краю компоненты O . Подчеркнем, что полученная таким образом величина $T_b(s, \lambda)$ не зависит от межзвездного поглощения, поскольку звезда O используется в данном случае как звезда сравнения и метод определения является дифференциальным.

Поверхность невязок для не ректифицированной кривой блеска показана на Рис. 2.21(a). Отметим, что каждой паре геометрических параметров r_O , i соответствует единственное значение относительного потока компонент. Зависимость теоретического F_{WR} от геометрических параметров показана на панели (b). Абсолютный минимум суммарной невязки $(\eta_1 + \eta_2)_{min} = 0.0079$ достигается при $r_O = 0.225$, $i = 77^\circ$ (отмечен на панели (a) крестиком). При этом относительный поток компоненты WR $F_{WR} = 0.377$.

Наблюдательное отношение потоков компонент системы $F_{WR}/F_O = 0.34 \pm 0.20$. Эта величина соответствует относительному потоку компоненты WR $F_{WR} = 0.25 \pm 0.11$. Геометрические параметры, соответствующие этому потоку, показаны на Рис. 2.21(a) жирной

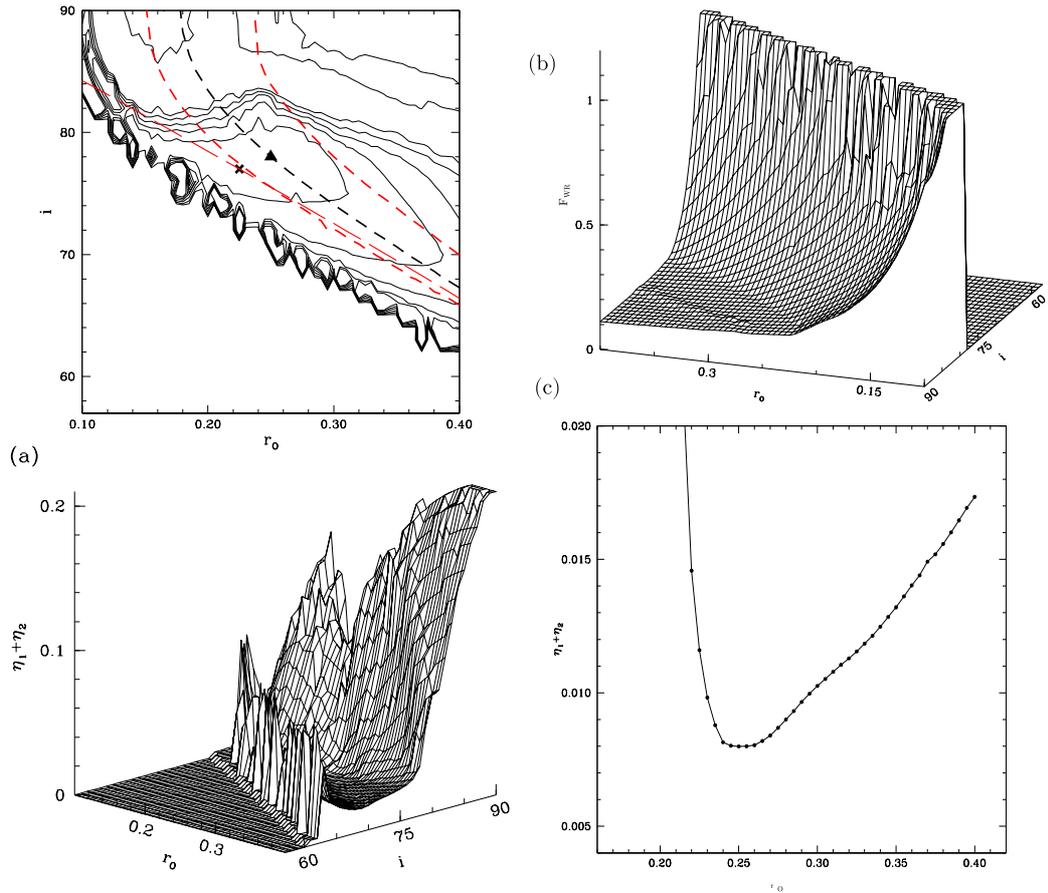


Рис. 2.21: (а) Поверхность невязок для не ректифицированной кривой блеска (вверху показаны изо уровни). Крестиком показано положение абсолютного минимума невязки. Пунктирная коричневая линия с длинными штрихами соответствует границе применимости метода уравнению $\cos(i) = r_O/a$. Центральная черная пунктирная линия с короткими штрихами соответствует фиксированному относительному потоку компоненты WR $F_{WR} = 0.25$. Треугольник отмечает положение минимума невязки вдоль этой линии. Красные пунктирные линии с короткими штрихами по бокам от центральной соответствуют фиксированной относительной светимости WR, отличающейся от номинальной на величину погрешности в сторону увеличения и уменьшения. Ближайшие к оптимальным решениям изо уровни, включающие обе пары геометрических параметров, имеют величины 0.010 и 0.015. (б) Зависимость относительного потока компоненты WR от геометрических параметров. (с) Суммарная невязка вдоль линии фиксированного потока $F_{WR} = 0.25$.

пунктирной линией с короткими штрихами (две пунктирные линии с короткими штрихами по бокам от нее соответствуют фиксированному относительному потоку WR, отличающимся от номинального на величину погрешности в сторону увеличения и уменьшения). Минимум суммарной невязки $\eta_1 + \eta_2$ вдоль этой линии (отмечен треугольником) равен 0.008 (см. также Рис. 2.21(с)). Этому минимуму соответствуют параметры $r_O = 0.25$, $i = 78^\circ.013$. Как видим, значение невязки в этой точке практически идентично невязке в абсолютном минимуме и лишь немногим превышают удвоенную среднюю ошибку наблю-

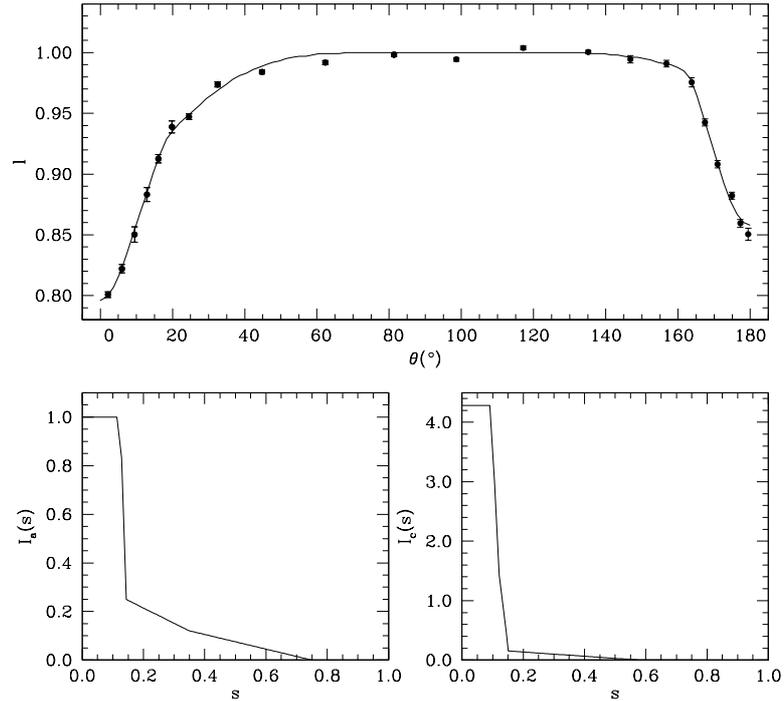


Рис. 2.22: Решение не ректифицированной кривой блеска для оптимальных значений геометрических параметров, при фиксированном относительном потоке WR.

даемой кривой блеска. Поэтому в качестве окончательного решения мы выбрали вариант, соответствующий фиксированному потоку компоненты WR $F_{WR} = 0.25$: $i = 78^\circ$, $r_O = 0.25$. Абсолютный размер орбиты, соответствующий данному углу наклона, равен $28.5R_\odot$.

Теоретическая кривая блеска и восстановленные функции $I_c(s)$, $I_a(s)$ для выбранного оптимального решения показаны на Рис. 2.22. Как видно из поведения функции $I_a(s)$, радиус непрозрачного ядра звезды WR составляет 0.13 размера орбиты ($3.7R_\odot$). Эта величина превышает типичный радиус гелиевого ядра WR, однако заметим, что в система BAT99-129 звезда WR имеет спектральный класс WN3(h), то есть в ее спектре присутствуют линии водорода. Такие звезды WR еще не проэволюционировали до стадии чисто гелиевого ядра и их радиусы больше. В следующем разделе мы покажем результаты анализа другой двойной системы со звездой WN7h, радиус которой также существенно превышает радиус гелиевого ядра проэволюционировавшей звезды WR.

Используя значение функции $I_c(0) = 4.28$, параметры звезды O, приведенные выше и полученные в результате решения задачи, а также относительный поток звезды WR, можно определить яркостную температуру центра диска звезды WR по формуле (2.2). Эта температура характеризует температуру ее ядра (собственно звезды WR). Длина волны в (2.2) была принята равной средней длине волны спектрального диапазона MACHO 6150Å. Яркостная температура ядра звезды WR оказывается равной $\sim 43\,000K$.

Поверхность невязок для ректифицированной кривой блеска показана на Рис. 2.23(a). Обозначения аналогичны Рис. 2.21. Как и в случае не ректифицированной кривой блес-

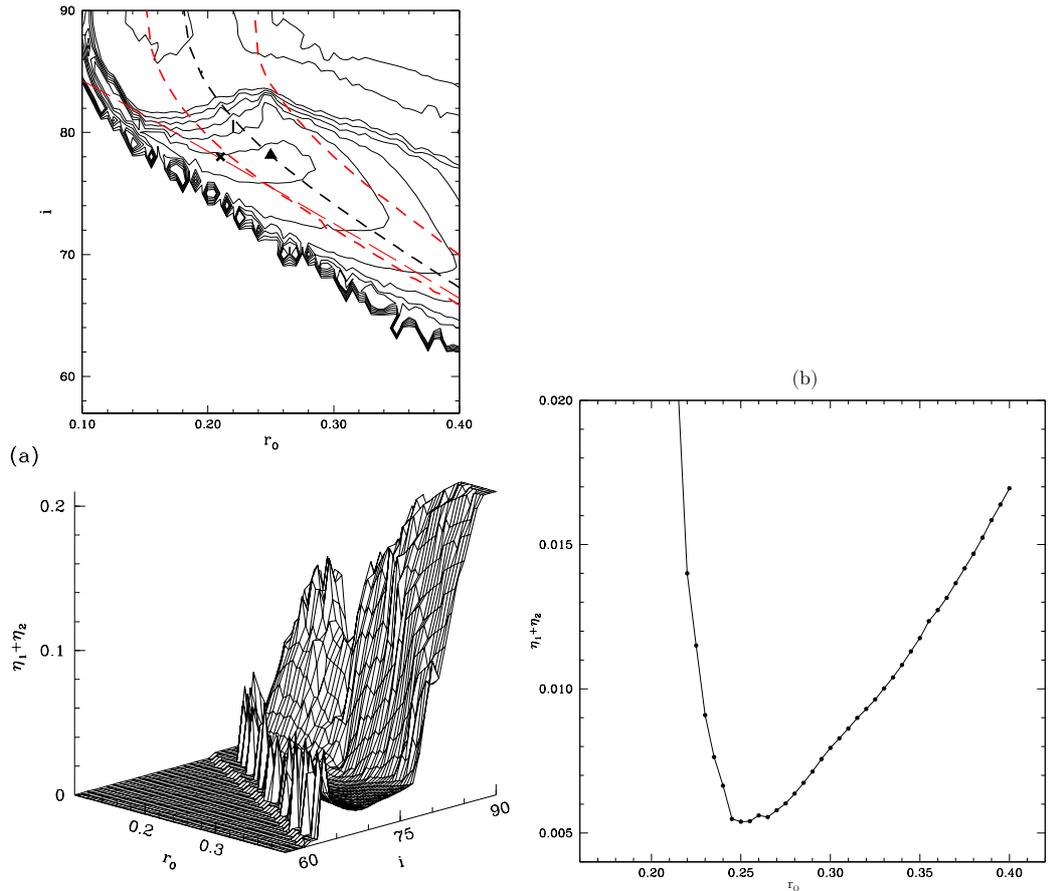


Рис. 2.23: (а) Поверхность невязок для ректифицированной кривой. Значение символов и линий аналогично Рис. 2.21. Ближайшие к оптимальному решению изо уровни имеют величины 0.006 и 0.010. (б) Суммарная невязка вдоль линии фиксированного потока $F_{WR} = 0.25$.

ка, геометрические параметры решений, выбранных по абсолютному минимуму невязок и по минимуму, соответствующему фиксированному потоку компоненты WR, несколько отличаются. При этом величины суммарных невязок в обоих случаях практически идентичны, абсолютный минимум составляет 0.0053, минимум при фиксированном потоке звезды WR – 0.0054 (см. также панель (b)). Эти величины несколько меньше удвоенной средней ошибки точек на средней кривой блеска. В качестве окончательного решения мы выбрали вариант, соответствующий фиксированному потоку компоненты WR $F_{WR} = 0.25$: $i = 78^\circ.14$, $r_0 = 0.25$. Теоретическая кривая блеска и функции $I_c(s)$, $I_a(s)$ для выбранного оптимального решения показаны на Рис. 2.24. Радиус непрозрачного ядра звезды WR составляет 0.12 размера орбиты ($3.4R_\odot$). Яркостная температура компоненты WR в этом случае равна $45\,000\text{K}$ ($I_c(0) = 4.52$).

Ранее говорилось о проблемах оценки возможной погрешности полученного решения. Очень грубо неопределенность геометрических параметров можно оценить по изо уровню, величина которого соответствует наблюдаемой ошибке. При этом следует также учитывать ошибку наблюдательного значения F_{WR} . Область на плоскости r_0 , i , в пределах ко-

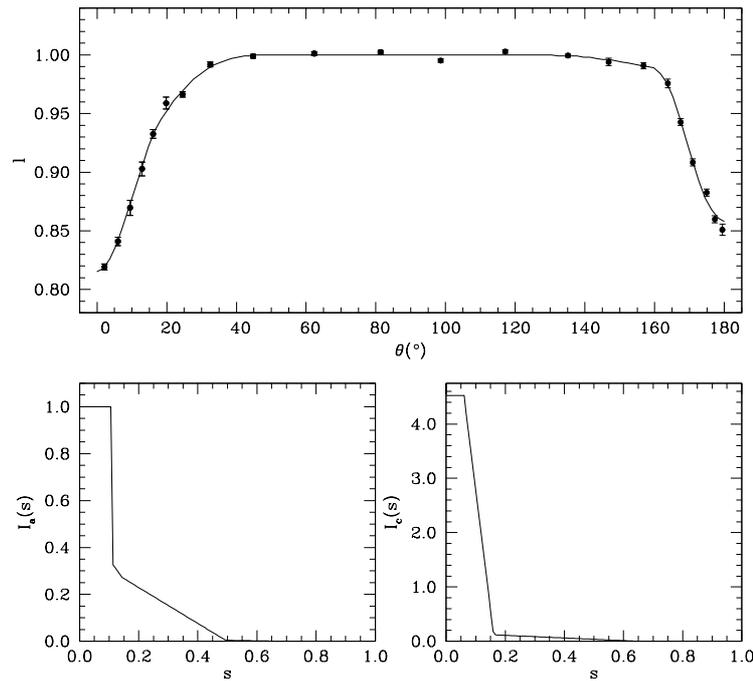


Рис. 2.24: Решение ректифицированной кривой блеска для оптимальных значений геометрических параметров, при фиксированном относительном потоке WR.

торой нормированная невязка не превышает наблюдаемой, а F_{WR} находится в пределах, определяемых наблюдательной величиной и ее погрешностью, соответствует интервалам $76^\circ.0 \leq i \leq 79^\circ.5$ и $0.21 \leq r_O \leq 0.30$.

Для того, чтобы оценить неопределенность полученного нами радиуса непрозрачного ядра звезды WR и яркостной температуры в центре ее диска, мы поступили следующим образом. Задача была решена для двух фиксированных значений относительного потока звезды WR: 0.36 и 0.14, полученных увеличением и уменьшением наблюдаемой величины на ее погрешность. Затем был найден минимум невязки вдоль каждой линии фиксированного потока, аналогично тому, как это было сделано для $F_{WR} = 0.25$. Две полученные точки на плоскости r_O , i находятся в пределах прямоугольника ошибок, приведенного в предыдущем параграфе, на его противоположных краях. Решение задачи в этих точках приводит к следующим значениям радиуса WR и ее яркостной температуры: радиус равен 0.1 и 0.15 (2.8 и $4.3R_\odot$), температура – $49\,000K$ и $43\,000K$ соответственно для $F_{WR} = 0.14$ и 0.36. Очень грубо, учитывая оговорки, сделанные ранее, можно принять эти интервалы как оценки ошибок соответствующих параметров.

В принципе функция $I_a(s)$ может быть использована для восстановления поля скоростей в ветре WR. Однако мы не проводили такой анализ в данной работе из-за большой неопределенности получаемых результатов. Для проведения такого анализа желательно проведение высокоточных узкополосных наблюдений ВАТ99-129 в континууме. Однако,

поскольку система является относительно мало изученной, представляется интересным обсудить полученные нами результаты в связи с ее эволюционным статусом. С этой целью вначале суммируем итоги текущей работы, касающиеся параметров компонент системы:

1. Наиболее вероятная величина угла наклона орбиты системы составляет 78° . Вероятный диапазон неопределенности этого угла: $76^\circ - 79^\circ.5$. Используя результаты Foellmi, Moffat, Marchenko (2006), где получен радиус орбиты $a \sin i = 27.9 R_\odot$, $M_{WR} \sin^3 i = 14 \pm 2M_\odot$, $M_O \sin^3 i = 23 \pm 2M_\odot$, можно оценить абсолютные параметры системы: $a = 28.5R_\odot$, $M_{WR} = 15 \pm 2M_\odot$, $M_O = 24.6 \pm 2M_\odot$.
2. Наиболее вероятный радиус звезды O составляет 0.25 расстояния между компонентами, что в абсолютных единицах равно $7.12R_\odot$. Вероятная неопределенность этого радиуса – от 0.21 до 0.30, что в абсолютных единицах соответствует $6.0 - 8.6R_\odot$. При эффективной температуре звезды $43\,000K$, ее болометрическая светимость оказывается равной $\lg L_O/L_\odot = 5.18$.
3. Наиболее вероятный радиус непрозрачного ядра звезды WR составляет 0.12 размера орбиты ($3.4R_\odot$). Вероятная погрешность – 0.10 – 0.15 ($2.8 - 4.3R_\odot$).
4. Яркостная температура ядра WR составляет $45\,000K$ (погрешность $43\,000 - 49\,000K$). Напомним, что эта погрешность носит чисто формальный характер. Численные эксперименты, упоминавшиеся выше, показывают, что возможная погрешность может достигать десятков процентов, вероятность переоценить температуру выше, чем недооценить. Оптимальное значение температуры, полученное нами, соответствует результатам моделирования спектров одиночных звезд WR (Hamann et al., 2019) и нашим результатам по системе V444 Cyg.

Малый радиус непрозрачного ядра звезды WR ($3.4R_\odot$ при массе $15M_\odot$), а также высокая яркостная температура ядра подтверждают статус этой звезды как проэволюционировавшего остатка массивной горячей звезды. Превращение первоначально более массивной компоненты двойной системы в звезду WR может происходить двумя путями (см., например, Масевич, Тутуков, 1988). В первом варианте звезда теряет большую часть своей массы через звездный ветер. Это вещество покидает систему, его аккреция на спутник пренебрежимо мала. Обе компоненты эволюционируют в сущности так же, как если бы они были одиночными звездами. Во втором варианте более массивная звезда в процессе эволюции заполняет свою критическую полость Роша и в системе происходит так называемый первичный обмен масс. Вещество более массивной компоненты перетекает на спутник. В широких системах обмен консервативен – вещество не покидает систему. В очень тесных системах, в результате перетекания вещества на менее массивную компоненту она также

может заполнить свою критическую полость Роша и система на некоторое время становится контактной. При этом образуется общая оболочка, часть вещества может покинуть систему, унося долю ее углового момента.

Foellmi, Moffat, Marchenko (2006) приводят аргументы в пользу того, что эволюция системы происходила путем обмена масс, и более того, проходила через контактную стадию. Во-первых, скорость потери массы компонентой WR через ее звездный ветер слишком мала, чтобы объяснить общую потерю массы за время эволюции только этим ветром. Во-вторых, период (и, следовательно, размеры орбиты) системы очень мал. При перетекании вещества без контактной фазы (консервативный случай) период и размер орбиты увеличиваются. Оценки показывают, что первоначальный период системы в сценарии бесконтактного обмена масс должен был быть менее 2 дней, что крайне маловероятно. В случае контактного обмена период системы и размер орбиты, наоборот, уменьшаются. Поскольку Foellmi, Moffat, Marchenko (2006) был неизвестен угол наклона орбиты системы, в своих оценках они исходили из неких “типичных” для данного спектрального класса значений масс компонент двойной системы, их исходных масс и т.п.

Надежная оценка значения угла наклона орбиты BAT99-129, полученная нами, дает возможность уточнения этой аргументации. Предположим, что в системе происходил бесконтактный консервативный первичный обмен масс. В этом случае, как показали Тутуков, Юнгельсон, Кляйман (1973), масса гелиевого остатка проэволюционировавшей массивной звезды (WR) связана с исходной массой ее прародителя приблизительным соотношением $M_{\text{He}} \simeq 0.1M_{\odot}^{1.4}$. Применяя эту формулу, получим, что исходная масса прародителя звезды WR составляла $36M_{\odot}$. Таким образом, потеря массы звездой WR за все время ее эволюции составляет около $21M_{\odot}$. Тогда, поскольку обмен масс консервативен, исходная масса компоненты O должна составлять всего $4M_{\odot}$, что невероятно. Эти оценки показывают, что обмен масс не мог быть консервативным, часть вещества должна была покинуть систему. Образование звезды WR по первому сценарию, отмеченному выше (через потерю вещества с помощью звездного ветра), также представляется невероятным. Согласно Meunet, Maeder (2005), минимальная исходная масса звезды, которая может превратиться в звезду WR (с учетом вращения и для металличности БМО $Z = 0.008$), равна $25M_{\odot}$. При такой исходной массе звезда, прежде, чем стать звездой WR, проходит через стадию сверхгиганта, что в тесной двойной системе, подобной BAT99-129, неизбежно приведет к контактной стадии обмена. Прародитель WR большей массы (скажем, $\geq 50M_{\odot}$), при которой стадия сверхгиганта в эволюции звезды отсутствует, в системе BAT99-129 маловероятен. В этом случае неизбежна потеря системой значительной части вещества и образование околозвездной туманности. Вместе с тем, в спектре BAT99-129 небулярные линии пока не обнаружены (Foellmi, Moffat, Marchenko, 2006). Представляется наиболее правдоподобным, что исходная масса прародителя WR была умеренной, не более $40M_{\odot}$, часть ее была выброшена из системы на стадии контактного обмена масс, однако эта часть сравнительно

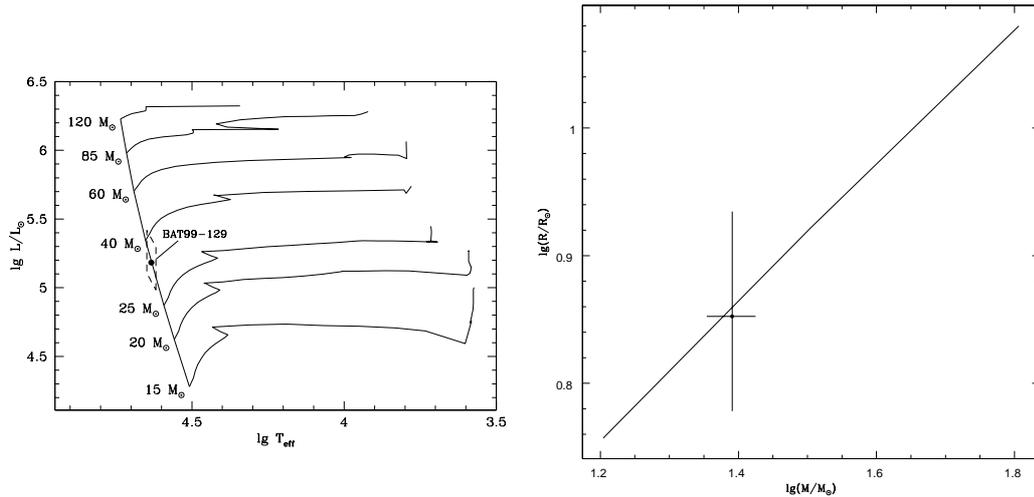


Рис. 2.25: Слева: эволюционная диаграмма для массивных звезд из Meynet et al. (1994). Металличность $Z = 0.008$. Эволюционные треки самых массивных звезд показаны не полностью с целью избежать загромождения рисунка. Жирной точкой показано положение компоненты O системы BAT99-129. Пунктирной линией показана вероятная область ошибки. Справа: теоретическая зависимость масса – радиус для звезд НГП. Показано положение компоненты O в системе BAT99-129.

мала и не наблюдается. Окончательно этот вопрос можно будет решить после получения высокоточных спектров системы с высоким спектральным разрешением.

Если с параметрами и эволюционным статусом компоненты WR все кажется более или менее ясным, то ситуация с компонентой O менее однозначна. На левой панели Рис. 2.25 показано положение этой компоненты на эволюционной диаграмме для массивных звезд, взятой из Meynet et al. (1994). Пунктирной линией показана вероятная область ошибки (см. ниже). Используются эволюционные треки для металличности $Z = 0.008$, соответствующей Большому Магелланову Облаку. Отметим, что эти модели не учитывают вращения звезд. Модели с вращением были рассмотрены в более поздних работах (см., например, Meynet, Maeder, 2000). К сожалению, эволюционные треки с вращением для металличности БМО не опубликованы. В любом случае, положение Начальной Главной последовательности (НГП) на эволюционной диаграмме слабо зависит от вращения (Meynet, Maeder, 2000). Звезда находится точно на НГП. При этом ее температура и светимость соответствуют звезде НГП массой около $35M_{\odot}$, в то время, как наблюдаемая масса составляет лишь $25M_{\odot}$. Напомним, что наблюдаемая масса получена из достаточно надежной спектральной оценки $M_{\odot} \sin^3 i = 23M_{\odot}$ в Foellmi, Moffat, Marchenko (2006) и оценки угла наклона орбиты, полученной в настоящей работе. Для того, чтобы масса звезды O была равна $35M_{\odot}$, угол наклона орбиты должен составлять около 60 градусов, что абсолютно исключается нашим анализом.

Согласно Meynet et al. (1994), звезда НГП с массой $25M_{\odot}$ при металличности $Z = 0.008$

имеет температуру $39\,000\text{K}$ и светимость $\lg L_{\text{O}}/L_{\odot} = 4.87$. Налицо избыток светимости и слишком высокая температура компоненты O в системе ВАТ99-129. При этом чрезвычайно интересно то, что масса и радиус компоненты O идеально согласуются с теоретической зависимостью масса-радиус для звезд НГП (Тутуков, Юнгельсон, Кляйман, 1973). Положение компоненты O на графике этой зависимости показано на правой панели Рис. 2.25. Мы видим три принципиально возможных объяснения избытков светимости и температуры O:

1. Большая неопределенность T_{eff} и L_{O} , используемых нами. Показанная на Рис. 2.25 область ошибок получена следующим образом. Неопределенность T_{eff} принята равной 1500K . Это значение – типичная *внутренняя* точность калибровки шкалы температур, получаемой путем сравнения конкретной модели атмосфер со спектрами реальных звезд. К сожалению, модели, используемые разными авторами, показывают систематические отличия, иногда существенно превышающие внутреннюю точность. Как отмечается в Massey et al. (2005), это связано с тем, что анализ разных линий (и спектральных областей) приводит к разным результатам. В результате, “шкала абсолютных эффективных температур звезд O будет, вероятно, пересмотрена в будущем” (Massey et al., 2005). Помимо проблем с моделями атмосфер, температуры разных звезд одного спектрального подтипа могут существенно отличаться даже при использовании одной конкретной модели атмосферы (Herger, 2003). Все это позволяет рассматривать границы показанной области ошибок по T_{eff} как минимальную оценку. С другой стороны, указанные недостатки современных моделей атмосфер, вероятно, оказывают влияние и на положение НГП на эволюционной диаграмме, так что, вполне возможно, что *относительное* положение звезды O на этой диаграмме не слишком изменилось бы при использовании другой калибровки температур.

Границы области ошибок, определяемые возможной погрешностью радиуса звезды O (верхняя и нижняя линии области), соответствуют радиусам 6.0 и $8.6R_{\odot}$. Хотя, как неоднократно отмечалось выше, этот интервал не связан с какими-либо формальными статистическими критериями, представляется крайне маловероятным, что радиус звезды O выходит за его границы. Резюмируя, можно заключить, что, хотя эта причина не может быть отвергнута, она представляется не очень вероятной.

2. В действительности компонента O относится не к подтипу O5, а к подтипу O6. Возможность этого допускается в Foellmi, Moffat, Marchenko (2006). Тогда ее температура и светимость оказываются заметно ниже. Для того, чтобы положение компоненты O ВАТ99-129 на Рис. 2.25 совпало с начальной точкой трека для звезды с массой $25M_{\odot}$, необходимо, чтобы ее температура составляла $T_{\text{O,eff}} = 39\,000\text{K}$, а радиус $R_{\text{O}} = 6.0R_{\odot}$. Температура $39\,000\text{K}$ характерна для Галактических звезд O6 и кажется несколько низкой для звезды O6 из БМО (см., однако, замечания выше).

Значение радиуса, хотя и находится на нижней границе вероятного интервала ошибок, полученного нами, также кажется несколько заниженным. Окончательно эту возможность можно будет проверить после получения и анализа высококачественных спектров ВАТ99-129, которые позволят уточнить спектральную классификацию.

3. В процессе первичного обмена масс, внешние слои компоненты О оказываются обогащенными продуктами термоядерного горения прародителя компоненты WR. Это вызывает вынужденное перемешивание (Vanbeveren, De Loore, 1994), которому способствует также увеличившаяся скорость вращения компоненты О из-за переноса на нее углового момента первичной компоненты. Foellmi, Moffat, Marchenko (2006) отмечают, что ширина спектральных линий компоненты О указывает на ее асинхронное вращение. Таким образом, эта компонента может представлять собой химически однородную звезду, обогащенную продуктами CNO-цикла. Как показано в Тутуков, Юнгельсон, Кляйман (1973), зависимость масса-радиус, показанная на Рис. 2.25, в действительности справедлива для любой химически однородной звезды. Это может объяснить положение на этом рисунке компоненты О. С другой стороны, аномальный химический состав может быть ответственен на избыток светимости этой компоненты. Действительно, как показали Масевич, Тутуков (1988), для массивных звезд ГП, в которых давление определяется давлением излучения, радиус очень слабо зависит от химического состава. В то же время светимость (при прочих равных условиях) пропорциональна отношению среднего молекулярного веса к $1 + X$, где X – относительное содержание водорода. Увеличение молекулярного веса и уменьшение X в результате первичного обмена должны приводить к некоторому увеличению светимости по сравнению со звездой той же массы Солнечного химического состава.

2.3 WR 22 – параметрический метод

Двойная система WR 22 = HD 92740 – яркая ($V = 6^m.4$) спектроскопическая двойная в туманности Карина, состоящая из компонент спектральных классов WN7h и O9III-V. Впервые переменность с периодом 80 дней была обнаружена Moffat, Seggewiss (1978). Позднее было установлено, что орбита системы является эксцентричной $e = 0.6$ (Balona, Egan, Marang, 1989; Gosset et al., 1991). Lamontagne et al. (1996) показали, что на кривой блеска системы наблюдается только один неглубокий (0.08 mag), но узкий минимум вблизи фазы периастра (звезда О находится позади звезды WR). Никаких следов уменьшения потока спустя половину периода не наблюдается. Наблюдаемая фотометрическая переменность допускает различные интерпретации. Единственный наблюдаемый минимум может быть связан с частичным затмением диска компоненты О непрозрачным ядром WR (полное затмение исключено, поскольку глубина минимума очень мала). Тогда второе за-

тмение не наблюдается просто потому, что оно должно происходить вблизи апоаэстра, где расстояние между компонентами намного больше и в проекции на картинную плоскость диска компонент далеки друг от друга. С другой стороны, единственный наблюдаемый минимум может быть вообще не связан с фотосферным затмением, а объясняться целиком только рассеянием света звезды O при прохождении через ветер WR (атмосферное затмение). Также может реализоваться промежуточный вариант частичного фотосферного затмения в сочетании с атмосферным.

WR22 интересна тем, что представляет собой двойную систему, содержащую звезду WNh большой светимости. Две другие известные яркие звезды WR в туманности Карина также принадлежат к подтипу WN и содержат водород. WR 24, по-видимому, является одиночной звездой, а WR 25 – двойная система с периодом 208 д (Gamen et al., 2006). В видимом диапазоне она на 2 величины слабее, чем WR 22 и WR 24 из-за более высокого межзвездного поглощения. Таким образом, WR 22 полезна тем, что она является не только ярчайшей двойной среди известных звезд WNlh, но и затменной двойной системой, что расширяет возможности ее изучения.

В этом разделе мы приводим результаты анализа кривой блеска WR 22, полученной с помощью нано спутников группировки *BRITE* (Weiss et al. 2014; Pablo et al. 2016). Группировка делает возможным интенсивный фотометрический мониторинг ярких звезд продолжительностью до полугода. Предшествующие наземные наблюдения WR 22 не обеспечивали должного покрытия затмения из-за длинного орбитального периода и одновременно неудобной продолжительности единственного затмения. Оно продолжается около трех суток, что делает проблематичным хорошее покрытие при наблюдениях на одной обсерватории.

Группировка *BRITE* состоит из пяти нано-спутников. Приемником является ПЗС-матрица размером 35 мм, питаемая телескопом диаметром 300 мм со светосилой $f/2.3$. На разных спутниках установлен один из двух фильтров: голубой (390 – 460 nm) или красный (545 – 695 nm). Спутники находятся на низкой орбите с периодом обращения около 100 мин, поле зрения составляет $\sim 24^\circ \times 20^\circ$. Каждый спутник обеспечивает одновременный мониторинг 15 – 30 звезд ярче $\sim 6^m$ в фильтре V , попадающих в поле зрения. Мониторинг одного поля производится обычно в течение 6 месяцев.

Мониторинг WR 22 проводился в красном фильтре с 10 января по 12 июля 2017 года и с 15 февраля по 15 июля 2018 года. Детали наблюдений и инструментальной обработки описаны в Lenoir-Craig, Antokhin, Antokhina, St-Louis, Moffat (2022). Кривые блеска системы, полученные в 2017 и 2018 годах, показаны на Рис. 2.26. Общее число индивидуальных измерений блеска равно 3446. Они доступны в электронном виде по ссылке, приведенной в цитированной работе. Всего были получены наблюдения трех затмений. В целом они идентичны, но данные 2018 года содержат несколько бóльший инструментальный шум, связанный с постепенной деградацией детектора. Поскольку не существует возможности

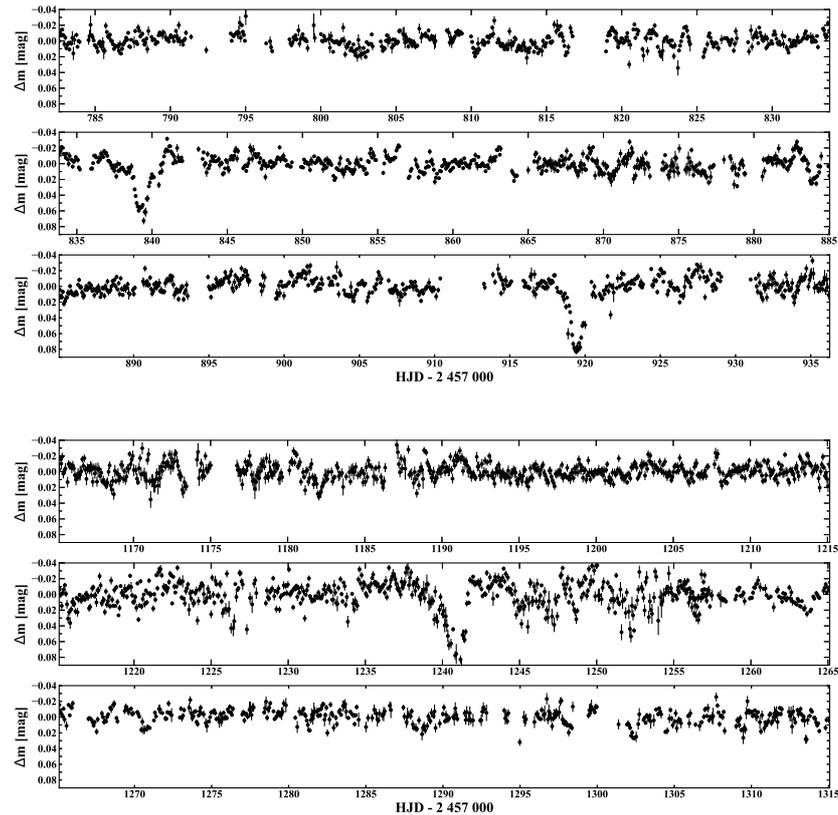


Рис. 2.26: Кривые блеска WR22, полученные в 2017 (вверху) и 2018 (внизу) годах со спутника *BRITE-Heweliusz*. В 2017 году наблюдались два затмения, в 2018 – одно. Кривые нормированы на средний уровень блеска.

отделить этот шум от внутренней стохастической переменности (главным образом компоненты WR), которая намного больше по величине, чем инструментальный шум, мы игнорировали это различие. Мы использовали хорошо известные эфемериды WR 22 (Rauw et al., 1996; Schweickhardt et al., 1999, отдавая приоритет последним, которые являются более точными), чтобы объединить три наблюдаемых затмения в одну кривую блеска, свернутую с орбитальной фазой. Эта кривая показана на Рис. 2.27, эфемериды приведены в Табл. 2.4.

Кривую блеска WR 22 невозможно анализировать с помощью нашей непараметрической модели. Основная причина заключается в том, что глубина единственного затмения слишком мала и диск звезды O не перекрывает центр диска звезды WR. До начала анализа в принципе невозможно сказать, каким окажется затмение – фотосферным или, возможно, чисто атмосферным. В этих условиях, при отсутствии жесткой параметрической модели для непрозрачности и яркости диска WR восстановление этих функций становится невозможным. Во-вторых, в периастре звезды сильно сближаются, и на соответствующих орбитальных фазах могут проявляться эффекты приливной деформации и отражения. В действительности наш анализ ниже показал, что эффект отражения играет заметную роль. Поскольку затмение происходит очень близко к фазе периастра, не учет этих эф-

Таблица 2.4: Основные параметры модели.

Параметр	Величина
Фиксированные параметры модели Роша	
P [д]	80.336 ^a
T_0 [HJD]	2 450 127.47 ^a
$M_O \sin^3 i$ [M_\odot]	20.6 ^a
$M_{WR} \sin^3 i$ [M_\odot]	55.3 ^a
e	0.598 ^a
ω_O [$^\circ$]	88.2 ^a
T_O [K]	32 900 (Модель 1); 31 850 (Модель 2) ^b
T_{WR} [K]	20 000 - 160 000
R_O [R_\odot]	7.53 (Модель 1); 13.38 (Модель 2) ^b
R_{WR} [R_\odot]	22.65 ^c
Фиксированные параметры ветра WR	
β	1.0
V_∞ [км/с]	1785 ^c
μ_e	1.39 ^c
Найденные параметры, Модель 1 (WR + O9 V)	
T_{WR} [K]	$50\,000 \pm 600$ ^d
i [$^\circ$]	83.5 ± 0.4
τ_0	0.0064 ± 0.0006
Δm_0	-0.0007 ± 0.0003
$\Delta \phi$	-0.0080 ± 0.0004
$\chi^2/\text{d.o.f}$	$3830.95/3442 = 1.113$
Вычисленные параметры, Модель 1 (WR + O9 V)	
F_O/F_{WR}	0.064 ± 0.002 ^d
\dot{M}_{WR} [$10^{-5} M_\odot/\text{год}$]	1.86 ± 0.2
μ_O	0.184
μ_{WR}	0.340
M_O [M_\odot]	21.00
M_{WR} [M_\odot]	56.38
$\log(g)_O$ ^e	4.01
$\log(g)_{WR}$ ^e	3.05
Найденные параметры, Модель 2 (WR + O9 III)	
T_{WR} [K]	$100\,000 \pm 1500$ ^d
i [$^\circ$]	78.8 ± 0.4
τ_0	0.0191 ± 0.0007
Δm_0	0.00007 ± 0.00002
$\Delta \phi$	-0.0080 ± 0.0004
$\chi^2/\text{d.o.f}$	$3763.61/3442 = 1.087$
Вычисленные параметры, Модель 2 (WR + O9 III)	
F_O/F_{WR}	0.085 ± 0.002 ^d
\dot{M}_{WR} [$10^{-5} M_\odot/\text{год}$]	5.6 ± 0.2
μ_O	0.323
μ_{WR}	0.336
M_O [M_\odot]	21.82
M_{WR} [M_\odot]	58.57
$\log(g)_O$ ^e	3.52
$\log(g)_{WR}$ ^e	3.07

^a Schweickhardt et al. (1999). ^b Martins, Schaerer, Hillier (2005). ^c Hamann et al. (2019). ^d Погрешность в одну σ была оценена путем исследования поверхности χ^2 в области найденного минимума. ^e Логарифм поверхностной силы тяжести.

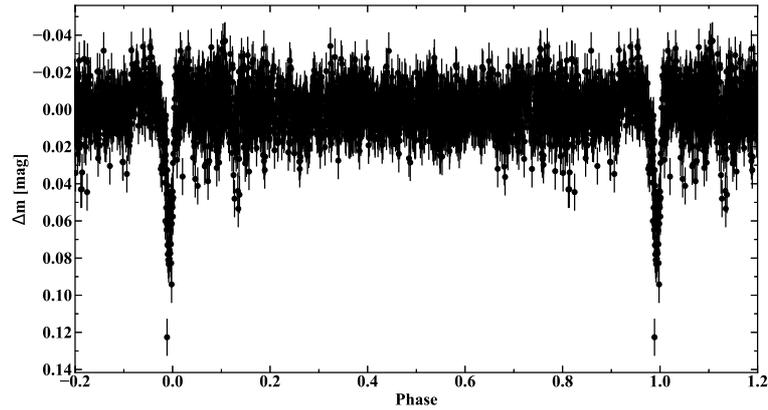


Рис. 2.27: Кривая блеска WR22, включающая все данные с предыдущего рисунка и свернутая с орбитальным периодом.

фактов может привести к некорректным результатам анализа. С другой стороны, их эмпирический учет так, как это было сделано нами ранее для систем V444 Cyg и BAT99-129, осложняется квази-когерентной переменностью блеска системы на внезатменных фазах (см. ниже). Ну и наконец, при малой глубине затмения и, как следствие, не очень хорошей определенности формы его крыльев, попытка найти эмпирическое распределение скорости в ветре WR является безнадежной.

Как следствие, для анализа кривой блеска WR22 мы использовали параметрическую модель, представленную в разделе 1.2.2. Жесткая зависимость свойств излучения и поглощения от расстояния от центра дисков компонент позволяет определить параметры модели даже по имеющейся у нас кривой блеска. Напомним, что модель основана на компьютерном коде, который позволяет рассчитывать кривые блеска и кривые лучевых скоростей двойных систем, описанном в Antokhina (1988; 1996) и Antokhina et al. (2000). Код похож на предложенный Wilson, Devinney (1971) и Wilson (1979) и был применен к анализу большого числа двойных систем различных типов на круговых и эксцентричных орбитах.

В данной работе используется вариант кода, в котором фигуры обеих компонент системы вычисляются в модели Роша. Поверхности компонент разбиваются на множество элементарных площадок, программа вычисляет поток от каждой площадки с учетом эффектов потемнения к краю, гравитационного потемнения, взаимного эффекта отражения, геометрических затмений компонент. Вклад автора диссертации в создании модели, описанной в разделе 1.2.2 и используемой ниже, состоял в добавлении в модель учета ветра WR и процедуры минимизации величины χ^2 . Оптическая толщина ветра WR вычисляется для каждой элементарной площадки индивидуально. В качестве закона изменения скорости ветра WR был использован β -закон. Детали модели смотри в указанном разделе.

Фотометрические ошибки кривой блеска (см. Рис. 2.26) намного меньше, чем реальный разброс точек кривой блеска вне затмения. Это объясняется тем, что в ветре WR имеют-

ся плотные сгустки вещества (блобы), движущиеся наружу, и создающие изменения на кривой блеска, когерентные на интервале нескольких часов (характерное время пролета блоба от внутренней части ветра к внешней, где плотность блобов падает, они распадаются и перестают рассеивать свет звезды WR). Однако, поскольку большая часть кривой блеска расположена вне затмения, ее продолжительность намного больше характерного времени когерентности, и число наблюдений в этой части очень велико, эта внезатменная часть включает большое число внутренне когерентных подструктур, которые рождаются стохастически и независимы друг от друга. По этой причине отклонения эмпирического распределения всей совокупности внезатменных точек кривой блеска от Гауссовского невелико. Учитывая сказанное, в качестве наблюдаемого среднеквадратичного отклонения точек кривой блеска мы приняли величину $\sigma = 0.0105$, вычисленную во внезатменном интервале фаз 0.1 – 0.9. Эта величина используется для всех точек кривой блеска при вычислении χ^2 .

Параметры модели перечислены в разделе 1.2.2 и Табл. 2.4. Большинство из них либо известны из предыдущих исследований, либо могут быть зафиксированы, исходя из разумных предположений. P , T_0 (момент прохождения периастра), e , ω , $M_1 \sin^3 i$, $M_2 \sin^3 i$ были взяты из работы Schweickhardt et al. (1999). Мы предполагали, что вращение компонент синхронно с их движением по орбите, так что величины F_1 , F_2 были приняты равными 1. Коэффициенты гравитационного потемнения были приняты равными $\beta_{1,2} = 0.25$ в соответствии с von Zeipel (1924). Нелинейные коэффициенты потемнения к краю (т.н. “square-root”) были взяты из van Hamme (1993). Отметим, что для компоненты WR эти коэффициенты носят чисто формальный характер. Однако, благодаря электронному рассеянию в ветре влияние конкретного закона потемнения к краю на кривую блеска мало, что было подтверждено численными экспериментами. Альbedo для обеих компонент полагалось равным 1, что соответствует радиативным атмосферам. Мы также зафиксировали параметр $\beta = 1$ закона изменения скорости, поскольку эта величина является типичной для звезд WNh (Lépine, Moffat, 2008), в противоположность большим значениям для классических ветров WR (Lépine, Moffat, 1999; см. также наши результаты для V444 Cyg из предыдущих разделов). Монохроматическая длина волны λ была принята равной центральной длине волны красного фильтра *BRITE* (6200Å).

Обычно при анализе кривых блеска двойных систем наиболее интересными параметрами являются коэффициенты заполнения полостей Роша μ (то есть радиусы звезд), угол наклона орбиты, массы и температуры компонент системы. Однако нахождение всех этих параметров затруднено тем фактом, что даже в системах с двумя затмениями некоторые из них коррелируют друг с другом. В случае нашей модели, ветер WR добавляет дополнительное вырождение параметров. Учитывая, что единственное затмение WR22 является неглубоким, мы вынуждены зафиксировать коэффициенты заполнения заданием фиксированных радиусов обеих компонент.

В качестве радиуса компоненты WR мы приняли величину из Namann et al. (2019), где представлены результаты модельной аппроксимации спектров большого числа Галактических WN звезд. В этой работе авторы не искали минимум невязки между моделью и спектром каждой отдельной звезды, а использовали предварительно рассчитанную сетку моделей атмосфер и визуально сравнивали модельные и наблюдаемые спектры звезд для выбора модели конкретной звезды из сетки. Авторы утверждают, что погрешность в выборе конкретной модели составляет плюс минус одну ячейку сетки (шаг по параметрам модели составлял 0.1 dex). Очевидно, что погрешность, определенная таким образом, носит очень неформальный характер и в любом случае представляет собой внутреннюю погрешность модели. Неточность в наблюдаемых параметрах (например, расстоянии) может дополнительно влиять на погрешность найденных параметров. Учитывая неформальный характер внутренней погрешности, очень трудно определить, как различные источники неопределенности могут влиять на окончательную погрешность. По этой причине мы будем рассматривать погрешность, данную в Namann et al. (2019), как очень грубую оценку точности радиуса WR.

Радиус компоненты O зависит от принятого класса светимости (V или III). Schweickhardt et al. (1999) отмечали, что отношения эквивалентных ширин нескольких спектральных линий свидетельствуют в пользу третьего класса светимости. С другой стороны, предполагая, что затмение является полным (во время написания их работы точная форма затмения оставалась неизвестной), они определили отношение потоков компонент, которое указывало на класс светимости V для компоненты O. Авторы отдали предпочтение второму варианту, учитывая, что качество измерений эквивалентных ширин линий O в суммарном спектре системы было посредственным. Однако, отсутствие плоского “дна” затмения в доступной нам теперь кривой блеска может означать, что затмение не является полным (оно все еще может быть полным и не проявляться в виде плоского “дна”, если длительность полной фазы не превышает продолжительности нескольких орбит *BRITe*; стохастическая переменность потока WR из-за блоков также может маскировать полную фазу, если она не слишком продолжительна). Ввиду неопределенности класса светимости компоненты O мы выполнили поиск минимума χ^2 для двух величин R_O , соответствующих классам светимости V и III (Модель 1 и Модель 2 соответственно). Радиусы звезды O были приняты равными средним радиусам большого ансамбля звезд O9 из Martins, Schaerer, Hillier (2005). Список основных параметров модели (фиксированных, свободных, и вычисленных) показан в Табл. 2.4.

Одной из главных трудностей в моделировании кривых блеска затменных двойных систем является определение температур компонент. Общей практикой является фиксация температуры одной из компонент, основанная, например, на ее спектре (Kallrath, Milone, 2009). Поэтому в Моделях 1 и 2 мы фиксировали температуру звезды O (которая известна лучше, чем температура WR) в соответствии со средней температурой звезды O9 V или

О9 III из Martins, Schaerer, Hillier (2005).

Задача минимизации χ^2 решалась на сетке значений T_{WR} с шагом $5000K$, для каждого значения температуры минимум χ^2 искался методом Левенберга-Марквордта (Strutz, 2016). Такой подход дает возможность удобной визуализации зависимости χ^2 от одного из основных параметров модели. Оценка погрешностей параметров модели осуществлялась посредством вычисления ковариационной матрицы.

Необходимо сделать замечание относительно получаемой в нашей модели температуры компоненты WR. Хотя в списке параметров модели в разделе 1.2.2 сказано, что температура (в особенности) компоненты WR – фактически масштабирующий параметр потока (поскольку спектр звезды в модели полагается чернотельным), оказывается, что в случае WR22 (звезда WN7h) полученная величина соответствует реальной температуре WR. Причина заключается в том, что в ультрафиолетовом и видимом диапазонах спектр этой звезды мало отличается от чернотельного. Мы проверили это, сравнив наилучший теоретический спектр WR 22 из Namann et al. (2019) (спектр был получен с Web-сайта Потсдамской группы (Todt et al., 2015); модель для WR 22 имеет индекс MW WNL-H50 06-08) со спектром черного тела звезды, чей радиус и температура соответствуют радиусу и температуре WR 22 из цитированной работы. Эти два спектра очень близки везде за исключением далекого инфракрасного диапазона. Поток от спектра черного тела в красном фильтре *BRITE* 5500 – 7000Å равен 0.935 от потока теоретического спектра Namann et al.. Таким образом, температура WR, определяемая нашей моделью, должна не слишком сильно отличаться от температуры, полученной моделированием спектра $T_{WR} = 44\,700K$ в Namann et al. (2019).

Результаты анализа кривой блеска представлены на Рис. 2.28-2.30, а полученные параметры для Моделей 1 и 2 – в Табл. 2.4. Отметим, что приведенная величина χ^2_ν на Рис. 2.28 меняется всего на несколько сотых между самым плохим и самым хорошим решением. Однако это изменение все еще значимо, поскольку число степеней свободы (3442) очень велико, и изменение приведенного χ^2_ν даже на 0.01 приводит к большому изменению вероятности нулевой гипотезы, то есть уровня значимости модели.

Поведение Моделей 1 и 2 отличается. Рассмотрим обе модели по очереди.

Модель 1. При низких температурах WR (маленьком потоке F_{WR}) наилучшее совпадение модели и наблюдений достигается комбинацией частичного геометрического затмения дисков и рассеянием излучения компоненты O ветром WR. Причина этого заключается в том, что при маленьких углах наклона орбиты чисто атмосферное затмение сделало бы модельное затмение шире наблюдаемого, а при больших углах наклона затмение было бы слишком глубоким из-за большого отношения потоков F_O/F_{WR} . По мере того, как температура WR (и следовательно ее поток) увеличивается, отношение потоков F_O/F_{WR} уменьшается и требуется большее геометрическое затмение (следовательно, больший угол наклона орбиты для воспроизведения наблюдаемой глубины затмения). По мере того,

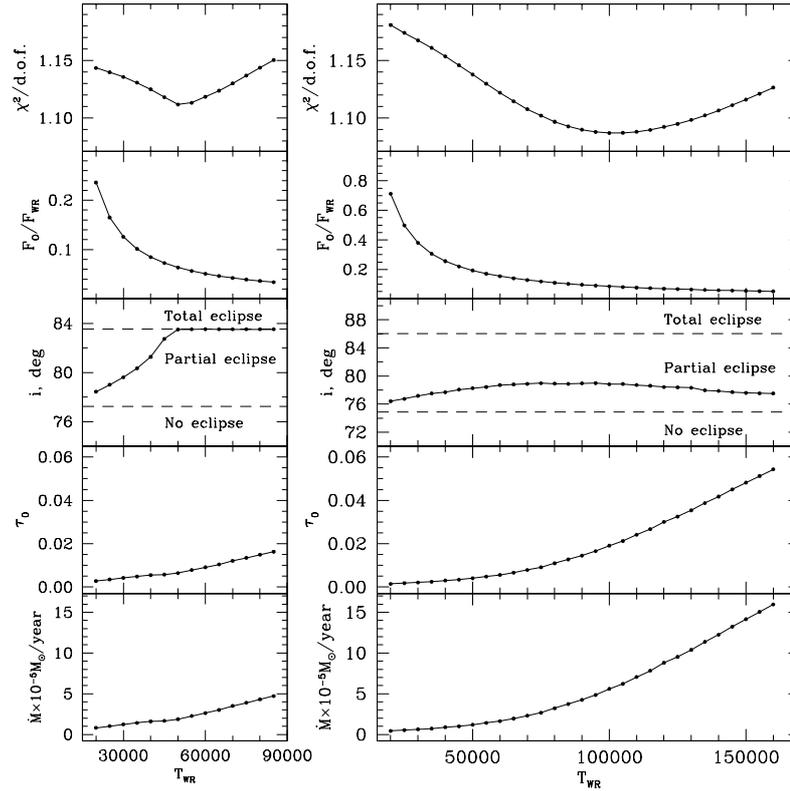


Рис. 2.28: Параметры оптимальных моделей как функция температуры WR. Слева: Модель 1, $R_O = 7.53R_\odot$ (класс светимости V). Справа: Модель 2, $R_O = 13.38R_\odot$ (класс светимости III). Пунктирные линии на графике угла наклона орбиты отмечают границы между случаями отсутствия фотосферного затмения (чисто атмосферное затмение), частичного фотосферного и полного затмения.

как незакрытая часть диска компоненты O становится меньше, необходимо также увеличивать оптическую толщину ветра, чтобы адекватно описать крылья затмения. Минимум χ^2 достигается при $T_{WR} = 50\,000\text{K}$, при этом отношение потоков $F_O/F_{WR} = 0.064$ (см. Табл. 2.4). Угол наклона орбиты лишь чуть-чуть меньше критического угла, когда начинается полное геометрическое затмение (критический угол наклона определяется условием, что весь диск компоненты O затмевается и касается окружности диска WR в момент соединения; для Модели 1 он равен $83^\circ.53$). При более высоких температурах WR отношение потоков F_O/F_{WR} становится слишком маленьким, так что даже полное геометрическое затмение не может воспроизвести глубину наблюдаемого затмения. Поэтому при этих температурах WR угол наклона орбиты остается постоянным и равным критической величине.

Модель 2. При низких температурах WR поведение модели качественно похоже на Модель 1. По тем же причинам, что и раньше, наилучшее согласие с наблюдениями достигается комбинацией рассеяния излучения компоненты O в ветре WR и геометрического затмения непрозрачным ядром WR. При этом угол наклона орбиты меньше, чем в Мо-

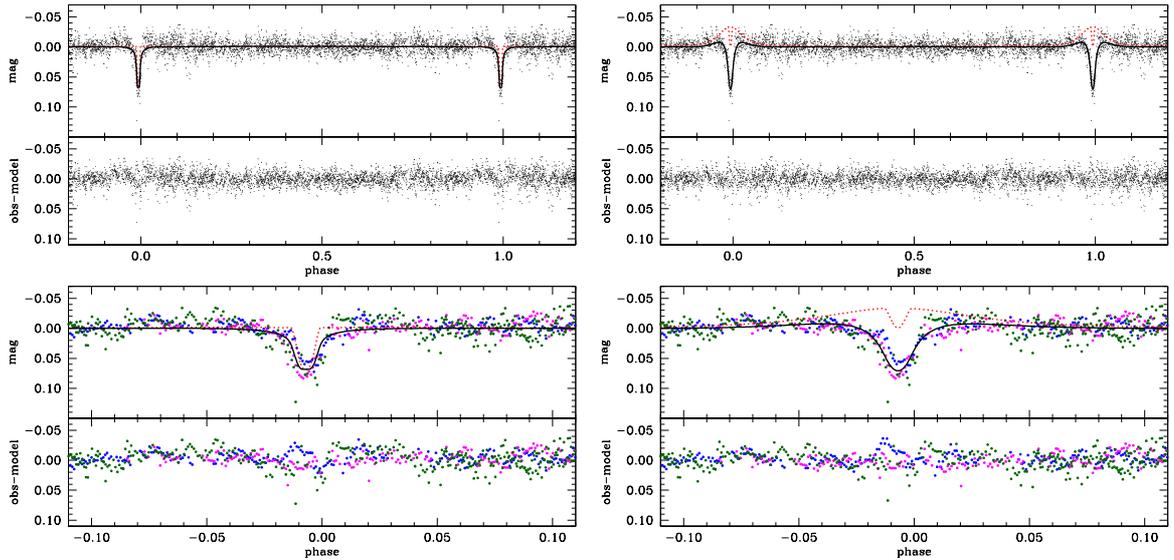


Рис. 2.29: Модельные кривые блеска, соответствующие минимумам χ^2 с предыдущего рисунка. Слева: Модель 1. Справа: Модель 2. Черными сплошными линиями показаны теоретические кривые блеска в нашей модели с учетом ветра WR. Красные пунктирные линии показывают кривые блеска, соответствующие только модели Роша без ветра (то есть не включающие уменьшение потока звезды O из-за рассеяния ее излучения в ветре WR). Наблюдаемая кривая блеска показана точками разных цветов, каждый цвет соответствует одному из трех зарегистрированных затмений.

дели 1 для той же температуры WR, поскольку радиус звезды O в 1.7 раза больше, так что для похожей площади перекрытия диска O требуется меньшее наклонение орбиты. При увеличении температуры WR угол наклонения орбиты растет медленнее, чем в Модели 1, по той же причине большего радиуса звезды O. Отношение потоков F_O/F_{WR} в Модели 2 для данной температуры WR приблизительно пропорционально $(R_O/R_{WR})^2$, и поэтому также выше, чем в Модели 1. По этой причине комбинация атмосферного и фотосферного затмений остается актуальной при более высоких температурах WR, чем в Модели 1. При дальнейшем увеличении температуры WR начинает играть все более важную роль эффект отражения (см. Рис. 2.30). Чтобы компенсировать этот эффект, требуется увеличение оптической толщины ветра, что ведет к увеличению глубины затмения, и это в свою очередь компенсируется меньшей величиной угла наклонения орбиты, который перестает расти и даже несколько уменьшается, начиная с $T_{WR} \sim 80\,000\text{K}$ (см. Рис. 2.28, правая панель). Наилучшее согласие с наблюдениями достигается при $T_{WR} = 100\,000\text{K}$, где отношение потоков $F_O/F_{WR} = 0.085$ (см. Табл. 2.4).

На Рис. 2.31 показано изображение проекции системы на картинную плоскость для Моделей 1 и 2 из Табл. 2.4 на орбитальных фазах непосредственно до, в момент, и сразу после момента соединения.

Если рассматривать три зарегистрированных затмения по отдельности, можно уви-

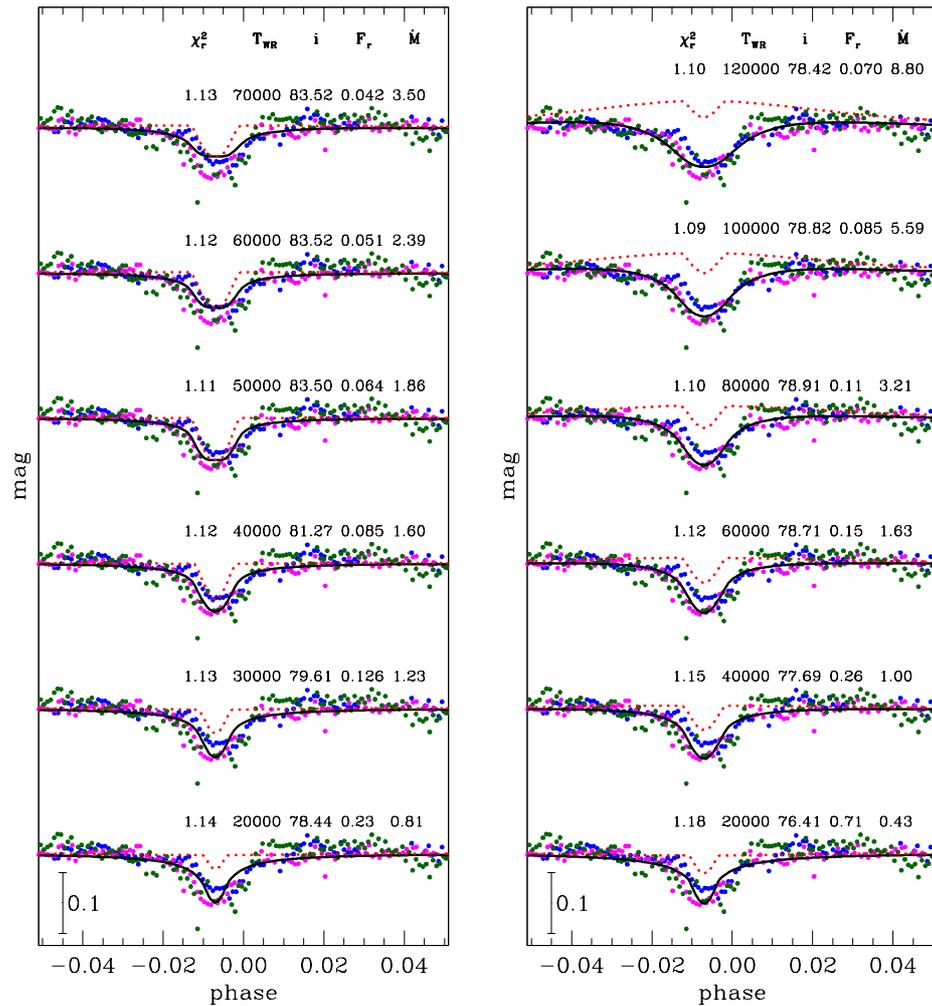


Рис. 2.30: Характерные модельные кривые блеска для различных T_{WR} , для Моделей 1 (слева) и 2 (справа). Наблюдаемая кривая блеска показана цветными точками, как и на предыдущем рисунке. Модельные кривые блеска показаны сплошными черными линиями. Красные пунктирные линии показывают компоненту кривой блеска, соответствующую вкладу модели Роша без учета ветра. Для каждой модельной кривой блеска показаны величины приведенного χ_r^2 , T_{WR} , угол наклона орбиты в градусах, отношение потоков компонент F_O/F_{WR} , и темп потери массы звездой WR \dot{M} (в единицах $10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$).

деть, что между ними имеются некоторые отличия. Ниже мы покажем, что эти отличия, вероятнее всего, связаны со стохастической переменностью, вызванной блоками в ветре WR. Тем не менее, полезным представляется проверить влияние видимых отличий в затмениях на получаемые результаты. С этой целью мы повторили анализ, описанный выше для объединенной кривой блеска, по отдельности для каждого орбитального цикла, включающего три затмения, в Модели 1. Как и раньше, всем точкам на наблюдаемой кривой блеска была присвоена одинаковая погрешность, вычисленная по внезатменному участку фаз 0.1 – 0.9. Эти погрешности для первого, второго, и третьего циклов составили 0.0088, 0.0099, и 0.0114 соответственно. Результаты моделирования показаны в Табл. 2.5. Как и

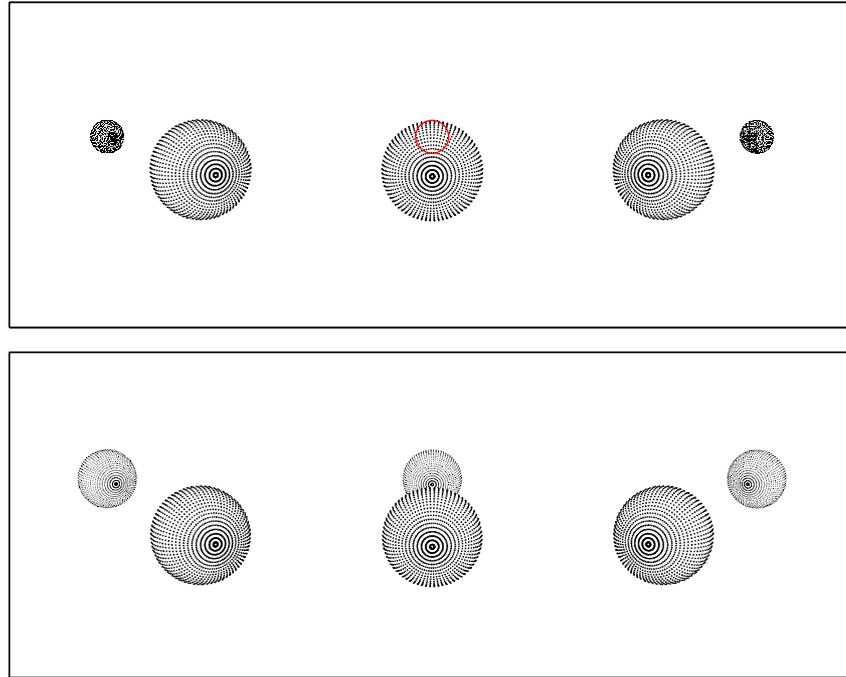


Рис. 2.31: Вид компонент системы в картинной плоскости для оптимальных моделей непосредственно перед, в момент, и после момента соединения. Разница фаз между соседними рисунками – 0.01. Звезда WR спереди (на рисунке не визуализирован ветер WR). Вверху: Модель 1. Внизу: Модель 2.

ожидалось, в первом орбитальном цикле наилучшее решение достигнуто при меньшем отношении потоков F_O/F_{WR} и, следовательно, более высокой температуре WR. Причина этого заключается в том, что первое затмение кажется немного более мелким, чем два последующих. Тогда относительный вклад потока WR в общий поток системы должен быть больше, что и приводит к более высокой температуре WR. Второе и третье затмения глубже, чем первое, и результаты для них противоположные. Температура WR в Модели 1 для объединенной кривой блеска равна промежуточному значению между результатами для индивидуальных орбитальных циклов.

На первый взгляд может показаться странным, что темп потери массы WR в индивидуальных решениях систематически меньше, чем его величина в решении объединенной кривой блеска. Этот результат можно понять, если рассмотреть разницу между полной кривой блеска модели и ее компонентой без вклада ветра (сплошные черные и пунктирные красные кривые блеска на Рис. 2.30). Именно разница между этими кривыми определяет вклад ветра. Индивидуальные затмения немного по разному сдвинуты по фазе (см. параметр $\Delta\phi$ в Табл. 2.5) и имеют несколько разную глубину. Как следствие, оптимальное модельное затмение для объединенных данных шире, чем такое же для индивидуальных орбитальных циклов. При этом геометрические параметры практически такие же, поскольку углы наклона орбиты во всех решениях очень похожи. Поэтому разница между

Таблица 2.5: Параметры Модели 1 для трех индивидуальных затмений.

Номер затмения	1	2	3
Параметр	Величина		
Найденные параметры, Модель 1 (WR + O9 V)			
T_{WR} [K]	$52\,500 \pm 1100$ ^a	42500 ± 800 ^a	45000 ± 1300 ^a
i [°]	83.5 ± 0.4	83.1 ± 0.6	83.5 ± 0.6
τ_0	0.0049 ± 0.0008	0.0054 ± 0.0010	0.0059 ± 0.0009
Δm_0	-0.001 ± 0.001	-0.0007 ± 0.0003	-0.0000 ± 0.0005
$\Delta\phi$	0.0060 ± 0.0006	0.0082 ± 0.0005	0.0080 ± 0.0005
$\chi^2/\text{d.o.f}$	$914.48/884 =$ $= 1.034$	$931.63/887 =$ $= 1.050$	$2029.91/1755 =$ $= 1.156$
Вычисленные параметры, Модель 1 (WR + O9 V)			
F_O/F_{WR}	0.060 ± 0.003	0.070 ± 0.002	0.073 ± 0.003
\dot{M}_{WR} [$10^{-5} M_\odot/\text{год}$]	1.4 ± 0.2	1.5 ± 0.3	1.7 ± 0.2
μ_O	0.184	0.181	0.184
μ_{WR}	0.340	0.334	0.340
M_O [M_\odot]	21.00	21.05	21.00
M_{WR} [M_\odot]	56.38	56.51	56.38
$\log(g)_O$ ^b	4.01	4.01	4.00
$\log(g)_{WR}$ ^b	3.05	3.05	3.05

^a Погрешность σ была найдена из поведения χ^2 в области минимума.

^b Логарифм поверхностной силы тяжести.

“кривой без ветра” и полной кривой блеска в области затмения больше для объединенной кривой блеска, приводя к бóльшей оптической толще τ_0 и, как следствие, бóльшему темпу потери массы WR.

Как было сказано выше, температура чернотельного спектра WR в нашей модели должна не сильно отличаться от температуры, найденной посредством моделирования спектра $T_{WR} = 44\,700\text{K}$ (Namann et al., 2019). Это означает, что хотя Модель 2 по качеству аппроксимации кривой блеска не уступает Модели 1, она должна быть отвергнута из-за очень сильного противоречия между полученной в ней температурой WR и температурой Namann et al. (2019). С другой стороны, температура WR в нашей Модели 1 довольно близка к температуре Namann et al. (2019). По этой причине мы принимаем Модель 1 в качестве окончательного решения кривой блеска. Это означает, что классом светимости компоненты O является V, а не III. Отметим, что хотя мы сделали выбор в пользу Модели 1 на основе согласия температуры WR с температурой Namann et al. (2019), последняя зависит от светимости звезды. Таким образом, реально выбор модели сделан на основании светимости. Звезда WR с принятым радиусом и температурой, например, 10^5K , была бы попросту слишком яркой.

Несмотря на лучшее согласие Модели 1 с данными Namann et al. (2019), температура WR в нашей модели $T_{WR} = 50\,000\text{K}$ все еще выше, чем в цитированной работе. Это нельзя объяснить величиной шага сетки ($5\,000\text{K}$) по температуре в нашей модели. В узле сетки с температурой $T_{WR} = 45\,000\text{K}$, близкой к величине Namann et al., значение χ^2 больше, чем в оптимальной модели. Это может означать, что наша температура WR переоценена,

что возможно в том случае, если переоценена принятая нами фиксированная температура компоненты O из Martins, Schaerer, Hillier (2005). Как известно, анализ кривых блеска позволяет определить не абсолютные температуры обеих компонент, а их отношение. Чтобы привести температуру WR в нашей модели к температуре Namann et al., требуется понизить температуру компоненты O до 29 400 K. Учитывая точность определения температур в Martins, Schaerer, Hillier (2005), такое понижение представляется слишком большим. Другое объяснение может быть связано с вариациями ширины, глубины и положения затмения на наблюдаемой кривой блеска. Из-за этого три зарегистрированных затмения, даже будучи объединенными, могут не усреднять случайные флуктуации из-за блоков с достаточной точностью. Другое возможное объяснение может заключаться в том, что либо радиус, либо температура WR в Namann et al. (2019) занижены. Напомним, что в этих моделях авторы не учитывают наличия компоненты O9 V (с более низкой температурой) в общий поток от системы и анализируют ее как одиночную звезду WR. Однако, поскольку отношение потоков F_O/F_{WR} мало, это объяснение представляется не слишком вероятным.

Темп потери массы звездой WR в нашей Модели 1 $\dot{M}_{WR} = 1.86 \times 10^{-5} M_\odot/\text{год}$ примерно в два раза меньше, чем в работе Namann et al. (2019): $\dot{M}_{WR} = 3.98 \times 10^{-5} M_\odot/\text{год}$. Темп потери массы в спектральных моделях зависит от принятой модели неоднородности ветра и ее величины. Общепринятой моделью, использованной также в цитируемой работе, является простая модель оптически тонких блоков с постоянным контрастом плотности D (величина, обратная фактору заполнения). В этом случае моделирование спектральных линий в действительности определяет величину $\dot{M}\sqrt{D}$. В Namann et al. (2019) $D = 4$. Как отмечают авторы, эта величина очень консервативная: “There are indications that the clumping is actually even stronger, and hence the mass loss rates might still be overestimated generally by a factor of 2 or 3”. Hillier (2020) также отмечает, что величины $D = 10$ или 20 “are routinely used in the literature” (в работе также обсуждаются дальнейшие детали и трудности определения темпов потери массы из спектрального анализа). Неоднородность ветра сказывается главным образом на спектральных линиях, поскольку скорость рекомбинации пропорциональна квадрату плотности. Электронное рассеяние зависит от плотности линейно и, поскольку основной вклад в нашей кривой блеска приходится на континуум, играет в них определяющую роль. По этой причине определенный нами темп потери массы звездой WR практически не чувствителен к неоднородности ветра.

Отношение потоков в нашей Модели 1 $F_O/F_{WR} = 0.064$. Rauw et al. (1996) из анализа различных спектральных линий получили значение $\sim 0.08 - 0.2$ (на референсной длине волны 5 500 Å). Принимая во внимание точность своих оценок, они дают среднее отношение потоков $F_{WR}/F_O = 8.2$, что соответствует $F_O/F_{WR} = 0.122$. Schweickhardt et al. (1999) оценили нижний предел отношения потоков ~ 0.08 , предполагая, что затмение полное. Наша величина меньше обеих этих оценок. Однако, оценка Schweickhardt et al. (1999) основана на принятой глубине затмения 0.083, взятой из кривой блеска в фильтре b (4670 Å,

Gosset et al., 1991), пересчитанной в фильтр y (5470\AA) с использованием $\Delta(b - y)$. Затмение на оригинальной кривой блеска определено довольно плохо, так что его реальную глубину оценить затруднительно. Наши затмения имеют меньшую глубину, так что оценка Schweickhardt et al. (1999), вероятно, должна быть уменьшена. Авторы также отмечают, что в полученных ими спектрах WR 22 линии поглощения компоненты O слабее, чем эти же линии в Rauw et al. (1996). Например, для линии He I 4471\AA эквивалентные ширины составляют 0.057\AA and 0.035\AA , для линии He II 4542\AA 0.052\AA and 0.016\AA соответственно. Это означает, что отношение потоков F_O/F_{WR} в работе Rauw et al. (1996) может быть завышено. Отметим также, что в последней работе для оценки отношения потоков авторы должны были учесть различный наклон спектров WR и O и использовали “типичную” эквивалентную ширину линий компоненты O (которая определялась с использованием степенной аппроксимации спектра WR и моделей Куруца для спектра O). Кроме того, они использовали средние эквивалентные ширины спектральных линий, взятые из каталога линий одиночных звезд O (Conti, 1973). Неопределенности, возникающие на различных этапах этой процедуры, делают проблематичной оценку точности полученного результата. Можно заключить, что отношение потоков компонент системы, полученное в нашем анализе, как минимум не находится в сильном противоречии с предыдущими оценками.

В наших моделях мы использовали фиксированный радиус компоненты WR и два фиксированных радиуса компоненты O. Реальные радиусы звезд могут существенно отличаться от этих величин. Как сильно это может повлиять на результаты? Выше было показано, что увеличение радиуса компоненты O в 1.7 раза влияет на них существенно. Как отмечалось выше, погрешность радиуса WR может быть очень грубо оценена в ~ 0.1 dex. Наши Модели 1 и 2 соответствуют двум отношениям радиусов R_{WR}/R_O . Если в будущем появятся новые оценки одного или обоих радиусов, ожидаемые результаты могут быть грубо оценены интерполяцией между Моделями 1 и 2.

Визуальная инспекция теоретической и наблюдаемой кривой блеска на Рис. 2.29 производит впечатление, что разброс наблюдательных данных внутри затмения больше, чем на внезатменных фазах. Двумя возможными причинами могут являться (i) изменение формы затмения и, в частности, его глубины, за время, прошедшее от первого до второго затмения, и (ii) увеличенный случайный разброс данных на фазах затмения по сравнению с внезатменными фазами. Если верна первая причина, темп потери массы звездой WR должен был увеличиться за время, прошедшее между первым и вторым затмением. Однако, требуемое увеличение $(1 \div 3) \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ (Табл. 2.5) слишком велико для промежутка времени ~ 1 год. Вторая причина может быть связана с эффектом рассеяния излучения компоненты O блобами ветра WR, находящимися близко к ядру WR. Чтобы проверить визуальное впечатление, в Табл. 2.6 приведены среднеквадратичные отклонения $\sigma(o - c)$ Модели 1 от наблюдений для объединенной кривой блеска и трех затмений по отдельности, в ключевых интервалах кривой блеска: полная кривая блеска, внезатменная часть,

Таблица 2.6: Сравнение различных частей кривой блеска WR22 в Модели 1. Параметры модели взяты из Табл. 2.4 для объединенной кривой блеска и из Табл. 2.5 для индивидуальных орбитальных циклов 1, 2, 3.

Часть орбиты	d.o.f.	$\sigma(o-c)$	$\chi^2/d.o.f.$
Объединенная кривая блеска			
Вся	3442	0.0111	1.11
Вне затм.	2793	0.0105	1.00
Центр	114	0.0150	2.05
Крылья	440	0.0127	1.46
Цикл 1			
Вся	884	0.0090	1.03
Вне затм.	694	0.0089	1.00
Центр	37	0.0077	0.76
Крылья	121	0.0101	1.31
Цикл 2			
Вся	886	0.0102	1.05
Вне затм.	718	0.0099	1.00
Центр	37	0.0110	1.24
Крылья	109	0.0097	0.96
Цикл 3			
Вся	1754	0.0123	1.16
Вне затм.	1464	0.0114	1.00
Центр	35	0.0210	3.39
Крылья	199	0.0157	1.89

Погрешность данных, использованная при вычислении χ^2 , основана на внезатменной части кривой блеска (фазы $[0.1, 0.9]$). Интервал “Центр” соответствует центральной фазе затмения ± 0.02 . Интервал “Крылья” – области фаз, простирающиеся на 0.07 с каждой стороны от центрального интервала.

центр затмения, и его крылья. Эти числа позволяют сделать следующие выводы:

1. Объединенная кривая блеска: в центре затмения и его крыльях $\sigma(o-c)$ больше, чем на внезатменном участке. Отсутствие систематических отклонений говорит в пользу случайного разброса из-за неоднородной структуры ветра WR.
2. Ситуация аналогична для индивидуальных затмений. Двумя исключениями являются центр первого затмения и крылья второго. Однако маленькая величина $\sigma(o-c)$ в центре не сопровождается маленькой величиной в крыльях и наоборот. Тот факт, что $\sigma(o-c)$ велика как минимум в одном из этих интервалов, говорит против гипотезы изменения темпа потери массы.
3. Мы заключаем, что наиболее вероятным объяснением причины увеличенной $\sigma(o-c)$ внутри затмений является рассеяние излучения компоненты O на блоках ветра WR (на этих фазах рассеяние происходит на блоках, близких к ядру WR), в отличие от внезатменных фаз, где основной причиной случайного разброса точек кривой блеска

является рассеяние излучения WR на блобах.

То, что случайные флуктуации блеска системы имеют разную амплитуду на различных орбитальных фазах, является причиной того, что в таблице результатов анализа мы не приводим формальные уровни значимости моделей. Обе Модели 1 и 2 формально отвергаются на уровне значимости 1%. Однако это, по-видимому, происходит не из-за плохой аппроксимации как таковой, а из-за того, что мы присваиваем одинаковую погрешность всем наблюдательным точкам кривой блеска, в то время, как в реальности погрешность должна меняться в зависимости от фазы. Для получения формально удовлетворительной модели требуется намного больше наблюдений, которые бы позволили оценить случайный разброс данных в разных частях кривой блеска без какого бы то ни было моделирования. До того, как такие данные появятся, у нас нет надежных модельно-независимых способов оценить погрешность данных на фазах затмения. Наш анализ разброса данных в центре и крыльях затмения предполагал, что Модель 1 принимается и погрешность точек кривой блеска может быть оценена величиной $\sigma(o - c)$.

Мы также попытались уточнить период WR 22 из обнаруженного сдвига фаз между моментом соединения, вычисленном по эфемеридам Schweickhardt et al. (1999) и наблюдаемым. Найденный сдвиг фаз в Модели 1 составляет $-0.008P = -0^d.643$. Если приписать этот сдвиг изменению периода, период Schweickhardt et al. (1999) $80^d.336$ должен быть уменьшен на $0^d.0065$. Авторы цитированной работы дают оценку погрешности периода $0^d.0013$. Однако, они также дают оценку погрешности $T_0 = 0^d.14$, так что трудно сказать, является ли наблюдаемый сдвиг фаз следствием неточности периода или также отчасти следствием неточности момента T_0 . Кроме того, период двойной системы WR+O должен увеличиваться из-за потери углового момента звездой WR за счет ее ветра. Это неизвестное увеличение периода добавляет неопределенности. По этим причинам мы не приводим уточненное значение периода WR 22.

В заключение этого раздела подведем итоги исследования WR 22. Благодаря способности спутников группировки *BRITe* к длительному мониторингу мы смогли проанализировать самую лучшую на данный момент доступную кривую блеска системы. Увеличенный случайный разброс данных на фазах затмения является интересным результатом работы. Учитывая, что из-за этого эффекта форма наблюдаемого затмения меняется от одного орбитального цикла к другому, было бы полезным получить еще больше наблюдений, особенно в области затмения. К сожалению, большой орбитальный период и при этом относительно короткое (~ 3 д) затмение делают получение качественной кривой блеска очень трудоемкой задачей, учитывая, что точность средней кривой блеска увеличивается как квадратный корень числа наблюдений.

Наличие лишь одного неглубокого затмения и большой эксцентриситет орбиты (из-за чего на фазах, близких к периаstrу, может быть существенно взаимное влияние ком-

понтент – приливные искажения формы и эффект отражения) не позволяют применить для анализа непараметрическую модель. Анализ кривой блеска в нашей параметрической модели для тесных двойных систем с привлечением для окончательного выбора решения результатов спектрального анализа Hamann et al. (2019) позволил однозначно выяснить класс светимости компоненты O, а также определить угол наклона орбиты $i = 83^\circ.5 \pm 0^\circ.4$, температуру $T_{WR} = 50\,000\text{K}$, и темп потери массы звездой WR $\dot{M}_{WR} = (1.86 \pm 0.2) \times 10^{-5} M_\odot/\text{год}$.

2.4 Выводы

Результаты и выводы, относящиеся к конкретным исследованным системам WR+O, были сформулированы в предыдущих разделах главы. Здесь мы лишь суммируем обобщающие выводы. Созданные нами методы анализа кривых блеска таких систем позволяют определять параметры их компонент и звездного ветра WR. Параметрические и непараметрические методы взаимно дополняют друг друга, позволяя анализировать кривые блеска как широких, так и тесных систем, а также взаимный контроль результатов. Такой контроль на примере системы V444 Cyg позволил установить, что общепринятый β -закон на является хорошей аппроксимацией закона изменения скорости для классических звезд WR. Анализ двойной системы WR 22 наглядно продемонстрировал, что учет звездного ветра WR существенно влияет на получаемые параметры системы, несмотря на то, что амплитуда кривой блеска мала. Подобную кривую блеска можно легко описать в рамках модели без ветра, однако полученные при этом параметры системы и компонент окажутся искаженными. Отметим, что зачастую даже в настоящее время анализ кривых блеска двойных систем ранних спектральных классов проводится без учета ветра в рамках стандартной модели Роша.

Глава 3

Наблюдательные свойства массивных горячих звезд

Содержание данной главы основано на публикациях автора 7, 8, 10, 13, 14, 17, 19 из списка статей в рецензируемых журналах, индексируемых Web of Science, Scopus, а также в публикации 14 из списка иных публикаций (материалы симпозиума МАС N 212).

В двух предыдущих главах мы представили параметрические и непараметрические методы анализа оптических кривых блеска массивных горячих двойных звезд, а также их применение для нескольких двойных систем WR+O. Еще одним важным источником информации о звездах ранних спектральных типов является их рентгеновское излучение. Оно формируется благодаря переходам электронов между/на самые низкие уровни ионов с высокой степенью ионизации и таким образом, имеющие сравнительно простую структуру атомных уровней. Это в принципе позволяет легче, чем в других диапазонах спектра, вычислять модельные спектры и оценивать химический состав излучающего вещества (Pollock, 1995). Указанное обстоятельство особенно важно для звезд WR, химический состав которых сильно отличается от Солнечного. Как одиночные, так и двойные звезды WR, O, B, являются источниками такого излучения. Однако механизмы его формирования отличаются.

В одиночных звездах O и WR рентгеновское излучение формируется в ветре звезды благодаря фундаментальной неустойчивости ветров, движимых давлением излучения (Lucy, Solomon, 1970; Lamers, Cassinelli, 1999; Owocki, Puls, 1999; Dessart, Owocki, 2005; Owocki, 2011; Sundqvist, Owocki, Puls, 2018). Благодаря этой неустойчивости ветер становится локально неоднородным, разбиваясь на сгустки (“блобы”) и менее плотное вещество в пространстве между ними, движущиеся с разными скоростями. В результате возникают локальные ударные волны, разогревающие вещество и приводящие к появлению теплового рентгеновского излучения. Характерная разница скоростей в ветре одиночной звезды WR или O составляет 200 – 600 км/с, возникающие при этом ударные волны разогревают вещество до температур 0.5 – 5 миллиона градусов, соответствующее тепловое рентгеновское излучение сравнительно мягкое, с характерными температурами $kT \sim 0.1 - 0.5$ кэВ.

Уже достаточно давно по данным космической рентгеновской обсерватории *Einstein* было установлено эмпирически, что рентгеновская светимость одиночных горячих звезд L_x линейно связана с их болометрической светимостью L_{bol} (Long, White, 1980; Pallavicini et al., 1981; Chlebowski, Harnden, Sciortino, 1989): $L_x \simeq 10^{-7} \times L_{bol}$. Наблюдения на спутни-

ке *ROSAT* (Berghoefler, Schmitt, Cassinelli, 1996) подтвердили этот результат. Berghoefler, Schmitt, Cassinelli (1996) и Kudritzki et al. (1996) выяснили, что учет слабой зависимости от характерной плотности ветра позволяет получить несколько более точное соотношение. Однако Owocki, Cohen (1999) установили, что для того, чтобы теоретически воспроизвести эмпирическое соотношение, требуется выполнение тонкого баланса между излучением и поглощением в ветре.

У одиночных звезд В (и, возможно, некоторых О) может существовать еще один механизм возникновения рентгеновского излучения, связанный с наличием у звезды мощного дипольного магнитного поля. В этом случае движение вещества ветра в значительной степени определяется магнитным полем (так называемые *magnetically confined winds*). В экстремальном случае очень сильного магнитного поля ионизованное вещество ветра движется вдоль силовых линий и потоки с двух полюсов звезды сталкиваются в районе магнитного экватора. Относительная скорость столкновения может достигать нескольких сотен км/с и приводить к формированию рентгеновского излучения (Cassinelli et al., 2002; Brown et al., 2003; Li et al., 2008). Подробный недавний обзор этого механизма и теоретических моделей приведен в ud-Doula, Owocki (2022). Примером такой звезды является θ^1 Ori C (Cassinelli et al., 2002; Brown et al., 2003; Li et al., 2008).

Еще в середине 70-х годов прошлого века Прилутский, Усов (1976) и Черепашук (1976) предсказали, что столкновение звездных ветров в двойной системе, состоящей из компонент ранних спектральных типов может приводить к формированию рентгеновского излучения. Черепашук (1976) предложил использовать это для поиска новых двойных систем WR+O. На основании простых оценок характерных времен различных физических процессов в плазме он предсказывал, что заметное рентгеновское излучение может наблюдаться от двойных систем WR+O с периодами короче ~ 100 дней. Для систем с большими периодами рентгеновский поток от зоны столкновения ветров будет пренебрежимо мал и основная его часть будет излучаться в очень мягком диапазоне.

Таким образом, учитывая сказанное выше, теоретические ожидания сводились к тому, что из-за столкновения звездных ветров (i) рентгеновская светимость двойных звезд с массивными горячими компонентами должна быть в среднем выше, чем одиночных; (ii) это излучение должно быть более жестким, поскольку относительные скорости столкновения могут достигать тысяч км/с, нагревая плазму до намного больших температур, чем в локальных ударных волнах ветров одиночных звезд.

Эти ожидания в некоторых случаях блестяще подтвердились. Например, в нашем исследовании WR 25 (см. ниже), считавшейся одиночной звездой, было показано, что рентгеновский спектр жесткий, в нем присутствует комплекс линий высоко ионизованного железа Fe XXV/XXVI 6.7 кэВ. Наличие в спектре этих линий было предложено считать индикатором двойственности. Позднее было выяснено, что эта звезда является двойной системой с большим орбитальным периодом (208 дней), что и затрудняло ее идентифика-

цию как двойной. Однако в целом картина, складывающаяся по мере накопления рентгеновских наблюдений, оказалась не столь однозначной. Некоторые известные двойные системы, состоящие из массивных звезд ранних спектральных классов, не показывают заметных отличий их рентгеновского излучения от одиночных звезд. С другой стороны, некоторые звезды без малейших признаков двойственности (по крайней мере на настоящий момент) обладают жесткими рентгеновскими спектрами. Проблема состоит в том, что в общем случае трудно “спрятать” вторичный компонент двойной системы со скрывающимися ветрами. В самом деле, этот компонент должен быть массивной горячей звездой, и как таковой, должен проявлять себя не только в рентгеновском диапазоне, но и в других (например, в оптических спектрах), а также в спектральной и фотометрической переменности в рентгеновском диапазоне. Именно спектральная оптическая переменность помогла обнаружить второй компонент системы WR 25. Традиционно отсутствие такой переменности связывалось с тем, что система наблюдается с полюса орбиты или ее период очень велик. Однако по мере накопления наблюдательных данных, число кажущихся одиночными звезд с жесткими рентгеновскими спектрами постоянно увеличивалось (см, например, Skinner et al. (2002) и результаты нашего исследования ниже). Представляется маловероятным, что абсолютно все эти звезды – двойные системы, наблюдаемые с полюса орбиты или долгопериодические. Помимо этого, не оправдалось предсказание о том, что заметное рентгеновское излучение должно наблюдаться лишь от двойных звезд с периодами до 100 дней. Скорее наоборот, складывается впечатление, что наиболее мощное и жесткое рентгеновское излучение наблюдается от двойных систем с большими периодами (как, например, WR 25).

Для понимания процессов, протекающих в ветрах одиночных и двойных систем с массивными горячими компонентами, требуется изучение как индивидуальных звезд и систем, так и их больших выборок. Хотя рентгеновские космические телескопы появились достаточно давно, до сих пор подробных наблюдений горячих массивных звезд сравнительно немного. Основной причиной является то, что чувствительные, но весьма дорогостоящие космические телескопы, как например, *XMM-Newton* и *Chandra*, используются для наблюдений конкретных уже известных рентгеновских источников, тем самым ограничивая возможности анализа большой выборки интересующих нас объектов. До недавнего времени самым чувствительным обзором всего неба являлся обзор *ROSAT*. Он предоставляет полезную информацию, но включает небольшое число массивных звезд. Например, как показали Pollock, Haberl, Corcoran (1995), он детектировал только 11 звезд Вольфа-Райе, что составляет лишь 7% от всего их известного числа. Для ярких звезд OB, доля измеренных звезд составила 13% (Berghoefter et al., 1997). Причинами столь низких цифр являются ограниченная чувствительность *ROSAT* и мягкий рентгеновский диапазон его детекторов, не позволяющий измерять горячую тепловую эмиссию с $kT > 2$ кэВ. Существенный прогресс в этой области ожидается после завершения обзора всего неба на

спутнике Спектр-РГ. Что же касается телескопов вроде *XMM-Newton* или *Chandra*, их максимально эффективное использование достигается при наблюдении скоплений, включающих множество объектов данного типа. Этот подход был использован в наших наблюдениях на космическом телескопе *XMM-Newton* звезды WR 25, находящейся в ассоциации Carina OB1. Он позволил изучить не только WR 25, но и проверить указанные выше теоретические ожидания для большой выборки горячих массивных звезд скопления, попавших в поле зрения телескопа.

Конечно, преимущества исследований горячих массивных звезд в рентгеновском диапазоне не отменяют необходимости и важности анализа других данных, в частности, оптической спектроскопии и фотометрии. Особенно важно это для двойных систем. В следующих разделах данной главы мы приводим результаты наших наблюдательных исследований отдельных звезд ранних спектральных классов в рентгеновском и оптическом диапазонах, а также звезд в ассоциации Carina OB1.

3.1 Отдельные звезды: WR 22, WR 25, WR 46, HD 93161 A, HD 192103, Tr 16-104

3.1.1 WR 22

В предыдущей главе мы представили результаты анализа оптических кривых блеска этой двойной системы. Напомним, что двойная система имеет орбитальный период 80.3 дня, эксцентриситет орбиты $e = 0.6$, компонентами системы являются звезды WR и O. Спектральный класс компоненты WR – WN7h (звезда с повышенным содержанием водорода). Класс светимости компоненты O9 до нашей работы был не определен. Нам удалось установить, что эта компонента принадлежит к классу светимости V. Кроме того, удалось надежно определить угол наклона орбиты системы $i = 83^\circ.5 \pm 0^\circ.4$. Можно ожидать, что в двойной системе с подобными компонентами должно происходить столкновение звездных ветров. В сочетании с рентгеновским излучением ветров каждой компоненты и большим эксцентриситетом орбиты это может приводить к интересным наблюдательным проявлениям.

Seward, Chlebowski (1982) в рамках исследования туманности Carina со спутника *Einstein* сообщили о первом обнаружении рентгеновского излучения WR 22. Затем Pollock (1987) представил три наблюдения WR 22 с того же спутника (два вблизи апоастро и одно вблизи периастро) и показал, что рентгеновский поток меняется с фазой орбитального периода, причем максимален вблизи апоастро. Мы осуществили семь наблюдений системы со спутника *XMM-Newton* (описание спутника и его инструментов дано в Jansen et al., 2001), равномерно распределенных в интервале орбитальных фаз между апоастром и

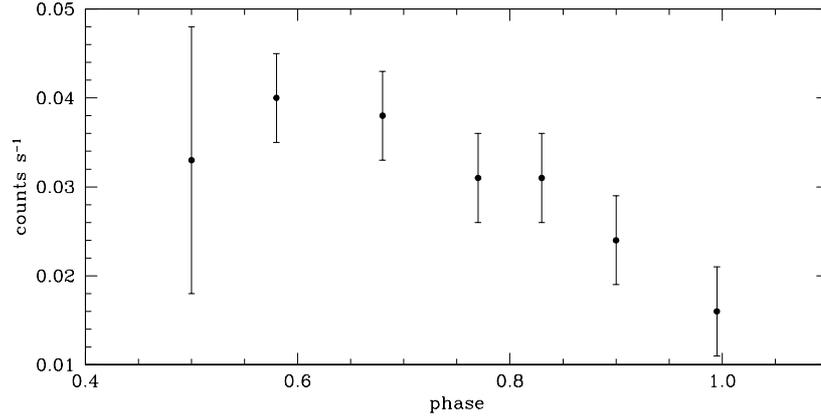


Рис. 3.1: Рентгеновский поток WR 22 как функция орбитальной фазы.

периастром. Продолжительность одной экспозиции составляла 10000 сек. Напомним, что фазы периастра и апоастра находятся очень близко к орбитальным фазам 0 и 0.5 соответственно. На Рис. 3.1 показано среднее измеренное число квантов в секунду для каждого наблюдения в диапазоне 0.5 – 5.0 кэВ, на инструментах EPIC (“European Photon Imaging Camera”) MOS1, MOS2.

Из рисунка видно, что рентгеновский поток WR 22 меняется с фазой орбитального периода и максимален вблизи апоастра, в согласии с результатами предшествующих авторов для данной системы. Такое поведение рентгеновского потока сильно отличается от многих других двойных систем данного типа. В качестве примера для сравнения рассмотрим систему HD 93403 (O5.5 I+O7 V). Орбитальный период этой системы составляет около 15 дней, эксцентриситет $e = 0.234$, угол наклона орбиты $i \sim 30^\circ$. Наблюдения HD 93403 на спутнике *XMM-Newton* (Rauw et al., 2002b) показывают, что форма рентгеновского спектра и его жесткость практически не меняются с фазой орбитального периода, а рентгеновский поток меняется приблизительно обратно пропорционально расстоянию между компонентами. В целом это поведение укладывается в картину адиабатической ударной волны, возникающей в зоне столкновения ветров (Usov, 1992), см. также следующую главу. Как мы видим, в случае WR 22 картина иная и скорее напоминает случай γ^2 Vel (WC8+O7.5 III-V). Период этой системы $P = 78.53$ дня, эксцентриситет $e = 0.326$, угол наклона орбиты $i \sim 63^\circ$. Schild et al. (2004) получили наблюдения системы на фазах 0.11 (ближе к периастру) и 0.37 (ближе к апоастру) на *XMM-Newton* и обнаружили, что поведение рентгеновских спектров и светимости не соответствует обратной пропорциональности с расстоянием между компонентами.

Для того, чтобы прояснить ситуацию в случае WR 22, мы измерили рентгеновские потоки в 7 орбитальных фазах для трех диапазонов спектра: 0.5 – 1.0 кэВ, 1.0 – 2.0 кэВ, и 2.0 – 5.0 кэВ. Оказалось, что уменьшение потока в периастре наблюдается исключительно в мягком диапазоне спектра. Поток в жестком диапазоне остается практически постоян-

ным. Уменьшение потока в мягком диапазоне может быть объяснено тем, что в периастре звезда O и расположенная близко к ней зона столкновения ветров находятся позади звезды WR, так что излучение из области столкновения ветров (а также мягкое излучение ветра компоненты O) на пути к наблюдателю проходит через ветер WR, который поглощает значительную его часть. Коэффициент поглощения зависит от энергии и намного больше в мягкой области спектра, чем в жесткой. В апоастре звезда O находится спереди и излучение зоны столкновения проходит лишь через слабо поглощающий ветер этой компоненты. Остается открытым вопрос, почему жесткое излучение зоны столкновения не меняется с изменением расстояния между компонентами. Gosset et al. (2009) провели вычисления в двумерной газодинамической модели столкновения ветров, используя параметры компонент и ветров, близкие к реальным в WR 22. Хотя ряд параметров неизвестен в точности, а модель не учитывает несколько важных физических механизмов (например, радиативное торможение (см. ниже), излучение ветра WR и т.д.), которые могут быть важны в случае WR 22, на качественном уровне расчеты показали, что в системе может существовать сложное сочетание радиативной и адиабатической зон столкновения со стороны звезд WR и O, а также изменение их конфигурации в течение орбитального цикла. Сочетание этих факторов приводит к тому, что в модельных расчетах жесткая часть рентгеновского потока от зоны столкновения почти не меняется в течение орбитального цикла¹. Хотя этот результат является лишь индикативным и не может рассматриваться как окончательный ответ на вопрос о постоянстве жесткого излучения WR 22, он является хорошей иллюстрацией того, что рентгеновское излучение горячих двойных систем является продуктом нескольких механизмов, которые далеко не так просты, как представлялось в начале исследований. В зависимости от параметров конкретной системы сочетание этих механизмов может приводить к различным наблюдательным проявлениям.

3.1.2 WR 25

WR 25 является одной из самых ярких звезд в рентгеновском диапазоне. По наблюдениям со спутника *Einstein* в диапазоне 0.2–4.0 кэВ Seward, Chlebowski (1982), предполагая, что излучение имеет тепловую природу, и принимая расстояние до WR 25 равным 2.6 кпс, нашли, что рентгеновская светимость $L_x \simeq 73.8 \times 10^{32}$ эрг/с. Pollock (1987) переанализировал эти же данные, также предполагая тепловой спектр с температурой 1 кэВ и то же расстояние до объекта. Он получил значение $L_x \simeq 137 \times 10^{32}$ эрг/с. Это значение является слишком завышенным из-за того, что автор при вычислении светимости модельного спектра экстраполировал жесткую часть спектра в мягкий диапазон, не учитывая поглощение в ветре (смотри ниже). По данным спутника *ROSAT* в диапазоне 0.2 – 2.4 кэВ,

¹Более подробно вопрос о разных режимах столкновения ветров и физических механизмах, влияющих на их формирование, будет рассматриваться в конце данной главы и в следующей главе.

Таблица 3.1: Параметры WR 25.

Параметр	Величина	Ссылка
Спектральный тип	WN6h+O4f	1
d	(кпс) 3.24	1
v	(mag) 8.14	1
$b - v$	(mag) 0.17	1
M_v	(mag) -6.20	1
A_v	(mag) 1.79	1
E_{b-v}	(mag) 0.44	1
E_{B-V}	(mag) 0.53	1
v_∞	(км/с) 2480	1
T_*	(кК) 31	2
$\log L/L_\odot$	5.97	2
\dot{M}	($10^{-5} M_\odot/\text{год}$) 3.6	2

Ссылки: 1: van der Hucht (2001); 2: Crowther, Hillier, Smith (1995).

при том же принятом расстоянии, была получена оценка $L_x \simeq 49 \times 10^{32}$ эрг/с (Pollock, Haberl, Corcoran, 1995, исправлено в Wessolowski, 1996). Skinner et al. (1995) проанализировали данные спутника *ASCA* в диапазоне 0.2 – 4.0 кэВ и показали, что на протяжении 11 часов наблюдений какая либо значимая переменность рентгеновского потока отсутствует, а рентгеновский спектр относительно мягкий и соответствует температуре $kT \simeq 1.6$ кэВ. Рентгеновская светимость в предположении, что расстояние $d = 2.6$ кпс, составила $L_x \simeq 20 \times 10^{32}$ эрг/с. Несоответствие полученных этими авторами результатов наглядно демонстрирует необходимость однородного анализа как архивных, так и новых данных для этой звезды. С этой целью мы провели новые наблюдения WR 25 на спутнике *XMM-Newton*, а также заново проанализировали архивные данные предыдущих спутников.

Основные наблюдаемые параметры WR 25 приведены в Табл. 3.1. Двойственность WR 25 на момент проведения данного исследования все еще была предметом обсуждения. В ультрафиолетовом диапазоне WR 25 демонстрирует спектр с эмиссионными линиями, соответствующий подтипу WN6-7 (Walborn, Nichols-Bohlin, Panek, 1985), а также с абсорбционными линиями, характерными для звезд ранних спектральных типов. Smith (1955) классифицировал звезду как WN7+O7, однако впоследствии различные авторы были более осторожны и классифицировали ее, например, как WN6ha (Smith, Shara, Moffat, 1996) на основании того, что переменность лучевых скоростей не была обнаружена (что, однако, может объясняться не только одиночным статусом звезды, но и тем, что двойная система наблюдается с полюса орбиты, или имеет очень большой период). По тем же причинам Moffat (1978) и Conti, Niemela, Walborn (1979) отвергли двойственность звезды, хотя последние авторы отметили, что абсорбционные линии в спектре соответствуют

Таблица 3.2: Журнал наблюдений WR 25 на обсерватории *XMM-Newton*.

Номер орбиты	# 115	# 116	# 283	# 284	# 285
Дата наблюдения	26-7-2000	27-7-2000	25-6-2001	28-6-2001	30-6-2001
Начало [UT]	04:58	23:48	06:51	07:22	04:38
Инструмент	Продолжительность экспозиции (часы)				
RGS1	-	-	10.3	11.8	10.5
RGS2	-	-	10.3	11.8	10.5
MOS1	9.4	3.1	10.2	11.7	10.4
MOS2	8.5	2.3	10.2	11.7	10.4
PN	8.8	2.6	9.6	11.0	9.7

спектральному классу O4f. Учитывая эти данные, в своем каталоге галактических звезд WR van der Hucht (2001) в некоторой степени провокационно присвоил звезде спектральный класс WN6h+O4f, который указан в нашей Табл. 3.1. Prinja, Barlow, Howarth (1990) из анализа линий C IV определили, что средняя терминальная скорость ветра звезд WN6 составляет $V_\infty \sim 1700$ км/с, в то время, как для WR 25 они нашли $V_\infty \simeq 2500$ км/с, что является характерной скоростью для звезд O4. Drissen, Robert, Moffat (1992) обнаружили переменность оптической поляризации WR 25 и предположили, что она может быть связана с двойственностью звезды с большим (годы) орбитальным периодом.

В данной работе представлены наблюдения WR 25 с инструментами RGS (“Reflection Grating Spectrometers”) и EPIC (“European Photon Imaging Camera”) MOS1, MOS2, PN спутника *XMM-Newton*, которые позволили улучшить определение рентгеновской светимости и впервые определить содержание элементов Ne, Mg, Si, S и Fe. Кроме того, мы исследовали переменность рентгеновской светимости звезды на основе однородного анализа рентгеновских данных предыдущих космических миссий. Журнал наблюдений показан в Табл. 3.2. Спектрограф RGS покрывает полосу спектра от 5 до 35\AA и имеет спектральное разрешение 0.07\AA (соответствующее скоростям от 4200 до 600 км/с). Максимальная эффективная площадь инструмента составляет примерно 140 см^2 на длине волны 15\AA . Инструментальная обработка данных производилась в программе SAS (“Science Analysis Software”). Фоновый сигнал измерялся в области, пространственно отделенной от объекта. Для инструментов EPIC спектры извлекались из круговой области с центром, совпадающим с объектом и радиусом $40''$, фон измерялся в кольце вокруг этой области, с внутренним и внешним радиусами $50''$ и $64''$. Из общей продолжительности экспозиций были удалены периоды Солнечных вспышек. На Рис. 3.2 показано объединенное псевдоцветное изображение поле зрения с инструментами MOS1, MOS2, PN, а также контурная диаграмма рентгеновского изображения, наложенная на оптическое изображение DSS.

Помимо WR 25, в поле зрения *XMM-Newton* попадает множество точечных рентгеновских источников, большая часть которых идентифицируется с массивными звездами в

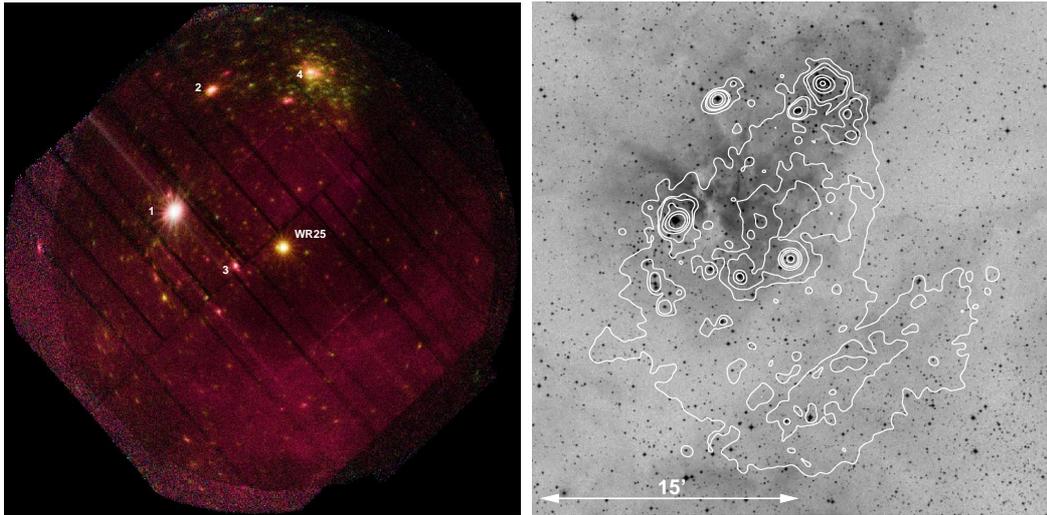


Рис. 3.2: Слева: псевдо-цветное комбинированное изображение MOS1, MOS2, PN ($30' \times 30'$), полученное на орбитах спутника #283, #284, и #285. Оси изображения соответствуют прямому восхождению и склонению. Три диапазона энергий, которые были использованы для создания псевдо-цветов: 0.4 – 1.0, 1.0 – 2.5, и 2.5 – 12.0 кэВ. Помеченные источники 1: η Car; 2: HD 93250 (O3.5 V (f^+)); 3: HD 93205 (O3 V + O8 V); 4: HD 93129A (O2 If*, Walborn et al., 2002) в открытом скоплении Tr 14. В поле зрения присутствуют многочисленные рентгеновские источники, многие из которых отождествляются с массивными звездами ранних спектральных типов. Также видно рассеянное излучение комплекса Carina. Справа: контурное изображение MOS1, наложенное на оптическое изображение DSS (“Digitized Sky Survey”).

комплексе Carina. Эта область включает несколько очень молодых открытых скоплений (Trumpler 14, 15 и 16, Collinder 228 и 232), очень богатых на горячие и массивные звезды. Многие из них уже были открыты как рентгеновские источники с помощью первых рентгеновских спутников. Наблюдаемое диффузное излучение от комплекса, вероятно, связано с совместным воздействием ветров звезд ранних типов на межзвездную среду. Свойствам этих звезд будет посвящен раздел 3.2.

На Рис. 3.3 показаны объединенные спектры RGS и MOS1 по данным орбит 284 и 285 вместе с наилучшей теоретической моделью. Использовалась модель *mekal* (Mewe, Gronenschild, van den Oord, 1985). Эта модель вычисляет спектр однотемпературной оптически тонкой плазмы, позволяя также задавать химический состав вещества. База данных модели включает более 5400 спектральных линий. Она включена в компьютерную программу SPEX (Kaastra, Mewe, Nieuwenhuijzen, 1996), которая обеспечивает инфраструктуру вычисления оптимальной модели (минимизация χ^2 , учет двумерной чувствительности конкретного спутника (посредством файлов RMF – redistribution matrix file, и ARM – ancillary response matrix), а также позволяет комбинировать несколько моделей. В частности, спектр, полученный в модели *mekal*, может быть умножен на модель межзвездного поглощения *wabs*, с одновременным поиском количества атомов водорода N_H на

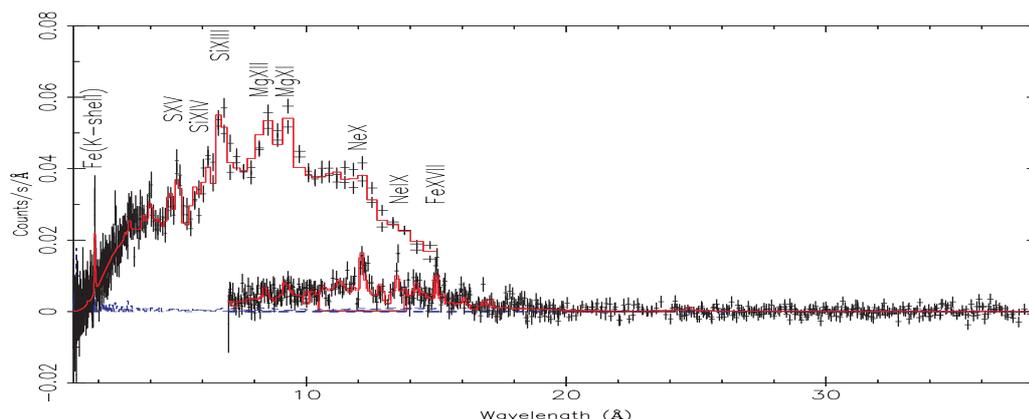


Рис. 3.3: Спектр WR 25 с вычтенным спектром фона (орбиты 284 и 285) по измерениям RGS (5 – 38Å) и MOS1 (1 – 15Å). Спектры не исправлены за эффективную площадь инструментов, чтобы показать разницу их эффективности. Помечены наиболее сильные эмиссионные линии. Красная линия показывает наилучшую теоретическую модель спектра, а синяя - вычтенный спектр фона.

луче зрения от наблюдателя к объекту. Аналогично, если однотемпературная модель не может адекватно воспроизвести наблюдаемый спектр, в нее может быть добавлена модель с другой температурой, например, $\text{wabs}(N_{\text{H1}}) * (\text{mekal}(kT_1) + \text{mekal}(kT_2))$.

Для адекватного описания наблюдаемых спектров оказалось достаточно использовать двухтемпературную модель. Для каждого температурного компонента использовалось индивидуальное значение N_{H} , которое являлось свободным параметром модели $\text{wabs}(N_{\text{H1}}) * \text{mekal}(kT_1) + \text{wabs}(N_{\text{H2}}) * \text{mekal}(kT_2)$. Необходимость использования индивидуальных моделей поглощения для каждой спектральной модели связана с тем, что помимо межзвездного, в объекте может присутствовать внутреннее поглощение в ветре, разное для более и менее горячих областей плазмы. Полученные температуры, рентгеновская светимость, и химический состав приведены в Табл. 3.3. Величины светимостей в таблице представляют собой внутреннюю светимость излучающего вещества, определяемую как светимость модельного спектра, исправленного за межзвездное поглощение и поглощение рентгеновского излучения в плотном ветре WR. Содержание элементов относительно по отношению к Солнечному (Anders, Grevesse, 1989), за исключением железа, для которого $A_{\text{Fe}} = 7.50$ для Солнца было взято из Grevesse, Sauval (1999) вместо 7.67 из первой работы.

В модели для обеих температурных компонент было использовано общее содержание каждого химического элемента, за исключением железа, для которого относительное содержание определялось независимо для каждой компоненты модели. Это связано с тем, что в отличие от других элементов, линии которых присутствуют в обеих температурных компонентах, два наблюдаемых комплекса линий железа разделены, поскольку линия Fe XVII появляется только при температуре $\sim 7\text{MK}$, а комплекс Fe XXV/XXVI – при температуре $\sim 32\text{MK}$. Полученное содержание железа для двух температурных компо-

Таблица 3.3: Параметры двухтемпературной модели спектров WR 25.

Параметр	орбита #284	орбита #285
d (кпс) фиксировано	3.24	3.24
N_1^H (10^{21}см^{-2})	7.7 ± 0.6	6.3 ± 0.6
N_2^H (10^{21}см^{-2})	2.4 ± 0.7	3.2 ± 0.6
T_1 (мК)	7.1 ± 0.3	6.9 ± 0.3
T_2 (мК)	33 ± 4	30 ± 2
EM_1 (10^{56}см^{-3})	7.4 ± 1.1	6.1 ± 0.9
EM_2 (10^{56}см^{-3})	3.0 ± 0.5	2.6 ± 0.2
L_x [0.5 – 10 кэВ] (10^{32} эрг/с)	128 ± 14	129 ± 12
Относительное содержание элементов ^a :		
He	2.27^b	2.27^b
C	0.15^b	0.15^b
N	5.9^b	5.9^b
O	<0.4	<0.24
Ne	$0.54^{+0.15}_{-0.15}$	$0.48^{+0.11}_{-0.11}$
Mg	$0.67^{+0.09}_{-0.09}$	$0.58^{+0.08}_{-0.08}$
Si	$0.83^{+0.10}_{-0.10}$	$0.86^{+0.10}_{-0.10}$
S	$1.3^{+0.2}_{-0.2}$	$1.1^{+0.2}_{-0.2}$
Fe ₁	$0.56^{+0.05}_{-0.05}$	$0.40^{+0.03}_{-0.03}$
Fe ₂	$0.64^{+0.14}_{-0.14}$	$0.62^{+0.10}_{-0.10}$
$\chi^2/\text{d.o.f.}$	643/619	727/613

L_x : Светимость, исправленная за межзвездное поглощение и поглощение в ветре WR.

^a: Относительно Солнечного химического состава (смотри текст).

^b: Фиксированная величина (смотри текст).

нент отличается, однако эти отличия не являются существенными, учитывая вовлеченные неопределенности.

На основании анализа оптических спектров Crowther, Hillier, Smith (1995) определили отношение H/He= 4.5 (по числу), а Crowther et al. (1995) дополнительно нашли N/He= 0.003 и C/He= 0.00024. Отношение H/He показывает, что содержание водорода в два раза меньше Солнечного. Данные по содержанию кислорода в литературе отсутствуют. Большая величина N_H приводит к сильному поглощению спектра на длинах волн больше 15\AA , поэтому определить интенсивность линий C, N и O в наших спектрах невозможно. По этой причине относительное содержание He, C, N было взято из Crowther et al. (1995). Для кислорода был определен лишь верхний предел относительного содержания. Для остальных элементов (Ne, Mg, Si и Fe, исключая S) относительное содержание ниже Солнечного.

Таблица 3.4: Журнал архивных и текущих рентгеновских наблюдений WR 25.

N.	Инструмент	ID	Дата наблюдений	MJD ^a	Экспозиция (сек)	Общая продолжительность (сек)
1	ROSAT-PSPCB	rp200108n00	1991, Dec 15	48605.41	1610	2839
2	ROSAT-PSPCB	rp900176n00	1992, Jun 12	48785.94	24321	225050
3	ROSAT-PSPCB	rp201262n00	1992, Aug 09	48843.93	5665	42858
4	ROSAT-PSPCB	rp900176a01	1992, Dec 15	48971.73	14544	2096652
5	ASCA-SIS0+SIS1	20018000	1993, Aug 24	49223.76	30048	74260
6	ASCA-SIS0+SIS1	26033000	1997, Jan 24	50806.90	37712	113184
7	XMM-MOS1+PN ^b	0112580601	2000, Jul 26	51751.71	31600 ^c	36604
8	XMM-MOS1+PN ^b	0112580701	2000, Jul 27	51753.50	9700 ^c	12572
9	XMM-RGS1+RGS2+ +MOS1+MOS2+PN	0112560101	2001, Jun 25	52085.79	23900 ^c	36994
10	XMM-MOS1+MOS2+PN	0112560201	2001, Jun 28	52088.81	27500 ^c	38506
11	XMM-MOS1+MOS2+PN	0112560301	2001, Jun 30	52090.70	32600 ^c	37474
12	XMM-RGS1+RGS2+MOS1	0112560201	2001, Jun 28	52088.81	25300 ^c	38506
13	XMM-RGS1+RGS2+MOS1	0112560301	2001, Jun 30	52090.70	33300 ^c	37474

^a: Начало экспозиции.

^b: MOS2 находился в режиме “small window mode”, а WR 25 близко к краю чипа центрального CCD, что сделало данные MOS2 непригодными к использованию.

^c: Часть общего времени экспозиции была потеряна из-за Солнечной вспышки.

Важно отметить, что поглощение низкотемпературной компоненты спектра в Табл. 3.3 существенно превышает поглощение высокотемпературной компоненты, что отражается в величинах N_H . Это является непосредственным проявлением того, что “внутреннее” рентгеновское излучение поглощается не только межзвездной средой, но и ветром, а также того, что мягкое и жесткое излучение формируются в разных областях. Это, наряду с наличием в спектре мощных линий Fe XXV/XXVI 6.7 кэВ, является аргументом в пользу того, что WR 25 может быть двойной системой со сталкивающимися ветрами. При этом зона столкновения, погруженная глубоко в ветра компонент, формирует жесткое излучение, а мягкое формируется в периферийных частях зоны столкновения и в самих ветрах компонент благодаря их неоднородности, описанной выше. Строго говоря, использование модели межзвездного поглощения для учета поглощения в ветре WR не вполне корректно, поскольку химический состав звезд WR отличается от Солнечного, используемого в модели межзвездного поглощения. Однако в случае WR 25 содержание гелия в ветре составляет лишь около 20%, так что погрешность определения N_H не слишком велика. Учитывая полученный результат, а также то, что орбитальный период предполагаемой двойной системы может быть большим, представляется интересным попытаться найти переменность рентгеновского излучения по данным наших наблюдений и наблюдений предыдущих рентгеновских спутников.

С этой целью, наряду с нашими наблюдениями на спутнике *XMM-Newton*, мы заново проанализировали данные предыдущих миссий, используя архивные каталоги спутников *ROSAT*, *ASCA* (только данные SIS0 и SIS1, смотри ниже), и *XMM-Newton*. Список использованных данных показан в Табл. 3.4. Поскольку наша главная цель – получение кривой блеска, крайне важным является как можно более однородный анализ исходных данных. Это включает использование оптимальных апертур для извлечения спектров, включаю-

щих большую часть PSF (Point Spread Function), но таких, чтобы исключить влияние близко расположенных других объектов (это особенно актуально для данных *ASCA*), а также согласованные модели спектров. Так как характеристики и чувствительность всех инструментов очень сильно отличаются, единственным способом получить согласованные потоки является моделирование спектров и вычисление модельных потоков.

Мы извлекли отфильтрованные списки событий (screened event lists) для *ROSAT* PSPC из базы данных университета Лейчестера. Использовалась апертура радиусом $1'$. Угловое разрешение инструмента в центре поля зрения (PSF-FWHM) составляет $20''$. Фоновый сигнал извлекался из кольца внутренним радиусом $1'$ и внешним $2'$.

Данные *ASCA* были извлечены из того же архива (использовались данные только для режима bright, поскольку данные в режиме bright2 представляют крайне малую часть всех накопленных данных). Основная проблема с этим спутником заключается в низком угловом разрешении инструментов GIS. Как следствие, извлеченный спектр загрязнен сигналом от близлежащей η Car, а также двойной системы HD 93205 (O3 V + O8 V). Кроме того, какая бы область для извлечения данных фона не выбиралась, она также неизбежно включает близлежащие источники. В результате поток WR 25 меняется примерно на 50% в зависимости от места выбора области фона. По этой причине мы не использовали данные инструментов *ASCA* GIS в нашем анализе. Различные чипы CCD двух инструментов SIS0 и SIS1 имеют очень разные функции отклика. Поэтому для извлечения данных мы использовали круговую апертуру радиусом $3'$, находящуюся целиком внутри одного чипа CCD. Фон извлекался из прямоугольной апертуры, находящейся на том же чипе. Поскольку в наблюдениях *ASCA* 1997 года WR 25 находится вблизи края поля зрения, поток, полученный для этого наблюдения, может иметь большую погрешность. Для проверки наших результатов мы сравнили наши результаты для наблюдения 1993 года с результатами работы Skinner et al. (1995). Наш поглощенный поток в диапазоне 0.5 – 4.0 кэВ практически идентичен потоку, полученному этими авторами.

В процессе анализа данных *XMM-Newton* MOS и PN были использованы только “хорошие” события (“good time events”, под событием понимается регистрация рентгеновского кванта детектором) с цифровой сигнатурой в диапазоне 0 – 12 для MOS и 0 – 4 для PN (Turner et al., 2001). Насыщение сигнала в центре PSF отсутствовало. Также были использованы только “хорошие” подинтервалы экспозиций (good time intervals) с низким уровнем фона мягких протонов Солнечного ветра. Поскольку главной целью данного анализа было по возможности более точное определение потоков, мы использовали относительно большие круговые апертуры радиусом $1'$, фон извлекался из кольцевой апертуры с внутренним радиусом $1'$ и внешним $85''$. В первых двух наблюдениях *XMM-Newton*, включающих WR 25, главным объектом (находящимся в центре поля зрения) была звезда η Car. Как следствие, WR 25 находилась на расстоянии $7'$ от центра поля зрения. Это может привести к систематическим погрешностям в определении потока из-за (i) неточности PSF и

(ii) погрешности калибровки виньетирования. Согласно техническому отчету о калибровке спутника CAL-TN-0018-2-0, пересчет измеренного в данной апертуре потока в полный поток точечного объекта для расстояния $7'$ от центра поля зрения может быть сделан с разумной погрешностью (менее 5%) только для энергий менее ~ 1.5 кэВ для MOS1, MOS2, и ~ 4 кэВ для PN. Для более высоких энергий ошибка может достигать 20% или калибровка может просто не существовать (как, например, для PN). По этой причине мы не применяли коррекцию за размер апертуры для сетов данных под номерами 7 – 11, а предпочли использовать бóльший размер апертуры. В круговой апертуре радиусом $1'$ в центре поля зрения доля потока точечного объекта превышает 92% (точное число зависит от энергии). На расстоянии $7'$ от центра это число меняется не сильно. В сетях данных под номерами 12 и 13 (WR 25 в центре поля зрения) мы применили поправку за размер апертуры, чтобы оценить ее влияние на конечные результаты путем сравнения с данными под номерами 9 – 11 и 10 – 11 (последние представляют собой те же наблюдения, что 12 и 13, но включают разные наборы приемных инструментов).

Что касается второго источника ошибок, XMM-Helpdesk (техническая поддержка XMM-Newton) сообщила нам, что неточность в положении оптической оси телескопов XMM-Newton приводит к погрешности потока на расстоянии $7'$ от центра поля зрения, равной примерно 3%, 10%, и 8% для MOS1, MOS2, и PN соответственно на энергии 4.5 кэВ. Имеется небольшая зависимость этих чисел от энергии, для маленьких энергий погрешность меньше. Также благодаря этому эффекту имеется погрешность 2 – 4% при измерениях в центре поля зрения.

Мы заключаем, что ошибка абсолютного потока WR 25 по данным XMM-Newton в сетях 12, 13 (звезда в центре поля зрения) не должна превышать ~ 5 – 7%. Поток в сетях 7 – 11 могут быть систематически недооценены на ~ 6 – 10% из-за отсутствия коррекции за размер апертуры. Помимо этих систематических ошибок, ошибка потока не должна превышать ~ 5 – 7% для сетов 9 – 11 и может быть несколько больше в сетях 7, 8.

Анализ проводился в программе XSPEC² (Arnaud (1996), аналогична использованной выше SPEX). Эта программа является самым используемым инструментом анализа рентгеновских спектров космических объектов. Она включает набор различных моделей (чернотельное излучение, степенной закон, модели оптически тонкой однотемпературной тепловой плазмы, модель межзвездного поглощения и многие другие), которые можно комбинировать, используя простой синтаксис. Кроме этого, программа включает удобную инфраструктуру для учета функций отклика детектора и поиска оптимальных параметров моделей методом наименьших квадратов и другими. При моделировании всех архивных и текущих данных использовалась модель тепловой оптически тонкой плазмы `mekal`. Химический состав был зафиксирован в соответствии с полученными выше результатами.

²<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/>.

Таблица 3.5: Параметры спектрального моделирования для архивных и текущих рентгеновских данных WR 25.

N	N_1^H	N_2^H	kT_1	kT_2	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	P ^b	f_x (10^{-12} эрг/с/см ²)		
	(10 ²² см ⁻²)						(кэВ)		
N							[0.5 - 2.4 кэВ]	[2.4 - 10.0 кэВ]	[0.5 - 10.0 кэВ]
1	1.03 ^{+0.32} _{-0.32}	-	0.42 ^{+0.25} _{-0.25}	-	13.55/19	0.63	2.13 ^{+0.26} _{-0.92}	-	-
2	0.91 ^{+0.10} _{-0.10}	-	0.56 ^{+0.10} _{-0.10}	-	17.94/19	0.33	2.14 ^{+0.18} _{-0.24}	-	-
3	0.96 ^{+0.19} _{-0.18}	-	0.52 ^{+0.17} _{-0.14}	-	17.20/19	0.37	2.67 ^{+0.33} _{-0.51}	-	-
4	0.95 ^{+0.11} _{-0.14}	-	0.56 ^{+0.14} _{-0.09}	-	17.55/19	0.35	2.36 ^{+0.29} _{-0.14}	-	-
5	1.05 ^{+0.33} _{-0.33}	0.48 ^{+0.42} _{-0.42}	0.71 ^{+0.22} _{-0.22}	2.58 ^{+0.78} _{-0.78}	406/647	1.00	1.73 ^{+1.39} _{-0.77}	1.46 ^{+0.72} _{-0.71}	3.19 ^{+2.31} _{-1.48}
6	0.63 ^{+0.12} _{-0.12}	0.41 ^a	0.79 ^{+0.13} _{-0.13}	2.30 ^{+0.44} _{-0.44}	397/648	1.00	2.41 ^{+0.42} _{-0.45}	1.52 ^{+0.50} _{-0.98}	3.93 ^{+0.95} _{-1.43}
7	0.68 ^{+0.03} _{-0.02}	0.41 ^{+0.05} _{-0.04}	0.62 ^{+0.02} _{-0.01}	3.13 ^{+0.13} _{-0.20}	1065/990	0.04	2.86 ^{+0.03} _{-0.03}	1.82 ^{+0.05} _{-0.05}	4.68 ^{+0.07} _{-0.07}
8	0.68 ^{+0.05} _{-0.05}	0.41 ^{+0.05} _{-0.06}	0.60 ^{+0.03} _{-0.04}	2.98 ^{+0.41} _{-0.31}	635/607	0.16	2.79 ^{+0.05} _{-0.06}	1.81 ^{+0.11} _{-0.11}	4.59 ^{+0.10} _{-0.14}
9	0.70 ^{+0.02} _{-0.02}	0.43 ^{+0.04} _{-0.04}	0.62 ^{+0.02} _{-0.01}	2.65 ^{+0.14} _{-0.13}	1398/1325	0.06	2.42 ^{+0.03} _{-0.03}	1.43 ^{+0.03} _{-0.04}	3.85 ^{+0.04} _{-0.06}
10	0.71 ^{+0.02} _{-0.02}	0.38 ^{+0.08} _{-0.04}	0.62 ^{+0.01} _{-0.02}	3.01 ^{+0.19} _{-0.19}	1398/1242	0.0008	2.42 ^{+0.03} _{-0.02}	1.49 ^{+0.03} _{-0.04}	3.92 ^{+0.04} _{-0.07}
11	0.69 ^{+0.02} _{-0.03}	0.39 ^{+0.04} _{-0.03}	0.61 ^{+0.02} _{-0.01}	2.72 ^{+0.13} _{-0.12}	1408/1357	0.135	2.45 ^{+0.02} _{-0.03}	1.52 ^{+0.03} _{-0.04}	3.97 ^{+0.04} _{-0.05}
12	0.77 ^{+0.06} _{-0.05}	0.24 ^{+0.08} _{-0.07}	0.61 ^{+0.02} _{-0.03}	2.83 ^{+0.28} _{-0.48}	643/619	0.244	2.72 ^{+0.27} _{-0.27}	1.75 ^{+0.18} _{-0.18}	4.47 ^{+0.45} _{-0.45}
13	0.63 ^{+0.05} _{-0.05}	0.32 ^{+0.06} _{-0.05}	0.60 ^{+0.02} _{-0.02}	2.57 ^{+0.27} _{-0.26}	727/613	0.001	2.72 ^{+0.25} _{-0.25}	1.81 ^{+0.17} _{-0.17}	4.53 ^{+0.42} _{-0.42}

^a: Отношение сигнал/шум в жесткой части спектра настолько мало, что делает невозможным определение N_H . По этой причине мы фиксировали это значение равным величине, полученной из спектров *XMM-Newton*.

^b: P – вероятность нулевой гипотезы.

Для данных *ASCA* и *XMM-Newton* мы использовали сумму двух моделей *mekal*, с индивидуальным поглощением для каждой модели. Область чувствительности *ROSAT* 0.5 – 2.4 кэВ не позволяет детектировать жесткую часть спектра, поэтому для соответствующих данных была использована одна модель *mekal*. Результаты нашего анализа архивных и текущих данных показаны в Табл. 3.5. Таблица включает модельные потоки в диапазонах энергий 0.5 – 2.4, 2.4 – 10.0, и 0.5 – 10.0 кэВ. На Рис. 3.4 показан пример одновременного моделирования спектров *XMM-Newton* MOS1, MOS2, и PN по данным орбиты спутника 284. Хорошо виден комплекс линий Fe XXV/XXVI 6.7 кэВ.

Как видно из Табл. 3.5, потоки, скорректированные за конечный размер апертуры (сеты 12 и 13) действительно примерно на 10% больше, чем потоки в сетах 9 – 11. С другой стороны, эта разница может отражать погрешность сравнительной калибровки EPIC и RGS. Кривые блеска в трех диапазонах энергии показаны на Рис. 3.5 (для *XMM-Newton* приведены потоки, определенные по сетам 7 – 11). Из Табл. 3.5 видно, что форма спектра WR 25 не сильно меняется на протяжении 10 лет. Величина N_H по данным *ROSAT* несколько больше, чем в эпоху *XMM-Newton*, но учитывая вовлеченные неопределенности, результаты выглядят согласованными. Кроме того, часть различий может быть связана с тем, что в данных *ROSAT* отсутствует жесткая часть спектра. Данные *ASCA* (в частности, второе наблюдение) имеют очень низкое отношение сигнал/шум, в особенности в жесткой части спектра. Это объясняет “слишком хорошую” величину χ^2 и несколько отличающиеся параметры модели.

Таким образом, за доступный нам интервал рентгеновских наблюдений WR 25 не вызывает сильной переменности. Наблюдения *XMM-Newton* демонстрируют переменность в течение одного года на уровне примерно 15%. Однако, учитывая погрешности калибровки

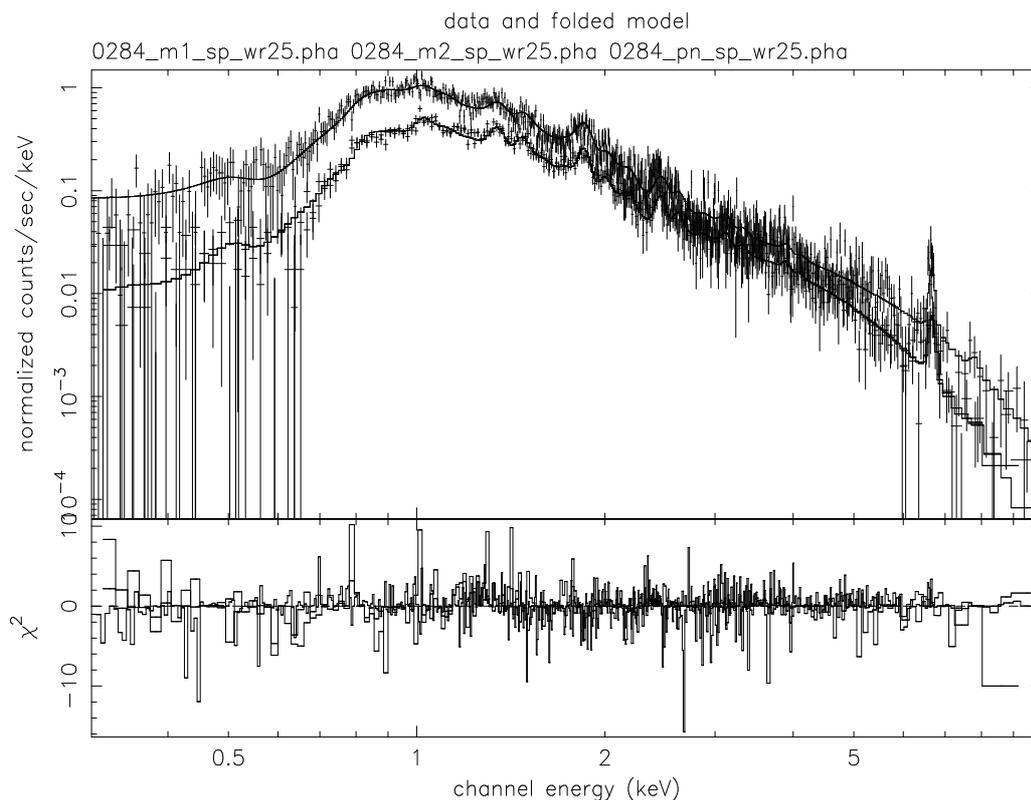


Рис. 3.4: Наблюдаемые и модельные (сплошные линии) спектры для данных орбиты 284 *XMM-Newton*, для инструментов MOS1, MOS2, PN. Хорошо виден комплекс линий Fe XXV/XXVI 6.7 кэВ.

для больших энергий и для источников вдали от центра поля зрения, эта переменность может быть связана с этими погрешностями. С другой стороны, переменность потоков в мягкой и жесткой частях спектра похожа. Отметим, что проблемы калибровки в мягкой области существенно меньше. Мы заключаем, что наш анализ не показывает существенной переменности формы спектра WR 25 и ее потока, которые могли бы быть ясным указанием на двойственность звезды. Тем не менее, само существование комплекса линий Fe XXV/XXVI в ее спектре остается указанием на двойственность (смотри ниже).

Используя найденные потоки WR 25, мы определили непоглощенную светимость звезды (светимость на внешней границе ветра) для каждой эпохи/миссии. С этой целью мы исправили модельные спектры за межзвездное поглощение, используя модельный спектр из сета 10 и приняв величину межзвездного поглощения, определяемую количеством атомов водорода на луче зрения в межзвездной среде от Земли до WR 25 $N_{\text{H}}^{\text{ISM}} = 3.5 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ (Diplas, Savage, 1994). Затем мы вычислили результирующие модельные потоки. После этого светимости были вычислены для расстояния до звезды $d = 3.24$ кпс. Для оценки погрешностей мы вычислили синтетические спектры для каждого спутника *ROSAT*, *ASCA*, *XMM-Newton*, включив эффект фотонного шума. Средние светимости для этих трех миссий показаны в Табл. 3.6. Для справки даны также поглощенные светимости

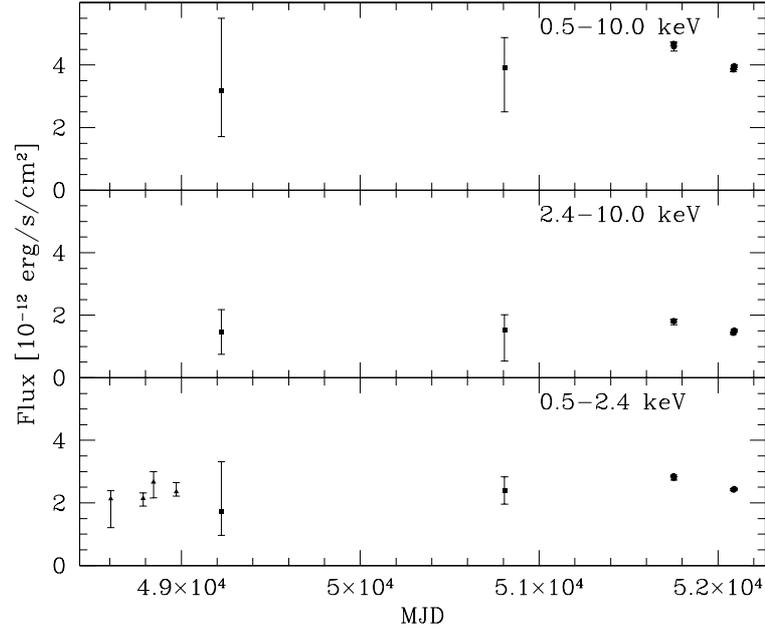


Рис. 3.5: Кривая блеска WR 25 по наблюдениям *ROSAT* (треугольники), *ASCA* (квадраты), *XMM-Newton* (точки).

Таблица 3.6: Средние поглощенные и непоглощенные рентгеновские светимости WR 25 для трех миссий *ROSAT*, *ASCA*, и *XMM-Newton*.

Миссия	$\langle \text{MJD} \rangle$	L_x (10^{32} эрг/с) для $d = 3.24$ кпс		
		[0.5 – 2.4 кэВ]	[2.4 – 10.0 кэВ]	[0.5 – 10.0 кэВ]
Поглощенная ($N_{\text{H}} = 0$)				
ROSAT (1-4)	48802	28.7 ± 4.9	-	-
ASCA (5-6)	50015	30.7 ± 11.2	19.2 ± 9.2	48.6 ± 19.9
XMM (7-11)	51954	31.8 ± 1.2	19.4 ± 0.9	50.9 ± 1.8
XMM (12-13)	52089	34.3 ± 3.4	22.4 ± 2.2	56.5 ± 5.6
Непоглощенная ($N_{\text{H}} = 3.5 \times 10^{21}$ см $^{-2}$)				
ROSAT (1-4)	48802	55.5 ± 4.9	-	-
ASCA (5-6)	50015	46.0 ± 10.2	19.4 ± 0.4	65.5 ± 10.7
XMM (7-11)	51954	63.4 ± 2.5	20.9 ± 1.1	83.8 ± 3.5
XMM (12-13)	52089	59.0 ± 4.2	23.9 ± 1.7	83.0 ± 5.9

(без исправления за межзвездное поглощение).

Seward, Chlebowski (1982) и Pollock (1987) получили очень разные рентгеновские светимости WR 25, используя одни и те же данные спутника *Einstein* (Chlebowski, Harnden, Sciortino, 1989) для диапазона 0.2 – 4.0 кэВ. Причина заключается в различном использовании одних и тех же данных. Seward, Chlebowski использовали измеренную величину скорости счета (count rate) в полном диапазоне инструмента IPC 0.2 – 4.0 кэВ, а Pollock использовал только более жесткий диапазон 0.8 – 4.0 кэВ и экстраполировал скорость счета в мягкий диапазон, используя синтетическую однотемпературную модель с темпе-

ратурой $kT = 1$ кэВ. При этом он не учел внутреннее поглощение в ветре WR, очевидное из нашего исследования. Без такого учета число квантов в мягкой области спектра существенно увеличивается. При этом наблюдаемая скорость счета квантов в работах Seward, Chlebowski и Pollock в действительности практически одинакова: 0.14 ± 0.02 и 0.13 ± 0.02 соответственно.

Мы использовали нашу модель 10 из Табл. 3.5, чтобы вычислить синтетический спектр *Einstein* IPC и оценить скорость счета квантов. Эта скорость в диапазоне 0.2 – 4.0 кэВ оказалась равной 0.12 квантов/с, что, учитывая вовлеченные погрешности, находится в отличном согласии с измеренной величиной. Синтетическая скорость счета в диапазоне 0.8 – 4.0 кэВ равна 0.11 квантов/с, что действительно очень близко к скорости счета во всем диапазоне спутника благодаря указанному поглощению в ветре. Мы заключаем, что рентгеновская светимость WR 25 в эпоху *Einstein* полностью согласуется с текущей оценкой L_x .

Спустя пять лет после того, как был выполнен наш анализ, описанный выше, Gamen et al. (2006) проанализировали все доступные оптические спектральные наблюдения WR 25, полученные между 1994 и 2006 годом. Анализ лучевых скоростей, измеренных по этим спектрам, показал, что WR 25 является двойной системой с периодом 208 дней, орбита эксцентричная. Благодаря постоянному накоплению данных, получаемых рентгеновскими обсерваториями, недавно стал возможным анализ рентгеновской переменности WR 25 в течение ее длительного орбитального цикла (Aroga, Pandey, De Becker, 2019). Эти авторы представили результаты анализа наблюдений, полученных на обсерваториях *Suzaku*, *Swift*, *XMM-Newton* и *NuSTAR* на протяжении 16 лет. Достаточно подробные наблюдения в течение орбитального цикла получены лишь на телескопе *Swift*. Рентгеновский поток и спектральные характеристики показывают отчетливую переменность с орбитальным периодом. Поток вблизи периастра увеличивается в два раза, но это увеличение происходит лишь на небольшой части орбитального цикла, а в остальном он почти постоянен. Это объясняет отсутствие переменности в наших архивных наблюдениях, полученных в немногочисленные случайные моменты времени. Обнаружение двойственности WR 25 значительно повышает надежность использования наличия комплекса Fe XXV/XXVI 6.7 кэВ в рентгеновском спектре как ее индикатора. Действительно, как было отмечено во вводной части данного раздела, по современным теоретическим представлениям, только в зоне столкновения ветров в двойной системе, состоящей из компонент ранних типов, реализуются высокие температуры, достаточные для формирования указанной линии. Исключением является модель ветров, контролируемых сильным магнитным полем, однако в звездах O и WR достаточно сильных полей не наблюдается.

В настоящее время известен ряд двойных систем WR и O, в рентгеновских спектрах которых наблюдается данная линия: WR11, WR 43c, WR 139, WR 140, WR 147, η Car, HD 93205, V1036 Sco и другие. В то же время имеется ряд звезд, у которых наблюдает-

ся та же линия, но двойственность пока не установлена надежно или вообще никак не проявляется: WR 6, WR 110, ζ Ori и другие. Учитывая историю исследований WR 25 и их результаты, представляется весьма вероятным, что эти звезды представляют собой двойные системы.

Еще одно интересное следствие результатов исследований WR 25 заключается в том, что звезда, будучи широкой двойной системой, тем не менее имеет не только жесткий спектр, но и большую рентгеновскую светимость. Напомним, что по первоначальным представлениям о механизмах формирования рентгеновского излучения в одиночных и двойных системах сколь-нибудь значимого рентгеновского излучения от широких пар звезд не ожидалось. Напротив, ожидалось, что наиболее яркими в рентгеновском диапазоне окажутся тесные двойные системы. В действительности оказалось, что ситуация много сложнее, и в зависимости от конкретных характеристик отдельных двойных систем свойства их рентгеновского излучения могут сильно варьироваться. В этой связи, как отмечалось выше, представляет большой интерес изучение свойств большого числа звезд ранних спектральных типов, как одиночных, так и двойных. Этому будет посвящен раздел 3.2.

3.1.3 WR 46

WR 46 – яркая звезда ($V \sim 10^m .9$), в оптическом спектре которой присутствуют широкие эмиссионные линии, характерные для звезд WR. Пример такого спектра показан на Рис. 3.6. Линия He II 4686Å представляет собой типичнейший пример таких линий. Однако оптический спектр демонстрирует также пекулярные особенности. Например, дублет N V 4603 – 20Å такой интенсивности у звезд WR наблюдается редко. Присутствие в спектре сильных линий N V соответствует спектру WN3. На основании присутствия в спектре линий O VI 3811 – 34Å Smith (1955) классифицировал звезду как пекулярную WN3p. Линии He II и N V имеют очень большую полуширину, соответствующую скоростям ~ 2500 км/с. Линии N V состоят из узкой центральной компоненты и широкого “пьедестала”, в то время, как линия He II имеет обычную для звезд WR форму. В спектре полностью отсутствуют линии водорода и He I, последнее, очевидно, связано с тем, что гелий является полностью ионизованным. Присутствуют линии O VI 3434Å, 5290Å и 7714Å, что является аномальным для классического спектра WN3. На этом основании Niemela, Barba, Shara (1995) предположили, что звезда может не являться звездой WR, а принадлежать к классу так называемых сверх мягких рентгеновских источников (SSS, “Super Soft Sources”).

Различные фотометрические и спектроскопические исследования WR 46 выявили переменность объекта и ее сложный характер (см. Veen et al., 2002a; Veen, van Genderen, van der Nucht, 2002; Veen et al., 2002b с обзором и интерпретациями). По фотометрическим наблюдениям был найден период 6.8 часа (0.28 дня, на кривой блеска имеются два мак-

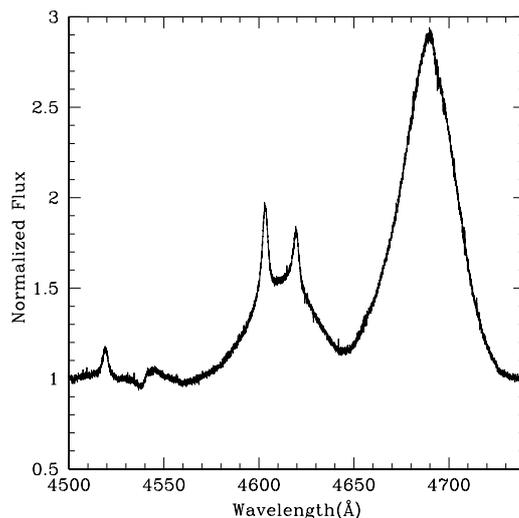


Рис. 3.6: Оптический спектр WR 46, полученный на спектрографе FEROS обсерватории La Silla. Наиболее заметные линии – N V 4518Å, He II 4542Å, N V 4603Å, N V 4620Å, и He II 4686Å.

сумма примерно одинаковой величины и два минимума разной глубины. Однако форма кривой блеска меняется, и иногда наблюдается лишь одна волна за период. В 1989 году появился вторичный период 0.23 дня, что еще более усложняет картину. По данным *Hipparcos* была также обнаружена переменность с характерным масштабом сотни дней. Изучение лучевых скоростей линий N V 4603 – 20Å и He II 4686Å выявило период 7.9 часа (0.329 дней), при этом амплитуда кривой лучевых скоростей меняется от 50 до 320 км/с не только со временем, но и от линии к линии. Форма этих кривых также меняется, а иногда переменность лучевых скоростей вообще пропадает. Все это в совокупности может указывать на нерадиальные пульсации звезды как источник оптической переменности.

WR 46 является рентгеновским источником, что было обнаружено еще на обсерватории *Einstein* (Pollock, 1987). Автор оценил рентгеновскую светимость в диапазоне спутника 0.2 – 4.0 кэВ $L_x = 3.5 \times 10^{33}$ эрг/с, приняв расстояние $d = 8.7$ кпс. Светимость по данным *ROSAT* (0.2 – 2.4 кэВ) составила $L_x = 2.5 \times 10^{32}$ эрг/с при принятом расстоянии $d = 2.5$ кпс (Wessolowski et al., 1995). Вопрос о расстоянии до WR 46 долгое время оставался предметом дебатов. Избыток цвета $E(B - V) \sim 0.3 - 0.4$ (Conti, Vacca, 1990; Namann, Gräfener, Liermann, 2006). Помимо упомянутых выше значений, van der Hucht et al. (1988) приняли $d = 3.4$ кпс и $M_V = -2.8$. Conti, Vacca (1990) предложили $d = 6.3$ кпс и $M_V = -3.8$. На основании анализа профилей линий межзвездного поглощения Crowther, Smith, Hillier (1995) определили кинематическое расстояние $d = 4.0 \pm 1.5$ кпс. Наконец, Tovmassian, Navarro, Cardona (1996) предположили, что WR 46 принадлежит к небольшой OB ассоциации CruOB4.0, расположенной на расстоянии $d = 4.0 \pm 0.2$ кпс.

Мы провели наблюдения WR 46 на спутнике *XMM-Newton* (орбита 397), номинальная продолжительность экспозиции составила 76 кс. Инструментальная обработка данных проводилась с использованием программы SAS стандартным образом, описанным выше

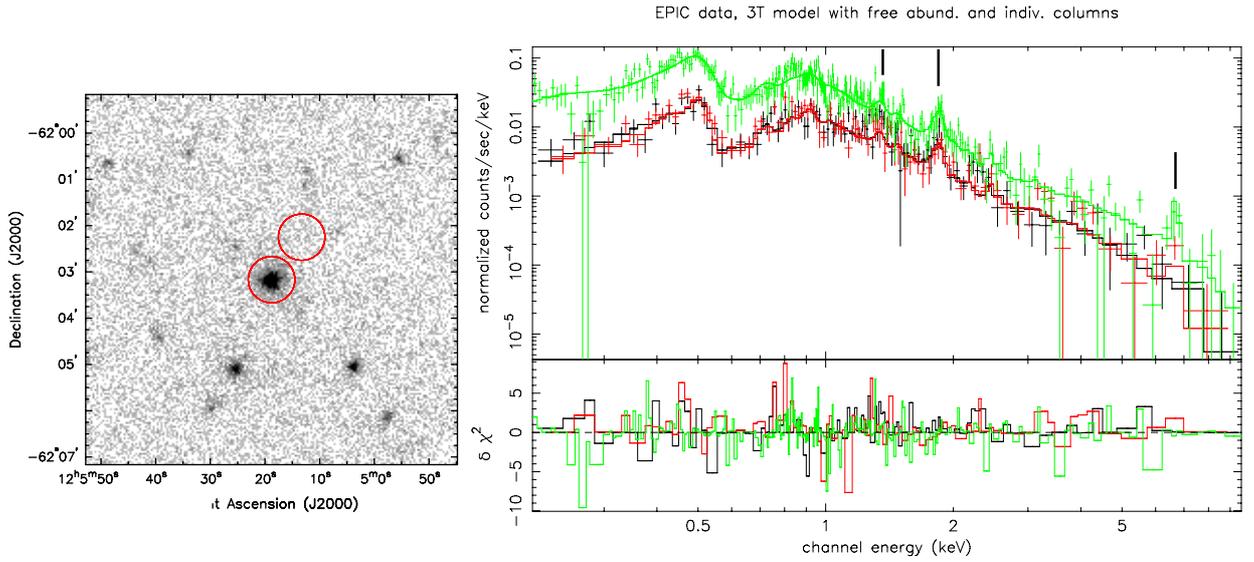


Рис. 3.7: Слева: комбинированное изображение WR 46 на камерах MOS1, MOS2. Показаны апертуры для объекта и фона. Справа: наблюдаемые и модельные спектры MOS1, MOS2, PN. Вертикальные отметки отмечают положение линий Mg XI-XII 1.4 кэВ, Si XIII 1.85 кэВ, и комплекса линий Fe XXV/XXVI 6.7 кэВ.

для WR 25. После исключения периодов высокой Солнечной активности полезная экспозиция составила около 71 кс для инструментов MOS1, MOS2, и 61 кс для камеры PN. На Рис. 3.7 слева показано комбинированное изображение MOS1, MOS2 в полном диапазоне чувствительности 0.2 – 10 кэВ, а также апертуры, из которых извлекались данные для объекта и фона. Область для фона не концентрическая, поскольку вблизи WR 46 расположены другие источники. На Рис. 3.7 справа показаны наблюдаемые спектры, зарегистрированные тремя инструментами, а также оптимальная модель.

Из наблюдаемого спектра на Рис. 3.7 видно, что в нем присутствует как мягкая, так и жесткая компонента. Ясно видно наличие комплекса линий высоко ионизованного железа Fe XXV/XXVI на 6.7 кэВ. Максимум на 0.5 кэВ может быть связан с присутствием линий N VII типа $Ly\alpha$ 24.78Å (0.5 кэВ), а также He-подобного триплета N VI 29Å (0.43 кэВ). Построение теоретической модели и поиск ее оптимальных параметров проводилось в программе XSPEC. Наилучшее согласие с наблюдаемыми спектрами было получено в трех-температурной модели, при этом поглощение каждой компоненты вычислялось независимо. Причина этого заключается в том, что как мы уже видели на примере WR 25, мягкие и жесткие части рентгеновского спектра могут образовываться в различных частях объекта и внутреннее поглощение для них может отличаться. Для каждой из трех компонент использовалась модель тепловой оптически тонкой плазмы `mekal` (смотри выше в разделе WR 25), в качестве модели поглощения использовалась модель `wabs`. Таким образом, полная модель спектра описывается выражением $wabs(N_{H1}) * mekal(kT_1) + wabs(N_{H2}) * mekal(kT_2) + wabs(N_{H3}) * mekal(kT_3)$. Поскольку химический состав излучающего веще-

Таблица 3.7: Параметры трехтемпературной модели спектров WR 46. Нижние и верхние пределы величин параметров соответствуют доверительному интервалу 90%.

Параметр	Величина
N_1^H (10^{22} см $^{-2}$)	$0.26_{0.12}^{0.33}$
N_2^H (10^{22} см $^{-2}$)	$1.11_{0.95}^{1.24}$
N_3^H (10^{22} см $^{-2}$)	$3.92_{0.71}^{8.00}$
T_1 (кэВ)	$0.16_{0.15}^{0.19}$
T_2 (кэВ)	$0.63_{0.59}^{0.67}$
T_3 (кэВ)	$2.99_{1.89}^{6.47}$
$norm_1$ (см $^{-5}$) ^a	$4.67_{1.39}^{8.53} \times 10^{-4}$
$norm_2$ (см $^{-5}$) ^a	$2.08_{1.51}^{2.71} \times 10^{-4}$
$norm_3$ (см $^{-5}$) ^a	$4.34_{1.98}^{10.5} \times 10^{-5}$
χ_ν^2 (d.o.f.)	1.25(462)
f_x (10^{-13} эрг/см 2 /с) ^b	$1.27_{1.21}^{1.35}$
Относительное содержание элементов ^c :	
He	$3.65_{0.59}^{7.63}$
C	$2.03_0^{10.06}$
N	$3.56_{2.16}^{5.64}$
O	$0_0^{0.01}$
χ_ν^2 (d.o.f.)	1.25 (462)

^a: Нормирующий коэффициент, определяемый как $\frac{10^{-14}}{4\pi d^2} \int n_e n_H dV$, где d , n_e , n_H – расстояние до источника, электронная и протонная плотности соответственно.

^b: Поток, наблюдаемый у Земли, в диапазоне 0.2 – 10.0 кэВ.

^c: Содержание по числу, по отношению к водороду и деленные на Солнечный состав из Anders, Grevesse (1989): $(n_X/n_H)/(n_X/n_H)_\odot$.

ства, вообще говоря, неизвестен, мы рассмотрели несколько вариантов: (i) переменное содержание для элементов He, C, N, O (одинаковое для всех трех температурных компонент), содержание остальных элементов из van der Hucht, Cassinelli, Williams (1986) (см. ниже); (ii) химический состав зафиксирован таким же, как найденный для звезды WR 3 (WN3) в Marchenko et al. (2004); (iii) фиксированный “типичный” химический состав для звезд WN из van der Hucht, Cassinelli, Williams (1986), аналогично тому, как это было сделано в Skinner et al. (2002). На Рис. 3.7 показаны модельные спектры для первого варианта. Во всех трех вариантах температуры трех компонент практически не зависят от химического состава и равны ~ 0.2 , ~ 0.6 и $3 - 4$ кэВ. Содержание указанных выше элементов характерно для звезд WN. В Табл. 3.7 показаны параметры модели (для краткости только для первого варианта).

На основании результатов Vuong et al. (2003) мы оценили межзвездное поглощение до WR 46 величиной $N_H = (0.22 - 0.25) \times 10^{22}$ см $^{-2}$. Таким образом, как видно из Табл. 3.7, поглощение всех трех компонент модели действительно превышает межзвездное, что сви-

детельствует о том, что в объекте присутствует внутреннее поглощение рентгеновского излучения, различное для трех температурных компонент.

Для того, чтобы оценить рентгеновскую светимость WR 46, мы скорректировали наблюдаемые потоки за межзвездное поглощение, приняв для последнего величину $N_H = 0.25 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Непоглощенный поток составил $F_x = 4.04 \times 10^{-13} \text{ эрг/см}^2/\text{с}$. Для расстояния $d = 4.0 \text{ кпс}$ светимость $L_x = 7.73 \times 10^{32} \text{ эрг/с}$ в диапазоне 0.2–10 кэВ. Для сравнения с результатами Pollock (1987) и Wessolowski (1996) мы вычислили светимости в диапазонах 0.2–4.0 кэВ (*Einstein*) и 0.2–2.4 кэВ (*ROSAT*): $L_x(0.2–4.0) = 4.6 \times 10^{31} (d/\text{кпс})^2 \text{ эрг/с}$ и $L_x(0.2–2.4) = 4.3 \times 10^{31} (d/\text{кпс})^2 \text{ эрг/с}$. Эти величины хорошо согласуются с оценками указанных авторов при принятых ими расстояниях. Таким образом, рентгеновская светимость WR 46 является постоянной на большом временном интервале.

Помимо спектров, мы также проанализировали переменность потока WR 46 в течение экспозиции, в различных диапазонах энергии. Хотя статистика фотонов довольно посредственна из-за малого их числа, тесты показали отсутствие значимой переменности при энергии больше 2.0 кэВ. Некоторая переменность с уровнем значимости 0.05 была найдена только в диапазоне 0.2–0.5 кэВ. На Рис. 3.8 показана кривая блеска в двух мягких диапазонах, видно, что в диапазоне 0.5–2.0 кэВ переменность полностью отсутствует. Фурье-анализ кривой блеска в диапазоне 0.2–0.5 кэВ показал наличие пика в частотном спектре, соответствующего периоду 7.9 часа. Возникает очевидный соблазн соотнести этот период с периодом 6.8–7.9 часа из оптических данных. Напомним, однако, что оптическая кривая блеска чаще всего показывает две волны за этот период, а не одну, как в наших рентгеновских данных.

Выявленные нами свойства рентгеновского излучения WR 46 (его жесткость и светимость) позволяют сделать однозначный вывод, что предположение о том, что WR 46 в действительности является объектом SSS, несостоятельно. Рентгеновские спектры таких объектов очень мягкие с типичными температурами около 100 эВ, и никогда не превышающими 1 кэВ. Кроме того, их типичная светимость составляет $10^{36}–10^{38} \text{ эрг/с}$. Повышенное содержание азота и отсутствие водорода также свидетельствует в пользу того, что объект является звездой WR подтипа WN3.

Может ли период порядка нескольких часов быть проявлением двойственности звезды? Для прояснения этого вопроса необходимо рассмотреть два варианта того, каким объектом является предполагаемый спутник. Если это “нормальная” звезда OB, то ответ на вопрос отрицателен. При периоде 7–8 часов компоненты предполагаемой системы настолько близки друг к другу, что их ветра просто не успеют разогнаться до таких скоростей, которые позволят разогреть плазму до температур, требующихся для формирования комплекса Fe XXV/XXVI 6.7 кэВ. Если же предположительным спутником является релятивистский объект (и тогда система принадлежит к классу массивных рентгеновских двойных систем), аккреция на такой объект должна приводить к появлению рентгенов-

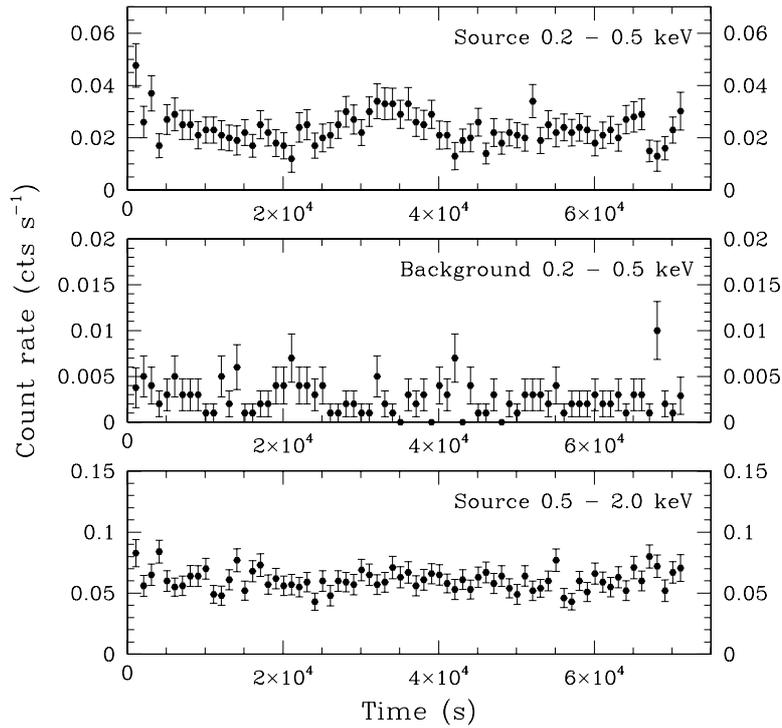


Рис. 3.8: Кривая блеска WR 46 в течение экспозиции. Время на горизонтальной оси отсчитывается от начала экспозиции.

ского источника очень большой светимости $\sim 10^{38}$ эрг/с, как, например, уникальный объект WR+c Cyg X-3 (которому будет посвящена Глава 5). Таким образом, представляется крайне маловероятным, что переменность с характерной шкалой времени 7–8 часов связана с двойственностью объекта.

Более вероятным представляется механизм так называемых вращающихся взаимодействующих областей (CIR, “Corotating Interaction Regions”). Этот механизм был предложен для объяснения переменности ультрафиолетовых резонансных линий в спектрах звезд ранних типов (Cranmer, Owocki, 1996; Dessart, Chesneau, 2002). Идея заключается в том, что пертурбации на поверхности звезды, вызванные пульсациями, мелкомасштабными магнитными полями и т.п., могут вызывать локальные колебания плотности и скорости вещества в основании ветра. Эти пертурбации затем распространяются в ветре, закручиваясь в спираль из-за вращения звезды, и могут “выживать” до расстояний несколько десятков радиусов звезды. Период вращения звезды “закреплен” в структуре этих областей. Дополнительным аргументом в пользу такой интерпретации является то, что по нашим данным (слабая) рентгеновская переменность WR 46 присутствует только в мягком диапазоне. Поскольку мягкое излучение формируется в ветре звезды WR, именно на него должны влиять вращающиеся области.

Наличие в спектре жесткого компонента излучения указывает на то, что WR 46 может быть двойной системой типа WR+OB. Тогда жесткая компонента спектра объясняется столкновением звездных ветров компонент. Период такой системы должен быть достаточ-

но велик, чтобы перед столкновением ветра компонент могли набрать достаточно большую скорость. Отсутствие явных указаний на двойственность по другим данным (оптическая фотометрия и спектроскопия) может означать, что период системы очень велик, или что мы наблюдаем ее с полюса орбиты.

3.1.4 HD 93161 A

HD 93161 A – компонент визуальной двойной системы HD 93161, находящейся в туманности Carina и являющейся членом открытого скопления Tr 16. Второй компонент (HD 93161 B) находится на расстоянии $2''$ от компонента A. Еще одна звезда, HD 93160, находится на расстоянии $13''$ от пары A+B HD 93161. Близость компонент A и B друг к другу затрудняет их изучение как отдельных объектов. Penny (1996) и Howarth et al. (1997) обнаружили переменность лучевых скоростей по ультрафиолетовым спектрам, полученными на спутнике *IUE*. Сравнительно низкое пространственное разрешение *IUE* не позволило определить, к какой компоненте относится эта переменность. Мы использовали оптические спектральные наблюдения на различных инструментах, накопленные в течение 7 лет, для исследования системы.

Первый сет из шести спектров среднего разрешения, покрывающих область $3850 - 4800\text{\AA}$, был получен в 1997 г. на 1.5 м телескопе ESO обсерватории La Silla, оснащенном спектрографом Boller & Chivens (B&C). Спектральное разрешение составляло 1.2\AA , что соответствует $R = 3600$. Типичное время экспозиции составляло 10 мин, а среднее отношение сигнал/шум 250. Второй сет включал шесть спектров высокого разрешения $R = 45000$, покрывающих диапазон длин волн $3750 - 5800\text{\AA}$ и полученных в 1999 г. на 1.5 м телескопе СТЮ (Cerro Tololo Inter-American Observatory), оснащенном эшелле-спектрографом BME. Типичное отношение сигнал/шум составляло около 60 на длине волны 5430\AA для экспозиции 1 час. Между 1999 и 2004 гг. было получено еще 33 спектра высокого разрешения в обсерватории La Silla, с использованием спектрографа FEROS. До октября 2002 г. он был установлен на 1.5 м телескопе, а затем был перемещен на 2.2 м телескоп. Эти спектры покрывают диапазон $3750 - 9000\text{\AA}$ и имеют разрешающую способность $R = 48000$. Типичные экспозиции составляли 10 – 15 мин, отношение сигнал/шум на 5650\AA равнялось 125 – 225.

Инструментальная обработка спектров проводилась с использованием пакетов IRAF и MIDAS, спектры были нормированы на континуум, который аппроксимировался полиномиальными функциями. Спектральная классификация компонент HD 943161 A приводит к наиболее вероятным спектральным классам O8 V и O9 V. Анализ кривых лучевых скоростей, измеренных по ряду спектральных линий компонент, позволил уточнить орбитальный период системы и параметры орбиты. Эти параметры приведены в Табл. 3.8. На Рис. 3.9 показаны кривые лучевых скоростей компонент, усредненные по нескольким

Таблица 3.8: Орбитальные и физические параметры HD 943161 А.

Параметр	Величина
P (дни)	8.5663 ± 0.0040
T_0 (HJD-2450000)	3001.098
M_1/M_2	1.31 ± 0.02
K_1 (км/с)	152.9 ± 1.7
K_2 (км/с)	200.6 ± 2.2
$a_1 \sin i$ (R_\odot)	25.9 ± 0.2
$a_2 \sin i$ (R_\odot)	33.9 ± 0.4
$M_1 \sin^3 i$ (M_\odot)	22.2 ± 0.6
$M_2 \sin^3 i$ (M_\odot)	17.0 ± 0.4

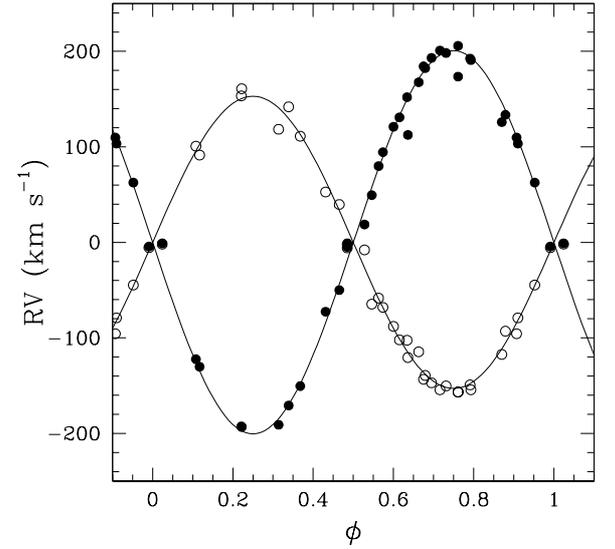


Рис. 3.9: Кривые лучевых скоростей HD 943161 А. Открытые и закрытые кружки соответствуют средним кривым главной и вторичной компонент соответственно. Сплошные линии показывают теоретические кривые в оптимальной модели.

наиболее точно измеренным спектральным линиям, и модельные кривые.

Орбита оказалась практически круговой (величина эксцентриситета $e < 0.03$). Минимальные массы компонент довольно велики, что предполагает относительно большой угол наклона орбиты. Компонент В – звезда О6.5 V(f). Эта звезда также показывает некоторую переменность лучевых скоростей, но полученных данных слишком мало, чтобы сделать определенные выводы о ее двойственности.

Компонент А, представляя собой двойную систему, состоящую из звезд ранних типов, представляет интерес с точки зрения изучения ее рентгеновских свойств и возможного столкновения звездных ветров компонент. Поэтому мы также проанализировали рентгеновские наблюдения HD 93161 со спутника *XMM-Newton*. Туманность Carina несколько раз наблюдалась на этом спутнике, и мы использовали пять сетов данных, полученных в 2000 и 2001 годах (орбиты спутника 115, 116, 283, 284, 285). Журнал наблюдений и продолжительность экспозиции приведены в Табл. 3.9. В первых двух сетях целевым объектом, находящимся в центре поля зрения спутника, являлась звезда η Car, в трех последующих – звезда WR 25 (результаты, относящиеся к этой звезде, изложены выше в данной главе). Таким образом, система HD 93161 во всех сетях данных находилась в стороне от центра поля зрения. Объект был надежно детектирован инструментами EPIC MOS1, MOS2, PN. Система слишком слаба для регистрации ее спектрографом RGS. Инструментальная обработка исходных данных EPIC проводилась в программе SAS аналогично тому, как это было описано ранее (фильтрация событий по “хорошим” временным интервалам, по сиг-

Таблица 3.9: Журнал наблюдений HD 93161 на телескопе *XMM-Newton*. Во втором столбце показана Юлианская дата середины экспозиции.

Орбита	JD-245 0000	Продолжительность экспозиции (кс)		
		MOS1	MOS2	PN
115	1751.92	33.8	30.6	31.7
116	1753.56	11.2	8.3	9.4
283	2086.00	36.7	36.7	34.6
284	2089.05	42.1	42.1	39.6
285	2090.91	37.4	37.4	34.9

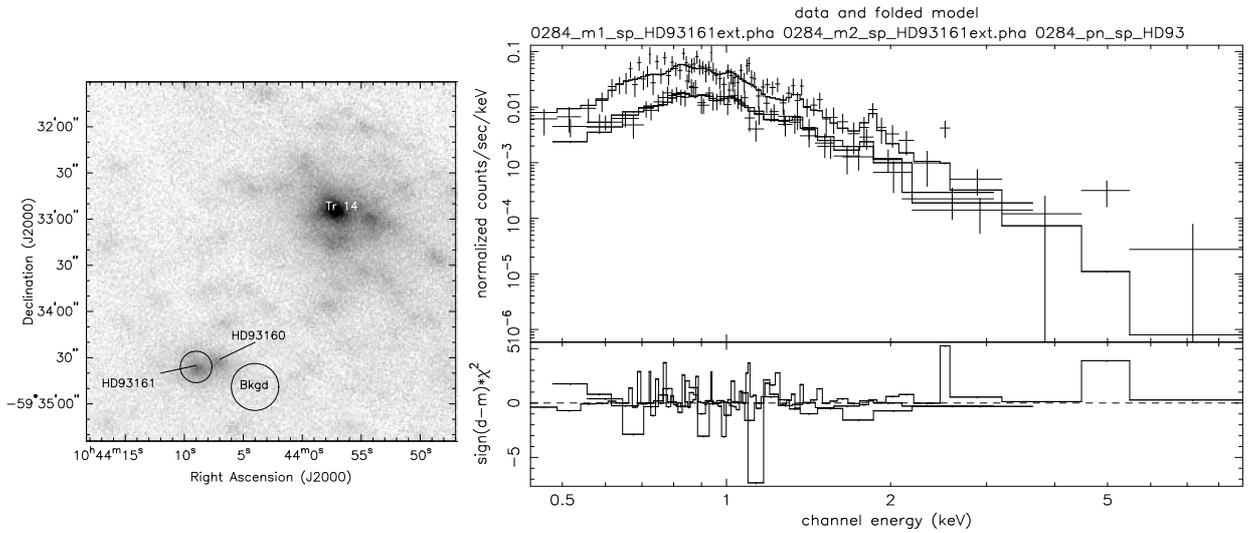


Рис. 3.10: Слева: комбинированное изображение HD 93161 на камерах MOS1, MOS2, PN. Показаны апертуры для объекта и фона. Справа: наблюдаемые и модельные спектры MOS1, MOS2, PN по наблюдениям на орбите 284.

натурам событий и т.д.). Из-за близости HD 93160 радиус апертуры для извлечения данных HD 93161 был выбран равным $10''$. Комбинированное изображение детекторов MOS1, MOS2, PN с указанием апертур для объекта и фона показано в левой части Рис. 3.10. Из-за плохой калибровки функции PSF на больших расстояниях от центра поля зрения (особенно для PN) мы извлекали спектры и кривые блеска MOS и PN без их коррекции за размер апертуры. Соответствующая коррекция потока для данного расстояния от центра поля зрения составляет около 1.8.

Из наблюдаемого спектра на Рис. 3.10 видно, что спектр HD 93161 довольно мягкий. Отметим, что поскольку компоненты A и B не разрешаются, спектр является суммарным спектром этих компонент. Адекватное совместное описание спектров MOS1, MOS2, PN было достигнуто в двухтемпературной модели оптически тонкой плазмы с учетом межзвездного поглощения $wabs(N_{int}^H) * (mekal(kT_1) + wabs(N_2^H) * mekal(kT_2))$, где первый компонент $wabs$ учитывает поглощение в межзвездной среде, а второй – возможное внутреннее поглощение жесткой компоненты спектра в источнике. Число атомов водорода в межзвездной

Таблица 3.10: Параметры спектральной модели HD 93161 и рентгеновские потоки в диапазоне 0.4 – 10.0 кэВ. Потоки не скорректированы за размер апертуры. Непоглощенные потоки вычислены путем коррекции модельных спектров только за поглощение в межзвездной среде (первая компонента модели).

Орбита	Орб. фаза	kT_1 (кэВ)	N_2^H 10^{22} см^{-2}	kT_2 (кэВ)	$\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f})$	f_x^{abs} 10^{-13}	f_x^{unabs} эрг/см ² /с
115	0.18	0.26 ± 0.02	0.43 ± 0.13	0.71 ± 0.11	1.14(132)	0.85	4.91
116	0.37	0.29 ± 0.03	0.44 ± 0.66	0.93 ± 0.67	1.26(37)	0.77	4.46
283	0.17	0.27 ± 0.03	0.45 ± 0.14	0.67 ± 0.08	0.87(106)	0.92	4.67
284	0.53	0.29 ± 0.02	0.44 ± 0.13	0.71 ± 0.12	0.89(122)	0.96	4.72
285	0.75	0.29 ± 0.01	0.86 ± 0.16	0.79 ± 0.11	1.18(139)	0.89	4.57

среде от Земли до источника было фиксировано $N_{int}^H = 4.5 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ (Diplas, Savage, 1994). Поскольку все три компонента HD 93161 являются звездами Главной последовательности, химический состав был фиксирован и принят равным Солнечному. Параметры модели для всех пяти наблюдений приведены в Табл. 3.10. Как видно, параметры модели и потоки довольно стабильны на протяжении всех пяти сетов данных. Основная доля потока приходится на мягкую компоненту $kT \sim 0.3$ кэВ, что является типичным для одиночных звезд O.

Таким образом, форма рентгеновского спектра не содержит указаний на то, что ветра компонент HD 93161 взаимодействуют друг с другом. Вторым критерием является рентгеновская светимость системы. Для того, чтобы сравнить рентгеновскую светимость HD 93161 с типичной рентгеновской светимостью одиночных звезд O, мы вычислили непоглощенные рентгеновские потоки для каждого сета данных. Они показаны в Табл. 3.10. Если применить (приблизительную) коррекцию за размер апертуры 1.8, и принять расстояние до системы $d = 2.5$ кпс (Taria et al., 2003; Nazé et al., 2005), светимость в диапазоне 0.4 – 10.0 кэВ $L_x \sim 6.3 \times 10^{32}$ эрг/с. Заметим, что эта величина представляет собой суммарную наблюдаемую светимость трех компонент HD 93161 – спектроскопической двойной HD 93161 A и компоненты B. Для того, чтобы понять, есть ли в этой светимости потенциальный вклад взаимодействующих ветров, можно грубо оценить суммарную светимость трех компонент в предположении, что все они одиночные. Для одиночных звезд O существует “каноническое” соотношение рентгеновской и болометрической светимостей O $L_x - L_{bol}$ (см. ниже в данной главе). Таким образом, зная болометрические светимости компонент (этот вопрос детально обсуждается в Nazé et al., 2005), можно оценить искомую суммарную рентгеновскую светимость, в предположении одиночности всех трех компонентов. Она оказывается равной $\sim 3.4 \times 10^{32}$ эрг/с. При всей приблизительности подобной оценки можно заключить, что наблюдаемая рентгеновская светимость не слишком сильно превышает предполагаемую светимость в случае, если бы все компоненты

были одиночными звездами.

Еще одним проявлением столкновения ветров в спектроскопической двойной HD 93161 A может быть переменность рентгеновского потока. Как видно из Табл. 3.10, существенной переменности потока между различными сетями данных не наблюдается. С другой стороны, наши данные покрывают орбитальный цикл далеко не плотно. Как было показано Sana et al. (2005) для случая CPD -41°7742 (O9 V + B1-1.5 V), проявления столкновения звездных ветров могут быть ограничены несколькими ключевыми фазами орбитального периода.

Спектроскопическая двойная система HD 93161 A представляет собой систему, состоящую из двух звезд типа O с орбитальным периодом около 8.5 дней. Размер орбиты этой системы составляет около $45R_{\odot}$ (Nazé et al., 2005), при том, что характерные радиусы звезд O8-9 V меньше $10R_{\odot}$ (Sana et al., 2005). Таким образом, эта система является сравнительно разделенной, так что ветра компонент могут набрать довольно большую скорость перед тем, как столкнуться. Как следствие, можно было бы ожидать жесткого рентгеновского спектра, который, как мы видим, не наблюдается. Можно было бы предположить, что это является следствием малого рентгеновского потока системы, из-за чего, например, комплекс Fe XXV/XXVI 6.7 кэВ и жесткая часть спектра в целом не регистрируются. Однако, как мы видели в предыдущем разделе, непоглощенный рентгеновский поток WR 46 почти такой же, как HD 93161 (4.04×10^{-13} и $\sim 4.7 \times 10^{-13}$ эрг/см²/с соответственно). Тем не менее, в спектре WR 46 присутствие жесткой компоненты не вызывает сомнений. Это свидетельствует о том, что, как было сказано в начале настоящей главы, на жесткость спектра и рентгеновскую светимость двойных систем со сталкивающимися ветрами влияет множество факторов и общая картина более сложна, чем представлялось в начале исследований.

3.1.5 HD 192103

Звезда HD 192103 является звездой WR (WR 135 в каталоге van der Hucht, 2001) подтипа WC8 и в 80-х годах прошлого века рассматривалась как кандидат в двойные системы типа WR+c (система с компактным релятивистским спутником). Однако многочисленные спектральные и фотометрические наблюдения не выявили признаков двойственности. В связи с ее яркостью ($V = 8.5$ mag) и очень интенсивными эмиссионными линиями она является хорошо подходящим объектом для того, чтобы попытаться выявить стохастическую переменность, связанную с неоднородностью ветра (блобами, летящими в ветре от звезды наружу). Целью данной работы, выполненной в сотрудничестве с зарубежными коллегами, было исследование этой переменности посредством оптических спектральных и фотометрических наблюдений с высоким отношением сигнал/шум. В данном разделе мы приведем в основном результаты фотометрических исследований, поскольку автор

диссертации выполнял именно эту часть работы (получение части фотометрических наблюдений и анализ всей их совокупности). В части работы, относящейся к спектральным наблюдениям, автор принимал участие на уровне дискуссии и обсуждения результатов. Поэтому они будут отмечены ниже без детализации. Заинтересованный читатель может обратиться к опубликованной статье Lépine et al. (2000).

Фотометрические наблюдения состояли из нескольких сетов. Первый сет был получен в интервале 1992 – 1997 гг. на одном из автоматизированных 25 см телескопов (АРТ) в Аризоне, США (Young et al., 1991) в фильтрах *UBV*. Было получено примерно 300 измерений в каждом фильтре. Второй сет получен в 1994 г. на 0.84 м телескопе обсерватории Сан Педро Мартир в Мексике (SPM) в узкополосном фильтре с центральной длиной волны $\lambda 5990\text{Å}$ и $\text{FWHM} = 65\text{Å} - 116$ измерений. Третий сет был получен в 1994 г. на 60см телескопе Крымской станции ГАИШ МГУ в фильтре *V* и узкополосном фильтре, практически идентичным фильтру SPM – 91 измерение. Все эти измерения показаны на Рис. 3.11.

Из рисунка видно, что блеск звезды меняется очень мало, так что она находится в стабильном состоянии. Переменность блеска не превышает ± 0.02 mag между крайними минимальными и максимальными значениями. При этом видна переменность на уровне ± 0.01 mag на шкале времени одна-две недели (см. вторую панель). Отметим отличное согласие между SPM и Крымской кривыми блеска. В интервале, когда были получены спектроскопические данные (HJD 2,449,528.8 – HJD 2,449,531.2) фотометрическая переменность от ночи к ночи не превышала ~ 0.005 mag.

Мы выполнили поиск периодичностей, его результат оказался отрицательным. Это позволяет отвергнуть любую возможную переменность из-за вращения звезды или присутствия спутника. Общая стабильность блеска согласуется с предположением, что звезда одиночна (или является двойной системой с очень большим периодом). Таким образом, любая переменность в спектральных данных должна быть связана с процессами, происходящими в ветре звезды WR. Отсутствие значительной фотометрической переменности означает, что на большой шкале времени от дней до лет ветер глобально стабилен. Это контрастирует с переменностью профилей эмиссионных спектральных линий, что позволяет предположить нестабильность ветра на малых масштабах. Наши фотометрические узкополосные наблюдения соответствуют области континуума в спектре звезды. Излучение в континууме возникает в некотором концентрическом слое ветра недалеко от поверхности звезды. Эта геометрия делает поток в континууме относительно мало чувствительным к пролету через область формирования континуума дискретных блобов (которые к тому же могут образовываться вне области формирования континуума). По этой причине переменность, связанная с блобами, может быть легче зарегистрирована в профилях широких эмиссионных линий, благодаря тому, что скорость блобов (как и ветра) увеличивается с расстоянием от звезды, и, следовательно, связанные с ними эмиссионные особенности в профиле линии в процессе пролета блоба через ветер звезды WR смещаются по частоте.

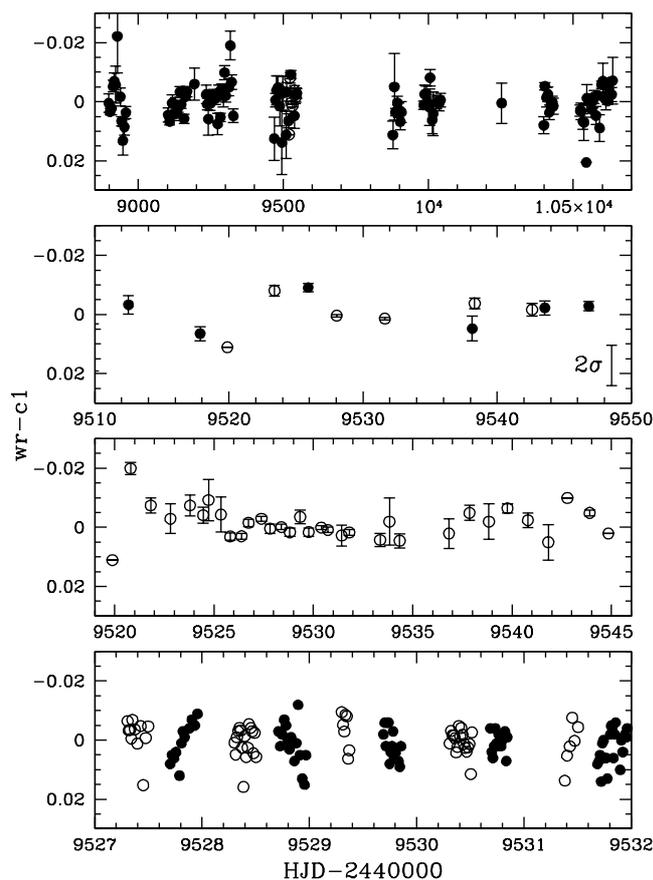


Рис. 3.11: Фотометрическая переменность HD 192103. На верхней панели показаны все полученные измерения, усредненные по интервалам 5 дней, вертикальные отрезки соответствуют интервалу 2σ . На второй сверху панели показаны данные АРТ (заполненные кружки) и SPM+Крым (открытые кружки), усредненные по тем же интервалам. На третьей панели показаны данные только по измерениям в Крыму, усредненные по интервалам 0.5 дней. Наконец, на нижней панели показаны неусредненные данные SPM (заполненные кружки) и полученные в Крыму (открытые кружки), в интервале дат, когда проводились спектральные наблюдения. Все звездные величины являются дифференциальными по отношению к звезде сравнения.

Характерное время пролета составляет несколько часов, а значит экспозиция, с которой необходимо получать спектры, должна быть небольшой. Величина и ширина связанных с блоками локальных пиков профиля линии очень мала. Поэтому для того, чтобы зарегистрировать столь незначительную переменность, используя небольшие экспозиции, требуются большие телескопы и спектры высокого разрешения, даже несмотря на относительную яркость звезды. Спектральные данные с высоким разрешением были получены на 3.6 м Канадско-Франко-Гавайском телескопе (CFHT, 90 спектров, $S/N \sim 425$) и 4 м телескопе Вильяма Гершеля (WHT, 107 спектров, $S/N \sim 350$). На Рис. 3.12 показана временная эволюция спектральных профилей эмиссионной линии C III $\lambda 5696\text{\AA}$ и дублета C IV $\lambda 5808\text{\AA}$.

Wavelet анализ наблюдаемого паттерна переменности профилей позволяет определить

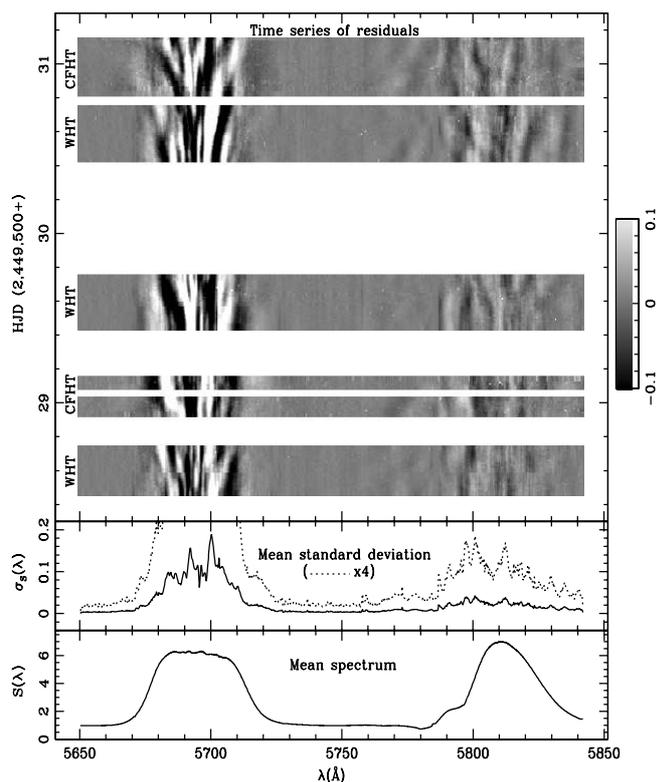


Рис. 3.12: Объединенные результаты CFHT и WHT мониторинга HD 192103. На нижней панели показан средний профиль, посчитанный по всем данным. На второй снизу панели показано среднеквадратичное отклонение на разных длинах волн. На верхней панели показана временная последовательность отклонений индивидуальных профилей от среднего. Ясно виден характер переменности профилей со временем. Локальные эмиссионные особенности – подпики, которые видны на рисунке как светлые полосы, со временем систематически сдвигаются в стороны от центра линии. Это поведение согласуется с картиной того, что эмиссия в линиях C III и C IV возникает в ускоряющейся части ветра WR, где присутствуют блобы.

характерный масштаб подпиков в пространстве скоростей. Оказалось, что типичный масштаб подпика увеличивается от центра профиля к его крыльям. Средняя величина составляет $\sigma \sim 150$ км/с. Моделирование эволюции подпиков в простой феноменологической модели, включающей десятки тысяч небольших блобов, позволило оценить характерные параметры закона изменения скорости вещества в ветре. Эмиссия в данной линии возникает внутри ограниченного диапазона расстояний от звезды. Продолжительность существования подпиков согласуется со ожидаемым временем, требующимся блобу для пролета через эту зону. Найдено, что переменность в линиях C III и C IV коррелирована, и таким образом зоны формирования этих линий по крайней мере частично перекрываются. Аналогичные наблюдения, включающие профили спектральных линий элементов, находящихся в разных стадиях ионизации, могут быть полезны для того, чтобы ограничить потенциальные газодинамические модели ветров WR.

3.1.6 Tr 16-104

Изучение спектроскопических двойных систем в открытых звездных скоплениях с хорошо определенными возрастом и расстояниями представляет собой очень элегантный способ надежной оценки фундаментальных параметров звезд, входящих в эти системы. Это в особенности справедливо для систем, состоящих из звезд ранних спектральных классов, входящих в состав молодых скоплений. Одно из таких, скопление Trumpler 16 в области Carina ($\log(\text{age}) = 6.5$, Massey, Johnson, 1993), является одним из лучших мест в нашей Галактике для изучения кратных массивных звездных систем. В одном из первых исследований кратности звезд в Tr 16 (Levato et al., 1991) было открыто по крайней мере пять спектроскопических двойных класса O с орбитальными периодами короче семи дней.

Tr 16-104 (\equiv CPD -59° 2603, Feinstein, Marraco, Muzzio, 1973) является кратной системой. Walborn (1973) классифицировал спектральный класс как O7 V ((f)), основываясь на суммарном спектре и заподозрил, что объект является кратной системой. Levato et al. (1991) классифицировали Tr 16-104 как коротко-периодическую систему типа SB1. В их предварительном орбитальном решении были получены значения орбитального периода 1.81 д, эксцентриситет 0.16 и полуамплитуда лучевых скоростей $K = 160$ км/с. Затем Solivella, Niemela (1999) предложили предварительное решение SB2, с орбитальным периодом 2.15291 д, используя кривые лучевых скоростей линии He II $\lambda 4686\text{\AA}$, измеренные по спектрам среднего разрешения. Определение более надежных параметров орбиты и компонент системы приобретает дополнительную важность в свете того, что в последние десятилетия появились рентгеновские спутники. Наблюдения двойных систем ранних типов в рентгеновском диапазоне позволяют изучать различные процессы в таких системах, в частности, столкновение звездных ветров. Для того, чтобы облегчить интерпретацию таких данных, требуются хорошие эфемериды и прочие параметры двойных систем.

В данном разделе приведены результаты изучения системы Tr 16-104 с использованием большого числа оптических спектров среднего и высокого разрешения, а также фотометрических измерений. Спектральные данные среднего разрешения (19 спектров) были получены на 1.5 м телескопе ESO (Чили), оснащенном спектрографом Boller & Chivens (B&C). 19 спектров высокого разрешения были получены на 2.15 м телескопе обсерватории Complejo Astronómico El Leoncito (Аргентина), оснащенном эшелле-спектрографом REOSC SEL. Еще один сет спектров высокого разрешения (11 спектров) был получен на 1.5 м телескопе ESO с использованием эшелле-спектрографа FEROS. Фотометрические данные в фильтрах *UBV* были получены автором диссертации и А.М.Черепашуком на 24-дюймовом телескопе обсерватории Siding Spring (Австралия). Детали наблюдений и их обработки изложены в наших работах Antokhin, Cherepashchuk (1993), Rauw et al. (2001).

Анализ спектров выявил присутствие спектральных линий трех звезд. Относительные интенсивности соответствующих линий позволили определить спектральные классы

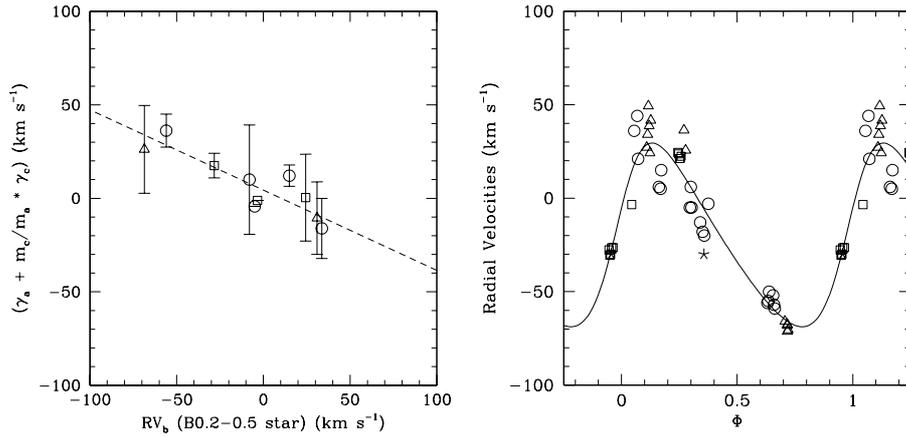


Рис. 3.13: Слева: систематическая скорость тесной системы $\gamma_a + \frac{m_c}{m_a} \gamma_c$ (компоненты а, с) как функция лучевой скорости звезды В (компонента b). Каждая точка представляет собой среднее, относящееся к одной наблюдательной сессии. Треугольниками помечены данные V&C, кружками – данные REOSC, квадратами – данные FEROS. Справа: лучевые скорости звезды В и решение для периода 285.1 д и эксцентриситета $e = 0.25$.

этих звезд: О 7-7.5, О 9.5, и В 0.2-0.5 (на рисунках и в тексте ниже эти компоненты обозначены а, с, b соответственно). Спектроскопические отношения светимостей говорят в пользу того, что все компоненты принадлежат к одному классу светимости, вероятно V. Поиск периодичности в изменениях лучевых скоростей позволил определить, что две звезды О являются членами тесной двойной системы с периодом 2.15294 ± 0.00021 д. Этот период находится в отличном согласии с периодом, найденным Solivella, Niemela (1999), но не согласуется с периодом Levato et al. (1991). Последнее противоречие, скорее всего, объясняется тем, что данные Levato et al. были подвержены очень сильному влиянию скважности (aliasing) в 1 день.

Возможные периоды компоненты В составляют 1408.5 ± 91.6 д и 281.7 ± 3.6 д. К сожалению, наши данные не позволяют сделать однозначный выбор между этими периодами. Отметим, что интервал, в течение которого были получены наши спектры, составляет лишь 1.5 величины бóльшего периода, что вызывает сомнения в его реальности. Имеется два возможных варианта объяснения периодических изменений лучевых скоростей звезды В: (i) она является гравитационно связанной с тесной двойной системой, состоящей из звезд О, (ii) она является членом очень широкой двойной системы, лежащей на луче зрения к тесной системе. Проверку этих вариантов можно выполнить, построив зависимость систематической скорости тесной двойной системы (гамма-скорости) от времени. Если все три звезды являются гравитационно связанными, гамма-скорость тесной двойной должна меняться со временем, причем это изменение должно находиться в анти-корреляции с лучевой скоростью звезды В. На Рис. 3.13 показано сравнение систематической скорости тесной системы и лучевой скорости звезды В, а также результаты решения кривой лучевых скоростей звезды В (справа). Данные, показанные на левой панели, демонстрируют

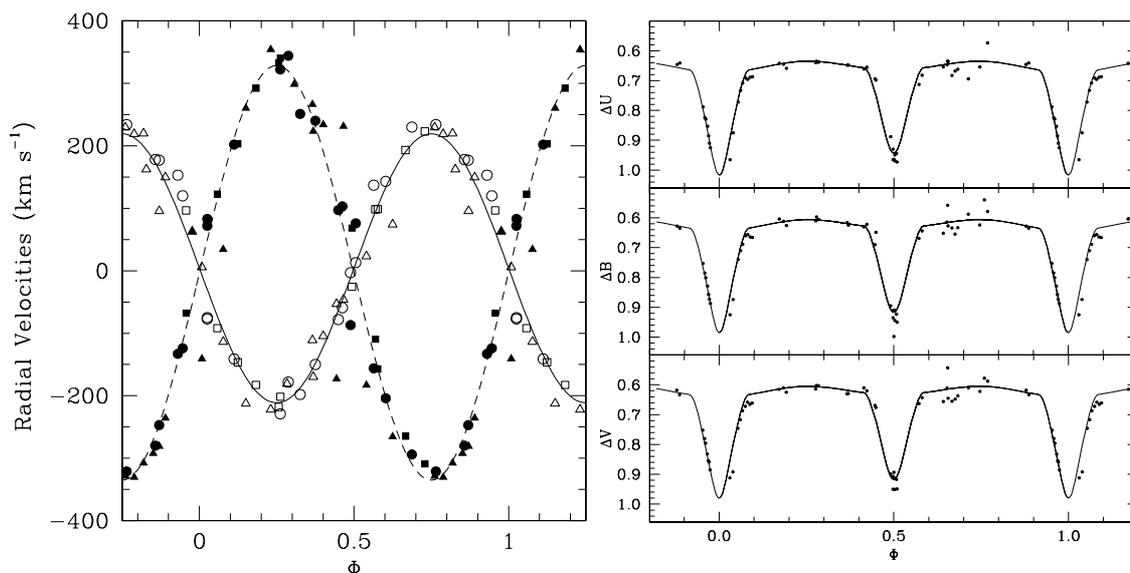


Рис. 3.14: Слева: решение кривых лучевых скоростей ($e = 0$) тесной двойной системы. Символы те же, что на предыдущем рисунке. Открытые символы соответствуют главной компоненте а (O7), заполненные – вторичной компоненте с (O9). Сплошная и штриховая линии показывают модельные кривые лучевых скоростей для соответствующих компонент. Справа: кривые блеска тесной двойной системы в фильтрах UBV и модельная кривая блеска (см. текст). Показаны дифференциальные звездные величины по отношению к звезде сравнения HDE 303308.

изменения гамма-скорости тесной системы и их анти-корреляцию с лучевой скоростью звезды В, что подтверждает первую гипотезу. Решение кривой лучевых скоростей звезды В показывает, что ее орбита эксцентрична с $e = 0.25 \pm 0.05$.

Таким образом, Tr 16-104, вероятнее всего, является редким примером иерархической тройной системы. Подобные системы среди звезд ранних спектральных классов исчисляются единицами. Симуляции в модели N тел (Leonard, Duncan, 1990) показывают, что такие системы могут образовываться в молодых скоплениях при столкновениях двойных систем. При отсутствии дальнейших внешних возмущений такая система может существовать продолжительное время.

На Рис. 3.14 слева показано решение кривых лучевых скоростей компонент тесной двойной системы. Это решение соответствует круговой орбите. Поскольку Levato et al. (1991) декларировали эксцентриситет орбиты $e = 0.16$, мы провели поиск решения решения, рассматривая величину эксцентриситета как свободный параметр. Результатом стало значение $e = 0.02 \pm 0.02$, что соответствует круговой орбите. Решение Levato et al., вероятно, является артефактом, ставшим следствием того, что в их данных не разрешаются спектральные линии трех компонент.

На Рис. 3.14 справа показана кривая блеска тесной двойной системы, свернутая с орбитальным периодом, найденным по спектральным данным. Хотя распределение наблюдаемых величин по фазам не слишком равномерное, мы можем оценить ограничения на

физические параметры компонент, не прибегая к использованию сложных моделей. Из рисунка сразу видно, что затмения довольно узкие, а также, что вне затмений не наблюдается заметная переменность блеска, которая характерна для контактных или полуразделенных систем. Таким образом, форма кривых блеска представляет собой сильный аргумент в пользу того, что компоненты тесной системы имеют более или менее сферическую форму и находятся внутри своих полостей Роша. Полная ширина каждого затмения составляет около 0.164 периода. В момент первого контакта проекция расстояния между компонентами на картинную плоскость равна сумме радиусов компонент. Если звезды сферические,

$$R_a + R_c = a(1 - \sin^2 i \cos^2 \theta_1)^{1/2},$$

где θ_1 – позиционный угол звезд в момент первого контакта. Из *UBV* кривых блеска $\theta_1 \simeq 29^\circ.5$. Используя результаты нашего решения кривых лучевых скоростей,

$$R_a + R_c = 23.3(1 - 0.758 \sin^2 i)^{1/2} / \sin i,$$

где радиусы выражены в радиусах Солнца. Это выражение представляет собой почти модельно-независимое ограничение на абсолютные радиусы компонент системы. “Почти” относится к все-таки предполагаемой сферичности звезд, которая, как было показано выше, весьма вероятна. Предполагая, что компоненты системы вращаются синхронно с орбитальным вращением, и используя проектированные скорости вращения Howarth et al. (1997), получаем $R_a/R_c = 1.48$, $R_a \sin i = 6.96R_\odot$, $R_c \sin i = 4.71R_\odot$. Сравнение этих величин с уравнением первого контакта показывает, что угол наклона орбиты должен быть равен $\sim 83^\circ.8$, а значит радиусы компонент должны быть весьма малы. Если их отношение действительно равно 1.48, вторичная компонента находится внутри своей полости Роша при углах наклона орбиты $i \geq 37^\circ.5$, а главная – при $i \geq 55^\circ.3$. Таким образом, справедливость нашего уравнения для первого контакта ограничена углами наклона $i > 55^\circ$. Для углов наклона, меняющихся между 55° и 90° сумма радиусов меняется между 19.9 и $11.5R_\odot$. Это ясно показывает, что обе компоненты системы должны принадлежать к классу светимости V, в соответствии с результатами нашего спектрального анализа.

Для того, чтобы продвинуться дальше, мы рассчитали сетку моделей, используя программу синтеза кривых блеска (Antokhina, 1988; Antokhina et al., 2000). Принимая калибровку Humphreys, McElroy (1984), мы зафиксировали температуры главной и вторичной компонент системы $T_{eff}^a = 37500K$ и $T_{eff}^c = 32750K$. Мы также предположили, что звезды вращаются синхронно с орбитальным вращением и использовали значение вклада третьего света (компоненты b, звезда B0) $l_b = 0.14$. Величины альбедо $A^a = A^c = 1$ (Wilson, 1994) и коэффициенты гравитационного потемнения $\beta^a = \beta^b = 0.25$ (von Zeipel, 1924) были

также зафиксированы. Нелинейные коэффициенты потемнения к краю для закона “square-root” были взяты из van Hamme (1993). Были также использованы параметры орбиты из нашего решения кривых лучевых скоростей. Таким образом, свободными параметрами модели являлись угол наклона орбиты i и коэффициенты заполнения полостей Роша компонентами системы μ_a, μ_c .

Наша сетка моделей покрывала диапазон углов наклона орбиты i от 50° до 90° с шагом $\Delta i = 2^\circ$ до угла 78° и $\Delta i = 0.5^\circ$ для углов в диапазоне $78^\circ - 90^\circ$. Коэффициенты заполнения полостей Роша варьировались в диапазоне $\mu_{a,c} \in [0.1 - 1.0]$ с шагом $\Delta \mu = 0.05$. Во всех узлах сетки модельные кривые блеска сравнивались с наблюдаемыми в фильтрах UBV и по минимуму χ^2 находились оптимальные значения μ_a, μ_c для данного i . Оказалось, что значения χ^2 оптимальных модельных кривых блеска почти одинаковы для углов наклона орбиты $i \geq 79^\circ$. Все соответствующие модели принимаются на уровне значимости 1%. Этот результат, конечно, зависит от принятых предположений. Однако, учитывая результаты моделирования и простые модельно-независимые оценки, представленные выше, заключение, что угол наклона орбиты должен быть больше $\sim 75^\circ$, представляется весьма обоснованным. В действительности, модельные кривые блеска показывают, что при меньших наклонах должны заметно проявляться эффекты эллипсоидальности компонент, чего не наблюдается.

Наименьшая величина χ^2 достигается для $i = 82.5^\circ$, $\mu_a = 0.75$ и $\mu_c = 0.65$. Модельная кривая блеска при этих параметрах модели показана на Рис. 3.14. В Табл. 3.11 показаны абсолютные параметры тесной двойной системы. Боллометрические светимости вычислены с использованием абсолютных радиусов, температур, и в предположении чернотельного излучения компонент. Отметим практически идеальное согласие между скоростями вращения компонент из этой таблицы, скоростей вращения Howarth et al. (1997), и скоростей вращения из нашего спектрального анализа. Последние были оценены из ширин профилей линий и составили $V_{rot}^a \sin i = 164$ км/с, $V_{rot}^c \sin i = 111$ км/с.

Принимая абсолютную величину M_V величину всей тройной системы равной 8.82 (Massey, Johnson, 1993) и распределяя ее по компонентам в соответствии с определенными нами спектроскопическими отношениями светимостей, мы получаем звездные величины компонент $m_V^a = 9.39$, $m_V^c = 10.24$, $m_V^b = 10.95$. Расстояние до скопления Tr 16 остается предметом дебатов. Massey, Johnson (1993) из UBV фотометрии ряда звезд определили $DM = 12.49 \pm 0.09$. Kaltcheva, Georgiev (1993) определили для Tr 16-104 $DM = 13.24$ из фотометрии Стремгрена. Однако их дифференциальная величина системы по отношению к той же звезде сравнения HDE 303808 больше, чем дифференциальная величина вне затмения в наших наблюдениях. Скорее всего они проводили наблюдения в течение затмения, что привело к недооценке суммарного блеска системы. Используя расстояние Massey, Johnson и учитывая избыток цвета $E(B - V) = 0.43$, получим абсолютные визуальные величины $M_V^a = -4.5$, $M_V^c = -3.6$, $M_V^b = -2.9$. Компоненты а и b примерно на

Таблица 3.11: Абсолютные параметры тесной двойной системы O7 V+O9.5 V в Tr 16-104, найденные из анализа кривых блеска UBV при угле наклона орбиты $i = 82^\circ.5$. Вклад третьего света $l_b = 0.14$ во всех фильтрах. R означает средний радиус звезды (радиус равнообъемной сферы).

	Главная (a)	Вторичная (c)	
T_{eff} (K)	37500	32750	принято
i	82° .5		
M (M_\odot)	22.7	14.5	
μ	0.75 ± 0.10	0.65 ± 0.07	
R (R_\odot)	7.11 ± 0.94	4.93 ± 0.53	
$V_{rot} \sin i$ (км/с)	166	115	
$\log(L_{bol}/L_\odot)$	4.96	4.41	
M_{bol}	-7.65	-6.27	

0.5 mag слабее, чем ожидается для типичных звезд O7 V и O9.5 V (Humphreys, McElroy, 1984). Очевидным способом привести их в соответствие с ожидаемыми значениями является увеличение расстояния, например, до полученного Kaltcheva, Georgiev. Тогда компоненты тесной системы становятся лишь чуть ярче типичных звезд этих классов. Однако такое увеличение расстояния входит в большое противоречие с нашим фотометрическим решением. Действительно, если оценить болометрические светимости компонент, используя расстояние Massey, Johnson и болометрические поправки Humphreys, McElroy (1984), они составят $\log L_{bol}^a/L_\odot = 5.14$ и $\log L_{bol}^c/L_\odot = 4.64$, что на 50-70% превышает значения в Табл. 3.11, полученные нами из анализа кривых блеска. Если использовать расстояние Kaltcheva, Georgiev, различие увеличится в три раза. Если болометрические поправки верны, светимости, найденные нами из анализа кривых блеска, соответствуют расстоянию до системы 2.5 кпс, что согласуется с определением расстояния до системы Tr 16-1 (\equiv CPD -59° 2628) в работе Freyhammer et al. (2001). Это значение также находится в соответствии с большинством других работ, где определялось расстояние до Tr 16. Многие авторы отмечали, что межзвездное поглощение в пределах этой области сильно варьируется из-за наличия облаков молекулярного газа. Поэтому при определении расстояния до конкретных звезд остается не до конца понятным, являются ли различия расстояний реальными, или следствиями неоднородности межзвездной среды (Walborn, 1995).

Низкие светимости звезд O7 V и O9.5 V, полученные из нашего анализа кривых блеска, неожиданно малы по сравнению с “типичными” значениями, полученным из спектрального анализа большой выборки двойных систем с компонентами O. В этом контексте интересно отметить, что похожие на наш результаты были получены из анализа кривой блеска HD 93205 (Antokhina et al., 2000), ι Orionis (Marchenko et al., 2000), и Tr 16-1 (Freyhammer et al., 2001). Переменность блеска в первых двух системах связана с эллипсоидальной формой компонент, а не затмениями. С другой стороны, последняя система затменная и

состоит из компонент O9.5 V и B0 V. Параметры звезды O, найденные Freyhammer et al., находятся в отличном согласии с параметрами, найденными нами для компоненты O9.5 V (с). Это позволяет предположить, что светимости звезд O Главной последовательности в очень молодых скоплениях, таких, как Tr 16, могут быть систематически ниже, чем считается общепринятым. Walborn, Blades (1997) предположили, что звезды O в таких скоплениях могут быть ближе к Начальной Главной последовательности, чем более яркие “типичные” звезды O V.

3.2 Исследование звезд в ассоциации Carina OB1 на телескопе *XMM-Newton*

Ассоциация Carina OB1 содержит большое число звезд ранних спектральных типов, включая некоторые из самых молодых, горячих и массивных звезд, известных в нашей Галактике, и по этой причине хорошо подходит для изучения их свойств в рентгеновском диапазоне. История исследований этой области в рентгеновском диапазоне восходит к временам обсерватории *Einstein*. Seward et al. (1979) представили наблюдения *Einstein* в диапазоне 0.2 – 4.0 кэВ открытого скопления Tr 16 в Carina, включавшие шесть звезд O и звезду WR 25. Последующие наблюдения *Einstein* той же области Seward, Chlebowski (1982) содержали информацию о 15 звездах O и WR. Дальнейшие исследования проводились с использованием обсерваторий *ROSAT* и *ASCA*. Некоторые из них были сконцентрированы на индивидуальных объектах, например, звезде LBV η Car (Corcoran et al., 2000) или WR 25 (Skinner et al., 1995). Другие были посвящены изучению общих свойств звездной популяции (Corcoran, 1999).

Evans et al. (2003) (далее EV03) и Evans et al. (2004) (далее EV04) детектировали 154 источника в данной области по данным обсерватории *Chandra*. 23 из них являлись звездами O и B. Эти авторы представили светимости и параметры жесткости спектров (“hardness ratios”), и подтвердили соотношение $L_x - L_{bol}$ для звезд ранних типов. Sanchawala et al. (2007), используя те же данные *Chandra*, что EV03, а также архивные данные *Chandra*, детектировали 454 источника, среди которых 34 оказались известными звездами OB. Работа последних авторов была посвящена в основном кросс-идентификации рентгеновских источников с оптическими и инфракрасными источниками, для чего были проведены специальные наземные наблюдения. Это позволило авторам определить, что примерно 300 источников, скорее всего, являются звездами поздних спектральных классов на стадии до Главной последовательности (ГП). Рентгеновские светимости обнаруженных звезд OB были оценены на основе измеренной скорости счета квантов (count rates) с использованием однотемпературной модели тепловой плазмы Raymond & Smith (Raymond, Smith, 1977) с температурой $\log T = 6.65$ (0.384 кэВ). Albacete Colombo, Méndez, Morrell (2003) (да-

лее AC03) детектировали 80 точечных источников в области, используя два сета данных *XMM-Newton* (номера орбит 115 и 116), и обсудили рентгеновские свойства источников, включая соотношение $L_x - L_{\text{bol}}$ для звезд ранних типов.

В данном разделе мы представляем результаты анализа еще трех дополнительных сетов данных *XMM-Newton* (орбиты 283, 284, 285), совместно с данными орбит 115 и 116. Это позволило увеличить отношение сигнал/шум и детектировать более 200 точечных источников. Ниже мы сравним наши результаты с результатами AC03. Поскольку основной целью данного исследования является изучение общих свойств большого числа объектов, мы не будем детально описывать спектральный анализ индивидуальных объектов. Целями представленного здесь исследования являются:

- Описание общих рентгеновских свойств детектированных источников.
- Поиск их переменности на разных временных масштабах.
- Исследование соотношения $L_x - L_{\text{bol}}$ для звезд ранних типов.
- Сравнение рентгеновских характеристик одиночных и двойных звезд ранних типов, попытка найти причины их различий и похожести.

3.2.1 Наблюдения

Наблюдения области Carina были проведены с использованием детекторов RGS и EPIC MOS1, MOS2, PN телескопа *XMM-Newton*. Журнал наблюдений показан в Табл. 3.2. В первых двух сетах целевым объектом была звезда η Car, а в трех последующих – WR 25. Детальные результаты исследования η Car были представлены в Leutenegger, Kahn, Ramsay (2003), WR 25 – в разделе 3.1.2 настоящей главы. На Рис. 3.15 показано комбинированное изображение поля зрения детекторов EPIC для всех пяти сетов данных.

Детекторы MOS и PN работали в режиме полного окна (full frame mode), кроме орбит 115 и 116 (первые два сета), в течение которых MOS2 работал в режиме малого окна (small window mode). Во время всех наблюдений использовался толстый фильтр для блокировки оптического света. Инструментальная обработка проводилась в программе SAS, с использованием наиболее подходящих по времени файлов, характеризующих пространственную и частотную функции отклика детекторов (матрицы ARF, RMF). Более детально процедура описана в Raassen, van der Hucht, Mewe, Antokhin, Rauw, Vreux, Schmutz, Güdel (2003c).

3.2.2 Детектирование источников и их идентификация

Мы проводили детектирование источников и измеряли число квантов в секунду (count rates) в трех диапазонах энергии: мягком 0.4 – 1.0 кэВ, среднем 1.0 – 2.5 кэВ, и жестком

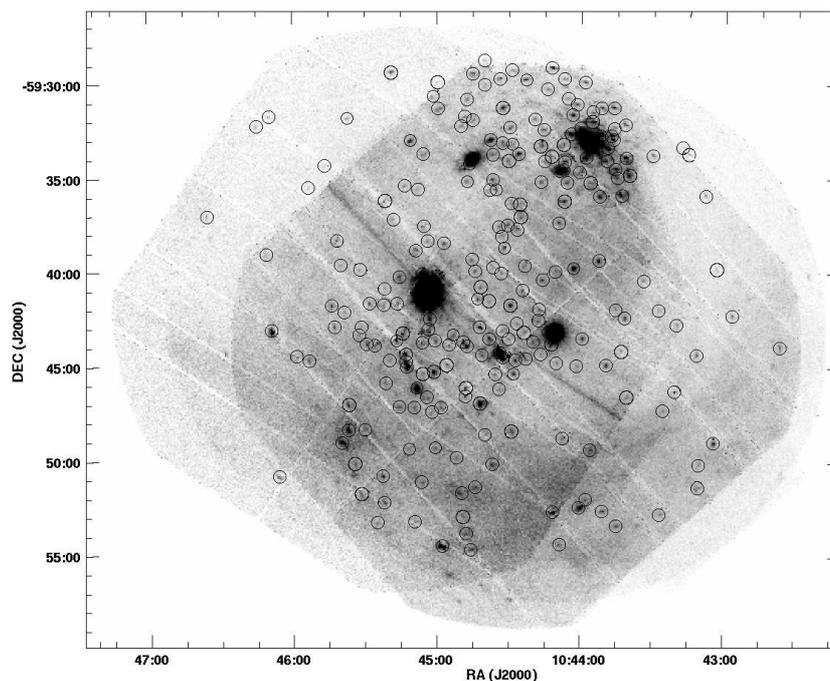


Рис. 3.15: Комбинированное изображение поля Sagina на всех детекторах EPIC и для всех сетов данных, приведенных к одинаковой экспозиции. Показаны положения всех детектированных точечных источников.

2.5 – 10.0 кэВ. Выбор этих диапазонов вызван следующими соображениями: (i) ниже энергии 0.4 кэВ в данных присутствует большой шум, особенно в PN; (ii) чувствительность детекторов EPIC на энергиях больше 10 кэВ практически равна нулю; (iii) относительно узкий мягкий диапазон чувствителен к межзвездному поглощению; (iv) широкий жесткий диапазон позволяет собрать больше квантов и улучшить статистику.

Детектирование источников и определение их параметров проводилось с использованием метакоманды SAS `edetect_chain`, основанной на методе скользящей ячейки и методе максимального правдоподобия. Метод максимального правдоподобия (ML, команда SAS `emldetect`) аппроксимирует наблюдаемое распределение квантов источника функцией PSF (Point Spread Function). Так называемая логарифмическая функция максимального правдоподобия следует простому соотношению $L_2 = -\ln(p)$, где p – вероятность того, что случайные Пуассоновские флуктуации привели к формированию наблюдаемого распределения квантов в изображении источника. Пороговое значение для включения источника в список обнаруженных было принято равным $L_2^{min} = 5.0$ хотя бы для одного сочетания детектора/сета данных. Характерной величиной является $L_2 = 10.0$. В пределе очень большого числа квантов функция максимального правдоподобия является Гауссианой и логарифмическая функция становится параболой. В этом пределе величина 10.0 эквивалентна 3σ .

Для того, чтобы увеличить отношение сигнал/шум и максимально увеличить число

обнаруженных источников, мы объединили списки событий (even lists) и изображения, полученные в различных сетях данных. К сожалению, угловое расстояние между центральными осями сетей 1,2 и 3 – 5, слишком велико ($\sim 7'$) и не позволяет свести все сети данных в единую систему координат так, чтобы не привести к ложному детектированию источников в объединенных данных. По этой причине мы объединили сети 1 и 2, а также сети 3 – 5 по отдельности. Детектирование источников проводилось для двух получившихся объединенных сетей, с одновременным использованием всех диапазонов энергии и всех инструментов. Получившиеся в результате списки источников были проинспектированы визуально, и несколько ложных источников (главным образом вдоль краев CCD) были удалены.

Координаты источников, присутствующих в обоих объединенных сетях, очень близки друг к другу и не показывают каких-либо систематических отклонений по полю. Мы попытались использовать процедуру SAS `eposcorr`, чтобы улучшить координаты путем кросс-корреляции координат *XMM-Newton* с координатами из каталога 2MASS (Skrutskie et al., 1997) и оптических источников из базы данных SIMBAD. В обоих случаях не было обнаружено ни систематического сдвига, ни вращения совокупности координат XMM. Поправки в прямом восхождении и склонении не превышали $0.5''$ и не согласованы между ИК и оптическими каталогами. Таким образом, эта процедура не помогла улучшить координаты источников, полученные по данным XMM. В окончательном списке источников координаты тех, которые были детектированы в обоих комбинированных сетях, были усреднены. Поскольку некоторые источники могут быть переменными, представляет интерес измерение скорости счета квантов (count rates) в отдельных сетях данных XMM. С этой целью мы повторили процедуру ML для всех сетей данных 1 – 5.

Общее число детектированных точечных источников равно 235. AC03, используя сети 1 и 2, обнаружили 80 источников. Sanchawala et al. (2007) детектировали 454 источника в данных *Chandra*, благодаря намного более высокому угловому разрешению этого телескопа. Образец каталога источников показан в Табл. 3.12. Полные таблицы данного исследования доступны онлайн (Antokhin et al., 2007) по адресу <https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/J/A+A/477/593>.

Следует отметить, что скорости счета в Табл. 3.12 могут систематически отличаться от тех, что получены для тех же звезд авторами AC03. Первая очевидная причина этого заключается в том, что мы использовали отличающиеся диапазоны энергии для мягкого (S), среднего (M) и жесткого (H) диапазонов. Более глубокая причина, однако, заключается в том, что для оценки скорости счета AC03 использовали технику wavelet анализа (команда SAS `ewavelet`). Использование этой техники эквивалентно аппроксимации измеренного распределения квантов в изображении источника Гауссианой. Однако реальное распределение квантов (PSF) на инструментах EPIC весьма сильно отличается от Гауссовского. Примененная в нашем анализе процедура `emldetect` использует эмпирическую

Таблица 3.12: Образец каталога источников *XMM-Newton*.

X#	Перем.	Сер	L_2^{PN}	cr_{PN}	σ_{PN}	$cr_{\text{PN}}^{\text{S}}$	$\sigma_{\text{PN}}^{\text{S}}$	$cr_{\text{PN}}^{\text{M}}$	$\sigma_{\text{PN}}^{\text{M}}$	$cr_{\text{PN}}^{\text{H}}$	$\sigma_{\text{PN}}^{\text{H}}$
[1]	[2]	[3]	[4]	[5]	[6]	[7]	[8]	[9]	[10]	[11]	[12]
1	Uncert	3	37.0	11.6964	1.8388	7.5714	1.5446	4.1250	0.9757	0.0000	0.2079
		5	67.8	14.3821	1.6988	9.8716	1.4067	3.6847	0.7888	0.8258	0.5338
2	Const	3	78.9	11.0794	1.5107	1.0840	0.7725	4.9085	0.8522	5.0868	0.9793
		5	155.1	13.0312	1.2820	0.0000	0.3180	5.0587	0.7272	7.9724	1.0067
3	Noinfo	3	5.9	1.5988	0.6920	0.0000	0.3058	0.0631	0.2185	1.5357	0.5810
4	Var	3	14.2	13.1136	3.7333	3.0763	2.6452	6.8288	2.0792	3.2085	1.6178
		4	257.1	30.2308	2.6712	6.3221	1.5744	19.5985	1.8292	4.3102	1.1448
		5	165.1	18.3160	1.7907	5.1892	1.2056	10.6765	1.1067	2.4504	0.7269
5	Uncert	3	27.6	6.2785	1.2448	4.3118	0.9343	1.2414	0.5292	0.7254	0.6297
		4	46.6	8.9067	1.4053	5.4440	1.0365	2.8946	0.7262	0.5681	0.6108
		5	25.8	4.7296	0.9220	3.1683	0.7315	1.3936	0.4500	0.1676	0.3355
6	Const	3	41.6	8.5184	1.6391	0.7818	0.9702	2.2362	0.7546	5.5004	1.0844
		5	59.4	8.3989	1.3907	0.0000	0.7206	2.0239	0.6175	6.3750	1.0165
7	Const	3	27.9	6.7066	1.7137	0.9344	1.1214	5.7722	1.1112	0.0000	0.6666
		4	3.0	2.7511	1.4317	0.7435	0.9801	2.0076	0.8730	0.0000	0.5718
8	Const	3	64.3	11.2433	1.4168	7.0934	1.1558	4.1499	0.7856	0.0000	0.2330
		4	81.9	11.4430	1.3621	6.0041	1.0333	5.4389	0.8331	0.0000	0.3058
		5	89.4	11.0901	1.2253	7.4002	1.0139	3.6899	0.6185	0.0000	0.3015
X#	Перем.	Сер	L_2^{MOS1}	cr_{MOS1}	σ_{MOS1}	$cr_{\text{MOS1}}^{\text{S}}$	$\sigma_{\text{MOS1}}^{\text{S}}$	$cr_{\text{MOS1}}^{\text{M}}$	$\sigma_{\text{MOS1}}^{\text{M}}$	$cr_{\text{MOS1}}^{\text{H}}$	$\sigma_{\text{MOS1}}^{\text{H}}$
[1]	[2]	[3]	[13]	[14]	[15]	[16]	[17]	[18]	[19]	[20]	[21]
1	Uncert	3	2.8	1.5736	0.7445	0.2249	0.3832	1.1755	0.5769	0.1732	0.2732
		5	30.0	4.5064	0.8380	2.3016	0.6342	2.2048	0.5365	0.0000	0.1103
2	Const	3	41.7	3.7951	0.7415	0.0000	0.1756	2.1814	0.5132	1.6137	0.5057
		5	54.6	4.0763	0.6695	0.1027	0.2009	1.7207	0.3944	2.2529	0.5023
3	Noinfo	3	6.3	1.1639	0.4805	0.0000	0.1250	0.4476	0.3061	0.7163	0.3486
4	Var	3	26.8	5.4286	1.0912	1.3413	0.6648	3.0680	0.7086	1.0192	0.4967
		4	116.8	11.9558	1.3586	2.6415	0.7379	6.3675	0.8938	2.9468	0.7088
		5	66.2	7.3132	1.0267	1.9323	0.6414	3.8654	0.6433	1.5155	0.4785
5	Uncert	3	10.7	1.8870	0.6134	0.7426	0.3567	0.8337	0.3534	0.3107	0.3524
		4	25.3	3.5911	0.8622	1.1051	0.4992	2.4859	0.6274	0.0000	0.3171
		5	6.5	1.2127	0.4765	1.0220	0.4014	0.1907	0.2387	0.0000	0.0948
6	Const	3	8.0	1.8536	0.7433	0.0000	0.3138	0.2292	0.3111	1.6244	0.5977
		5	15.4	2.5796	0.7105	0.1040	0.2827	0.8577	0.4188	1.6178	0.4994
7	Const	3	3.8	1.6451	0.7503	0.2117	0.4138	0.9603	0.4802	0.4731	0.4013
		4	1.5	0.9795	0.6168	0.0000	0.2356	0.6828	0.4627	0.2968	0.3328
8	Const	3	26.0	3.5804	0.7153	1.7610	0.5240	1.7545	0.4686	0.0648	0.1322
		4	39.5	4.2651	0.7098	2.9362	0.5725	1.0653	0.3545	0.2635	0.2246
		5	27.0	3.1810	0.5963	1.9396	0.4694	1.2414	0.3615	0.0000	0.0678
X#	Перем.	Сер	L_2^{MOS2}	cr_{MOS2}	σ_{MOS2}	$cr_{\text{MOS2}}^{\text{S}}$	$\sigma_{\text{MOS2}}^{\text{S}}$	$cr_{\text{MOS2}}^{\text{M}}$	$\sigma_{\text{MOS2}}^{\text{M}}$	$cr_{\text{MOS2}}^{\text{H}}$	$\sigma_{\text{MOS2}}^{\text{H}}$
[1]	[2]	[3]	[22]	[23]	[24]	[25]	[26]	[27]	[28]	[29]	[30]
1	Uncert	3	16.9	3.7830	0.9184	2.4310	0.7169	1.3520	0.5082	0.0000	0.2671
		5	21.8	3.3101	0.7358	1.2515	0.5254	1.9346	0.4799	0.1240	0.1872
2	Const	3	16.9	3.7571	1.0486	0.0000	0.2600	1.8097	0.6987	1.9474	0.7375
		5	19.2	3.6836	0.9986	0.0000	0.1867	0.8314	0.5721	2.8522	0.7969
3	Noinfo	3	5.3	1.2067	0.5056	0.0287	0.1578	0.3144	0.2606	0.8636	0.4035
4	Var	3	35.8	5.1319	0.9696	1.5404	0.6497	2.7681	0.6045	0.8234	0.3904
		4	75.6	7.5895	1.0367	1.4724	0.5831	4.3611	0.7020	1.7560	0.4919
		5	45.2	4.1332	0.7263	0.2420	0.3470	2.9420	0.5314	0.9493	0.3531
5	Uncert	3	1.9	0.6367	0.5123	0.6367	0.3823	0.0000	0.1562	0.0000	0.3032
		4	34.9	3.3469	0.6648	1.6299	0.4648	1.6700	0.4481	0.0470	0.1584
		5	14.5	1.7518	0.4607	1.0534	0.3500	0.6985	0.2908	0.0000	0.0721
6	Const	3	7.7	1.3382	0.6299	0.0000	0.3383	0.0900	0.2523	1.2483	0.4676
		5	15.7	1.9042	0.5742	0.0000	0.2060	0.4021	0.3204	1.5021	0.4297
7	Const	3	3.6	1.7374	0.7574	0.6287	0.5433	0.9286	0.4724	0.1802	0.2353
		4	1.7	0.6576	0.5783	0.0000	0.3803	0.6576	0.3924	0.0000	0.1893
8	Const	3	22.2	3.4013	0.7177	2.2301	0.5873	1.1712	0.4071	0.0000	0.0666
		4	22.4	2.9989	0.6168	1.7462	0.4723	1.2527	0.3939	0.0000	0.0468
		5	18.6	2.6419	0.5682	1.4887	0.4440	1.1532	0.3414	0.0000	0.0958

В первом столбце приведен номер источника, во втором – статус переменности (см. раздел 3.2.6). Третий столбец содержит номер сета данных, в котором измерялась скорость счета (count rate). Столбцы 4-12 (и соответственно 13-21 и 22-30) содержат величины функции максимального правдоподобия L_2 для данного инструмента, полную скорость счета cr в диапазоне энергии 0.4 – 10.0 кэВ и ее погрешность (σ), и скорость счета/погрешность для трех диапазонов энергии S:[0.4 – 1.0 кэВ], M:[1.0 – 2.5 кэВ], H:[2.5 – 10.0 кэВ]. Скорости счета выражены в единицах 10^{-3} квантов/с.

PSF, что, согласно руководству пользователя SAS, должно обеспечить бóльшую точность измерения скорости счета квантов, чем `ewavelet`. Наши тесты показали, что скорости счета, полученные AC03, систематически ниже тех, что получены для тех же диапазонов энергии с использованием процедуры `emldetect`.

Потоки и светимости источников могут быть вычислены из величин скоростей счета при условии, что нам известны функции отклика (*response functions*) использованных инструментов и сделаны определенные предположения о модели излучения, межзвездном поглощении и расстоянии до источников (в нашем случае до ассоциации Carina OB1). Для вычисления коэффициентов преобразования скорости счета в потоки и светимости мы использовали программу XSPEC. В качестве модели излучения была использована модель `wabs*арес`. Ее компонента `wabs` – модель межзвездного поглощения. `арес` – модель оптически тонкой тепловой плазмы, аналогичная `mekal`, но является более современной версией, использующей обширную базу атомных данных и постоянно обновляющейся. Поскольку мы наиболее заинтересованы в изучении рентгеновских свойств горячих массивных звезд, температура плазмы в модели `арес` была принята равной $kT = 0.6$ кэВ, что является типичной величиной для рентгеновского излучения, формируемого ударными волнами в ветрах одиночных звезд ранних типов. Среднее межзвездное поглощение в области Carina OB1 характеризуется величиной $E(B - V) = 0.52$ (Massey, Johnson, 1993). С использованием хорошо известного соотношения $N_H = 5.8 \times 10^{21} \times E(B - V)$ (Bohlin, Savage, Drake, 1978) это дает оценку $N_H = 3 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Мы использовали эту величину в модели `wabs`. Описанная комбинация моделей и функций отклика инструментов XMM приводит к следующим формулам пересчета скорости счета квантов в потоки для инструментов MOS1, MOS2, PN в диапазоне 0.4 – 10.0 кэВ:

$$\begin{aligned} F_{a,MOS} &= 0.76 \times 10^{-11} \text{ эрг/см}^2/\text{с} \times cr \\ F_{a,PN} &= 0.23 \times 10^{-11} \text{ эрг/см}^2/\text{с} \times cr \\ F_{0,MOS} &= 2.01 \times 10^{-11} \text{ эрг/см}^2/\text{с} \times cr \\ F_{0,PN} &= 0.61 \times 10^{-11} \text{ эрг/см}^2/\text{с} \times cr, \end{aligned}$$

где cr – скорость счета (*count rate*), индексы “а” и “0” обозначают поглощенные и непоглощенные (исправленные за межзвездное поглощение) потоки соответственно. Светимости могут быть легко получены из этих потоков, предполагая, что расстояние до туманности составляет 2.5 кпс (см. раздел 3.2.7). Следует предостеречь, что преобразование скорости счета в поток является очень модельно-зависимой операцией и может использоваться только для грубой оценки потока. Ниже мы представим индивидуальные потоки для наиболее ярких источников, позволяющих провести моделирование их спектров.

3.2.3 Предел детектирования

Оценка предела детектирования по нашим данным является нетривиальной задачей. Во-первых, это предел априори неодинаков в разных частях поля зрения, поскольку эффективная экспозиция *XMM-Newton* уменьшается от центра поля зрения к его краям. Во-вторых, поскольку различные источники в нашем списке были детектированы в данных различных сетов или их комбинациях, пределы детектирования для промежуточных списков источников различны.

По этой причине для оценки общего предела мы приняли полностью эмпирический подход, который стал возможен благодаря большому числу источников. Мы предполагаем, что хорошим индикатором предела в различных частях поля зрения является яркость самых слабых источников, детектированных в этих частях. Из-за наличия промежутков между чипами CCD не все источники, которые были детектированы в изображениях MOS1, MOS2, присутствуют на изображениях PN. Для того, чтобы улучшить статистику, мы сначала вычислили эквивалентную скорость счета PN в диапазоне энергии 0.4 – 10.0 кэВ для каждого источника, отсутствующего в изображениях PN. В первом приближении, отношение скоростей счета любого из детекторов MOS к скорости счета PN является линейным. Мы нашли коэффициент преобразования, используя скорости счета для источников, зарегистрированных всеми тремя инструментами EPIC. Затем мы объединили эти скорости счета с теми, которые были реально измерены для источников, зарегистрированных инструментом PN. Рис. 3.16 показывает эквивалентные и реальные скорости счета источников на детекторе PN как функцию расстояния от центра поля зрения. На рисунке ясно виден нижний предел. Как и ожидалось, он увеличивается к краям поля зрения. Самые слабые источники в поле зрения имеют эквивалентную скорость счета PN порядка 1.5×10^{-3} квантов/с, что мы принимаем как предел детектирования. В единицах потока, используя коэффициенты перевода, показанные выше, этот предел составляет 3.3×10^{-15} эрг/см²/с.

3.2.4 Идентификация источников

Мы осуществили кросс-корреляцию положений 235 источников с различными оптическими и инфракрасными каталогами. Каталог 2MASS предоставляет наиболее полное покрытие комплекса Carina. По этой причине мы выбрали данный каталог для определения оптимального радиуса кросс-корреляции. Был использован подход, описанный Jeffries, Thurston, Pye (1997), и показавший хорошие результаты для наблюдений молодых открытых скоплений NGC 6530 и NGC 6383 (Rauw et al., 2002a; Rauw et al., 2003). Кумулятивное распределение источников как функция радиуса кросс-корреляции r выражается формулой

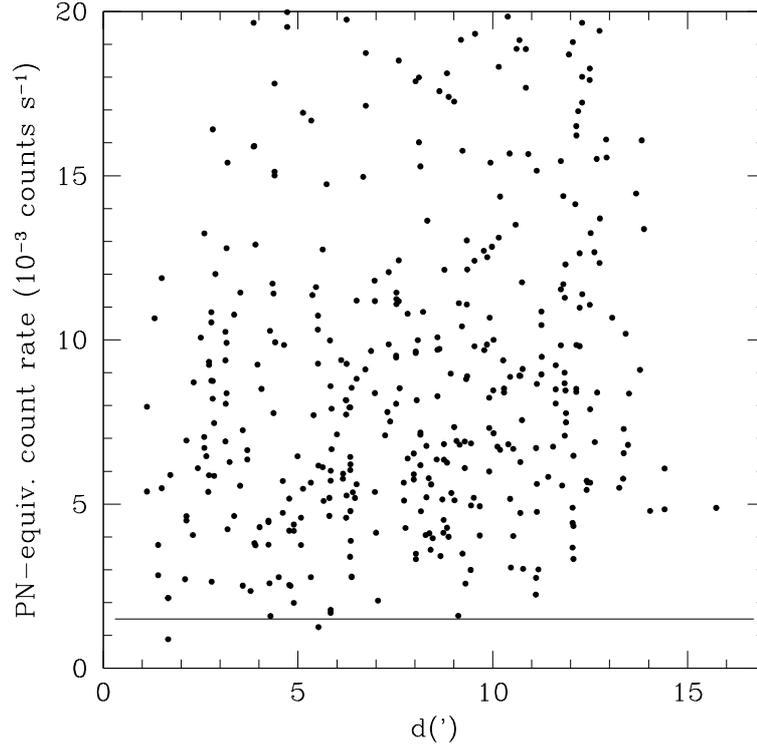


Рис. 3.16: Нижняя часть распределения скоростей счета для рентгеновских источников как функция расстояния от центра поля зрения. Горизонтальная линия показывает принятый предел детектирования.

$$\Phi(d \leq r) = A \left[1 - \exp\left(\frac{-r^2}{2\sigma^2}\right) \right] + (N - A) [1 - \exp(-\pi B r^2)] ,$$

где N , A , σ , и B обозначают соответственно общее число рентгеновских источников ($N = 235$), число истинных корреляций, погрешность позиции рентгеновского источника, и поверхностную плотность источников каталога (детали метода см. в Jeffries, Thurston, Rue, 1997). Свободные параметры A , σ и B были получены из аппроксимации реального распределения, показанного на Рис. 3.17. Для каталога 2MASS оптимальные параметры модели $A = 217.6$, $\sigma = 1.6''$ и $B = 0.004 \text{ arcsec}^{-2}$. Оптимальный радиус, который включает подавляющее большинство истинных корреляций, и одновременно существенно подавляет ложные, оказался равен $4.0''$. Таким образом, мы рассматриваем инфракрасный источник как возможное отождествление с рентгеновским, если он находится ближе, чем на расстоянии $4.0''$ от последнего. Этот радиус существенно меньше, чем для данных *XMM-Newton* по NGC 6383. Главной причиной является бóльшая плотность источников в каталоге 2MASS в области Carina. Для $r = 4.0''$ мы ожидаем достигнуть 208 истинных и 6 ложных идентификаций.

Мы также осуществили кросс-корреляцию координат наших источников с координатами AC03 (*XMM-Newton*) и EV03 (*Chandra*), используя тот же подход. Оптимальные ра-

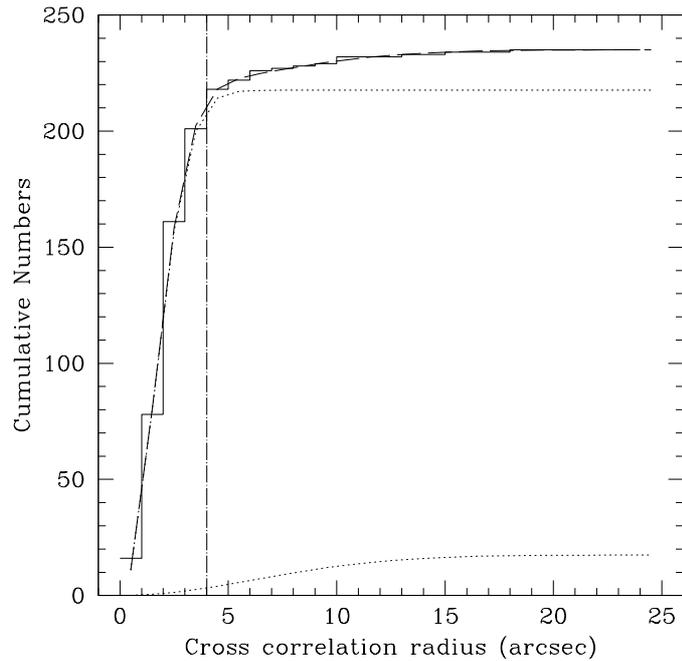


Рис. 3.17: Кумулятивное число корреляций между рентгеновскими источниками и каталогом 2MASS как функция радиуса корреляции. Кривые, показанные точками, соответствуют наилучшей аппроксимации истинных и ложных идентификаций. Пунктирная кривая показывает их сумму, а вертикальная линия соответствует принятому радиусу корреляции $4.0''$.

диусы корреляции с координатами AC03 и EV03 равны $5.0''$ и $4.5''$, статистически означая $58/3$ и $54/5$ истинных и ложных идентификаций соответственно.

Результаты кросс-корреляции с каталогом 2MASS и рентгеновскими каталогами AC03 и EV03, а также результаты различных оптических исследований комплекса Carina показаны в Табл. 3.13. Наименования источников в этой таблице следуют правилам, рекомендованным Международным Астрономическим Союзом (МАС) для источников, детектированных *XMM-Newton*: префикс XMMU J сопровождается величинами прямого восхождения HHMMSS.s (в часах, минутах, секундах, и десятичной доли секунды) и склонения $+/-DDMMSS$ (в градусах, угловых минутах и секундах) на эпоху J2000, десятичные доли после точки обрезаны, а не округлены. Во избежание дублирования обозначения источников, идентифицированных с каталогом AC03, взяты из этого каталога. Заметим, что мы тем не менее даем наши координаты этих источников. У 167 источников EPIC имеются единственные кандидаты на идентификацию в каталоге 2MASS, находящиеся ближе, чем в $4''$ от рентгеновского источника. Среднее расстояние между координатами наших рентгеновских источников и идентифицированными объектами 2MASS составляет $(2.3 \pm 0.9)''$. Cudworth, Martin, Degioia-Eastwood (1993) выполнили исследование собственных движений открытых скоплений в комплексе Carina. Используя фотографические пластинки, покрывающие интервал более 100 лет, они вычислили вероятность членства в скоплениях для 577 звезд. Мы выполнили кросс-корреляцию координат наших источников с катало-

Таблица 3.13: Кросс-идентификация рентгеновских источников комплекса Carina, детектированных с инструментами EPIC.

N	XMMU J	RA	DEC	AC03	EV03	2MASS								Оптическое		Ссылка	Членство (%)
						Nr.	d (")	J	H	K_S	V	$B - V$	$U - B$	имя	Спектральный Класс		
[1]	[2]	[3]	[4]	[5]	[6]	[7]	[8]	[9]	[10]	[11]	[12]	[13]	[14]	[15]	[16]	[17]	[18]
1	104236.8-594357	10 42 36.83	-59 43 57.9	-	-	0	3.9	13.00	12.37	12.18							
2	104256.6-594220	10 42 56.61	-59 42 20.2	-	-	2											
3	104303.2-593949	10 43 03.21	-59 39 49.3	-	-	0											
4	104304.4-594902	10 43 04.43	-59 49 02.7	-	-	1	3.9	16.15	14.41	14.20	12.47	0.38	-0.80	MJ 3		MJ	
5	104307.8-593557	10 43 07.82	-59 35 57.4	-	-	1	3.7	13.76	13.05	12.83							
6	104310.5-595012	10 43 10.56	-59 50 12.6	-	-	0											
7	104310.9-595124	10 43 10.91	-59 51 24.7	-	-	1	1.4	13.75	12.97	12.57							
8	104311.4-594423	10 43 11.40	-59 44 24.0	-	-	1	3.3	8.70	8.62	8.50	9.64	0.26	-0.76	HDE 303316		MJ	
9	104315.1-593344	10 43 15.12	-59 33 44.2	-	-	1	3.1	12.77	12.30	12.14							
10	104317.5-593321	10 43 17.55	-59 33 21.7	-	-	0											
11	104319.8-594248	10 43 19.86	-59 42 48.5	-	-	1	2.9	15.15	14.15	13.58							
12	104320.6-594619	10 43 20.63	-59 46 19.8	-	-	1	2.5	14.45	13.52	13.21							
13	104325.9-594720	10 43 25.93	-59 47 20.5	-	-	0											
14	104326.8-595251	10 43 26.90	-59 52 51.5	-	-	0											
15	104327.4-594202	10 43 27.48	-59 42 02.4	-	-	0											
16	104329.8-593344	10 43 30.03	-59 33 48.0	1	-	1	3.0	13.41	12.52	12.21							
17	104333.7-594030	10 43 33.76	-59 40 30.0	-	-	1	2.3	15.49	14.69	14.49							
18	104339.9-593445	10 43 39.92	-59 34 50.9	-	-	1	2.3	13.21	12.26	11.96	15.43	1.35		DETWC-14 18		DETWC	
19	104340.7-594638	10 43 40.75	-59 46 38.4	-	-	0											
20	104341.2-593355	10 43 41.23	-59 33 55.7	-	-	1	3.3	11.23	10.80	10.55	17.82	0.75		DETWC-14 29		DETWC	
21	104341.3-593205	10 43 41.49	-59 32 09.8	3	-	1	3.5	12.70	11.97	11.71	15.72	1.30	0.69	DETWC-14 43		DETWC	
22	104341.4-594223	10 43 41.61	-59 42 26.8	4	-	2											
23	104343.0-594411	10 43 43.04	-59 44 11.3	-	-	1	3.4	15.63	14.31	13.27							
24	104343.1-593555	10 43 43.16	-59 35 55.7	-	-	1	3.9	14.41	13.49	13.12							
25	104344.6-593459	10 43 44.64	-59 34 59.1	-	-	2											
26	104345.0-595327	10 43 45.08	-59 53 27.7	-	-	1	2.3	10.02	9.99	9.97	10.43	0.14	-0.77	DETWC-14 76, 65 MJ 126		MJ	
27	104345.4-594159	10 43 45.43	-59 41 59.8	-	-	1	3.3	14.37	12.99	12.18							
28	104345.6-593431	10 43 45.60	-59 34 31.6	-	-	1	2.7	13.24	12.42	12.17				DETWC-14 78, 81			
29	104346.0-593221	10 43 46.05	-59 32 21.6	-	-	1	0.1	15.26	14.12	13.51							
30	104346.3-593256	10 43 46.36	-59 32 56.6	-	-	1	3.2	8.66	8.52	8.50	9.65	0.20	-0.63	CPD-58° 2611 = Tr 14 20	O6 V((f))	MJ	96
31	104346.3-593116	10 43 46.39	-59 31 16.5	-	-	1	2.6	12.37	11.70	11.51							
32	104347.3-593244	10 43 47.35	-59 32 44.2	-	-	1	3.0	12.05	11.56	11.30	15.20	1.36	0.77	DETWC-14 107		DETWC	
33	104348.8-593324	10 43 48.88	-59 33 24.6	-	-	1	1.4	9.55	9.39	9.26	10.73	0.35	-0.55	Tr 14 21	O9 V	MJ	81
34	104349.2-593404	10 43 49.22	-59 34 05.0	-	-	1	2.0	14.30	13.13	12.54							
35	104349.8-594453	10 43 49.45	-59 44 56.9	8	-	1	2.0	12.67	12.20	12.06	14.34	0.77		Tr 14 Y 334		Cud	0
36	104351.0-595239	10 43 51.03	-59 52 40.0	-	-	1	2.9	12.00	11.60	11.50	13.75	0.41	-0.09	MJ 156		MJ	
37	104351.4-593117	10 43 51.47	-59 31 17.1	-	-	1	2.4	13.56	12.89	12.63							
38	104351.6-593244	10 43 51.63	-59 32 44.3	-	-	1	3.1	13.00	12.27	11.94	16.38	1.26		DETWC-14 160		DETWC	
39	104352.1-593556	10 43 52.02	-59 35 58.0	9	-	1	1.9	13.28	12.55	12.22	16.58	1.44		DETWC-14 167		DETWC	
40	104352.3-593924	10 43 52.48	-59 39 24.7	10	-	1	2.8	13.03	11.91	11.20							
41	104355.0-593130	10 43 55.09	-59 31 30.0	-	-	1	1.7	13.26	12.51	12.26	16.53	1.46		DETWC-14 200			
42	104355.2-593200	10 43 55.23	-59 32 00.7	-	-	1	2.4	10.51	10.04	9.70	12.52	0.78	0.43	Tr 14 14		DETWC	78
43	104355.9-594926	10 43 55.92	-59 49 26.1	-	-	0											
44	104356.0-593515	10 43 56.03	-59 35 15.1	-	-	0											
45	104356.7-593252	10 43 57.39	-59 32 54.8	11c	103	2								HD 93129 A + B			

Первый и второй столбцы содержат номер источника и его имя согласно номенклатуре MAC. Чтобы избежать дублирования имен, для источников, идентифицированных с каталогом AC03, даны имена AC03. Третий и четвертый столбцы содержат экваториальные координаты источников. Столбцы 5 и 6 содержат номера источников в каталогах AC03 и EV03, для которых была осуществлена идентификация. Столбцы с 7 по 11 содержат результаты кросс-идентификации с каталогом 2MASS. Столбцы, обозначенные 'Nr.' и 'd', показывают число объектов 2MASS на расстоянии, меньшем $4''$ от нашего источника, и расстояние между рентгеновским источником и кандидатом 2MASS. Столбцы с 12 по 17 содержат информацию об оптических свойствах оптических кандидатов (где это возможно). DETWC-14 и DETWC-16 – номер оптической звезды в каталоге DeGioia-Eastwood et al. (2001) для скоплений Tr 14 и Tr 16 соответственно. Аналогично, номера Tr 14 и Tr 16 относятся к схеме наименований, предложенной Feinstein, Maggaso, Muzzio (1973), а Tr 14 Y и Tr 16 Y – к соглашению Cudworth, Martin, Degioia-Eastwood (1993). Наконец, номера MJ взяты из Massey, Johnson (1993). Столбец с именем 'Ссылка' показывает ссылку на оптическую фотометрию, а последний столбец содержит вероятность членства в скоплении из Cudworth, Martin, Degioia-Eastwood (1993).

гом Cudworth, Martin, Degioia-Eastwood (1993). Информация о вероятностях членства для идентифицированных источников представлена в последней столбце Табл. 3.13 (показана часть таблицы, целиком она доступна онлайн, см. выше).

Используя найденный нами предел детектирования и размер поля зрения *XMM-Newton* (примерно 0.25 квадратных градуса), можно использовать соотношение $\log N - \log S$ из Motch, Herent, Guillout (2003) для $b \sim 0^\circ$, чтобы оценить число фоновых звездных источников. Используя это соотношение, мы получаем примерно 50 – 60 звезд. Поскольку соотношение Motch, Herent, Guillout было найдено для полей, которые не включают области звездообразования, существенно большее число детектированных *XMM-Newton* рентгеновских источников с очевидностью говорит о том, что они принадлежат кластерам в комплексе Carina.

3.2.5 Внегалактические фоновые источники

Луч зрения по направлению к η Car ($l_{\text{II}} = 287.60^\circ$, $b_{\text{II}} = -0.63^\circ$) проходит почти по касательной к спиральному рукаву Carina. В результате полное число атомов нейтрального водорода внутри Галактики должно быть довольно большим, приводя к значительному поглощению рентгеновских квантов внегалактических фоновых источников.

Для того, чтобы получить грубую оценку общего Галактического поглощения вдоль луча зрения, мы использовали карты поглощения *DIRBE/IRAS*, опубликованные Schlegel, Finkbeiner, Davis (1998). Авторы предупреждают, что эти карты следует с осторожностью использовать для полей вблизи плоскости Галактики. Более того, межзвездное поглощение в области Carina довольно неоднородно и его свойства могут отличаться от средней кривой галактического поглощения (Carraro et al., 2004). Учитывая сказанное, мы нашли, что карты *DIRBE/IRAS* показывают большую и переменную величину $E(B - V)$ (от ~ 6.4 в среднем на краях поля зрения EPIC до ~ 14.5 вблизи η Car). Пересчитывая эти величины в число атомов нейтрального водорода с использованием соотношения газ/пыль Bohlin, Savage, Drake (1978), мы получили $N_{\text{H}} \sim (3.7 - 8.5) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$.

Предполагая, что внегалактические источники (большая часть из которых являются ядрами активных галактик, AGN) имеют степенные спектры с фотонным индексом 1.4 (Giacconi et al., 2001), и подвержены указанному межзвездному поглощению, приведенные выше пределы детектирования преобразуются в непоглощенные потоки $(1.0 - 1.5) \times 10^{-14} \text{ эрг/см}^2/\text{с}$ и $(2.8 - 4.3) \times 10^{-14} \text{ эрг/см}^2/\text{с}$ в диапазонах 0.5 – 2.0 кэВ и 2.0 – 10 кэВ соответственно. Из соотношения $\log N - \log S$ Giacconi et al. (2001) мы ожидаем детектировать от ~ 16 до ~ 24 внегалактических источников фона.

Для того, чтобы отличить эти источники от Галактических, можно использовать следующие базовые свойства AGN (Fiore, 1997; Nandra, 2001; Bauer et al., 2004): (i) AGN имеют степенные спектры с каноническим наклоном внутреннего рентгеновского спек-

тра $\Gamma \sim 1.9 - 2.0$, средняя наблюдаемая величина наблюдаемого наклона спектра внегалактических фоновых источников составляет 1.4 (Giacconi et al., 2001); (ii) потоки этих источников переменны на временах от часов до лет.

На практике моделирование спектров индивидуальных объектов невозможно, поскольку кандидаты во внегалактические фоновые источники очень слабы. По этой причине мы вычислили синтетические показатели жесткости $HR_1 = (M - S)/(M + S)$ и $HR_2 = (H - M)/(H + M)$ для инструмента PN на сетке простых моделей. Для этого в программе XSPEC мы использовали функции отклика PN (response matrices), чтобы сгенерировать синтетические спектры, соответствующие различным поглощенным степенным спектрам. Мы рассмотрели модели с тремя фотонными индексами $\Gamma = 1.4, 1.7, 2.0$ и набор значений $N_H = (0.1, 0.3, 1.0, 3.0, 7.0, 11.0, 15.0) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Затем мы сравнили эти синтетические показатели жесткости с наблюдаемыми для всех точечных источников, которые не были идентифицированы с оптическими или инфракрасными каталогами. В список потенциальных внегалактических источников мы внесли те объекты, наблюдаемая жесткость спектров которых в пределах погрешностей совпала с синтетическими показателями жесткости. Кандидатами стали источники под номерами 3, 6, 119, 124, 170, 185, 207. Их общее число (7) меньше, чем приведенная выше оценка. Это не удивительно, поскольку, учитывая вовлеченные неопределенности, она дает лишь очень грубое предположение о числе фоновых источников.

3.2.6 Переменность

Переменность внутри отдельных сетов данных

С целью обнаружения возможной переменности источников внутри одного сета данных, мы использовали следующие тесты: (i) вычисляли величину χ^2 для проверки нулевой гипотезы постоянства отсчетов (count rate); (ii) тест Колмогорова-Смирнова (КС) для проверки того, следует ли статистика отсчетов нормальному распределению; (iii) так называемый тест вероятности переменности (*probability of variability*), предложенный Preibisch, Zinnecker (2002) в его модифицированной версии, описанной Sana et al. (2004).

Данные для каждого источника извлекались из круговых областей с радиусом, равным половине расстояния до другого близлежащего источника, или $60''$, если таких источников не было. Первые два метода использовались с кривыми блеска, в которых был вычтен фон, а кривые были получены биннированием фотонов по времени и энергии (см. ниже). Отметим, что для слабых источников тест КС может дать отрицательный результат при использовании кривых блеска с вычтенным фоном. Третий метод был применен к последовательности чисел, образованной временами прибытия фотонов (биннинг по энергиям применялся и в этом случае, с такими же диапазонами энергии, как в тесте χ^2). Таким образом, этот метод не может быть применен к кривым блеска с вычтенным фоном. Все

тесты переменности были также применены к измерениям фона.

Для того, чтобы использовать тесты χ^2 и КС, мы извлекли кривые блеска источников с различным биннингом по времени (от 10 до 5000 с) в мягком S , среднем M , жестком H и полном (0.4 – 10.0 кэВ) диапазонах энергии. Поскольку плотность источников в туманности Сагита высока, часто было невозможно найти свободную от источников область для измерения фона вблизи данного источника. По этой причине мы приняли следующую схему для извлечения кривых блеска, исправленных за фон. Для детекторов MOS уровень внутреннего инструментального фона (сравнимый с фоновым излучением неба) является более или менее постоянным в пределах одного чипа CCD. Для детектора PN инструментальный фон меняется главным образом с расстоянием вдоль оси Y детектора от оси X центрального чипа. Поэтому для детекторов MOS мы выделили несколько свободных от источников круговых областей на всех чипах и извлекали фоновые кривые блеска из этих областей. Кривые блеска фона, полученные для данного чипа, использовались с данными источников, расположенных на этом же чипе. Аналогичная процедура была выполнена для чипов детектора PN с тем отличием, что круговые области для измерения фона были выбраны на каждом чипе на 10 расстояниях Y от оси X . Кривые блеска фона для данного источника вычислялись интерполяцией полученных таким образом кривых фона на расстояние Y для источника. Помимо инструментального фона, в туманности Сагита присутствует диффузное рентгеновское излучение. Поэтому описанный способ получения кривых блеска фона может переоценивать или недооценивать уровень фона для отдельных источников. Это может влиять на результаты, получаемые для слабых источников. Однако на практике это не является большой проблемой, поскольку (i) мы используем несколько методов поиска переменности; (ii) отсчеты слабейших источников в любом случае очень малы, что дает мало шансов на обнаружение переменности; (iii) характерный геометрический масштаб диффузного излучения достаточно велик (порядка размера одного чипа CCD или больше), так что принятая процедура грубо учитывает глобальные изменения фона из-за диффузного излучения.

Чтобы увеличить сигнал, во всех случаях, где это было возможно, мы анализировали суммарные кривые блеска MOS1 и MOS2. На Рис. 3.18 показаны кривые блеска PN для источников, у которых нулевая гипотеза была отвергнута на уровне доверия 99% при использовании всех трех тестов (для источника 73 показана кривая блеска MOS1, поскольку он попадает в щель между чипами PN). Для экономии места кривые блеска MOS1 и MOS2 не показаны. Они аналогичны кривым блеска PN. Биннинг по времени для каждой из показанных кривых блеска был выбран так, чтобы соответствовать характерной временной шкале переменности.

О природе большинства переменных источников известно очень мало. Лишь один из них (189) идентифицирован со звездой HD 93343 (O7 V(n)). Источники 36 (=MJ 156), 46 (=Tr 14 18), 104 (=DETC-16 10,5), 145 (=Tr 14 Y 66), и 195 (=DETC-16 345) иденти-

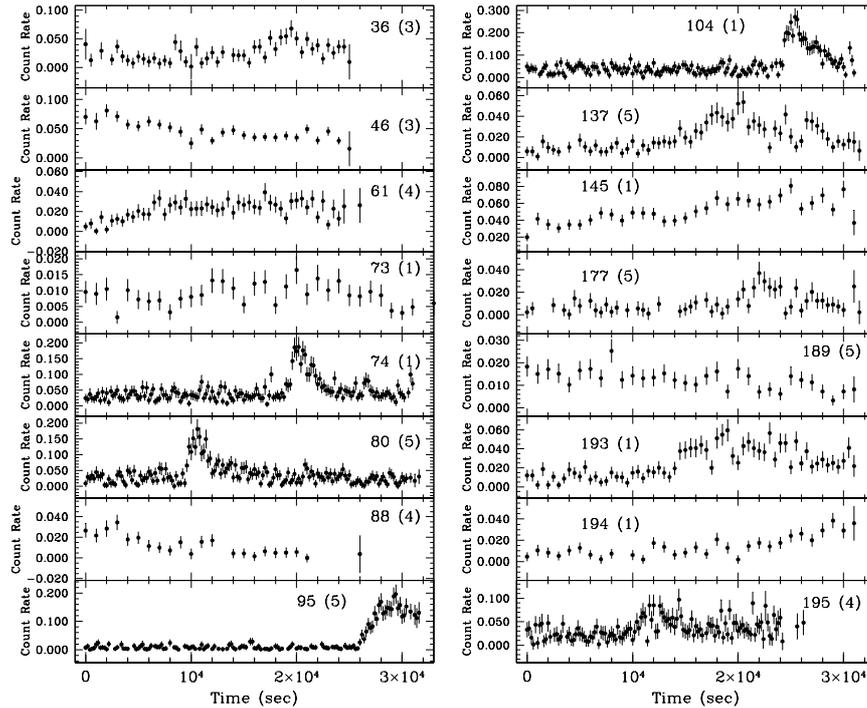


Рис. 3.18: Кривые блеска PN для источников, показывающих значимую переменность в течение одного сета наблюдений. Диапазон энергии 0.4 – 10.0 кэВ. В скобках рядом с номером источника показан номер сета данных. На этом и последующих рисунках с кривыми блеска время отсчитывается от начала экспозиции для данного сета.

фицированы с объектами 2MASS и оптическими каталогами, но их спектральные классы неизвестны. Источники 74, 80, 115, 137, 177, 194 идентифицированы с каталогом 2MASS, идентификация с оптическими каталогами отсутствует. Источники 61, 73, 88, 95, 193 не идентифицируются ни с оптическими, ни с инфракрасным каталогами. Все они показывают переменность различной амплитуды, три из них (74, 80 и 104) явно показывают вспышечную переменность.

Информация о природе вспыхивающих источников может быть получена из анализа их кривых блеска и спектров в течение вспышки. Однако вначале рассмотрим ИК свойства этих источников. На Рис. 3.19 показана зависимость цвет – величина $K - (J - K)$ объектов 2MASS, отождествленных с нашими рентгеновскими источниками. Для того, чтобы конвертировать цвета 2MASS в стандартную систему JHK (Bessell, Brett, 1988), мы использовали формулы пересчета, первоначально представленные Carpenter (2001) и доступные на вэб-сайте 2MASS³.

Предполагая, что все источники находятся на одинаковом расстоянии, те из них, которые расположены справа от линии ГП, могут относиться к звездам, находящимся на стадии эволюции до ГП. ИК источники, идентифицированные со вспыхивающими рентге-

³<http://www.ipac.caltech.edu/2mass/index.html>

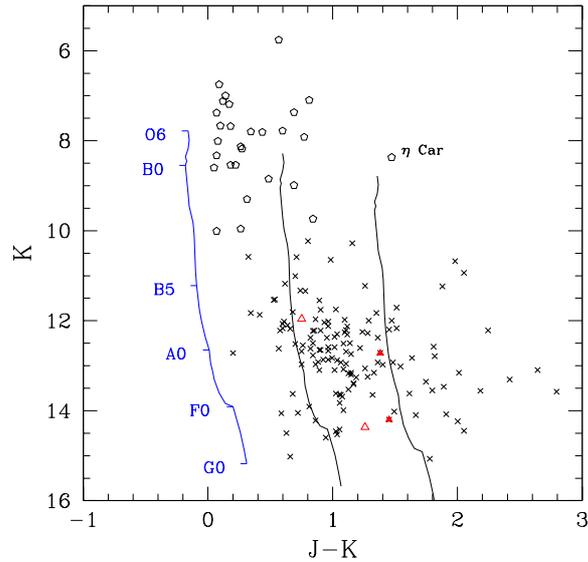


Рис. 3.19: Диаграмма цвет – величина для тех объектов 2MASS, отождествленных с нашими рентгеновскими источниками, для которых имеется фотометрия хорошего качества. Пустые пятиугольники показывают звезды ранних спектральных типов, треугольниками обозначены вспыхивающие рентгеновские источники. Положение исправленной за покраснение Главной последовательности (ГП) показано для модуля расстояния 12.0 (левая линия). Покрасненная ГП показана для двух величин межзвездного покраснения $A_V = 5$ (средняя линия) и $A_V = 10$ (правая линия).

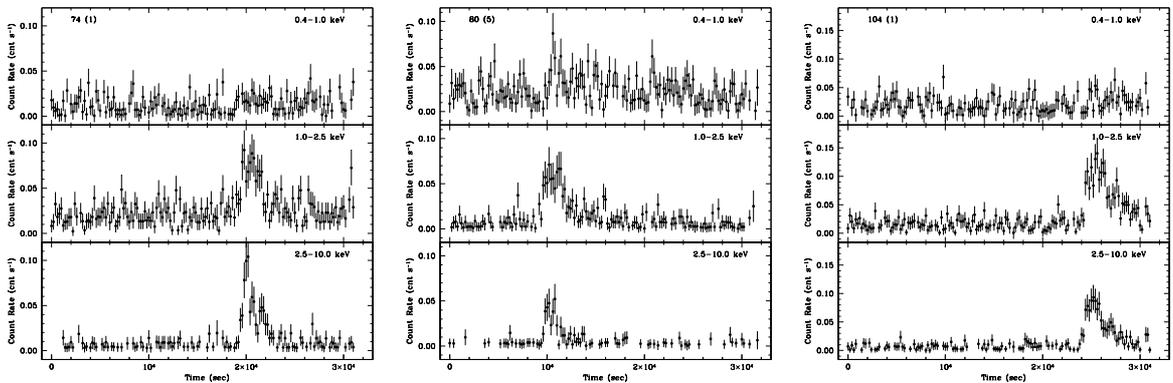


Рис. 3.20: Кривые блеска PN вспыхивающих источников в мягком, среднем, и жестком диапазонах энергии. Слева направо: источники 74, 80, 104.

новскими источниками, показаны на рисунке треугольниками (закрашенные треугольники соответствуют двум возможным кандидатам на отождествление с источником 104, пустые треугольники – источникам 74 и 80). Очевидно, что вспыхивающие рентгеновские источники 74, 80, и 104 расположены в области диаграммы, совместимой с предположением о том, что они являются звездами до стадии ГП.

Кривые блеска трех вспыхивающих источников в разных диапазонах энергии показаны на Рис. 3.20. Из рисунков очевидно, что вспышки происходят главным образом в жестком диапазоне энергии, что согласуется с предположением о том, что они формируются благо-

Таблица 3.14: Свойства вспыхивающих источников.

N	Орбита	τ (кс)	kT_{obs} (кэВ)	f_X (0.4 – 10 кэВ) (эрг/см ⁻² /с)	$J - K$	K
74	115	1.5 ± 0.3	13.3 ± 7.5	9.3×10^{-13}	1.452	14.198
80	285	2.5 ± 0.6	4.2 ± 1.1	2.9×10^{-13}	1.381	12.718
104	115	2.1 ± 0.4	4.6 ± 0.7	9.1×10^{-13}		

τ – время затухания, kT – температура оптимальной спектральной модели. Рентгеновские потоки соответствуют спектрам в течение вспышки.

даря коронарной активности звезд до стадии ГП. Аппроксимируя спад вспышек экспоненциальной функцией, можно определить характерное время затухания. Анализ спектров источников в момент вспышки позволяет определить характерную температуру и поток. Результаты этого анализа представлены в Табл. 3.14. Полученные температуры весьма высоки ($kT > 4.2$ кэВ), как и ожидается для этого типа звезд. Сделав определенные предположения о механизме излучения (например, что вспышка происходит в замкнутых коронарных петлях аналогично Солнцу), можно заключить, что характерный размер петли для трех вспыхивающих источников не превышает $0.55R_{\odot}$ (детали анализа см. в Antokhin et al., 2008).

Переменность от сета к сету

С целью обнаружения возможной переменности источников между сетями данных мы использовали тест χ^2 с тремя уровнями доверия (90, 95 и 99%), чтобы проверить нулевую гипотезу постоянства скорости счета (count rate). Тесты были проведены для данных в мягком, среднем, и жестком диапазонах энергии, а также для параметров жесткости HR_1 и HR_2 , для всех детекторов EPIC. Результаты тестов приведены в Табл. 3.12 (второй столбец). Статус переменности присваивался следующим образом. Если нулевая гипотеза отвергается на уровне доверия 95% для всех детекторов одновременно, источнику присваивается статус “Переменный” (“Var” во втором столбце). Если нулевая гипотеза не может быть отвергнута для всех детекторов, источнику присваивается статус “Постоянный” (“Const” во втором столбце). Если нулевая гипотеза отвергается только для части детекторов, источнику присваивается статус “Неопределенный” (“Uncert” во втором столбце). Наконец, если данных для проведения теста недостаточно, источнику присваивается статус “Нет информации” (“NoInfo” во втором столбце).

Конечно, учитывая ограниченный набор сетей данных, обнаруженная переменность конкретного источника сообщает нам немногим больше, чем простой факт, что он переменен на шкале времени порядка одного дня или одного года (временной интервал между нашими сетями данных). Природа переменности для большинства источников остается неопределенной. Целью наших тестов на переменность была обеспечить предварительную

основу для будущих исследований. Некоторые источники, как например, HD 93205 (117), являются двойными системами, состоящими из звезд ранних спектральных классов. У таких систем ожидается переменность рентгеновского излучения с орбитальным периодом.

3.2.7 Рентгеновские свойства звезд ранних типов

Мы извлекли спектры всех звезд ранних типов, детектированных в данных *XMM-Newton*, используя те же апертуры, что для кривых блеска. Спектры фона извлекались из круговых апертур, расположенных с свободных от источников частях поля зрения как можно ближе к целевому объекту, чтобы минимизировать влияние диффузного излучения. Для каждого источника были сгенерированы матрицы отклика (RMF – redistribution matrix file, ARM – ancillary response matrix). Биннинг спектров выбирался таким, чтобы в каждый бин (интервал энергии) попадало не менее 10 квантов.

Спектральные модели.

Табл. 3.15 содержит список всех детектированных звезд ранних классов вместе с результатами спектрального моделирования. По умолчанию поиск наилучшей спектральной модели источника осуществлялся одновременно для наблюдаемых спектров, полученных во всех сетях наблюдений и на всех детекторах EPIC MOS1, MOS2, PN. В некоторых случаях, когда источник оказался переменным или в конкретном сете попал на промежуток между чипами CCD, было использовано подмножество сетей/детекторов. Моделирование проводилось в программе XSPEC с использованием модели оптически тонкой тепловой плазмы *арес*. Общая форма мультитемпературной модели имела вид $wabs_1 * (арес_1 + wabs_2 * арес_2 + \dots)$. Первый компонент *wabs* общей модели учитывает межзвездное поглощение и использует сечения поглощений различных ионов/элементов и их химический состав, типичный для межзвездной среды. В процессе поиска оптимальных параметров число атомов водорода на луче зрения от Земли до объекта ограничивалось снизу величиной N_H , указанной в пятом столбце Табл. 3.15. Эта величина вычислялась индивидуально для каждого объекта с использованием эмпирической формулы *Vohlin, Savage, Drake (1978)*. Дополнительные компоненты модели *wabs* предназначены для учета возможного внутреннего поглощения данной температурной компоненты модели в объекте. Химический состав в моделях был фиксирован для всех звезд, кроме WR 25, в последнем случае содержания основных элементов являлись свободными параметрами. В нескольких случаях в наблюдаемых спектрах присутствовал комплекс линий железа 6.4 – 6.8 кэВ. Этот комплекс может включать флуоресцентную линию Fe I ~6.4 кэВ, а также линии Fe XXV и Fe XXVI, расположенные в районе энергии 6.7 кэВ. Потенциальное присутствие линии Fe I (означающее присутствие сравнительно холодного вещества) может исказить высокотемпературную компоненту модели, требуемую для аппроксима-

Таблица 3.15: Параметры спектральных моделей звезд ранних типов в ассоциации Carina OB1.

N	Имя	Сп. класс	$E(B-V)$	$N_{\text{ISM}}^{\text{H}}$ (10^{22} cm^{-2})	N_{H} (10^{22} cm^{-2})	kT (кэВ)	Norm (10^{-4} cm^{-5})	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	d.o.f.
26	MJ 126	B2 Vb	0.42	0.24	$0.24^{+0.06}_{-0.00}$	$0.67^{+0.06}_{-0.06}$	$0.49^{+0.12}_{-0.07}$	1.14	135
30	CPD-58°2611	O6 V((f))	0.45	0.26	$0.76^{+0.11}_{-0.12}$	$0.54^{+0.07}_{-0.07}$	$0.89^{+0.29}_{-0.25}$	1.69	51
33	Tr 14 21	O9 V	0.61	0.35	$1.21^{+0.14}_{-0.14}$	$0.19^{+0.06}_{-0.06}$	$44.1^{+41.0}_{-41.0}$	1.45	225
45	HD 93129 A+B	O3 Iab...+O3.5 V	0.56	0.32	$0.00^{+0.38}_{-0.00}$	$2.19^{+0.22}_{-0.21}$	$2.30^{+0.47}_{-0.47}$	1.11	1191
46	Tr 14 18†	B0 V	0.52	0.30	$0.77^{+0.07}_{-0.06}$	$0.14^{+0.01}_{-0.02}$	392^{+870}_{-168}	1.22	185
51	HD 93130	O6 III(f)	0.48	0.28	$0.16^{+0.06}_{-0.03}$	$0.50^{+0.03}_{-0.02}$	$33.2^{+3.6}_{-3.9}$	1.13	263
59	Tr 16 124	B1 V	0.50	0.29	$0.68^{+0.22}_{-0.17}$	$1.78^{+0.13}_{-0.13}$	$11.6^{+1.4}_{-1.3}$	1.16	101
63	HD 93160	O6 III(f)	0.31	0.18	$0.30^{+0.05}_{-0.00}$	$2.43^{+0.18}_{-0.20}$	$2.36^{+0.15}_{-0.12}$	0.99	258
67	HD 93161A+B	(O8 V+O9 V)+O6.5 V(f)	0.29	0.17	$0.28^{+0.02}_{-0.00}$	$0.58^{+0.02}_{-0.02}$	$0.68^{+0.05}_{-0.04}$	1.05	342
71	HD 93162 (WR 25)††	WN6h	0.69	0.40	$0.29^{+0.06}_{-0.00}$	$2.30^{+0.42}_{-0.31}$	$0.46^{+0.05}_{-0.05}$	1.05	1017
108	CPD-58°2649	B0 V	0.54	0.31	$0.58^{+0.09}_{-0.07}$	$0.25^{+0.03}_{-0.02}$	$6.68^{+3.8}_{-3.7}$	1.02	92
110	HD 93204	O5 V((f))	0.39	0.23	$0.35^{+0.39}_{-0.35}$	$1.25^{+0.69}_{-0.24}$	$0.66^{+0.36}_{-0.21}$	1.18	239
117	HD 93205	O3.5 V+O8 V	0.40	0.23	$0.57^{+0.08}_{-0.06}$	$0.27^{+0.02}_{-0.03}$	$7.36^{+5.63}_{-1.20}$	1.13	524
126	HDE 303311	O5 V	0.44	0.26	$0.61^{+0.57}_{-0.32}$	$1.16^{+0.39}_{-0.24}$	$0.81^{+0.31}_{-0.22}$	1.05	238
135	CPD-59°2600	O6 V((f))	0.48	0.29	$0.59^{+0.09}_{-0.09}$	$0.46^{+0.12}_{-0.08}$	$16.0^{+4.8}_{-6.4}$	1.11	275
142	HD 93250	O3 V	0.48	0.29	$0.29^{+0.13}_{-0.10}$	$0.75^{+0.06}_{-0.03}$	$51.6^{+9.0}_{-9.6}$	1.01	1408
147	CPD-59°2603	O7 V+O9.5 V+B0.2 IV	0.43	0.25	$0.00^{+0.06}_{-0.00}$	$2.46^{+0.15}_{-0.06}$	$35.0^{+2.7}_{-3.6}$	1.20	165
178	CPD-59°2626	O7 V	0.65	0.38	$0.78^{+0.11}_{-0.14}$	$0.15^{+0.06}_{-0.03}$	$21.5^{+96.6}_{-19.3}$	1.11	55
179	HDE 303308†††	O3 V((f))	0.44	0.26	$0.00^{+0.44}_{-0.00}$	$2.39^{+1.70}_{-0.65}$	$0.24^{+0.07}_{-0.05}$	0.96	924
183	CPD-59°2629	O8.5 V	0.78	0.45	$0.34^{+0.18}_{-0.11}$	$0.18^{+0.06}_{-0.03}$	$2.44^{+11.1}_{-1.70}$	1.13	159
189	HD 93343	O7 V(n)	0.54	0.31	$0.09^{+0.16}_{-0.09}$	$0.59^{+0.04}_{-0.04}$	$0.91^{+0.12}_{-0.14}$	1.33	159
191	CPD-59°2636	O7 V+O8 V+O9 V	0.56	0.32	$0.42^{+0.04}_{-0.15}$	$0.18^{+0.02}_{-0.01}$	$10.8^{+4.5}_{-10.4}$	1.30	120
197	CPD-59°2641	O6 V((f))+?	0.58	0.34	$0.03^{+0.13}_{-0.01}$	$0.58^{+0.02}_{-0.02}$	$3.20^{+0.28}_{-0.35}$	1.12	102
218	MJ 596	O5 V((f))+O9.5 V	0.73	0.42	$0.26^{+0.09}_{-0.00}$	$0.29^{+0.02}_{-0.04}$	$0.81^{+0.69}_{-0.08}$	1.21	160
235	HDE 303304	O+...	0.61	0.35	$0.00^{+0.28}_{-0.00}$	$1.82^{+0.43}_{-0.40}$	$0.27^{+0.07}_{-0.04}$	0.96	107

$N_{\text{ISM}}^{\text{H}}$ – число атомов водорода в межзвездной среде от Земли до звезды. “Norm” – фактор нормализации температурной компоненты модели, определяемый как $\text{Norm} = \frac{10^{-14}}{4\pi d^2} \int n_e n_H dV$, где d – расстояние до объекта (см), n_e и n_H – плотности электронов и протонов (cm^{-3}).

† – Параметры могут быть ненадежными, поскольку звезда находится в области сильно меняющегося фона и/или близка к скоплению ярких звезд.

†† – Содержание металлов 0.59 ± 0.07 .

††† – Параметры могут быть ненадежными из-за близости звезды к η Car и сильному неоднородному фону.

ции линий Fe XXV и Fe XXVI. Поэтому перед запуском общей модели мы проверяли возможное наличие в наблюдаемом спектре линии 6.4 кэВ следующим образом. Поиск оптимальной модели начинался с модели, включающей всего одну температурную компоненту и Гауссиану на энергии 6.4 кэВ. В случае необходимости число температурных компонент модели увеличивалось до достижения приемлемой величины χ^2 . Затем Гауссовская компонента удалялась и осуществлялась проверка того, насколько ухудшилась значимость модели. Если значимость существенно не изменялась, мы окончательно удаляли Гауссовскую компоненту из модели и повторяли поиск оптимальных параметров. Оказалось, что ни в одном спектре ни одной звезды раннего типа значимой эмиссии Fe I обнаружено не было.

Табл. 3.15 не включает самый яркий объект в поле зрения, η Car. Природа этой звезды настолько сложна, что в рамках данной работы не имеет большого смысла приводить результаты поверхностного анализа. Детальное исследование наблюдений *XMM-Newton* этой звезды было опубликовано Nagaguchi et al. (2007). Несколько слабых звезд ОВ также были исключены из таблицы, поскольку надежные параметры спектральной модели для них получить оказалось невозможно.

Число температурных компонент моделей для различных источников меняется от одного до трех (параметры этих компонент приведены в отдельных строках таблицы). Моделирование спектров некоторых источников потребовало наличия весьма высоких температур. Ниже обсуждаются возможные причины этого. Мы также попробовали аппроксимировать наблюдаемые спектры комбинацией тепловой модели и степенного закона. Это не привело к улучшению качества аппроксимации. Отметим, что для некоторых слабых источников параметры оптимальных моделей ограничены не очень хорошо. Примерно одинаковое качество аппроксимации может быть достигнуто при использовании однотемпературной модели для различных комбинаций N_H и kT . Однако, поскольку в этой работе нас главным образом интересуют *потoki* в диапазоне энергии *XMM-Newton*, до некоторой степени формальные модели являются приемлемыми. Наши модельные параметры в целом согласуются с теми, что были получены AC03 и EV04 (последние основаны на наблюдениях *Chandra*). Точное сравнение невозможно, поскольку мы использовали несколько иные модели. Например, в некоторых случаях отличалось число температурных компонент по причине того, что качество наших данных существенно выше благодаря большему числу сетов данных и большей эффективной площади телескопа.

Несколько примеров наблюдаемых спектров и соответствующих моделей показано на Рис. 3.21, 3.22. Эти примеры показывают спектры WR 25 и нескольких звезд ОВ разной яркости, чтобы проиллюстрировать качество наших данных.

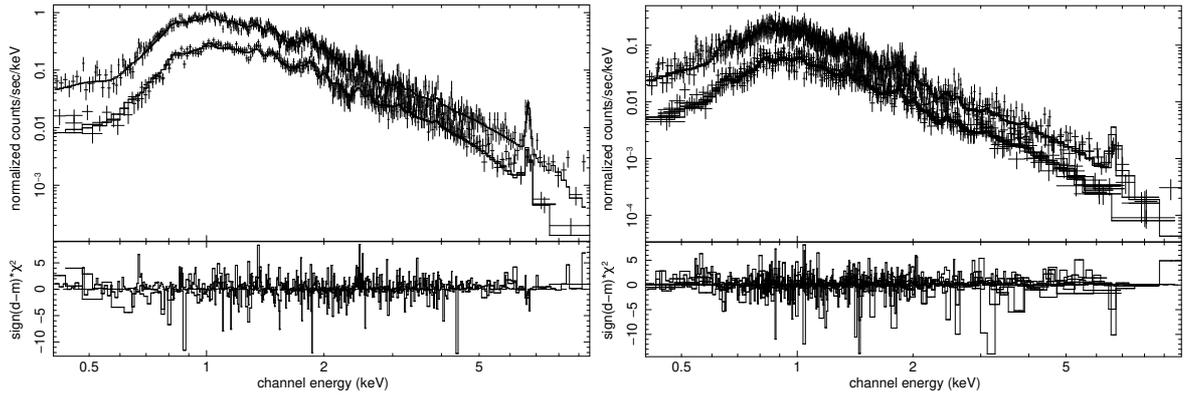


Рис. 3.21: Примеры ярких источников. На верхних рисунках показаны наблюдаемые и модельные (сплошные линии) спектры EPIC PN, MOS1, MOS2, на нижних – вклад индивидуальных бинов энергии в величину χ^2 . Слева: источник 71 (WR 25), сет номер 3. Справа: источник 142 (HD 93250), сеты 3-5. Ясно видно наличие в наблюдаемых спектрах комплекса линий железа на энергии 6.7 кэВ.

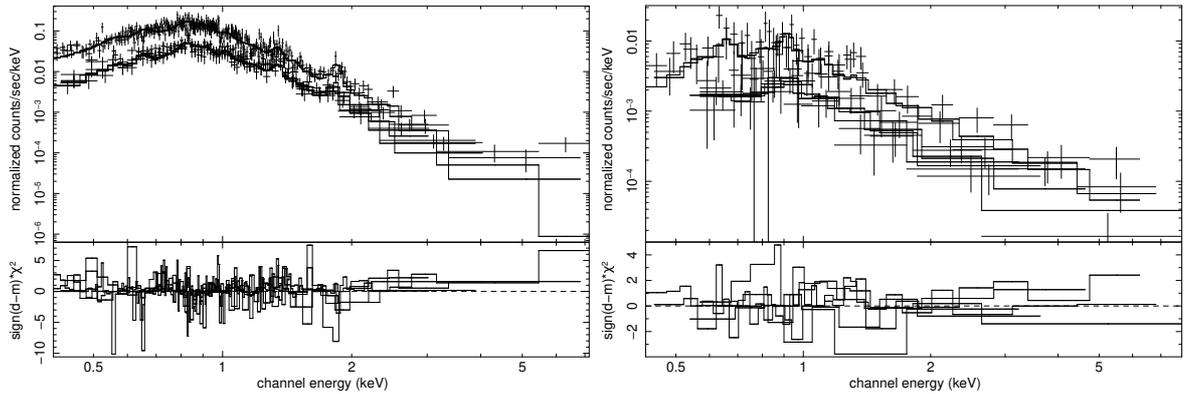


Рис. 3.22: Примеры источников средней и малой яркости. Слева: источник 117 (HD 93205), сеты 4, 5. Справа: источник 108 (CPD -58°2659), сеты 4, 5.

Рентгеновские потоки и отношение L_x/L_{bol}

Поглощенные и непоглощенные (исправленные за поглощение в межзвездной среде) рентгеновские потоки ОВ звезд из нашего списка представлены в Табл. 3.16. В первом столбце приведен номер источника, в столбцах со второго по пятый – поглощенные потоки в мягком, среднем, жестком, и полном диапазонах энергии, в последующих столбцах – непоглощенные потоки в тех же диапазонах. Десятый столбец содержит абсолютную болометрическую величину.

EV03 детально обсуждают абсолютные болометрические величины звезд ранних типов, которые они детектировали в данных *Chandra*. Поэтому мы приняли их величины для общих источников. Для звезд, которые не были детектированы в данных *Chandra*, мы, как и EV03, определили абсолютные болометрические величины, используя методику и формулы из работы Massey, Waterhouse, DeGioia-Eastwood (2000). Вкратце, для каж-

Таблица 3.16: Рентгеновские потоки и абсолютные величины звезд ранних типов в комплексе Carina.

N	Поглощенный поток				Непоглощенный поток				M _{bol}
	[0.4-1.0]	[1.0-2.5]	[2.5-10.0]	[0.4-10.0]	[0.4-1.0]	[1.0-2.5]	[2.5-10.0]	[0.4-10.0]	
26	3.52	2.43	1.37	6.09	9.12	3.40	0.142	12.66	-6.21
30	0.86	1.74	0.10	2.71	2.22	2.41	0.104	4.74	-6.30
33	1.28	7.22	8.65	17.1	4.88	9.94	8.92	23.72	-5.95
45	32.4	74.5	33.5	140.4	151.5	105.8	34.6	291.8	-11.5
46	1.80	11.0	11.0	23.8	8.57	14.81	11.30	34.7	-3.86
51	4.00	2.66	0.11	6.77	12.7	3.99	0.12	16.8	-8.83
59	0.369	2.18	1.98	4.53	1.68	2.92	2.03	6.63	-5.76
63	4.91	4.58	0.94	10.4	11.0	5.75	0.96	17.7	-9.4
67	6.71	5.91	0.97	13.6	14.0	7.36	0.99	22.4	-9.39
71	46.9	216.1	150.0	413.0	205.0	324.9	155.5	685.4	-10.1
108	1.23	1.18	1.07	3.48	6.40	1.67	1.10	9.17	-6.9
110	5.99	3.29	0.16	9.43	20.6	4.51	0.16	25.2	-9.0
117	18.2	11.4	0.52	30.0	58.1	15.5	0.55	74.2	-10.1
126	3.34	2.26	0.84	6.44	13.4	3.17	0.86	17.4	-8.6
135	5.90	4.76	1.66	12.3	19.4	7.04	1.69	28.1	-9.0
142	32.8	59.0	44.0	135.8	124.0	81.5	45.0	250.5	-10.7
147	2.02	1.45	0.10	3.55	6.60	2.02	0.10	8.72	-8.5
178	1.62	2.35	0.40	4.36	11.3	3.60	0.42	15.3	-7.5
179	15.9	17.7	89.6	123.2	70.6	23.0	90.9	184.5	-9.8
183	3.00	12.4	9.88	25.3	18.2	19.8	10.3	48.2	-6.8
189	1.97	3.03	2.57	7.54	7.48	4.36	2.63	14.3	-8.0
191	3.39	3.87	0.20	7.46	11.6	5.99	0.21	17.8	-8.3
197	2.23	3.02	0.22	5.47	7.71	4.68	0.23	12.6	-8.7
218	1.27	3.63	5.41	10.3	6.47	5.45	5.58	17.5	-8.18
235	4.53	1.08	0.001	5.61	35.2	1.88	0.0012	37.1	-7.45

Потоки в единицах 10^{-14} эрг/см²/с.

дой звезды была вычислена величина межзвездного покраснения $A_V = R \times E(B - V)$ с $R = 3.2$, и, с ее использованием, непокрашенная величина звезды. Боллометрическая поправка вычислялась по формуле $BC = 27.66 - 6.84 \times \log T_{eff}$. В сложном случае HD 93161, состоящей из трех компонентов Aa, Ab, и B, мы вычислили боллометрические светимости каждого компонента в отдельности, используя информацию о цветах и температурах из Nazé, Antokhin, Sana, et al. (2005) (см. также выше в данной Главе), и затем просуммировали их для получения полной светимости системы. Для MJ 596 мы использовали абсолютную боллометрическую величину, полученную Niemela et al. (2006) из детального анализа спектральных и фотометрических данных.

На Рис. 3.23 показаны соотношения между рентгеновской и боллометрической светимости

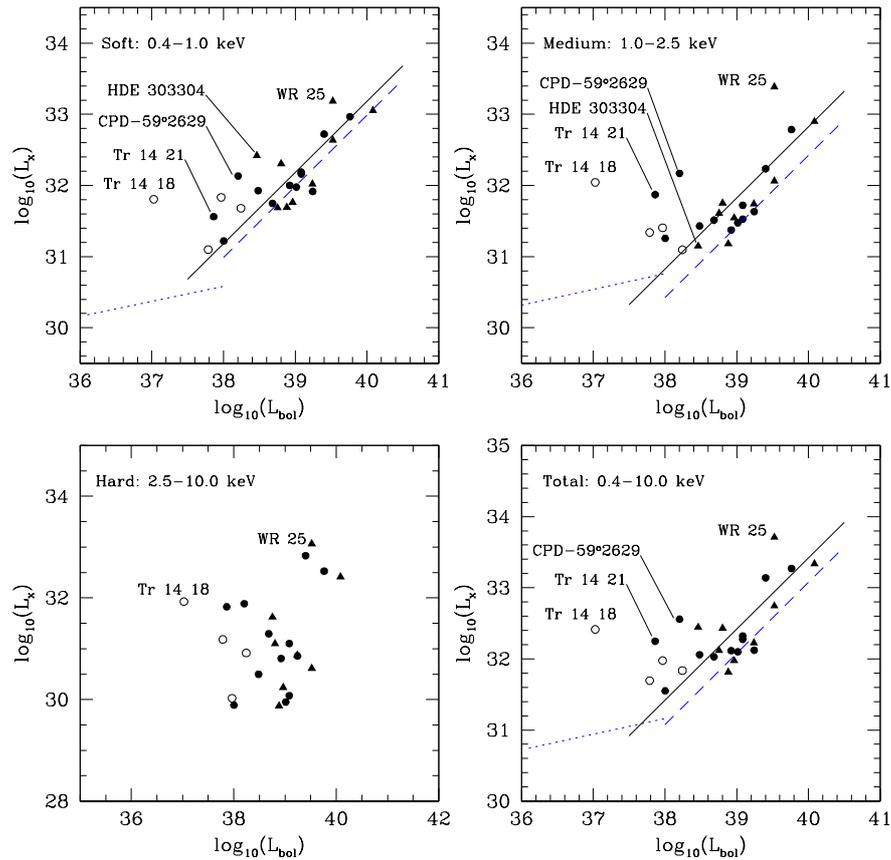


Рис. 3.23: Соотношение $L_x - L_{bol}$ для звезд ранних типов в ассоциации Carina OB1 в различных диапазонах энергии. Предположительно одиночные звезды O обозначены сплошными кружками, двойные – сплошными треугольниками, а звезды B – открытыми кружками. Звезды B и WR 25 исключены из аппроксимации соотношения линейной регрессией. Оптимальные прямые линейной регрессии по нашим данным показаны сплошными линиями. Пунктирные прямые и прямые из точек показывают линейную регрессию для звезд O и B соответственно в скоплении NGC 6231 из работы S06.

стями $L_x - L_{bol}$ в каждом диапазоне энергии. Из литературы известно (см., например, Sana et al. (2006), далее S06), что звезды O и B показывают различную зависимость между этими светимостями. По этой причине мы обозначили их различными символами. Предположительно одиночные звезды O обозначены сплошными кружками, двойные – сплошными треугольниками, а звезды B – окружностями. Линия разграничения между двумя типами звезд походит примерно на светимости $L_{bol} = 10^{38}$ эрг/с. Далее мы не будем обсуждать звезды B, поскольку их выборка в наших данных мала.

Рентгеновские и болометрические светимости звезд O очевидно коррелируют в мягком и среднем диапазонах энергии. В жестком диапазоне ошибки рентгеновской светимости велики, и определенное заключение о корреляции сделать невозможно. Сплошные прямые линии на Рис. 3.23 показывают аппроксимацию методом наименьших квадратов наблю-

даемого соотношения светимостей звезд О (как двойных, так и одиночных) в форме

$$\log(L_x) = a + \log(L_{bol}),$$

которая представляет собой простое масштабирующее соотношение $L_x = 10^a \times L_{bol}$. Наши данные не позволяют выявить более детальное соотношение, например, в форме степенного закона.

Как видно из Рис. 3.23, явного разделения между одиночными и двойными звездами на плоскости $L_x - L_{bol}$ не существует. Мы провели несколько тестов, используя две этих совокупности звезд по отдельности. Оказалось, что коэффициенты корреляции, параметры линейной регрессии, и погрешности аппроксимации методом наименьших квадратов очень близки. Численные величины параметров линейной регрессии для всей совокупности данных, включающей как одиночные, так и двойные звезд О равны

$$\begin{aligned} \log(L_x^{soft}) &= (-6.82 \pm 0.56) + \log(L_{bol}) \\ \log(L_x^{med}) &= (-7.18 \pm 0.92) + \log(L_{bol}) \\ \log(L_x^{total}) &= (-6.58 \pm 0.79) + \log(L_{bol}) \end{aligned} \quad (3.1)$$

Оценки ошибок параметров получены в предположении, что модель линейной регрессии принимается, и потому носят формальный характер. Среднеквадратичное отклонение рентгеновских светимостей относительно этих уравнений составляет 29%, 48%, и 41% в трех диапазонах энергии соответственно.

Несколько звезд О отклоняются от линии регрессии больше, чем остальные. Эти звезды помечены собственными именами на Рис. 3.23. Однозначной причины больших отклонений не существует. HDE 303304 имеет повышенную рентгеновскую светимость в мягком диапазоне. Эта звезда не вполне обычна: в работе Stephenson, Sanduleak (1971) она классифицирована как “OB+(Ie)” (то есть в спектре присутствует по крайней мере одна эмиссионная линия). Неясно, может ли это быть связано с повышенной рентгеновской светимостью в мягком диапазоне. С другой стороны, гипотеза двойственности для этой звезды маловероятна. Если увеличенный рентгеновский поток формируется из-за столкновения ветров в двойной системе, рентгеновский спектр ожидается более жестким, чем спектр одиночной звезды, а значит, и потоки в среднем и жестком диапазоне должны быть выше, чем в среднем по нашей выборке звезд. Очевидно, что для HDE 303304 это не так. Более вероятно, что в случае этой звезды на ее измеренный рентгеновский поток повлияло диффузное излучение. Источник очень слабый, а диффузное излучение максимально как раз в мягком диапазоне энергии. С другой стороны, как отмечалось выше, механизм формирования рентгеновского излучения в двойных системах со сталкивающимися ветрами, вероятно, намного сложнее подобных простых интерпретаций.

Звезда O8.5 V CPD -59°2629 (=Tr 16 22) также была открыта как необычно яркий и жесткий рентгеновский источник по спектральным наблюдениям *Chandra* (EV04). Авторы предположили, что необычно большое отношение рентгеновской и болометрической светимостей, а также жесткий рентгеновский спектр, могут быть проявлениями механизма, описанного во вводной части главы: ветер одиночной звезды, контролируемый магнитным полем. Другим возможным объяснением может быть наличие маломассивного спутника на стадии до ГП. Эти объекты могут иметь отношение L_x/L_{bol} до 0.001 и даже 0.01 во время вспышек. Однако, если говорить об абсолютных величинах, маловероятно, что светимость такого маломассивного спутника будет настолько большой, чтобы стать заметной на фоне рентгеновской светимости звезды раннего типа. Например, в NGC 6231 звезды на стадии до ГП имеют типичные рентгеновские светимости до 10^{31} эрг/с (Sana et al., 2007).

Отклонения в мягком и среднем диапазонах энергии звезды Tr 14 21 вероятно связаны с тем, что это слабый источник, расположенный вблизи к краю поля зрения детекторов EPIC и в чрезвычайно населенной области, в которой к тому же присутствует переменное и сильное диффузное излучение.

Несмотря на эти отклонения для некоторых источников, мы не исключили их при вычислении коэффициентов линейной регрессии. Причина заключается в том, что даже для звезд, которые “хорошо ложатся” в линейную зависимость, погрешности точной величины диффузного фонового излучения и особенно вычисленной величины числа атомов водорода в межзвездной среде от Земли до объекта, могут влиять на точное положение точек на Рис. 3.23. Мы полагаем, что исключение отклоняющихся точек лишь для того, чтобы визуально корреляция выглядела лучше, не является хорошим выбором.

3.2.8 Сравнение с рентгеновскими потоками из других обзоров

Перед тем, как мы перейдем к обсуждению полученных результатов, кратко сравним потоки, полученные в данном исследовании, с предыдущими величинами, представленными в AC03 и EV03. Прежде всего, отметим, что пять OB звезд EV03 (8, 9, 39, 44, 141) не были детектированы в наших наблюдательных данных *XMM-Newton*, несмотря на то, что эффективная площадь телескопа и время экспозиции были больше, чем в наблюдениях *Chandra*. Это объясняется существенно меньшим угловым разрешением *XMM-Newton*. Все эти звезды – слабые рентгеновские источники. Звезды 8 и 9 расположены очень близко к самому яркому объекту поля зрения – η Car (примерно 39" и 57" соответственно), и теряются на фоне яркого диффузного излучения Гомункулуса (газопылевого облака, выброшенного из η Car). Источник EV03 44 расположен между нашими близкими источниками 189 и 191, источник EV03 141 очень слабый и расположен вблизи нашего источника 90. Как следствие, все эти источники не были детектированы процедурой `emldetect`.

Сравнение поглощенных потоков *XMM-Newton* и *Chandra* для общих звезд раннего

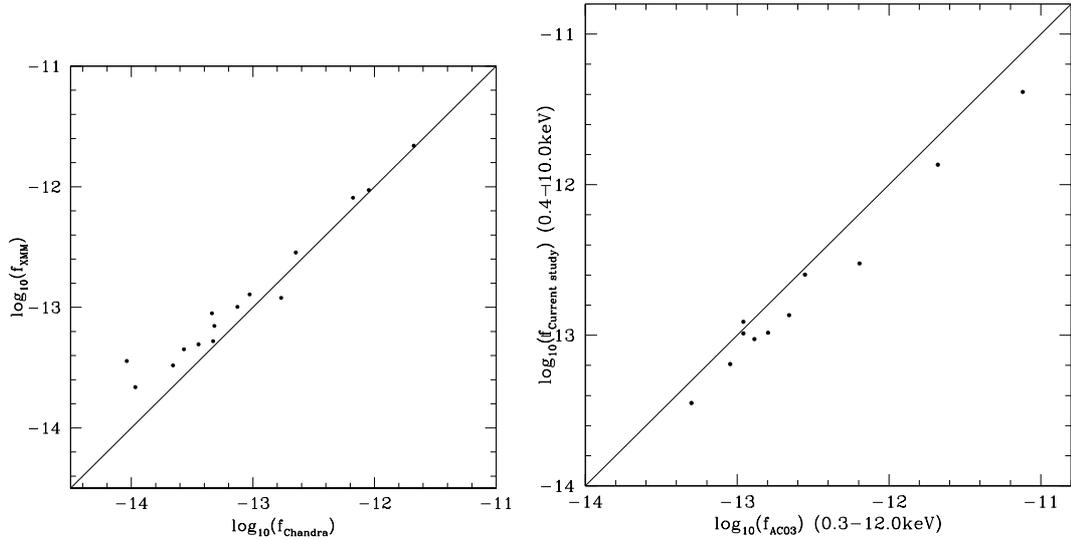


Рис. 3.24: Слева: сравнение поглощенных потоков *XMM-Newton* и *Chandra* в диапазоне энергии 0.5 – 2.04 кэВ. Справа: сравнение поглощенных потоков из настоящего исследования (диапазон энергии 0.4 – 10.0 кэВ) и работы AC03 (диапазон энергии 0.3 – 12.0 кэВ).

типа из соответствующих списков показана на Рис. 3.24 слева. Поглощенные потоки выбраны для сравнения потому, что в непоглощенных потоках присутствует дополнительная неопределенность, связанная с вычислением межзвездного поглощения. EV03 вычисляли непоглощенные потоки *Chandra* в диапазоне энергии 0.5 – 2.04 кэВ из наблюдаемой скорости счета (count rate), используя однотемпературную модель оптически тонкой тепловой плазмы с температурой $kT = 0.385$ кэВ и для фиксированного числа атомов водорода на луче зрения $N_{\text{H}} = 0.3 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Мы конвертировали эти потоки (взяты из Табл. 3 EV03) в поглощенные потоки, используя приведенные параметры модели. Поглощенные потоки *XMM-Newton* были вычислены для того же диапазона энергии 0.5 – 2.04 кэВ с использованием модельных параметров из Табл. 3.15. Результаты, полученные на двух обсерваториях, находятся в весьма хорошем согласии, особенно если учесть проблемы калибровки инструментов *Chandra* во время наблюдений EV03.

Сравнение поглощенных потоков звезд ранних типов из текущего исследования с потоками AC03 (Табл. 3 в работе этих авторов) показано на Рис. 3.24 справа. Из списка сравнения были исключены две слабые звезды (наши номера 179 и 197) с ненадежными определениями потоков. Потоки AC03 измерены в диапазоне 0.3 – 12.0 кэВ, что объясняет систематический сдвиг между результатами. С учетом этого факта соответствие результатов очень хорошее.

В рентгеновских изображениях области Carina доминируют диффузное излучение и большое число ярких точечных источников. Ярчайшие из них – горячие массивные звезды в различных скоплениях, которые населяют эту область. Среди слабых источников, вероятно, присутствует некоторое число внегалактических фоновых источников, но боль-

шинство из них, скорее всего, являются маломассивными звездами: это либо звезды, проектирующиеся на поле, либо звезды на стадии до ГП, физически находящиеся в комплексе Carina. Незадолго до нашей работы подобное исследование было выполнено для скопления NGC 6231 (S06). По сравнению с этим исследованием, мы детектировали меньшее число кандидатов в такие маломассивные звезды. Это может объясняться меньшей эффективностью детектирования из-за сильного диффузного излучения, а также большим расстоянием до комплекса Carina по сравнению с NGC 6231.

Линейные аппроксимации S06 для звезд O и B, найденные для скопления NGC 6231, показаны на Рис. 3.23 пунктирными и точечными прямыми соответственно. Сравнивая наши результаты с результатами S06, следует иметь в виду, что комплекс Carina известен как область с неравномерным межзвездным поглощением, благодаря многочисленным рукавам пыли и газа, проникающим сквозь объем звездных скоплений и ассоциаций. По этой причине точный учет межзвездного поглощения чрезвычайно труден. Ситуация с NGC 6231 намного проще и это, вероятно, объясняет разброс точек на Рис. 3.23, который несколько больше, чем на соответствующем рисунке S06.

Численные параметры аппроксимации $L_x - L_{bol}$ S06 в целом похожи на полученные нами. Например, для их полного набора звезд O и в полном диапазоне энергии 0.4–10.0 кэВ зависимость S06 $\log(L_x/L_{bol}) = -6.865 \pm 0.186$, в то время, как наша величина коэффициента равна -6.58 ± 0.79 . Наибольшее различие между текущими результатами линейной аппроксимации и результатами S06 наблюдается в среднем диапазоне энергии. Это объясняется тем, что в настоящей работе в список звезд для нахождения линейной регрессии мы включили все детектированные звезды O, а S06 исключили из своего списка две отклоняющиеся двойные системы. Если исключить из нашего списка аномальные звезды Tr 14 21 и CPD -59°2629, коэффициент в соотношении для среднего диапазона энергии меняется от -7.18 к -7.32 , что ближе к величине S06, равной -7.58 ± 0.2 . Наши результаты, полученные для соотношения $L_x - L_{bol}$, можно суммировать следующим образом:

1. Каноническое соотношение $L_x \sim 10^{-7} \times L_{bol}$ было определено главным образом по относительно мягкому рентгеновскому излучению на энергии меньше 2.5 кэВ. В жестком диапазоне $E > 2.5$ кэВ измеряемые рентгеновские потоки известны с довольно плохой точностью, исключая ярчайшие источники. Как следствие, разброс рентгеновских светимостей в жестком диапазоне велик и не позволяет сделать однозначного заключения о корреляции рентгеновской и болометрической светимостей.
2. На основе однородных рентгеновских данных S06 сделали вывод о том, что наблюдаемое соотношение $L_x - L_{bol}$ более точное, чем считалось до этого. Среднеквадратичное отклонение рентгеновских светимостей относительно прямой регрессии менее 20%, если исключить двойные звезды и звезды со спектральным классом позднее O9. Наши текущие результаты не могут подтвердить этот вывод из-за большего разброса

точек на графике $L_x - L_{bol}$, связанного с неоднородностью межзвездного поглощения и диффузного излучения в поле Carina.

3. В среднем наблюдаемые рентгеновские свойства двойных звезд О не слишком отличаются от свойств одиночных звезд (сравни наш Рис. 3.23 с Рис. 16 из S06). Этот вопрос будет обсуждаться ниже.

3.3 Обсуждение результатов

Общепринятой парадигмой формирования рентгеновского излучения в одиночных горячих массивных звездах является модель ударных волн в ветрах этих звезд (см. вводную часть настоящей главы). Если рентгеновское излучение формируется в объеме ветра, можно ожидать, что его светимость будет пропорциональна некоей комбинации параметров ветра, таких, как скорость потери массы \dot{M} и терминальная скорость V_∞ . В самом деле, Owocki, Cohen (1999) на основании двумерного моделирования нашли, что рентгеновская светимость должна быть пропорциональна величине \dot{M}/V_∞ в форме $L_x \sim (\dot{M}/V_\infty)^2$ для оптически тонких ветров и $L_x \sim (\dot{M}/V_\infty)^{(1+s)}$ для оптически толстых ветров, где s – индекс радиального фактора заполнения (filling factor) вещества, формирующего рентгеновское излучение⁴. Однако S06 утверждают, что этот результат противоречит достаточно “тесной” эмпирической зависимости между L_x и L_{bol} для одиночных звезд О. С наблюдательной точки зрения, каким бы ни было теоретическое объяснение эмпирического соотношения $L_x - L_{bol}$, оно само по себе представляет уже хорошо установленный факт. Хорошо установленным является не только сам факт пропорциональности, но и некоторые его более детальные свойства (см. пункты 1–3 выше).

Пункт 3 требует отдельного рассмотрения. Как было отмечено во вводной части настоящей главы, ситуация в двойной системе, состоящей из звезд ранних типов, кардинально отличается от случая одиночной звезды, поскольку ветра компонент неизбежно сталкиваются. Первоначальные ожидания заключались в том, что из-за высокой относительной скорости столкновения рентгеновское излучение двойных систем должно быть гораздо более жестким и мощным, чем в случае одиночных звезд. Как оказалось с течением времени, реальная ситуация намного сложнее. Наши результаты, приведенные в данной главе, являются подтверждением этого. На величину рентгеновской светимости и жесткость спектра двойной системы могут оказывать влияние различные факторы. Перечислим некоторые из них:

1. Неоднородность звездных ветров. Если ветер звезды раннего типа состоит из плотных блоков и разреженного вещества между ними, это влияет на скважность (“porosity”) ветра и его непрозрачность для рентгеновского излучения. Кроме того, для

⁴ \dot{M}/V_∞ представляет собой характерную массу ветра на единицу радиуса.

объяснения аномально низкой наблюдаемой рентгеновской светимости некоторых двойных систем по сравнению с теоретической, Cherepashchuk (1990) предложил механизм, при котором плотные blobs доминирующего ветра проникают через зону столкновения, не разрушаясь. Тем самым они не участвуют в преобразовании кинетической энергии ветра в тепловую, уменьшая рентгеновскую светимость. К сожалению, существующие газодинамические модели столкновения не учитывают этого фактора. Вопрос о вероятности “выживания” блага при пролете через зону столкновения является очень сложным.

2. Режим столкновения ветров. В зависимости от того, какова плотность вещества ветра непосредственно перед фронтом ударной волны, зона столкновения может находиться в адиабатическом или радиативном режиме. В первом случае потери внутренней энергии на высвечивание относительно невелики, зона столкновения имеет большой геометрический размер. Этот сценарий реализуется в широких двойных системах, где плотность ветра перед фронтом сравнительно невелика. Usov (1992) рассмотрел этот случай аналитически и, в частности, показал, что рентгеновская светимость зоны столкновения двух ветров должна быть обратно пропорциональна расстоянию между компонентами системы. В радиативном режиме (тесные двойные системы) плотность вещества ветра больше, плотность за фронтом ударной волны велика, как следствие, велико высвечивание внутренней энергии, температура за фронтом ударной волны падает, а плотность вещества увеличивается. В результате зона столкновения имеет намного меньшую толщину, чем в адиабатическом случае. Stevens, Blondin, Pollock (1992) впервые провели двумерные газодинамические расчеты столкновения ветров. Авторы подтвердили качественные ожидания в обоих режимах, и показали, что зона столкновения неустойчива, степень неустойчивости намного выше в радиативном режиме. В их модели ветра обеих компонент системы в интервале от поверхности звезды до зоны столкновения движутся так, как будто второй компоненты не существует. При этом оказывается, что рентгеновская светимость зоны столкновения существенно превышает наблюдаемую. Ситуация еще более осложняется тем, что в зависимости от параметров компонент системы и их ветров зона за фронтом ударной волны одного ветра может находиться в адиабатическом режиме, а зона за фронтом ударной волны другого ветра – в радиативном режиме. Кроме того, в случае эксцентричной орбиты режим столкновения может меняться в зависимости от положения компонент на орбите.
3. Радиативное замедление (“radiative inhibition”) и радиативное торможение (“radiative breaking”). Смысл радиативного замедления заключается в том, что в двойной системе на элементарный объем вещества ветра компоненты 1, еще до зоны столкновения, помимо лучевого давления, направленного из центра компоненты 1 наружу по ради-

усу, действует сила лучевого давления со стороны компоненты 2. Очевидно, направления этих двух сил не совпадают. Вдоль линии, соединяющей центры компонент системы, они противоположны. Таким образом, излучение компоненты 2 замедляет ветер компоненты 1 и наоборот. Величина эффекта зависит от расстояния между компонентами (в тесных системах плотность излучения выше и эффект больше), плотности ветров, их химического состава и степени ионизации вещества. Эффект может привести к уменьшению скорости ветров в момент столкновения, тем самым уменьшая рентгеновскую светимость и жесткость рентгеновского спектра. Как было показано впервые Owocki, Gayley (1995), в сравнительно тесных двойных системах WR+O (расстояние между компонентами не превышает $\sim 100R_{\odot}$) может также работать намного более эффективный механизм радиативного торможения. Его суть заключается в следующем. Предположим, что момент ветра компоненты WR превышает момент ветра компоненты O настолько, что в стандартной модели ветер WR полностью подавляет ветер O вдоль линии центров системы и сталкивается с поверхностью звезды O. Однако в действительности по мере приближения к поверхности компоненты O плотность ее излучения сильно возрастает. Если коэффициент поглощения в веществе ветра WR существенно превышает таковой в ветре O, вещество ветра WR будет поглощать значительную часть потока звезды O, при этом уменьшая свой момент и скорость. При этом увеличивается плотность ветра WR, а, следовательно, и поглощение. Возникает положительная обратная связь, которая приводит к очень быстрой остановке ветра WR вблизи поверхности O. При этом по сравнению со стандартной моделью столкновения увеличивается угол раскрытия конуса, описывающего зону столкновения. Gayley, Owocki, Stanmer (1997) привели аналитические оценки эффекта и представили список двойных систем WR+O – кандидатов на работающий эффект радиативного торможения. Очевидно, что этот эффект может значительно понизить жесткость и рентгеновскую светимость таких систем.

Из сказанного выше становится понятно, по крайней мере на качественном уровне, почему широкие системы с большими орбитальными периодами часто являются источниками жесткого и мощного рентгеновского излучения, в противоположность первоначальному предсказанию Черепашук (1976). В таких системах ветра перед столкновением успевают разогнаться до больших скоростей и эффекты радиативного замедления и торможения не работают. Тем не менее, все еще представляется загадочным, почему такое малое число двойных систем ранних типов имеют большие рентгеновские светимости и более жесткие спектры, чем в среднем полная выборка звезд O (дополнительная информация об этом приведена также в Raassen, van der Hucht, Mewe, Antokhin, Rauw, Vreux, Schmutz, Güdel, 2003c). Два конкретных вопроса, возникающих в этой связи: (i) почему

некоторые известные двойные системы ранних типов обладают мягкими рентгеновскими спектрами; (ii) почему некоторые звезды, обладающие жесткими рентгеновскими спектрами (что проявляется, например, в наличии линий Fe XXV/XXVI 6.7 кэВ) не показывают никаких признаков двойственности?

Ответ на первый вопрос может состоять из двух частей. Во-первых, отсутствие видимого жесткого излучения может частично быть связано с проблемой детектирования в далеких двойных системах. Во-вторых, могут работать упомянутые механизмы радиативного торможения или остановки. Поскольку оба этих механизма могут существенно уменьшать скорости ветров перед зоной столкновения, это приведет к уменьшению как рентгеновской светимости, так и жесткости спектров (пропорциональной квадрату скорости вещества, втекающего в зону столкновения, см. следующую главу). Проверка может быть осуществлена путем моделирования двойных систем с мягкими спектрами, для которых имеется достаточно рентгеновских наблюдательных данных (как фотометрических, так и спектральных), чтобы покрыть все ключевые фазы орбитального цикла. Примером такой системы-кандидата является HD 93205 (O3.5 V + O8 V).

На второй вопрос, по-видимому, не существует единого ответа. В некоторых случаях (например, WR 25 и MJ 596) было обнаружено, что эти источники жесткого рентгеновского излучения в самом деле являются двойными системами, которые долгое время избегали выявления их двойственности. Аналогична ситуация со звездой HD 93250 (O4 III). Rauw et al. (2009) не нашли никаких признаков двойственности по спектральным наблюдениям звезды. Однако позднее с помощью наблюдений VLTI был обнаружен спутник, определена астрометрическая орбита и найден орбитальный период, составляющий около 194 дней (Le Bouquin et al., 2017). Кроме того, сообщалось об обнаружении нетеплового радиоизлучения (Leitherer, Chapman, Koribalski, 1995), а это часто рассматривается как свидетельство столкновения ветров в двойных системах O+O. Интересно, что HD 93250 является примером одного из возможных объяснений видимого отсутствия спектроскопических проявлений двойственности у некоторых звезд с жесткими рентгеновскими спектрами: угол наклона орбиты в этой системе мал, и ожидаемая амплитуда кривой лучевых скоростей меньше 20 км/с. Это объясняет результат Rauw et al. (2009). Отметим, что звезда O8.5 V CPD -59°2629, которая также является необычно ярким и жестким рентгеновским источником, может быть примером звезды с сильным магнитным полем и ветром, контролируемым этим полем (ud-Doula, Townsend, Owocki, 2006).

3.4 Выводы

Наши исследования отдельных звезд ранних спектральных типов, а также большого их числа в ассоциации Carina OB1, наглядно показали, что характеристики рентгеновского излучения двойных систем WR+O и O+O сильно отличаются от первоначальных теорети-

ческих ожиданий. Подобные результаты для отдельных систем были получены и другими авторами. Мы впервые обратили внимание на то, что в среднем, эти характеристики не сильно отличаются у одиночных и двойных звезд данных спектральных классов. Возможным объяснением этого являются различные физические процессы, которые влияют на формирование рентгеновского излучения в двойных системах. Универсального ответа для каждой двойной системы не существует. В каждом отдельном случае требуется детальное изучение конфигурации системы и выяснение конкретных действующих механизмов, влияющих на ее рентгеновское излучение.

Глава 4

Столкновение звездных ветров в двойных системах WR+O

Содержание данной главы основано на публикациях автора 11, 12 из списка статей в рецензируемых журналах, индексируемых Web of Science, Scopus.

4.1 Стационарная модель столкновения

4.1.1 Мотивация, основные предположения, и общий дизайн

В двойных системах, состоящих из горячих массивных звезд OB и WR, столкновение звездных ветров компонентов приводит к образованию ударных волн, в которых кинетическая энергия вещества, движущегося с большой скоростью (> 1000 км/с) конвертируется в сильный нагрев газа (температуры > 10 мК). В этом газе формируется жесткое тепловое рентгеновское излучение с энергией > 1 кэВ. Усилия по созданию газодинамических моделей столкновения оказались вполне успешными для адиабатических ударных волн, возникающих в случае малой плотности вещества в зоне столкновения (Stevens, Blondin, Pollock, 1992; Zhekov, Skinner, 2000; Pittard et al., 2002). Этот случай реализуется в широких двойных системах. Однако подобные модели сталкиваются с серьезными трудностями в описании сложной пространственной структуры радиативных ударных волн (Langer, Chanmugam, Shaviv, 1981; Walder, Folini, 2000), возникающих в тесных двойных системах (Pittard, Stevens, 1997; Pittard, 1998; Myasnikov, Zhekov, Belov, 1998).

В газодинамических моделях сталкивающихся ветров в тесных двойных системах, внутренняя неустойчивость радиативных ударных волн приводит к чрезвычайно развитой неустойчивости и появлению сложных пространственных структур, включая интенсивное перемешивание холодного и горячего вещества. Связанное с этим уменьшение количества горячего вещества может существенно понизить жесткость формируемого излучения, или даже сместить его максимум из рентгеновского диапазона в ультрафиолетовый.

Myasnikov, Zhekov, Belov (1998) подробно обсуждают математические и физические проблемы моделирования радиативных ударных волн. Показано, что часто используемые в моделировании неустойчивость тонкого слоя (thin shell instability) и другие неустойчивости, относящиеся к радиативному случаю, в их современной реализации неадекватно описывают реальную физику процесса, если используется полная функция охлаждения. По этой причине распространено искусственное введение “температуры обрезания” (cutoff temperature) функции охлаждения для предотвращения чрезмерного охлаждения газа.

Этот прием никак физически не обоснован, при этом выбор различных величин T_{cut} очень сильно влияет на структуру зоны взаимодействия ветров и формируемые ими рентгеновские спектры.

Помимо этого, из-за эффекта численного перемешивания в компьютерных моделях (связанного с конечной точностью вычислений) и неизбежно ограниченного разрешения используемой ими пространственной сетки, уровень перемешивания в расчетах, скорее всего, переоценивает тот, который имеется в реальных двойных системах. Более того, магнитные поля и/или различные физические процессы в плазме, которые не учитываются в моделях, могут до некоторой степени стабилизировать зону взаимодействия ветров и понизить степень перемешивания. В самом деле, в некоторых тесных двойных системах наблюдается весьма жесткое рентгеновское излучение, что указывает на то, что степень перемешивания в таких системах может быть ограничена. Хорошим индикатором жесткого теплового рентгеновского излучения является присутствие в спектре комплекса линий высокоионизированного железа на энергии ~ 6.7 кэВ. Этот комплекс наблюдается, например, в двойных системах WR 139 (Maeda et al., 1999), ι Ori (Pittard et al., 2000) и т.д. (более полный список и обсуждение можно посмотреть в Raassen, van der Hucht, Mewe, Antokhin, Rauw, Vreux, Schmutz, Güdel, 2003c).

Учитывая неопределенности, связанные со степенью перемешивания, и большие вычислительные ресурсы, требующиеся для использования численных моделей, анализ наблюдаемых рентгеновских спектров двойных систем со сталкивающимися ветрами часто сводится к использованию базовых моделей однотемпературной излучающей плазмы, интегрированных, например, в программу XSPEC.

Целью настоящей работы является предоставить промежуточную альтернативу, которая учитывает форму зоны столкновения, но в рамках относительно простой стационарной модели, которая игнорирует любое перемешивание. Еще одним упрощающим предположением является то, что плотность ветров достаточно велика, чтобы сделать зону за фронтом ударной волны чисто радиативной. Модель также игнорирует потери, связанные с адиабатическим расширением газа за фронтом ударной волны. В предположении, что полная кинетическая энергия вещества ветра преобразуется в тепловую энергию газа и переизлучается, получаемые модельные спектры представляют собой верхний предел светимости и жесткости результирующего рентгеновского излучения.

При этом предположении тонких радиативных ударных волн наш подход применим лишь к относительно тесным двойным системам с периодами до нескольких десятков дней. В разделе 4.1.3 будут приведены явные выражения (4.23) и (4.24) для соответствующих размеров орбиты и периода, показывающие зависимость этих величин от скорости ветра и темпа потери массы (ср. с уравнением 8 из работы Stevens, Blondin, Pollock, 1992).

В дополнение к отсутствию в модели неразрешаемых пространственных структур и перемешивания, существенной ее особенностью является отделение вычислений локального

распределения плотности и температуры вещества за фронтом ударной волны от крупномасштабной геометрической формы контактной поверхности, разделяющей два ветра. В нашем идеализированном случае тонкой ламинарной радиативной ударной волны слой радиативно охлаждающегося газа за ее фронтом является геометрически тонким по сравнению с любой конкурирующей шкалой, например, размером орбиты или радиусом кривизны контактной поверхности. Более того, предполагается, что характерное время охлаждения вещества, нагретого при прохождении через фронт ударной волны, мало по сравнению со временем, требующимся для заметного перемещения вещества вдоль контактной поверхности. Это обосновывает пренебрежение адиабатическим охлаждением из-за расширения, что связало бы внутреннюю эволюцию ударной волны и глобальную структуру ветра. Оно также предполагает, что почти вся кинетическая энергия ветра, соответствующая его нормальной скорости к контактной поверхности, локально преобразуется в излучение вещества за фронтом ударной волны¹. Это позволяет проводить локальные расчеты такого излучения в каждой точке вдоль контактной поверхности.

Эти локальные расчеты проводятся в простой плоско-параллельной модели, которая, для данной скорости и кинетической энергии нормальной компоненты втекающего вещества, позволяет вычислить общий спектр и поток излучения с единицы контактной поверхности всего слоя охлаждения за фронтом ударной волны. В этом приближении контактная поверхность, лежащая внутри зоны взаимодействия ветров, и отделяющая ветер одной компоненты системы от другой, действует как фиксированный барьер или стена, останавливающая нормальные к себе компоненты обоих ветров. В идеализированном случае геометрически тонкого слоя охлаждения, находящегося между фронтом ударной волны каждого из ветров и контактной поверхностью, набегающий на нее ветер можно рассматривать как локально плоский, то есть пренебрегая его глобальным расхождением, связанным со сферическим расширением ветра.

В горячей области, которая находится сразу позади первоначального адиабатического фронта, скорость (плотность) вещества уменьшается (увеличивается) максимум в четыре раза (для случая одноатомного газа $\gamma = 5/3$). Однако затем, в почти изобарическом слое охлаждения, газ постепенно замедляется по мере того, как охлажденное и плотное вещество накапливается у фиксированной стены (см. ниже). Мы используем обширную базу атомных данных для вычисления излучения и связанного с ним охлаждения в каждой точке слоя между фронтом ударной волны и стеной, а затем интегрируем локальные величины по всей толщине слоя. Как результат, мы вычисляем поток рентгеновского излучения на единицу площади контактной поверхности. Этот локальный поток затем используется при вычислении полного излучения с контактной поверхности. Описанная модель плоско-параллельной локальной ударной волны является первым ключевым компонентом

¹Небольшая ее часть, порядка 1/16, уходит на механическую работу по сжатию вещества за фронтом, но мы пренебрегаем этим эффектом в нашем упрощенном приближении, см. раздел 4.1.3

общей модели.

Вторым ключевым компонентом модели является способ вычисления формы контактной поверхности. Как будет показано ниже, общая форма этой поверхности определяется из решения обыкновенного дифференциального уравнения первого порядка, описывающего баланс динамического давления (ram-pressure balance) двух ветров. Этот подход основан на предшествующем анализе (Huang, Weigert, 1982; Giuliani, 1982; Girard, Willson, 1987; Usov, 1992; Cantó, Raga, Wilkin, 1996). Однако в отличие от этих работ, где скорости обоих ветров предполагались постоянными, мы используем β -закон изменения скорости для ветров обоих компонентов системы. Это позволяет учесть то обстоятельство, что в тесных двойных системах ветра перед входом в зону столкновения могут еще не достичь терминальной скорости.

В практической реализации модели, мы вначале используем независимый компьютерный код плоско-параллельной модели для того, чтобы вычислить и табулировать спектры и потоки рентгеновского излучения единицы контактной поверхности как функцию всего одного параметра, описывающего силу ударной волны – температуры немедленно за фронтом (которая зависит от квадрата нормальной компоненты скорости входящего потока вещества, см. ниже). Плотность втекающего вещества полагается равной единице. В основном коде модели вычисляется форма контактной поверхности, скорости ветров и их плотности в точках сетки на поверхности. Поток в данной точке контактной поверхности от каждого из двух слоев охлаждения ветров компонент системы вычисляется путем интерполяции по табулированным спектрам плоско-параллельной модели и масштабированием их на плотность ветров в данной точке. Интегрирование потоков по контактной поверхности дает полный внутренний спектр и поток излучения зоны столкновения. Излучение разных участков контактной поверхности испытывает поглощение в ветрах компонент вдоль луча зрения от участка до наблюдателя. Это поглощение зависит как от положения участка на поверхности, так и от фазы орбиты, угла наклона орбиты и т.п. Оно также учитывается для каждой точки контактной поверхности при вычислении полного спектра и потока. Интегрирование по контактной поверхности с учетом поглощения в ветрах компонент дает полный поток и спектр рентгеновского излучения системы на внешней границе ветров. Поглощение веществом ветров отличается от межзвездного даже для систем $O+O$, у которых химический состав приблизительно совпадает с Солнечным. Причина заключается в том, что температура ветров может достигать десятков тысяч градусов, в отличие от температуры межзвездной среды около $10K$. По этой причине для вычисления поглощения в ветрах компонентов мы используем модель так называемого “теплого” поглощения (warm absorber).

Окончательными результатами модельных вычислений являются внутренний спектр и поток рентгеновского излучения, спектр и поток на “выходе” из двойной системы на заданных фазах орбитального цикла и при заданных параметрах орбиты системы. Орбита

может быть как круговой, так и эксцентричной, с разными углами наклона орбиты.

Полученный таким образом спектр системы на данной фазе орбитального периода является “идеальным” в том смысле, что он не подвержен влиянию функций отклика (response function) конкретного рентгеновского телескопа. Ниже мы покажем примеры того, как выглядят синтетические спектры, свернутые с функцией отклика детекторов EPIC телескопа *XMM-Newton*, и проанализируем эти спектры в стандартной программе анализа XSPEC, включающей базовые модели рентгеновской плазмы с фиксированной температурой. Эта процедура позволяет сравнить параметры, получаемые в стандартном анализе, с реальными величинами, используемыми в нашей модели. В конце текущего раздела мы суммируем достоинства и недостатки модели.

4.1.2 Контактная поверхность

Форма контактной поверхности в системах со сталкивающимися ветрами в стационарном приближении являлась предметом многочисленных исследований с использованием как аналитического (Huang, Weigert, 1982; Giuliani, 1982; Girard, Willson, 1987; Usov, 1992; Cantó, Raga, Wilkin, 1996), так и численного (Luo, McCray, Mac Low, 1990; Myasnikov, Zhekov, 1993; Stevens, Blondin, Pollock, 1992; Walder, 1995; Pittard, Stevens, 1997; Walder, Folini, 2003) подходов. В целом, формы контактной поверхности, найденные в аналитических и численных моделях, согласуются друг с другом (Pittard et al., 2002).

Одним из усложняющих ситуацию факторов является орбитальное движение компонент системы, которое делает общую структуру трехмерной, и таким образом гораздо более трудной для моделирования. На пространственных масштабах, превышающих размер орбиты, орбитальное движение компонент системы закручивает контактную поверхность в спираль, что в общем случае является существенным эффектом. Однако в области между компонентами, наиболее важной для формирования рентгеновского излучения, отклонение контактной поверхности от аксиальной симметрии относительно оси системы сравнительно мало, поскольку орбитальные скорости обычно не превышают нескольких сотен км/с, что намного меньше скорости вещества ветров компонент. Следует однако отметить, что для некоторых двойных систем была найдена асимметрия рентгеновских кривых блеска относительно периастра, что может быть по крайней мере частично связано с асимметрией контактной поверхности из-за действия сил Кориолиса. Примером такой системы является WR 21a (WN5h + O3 V), Gosset, Nazé (2016). Однако период этой системы довольно велик и зона столкновения ветров находится в адиабатическом режиме, где масштаб излучающей области заметно больше, чем в радиативном. Кроме того, как отмечают авторы, влияние сил Кориолиса даже в этом случае может потенциально объяснить не более половины наблюдаемой асимметрии.

В текущей версии нашей модели мы пренебрегаем орбитальным движением и связан-

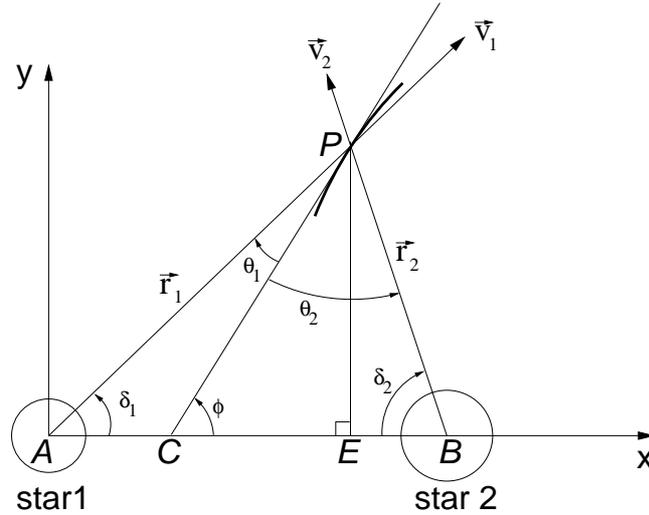


Рис. 4.1: Иллюстрация системы координат, использованной в модели столкновения. Линия CP касательна участку контактной поверхности, показанной жирной линией.

ными с ним силами инерции, так что контактная поверхность симметрична относительно оси системы и может быть описана в простой двумерной модели. Отметим, что учет поглощения в ветре излучения отдельных участков контактной поверхности на луче зрения к наблюдателю в зависимости от фазы орбиты и ее параметров делает модель трехмерной в этой части.

Учитывая, что в случае радиативной ударной волны толщина зон охлаждения относительно мала, общая форма зоны взаимодействия ветров определяется формой контактной поверхности, разделяющей два ветра. Мы вычисляем аксиально симметричную форму этой поверхности, решая уравнение динамического баланса

$$\rho_1 v_{1\perp}^2 = \rho_2 v_{2\perp}^2, \quad (4.1)$$

где ρ и v – локальная плотность и скорость ветров 1 и 2. Индекс “ \perp ” обозначает компоненту, нормальную к контактной поверхности, а индексы 1 и 2 обозначают вычисление для точек, положение которых определяется векторами \vec{r}_1, \vec{r}_2 (см. Рис. 4.1). С использованием уравнения неразрывности в терминах постоянного темпа потери массы $\dot{M} \equiv 4\pi\rho v r^2$, уравнение (4.1) превращается в

$$\frac{\dot{M}_1}{4\pi r_1^2} v_1 \sin^2 \theta_1 = \frac{\dot{M}_2}{4\pi r_2^2} v_2 \sin^2 \theta_2, \quad (4.2)$$

или после очевидных преобразований

$$\frac{r_2^2 \sin^2 \theta_1}{r_1^2 \sin^2 \theta_2} = \frac{\dot{M}_2 v_2}{\dot{M}_1 v_1} \equiv \eta. \quad (4.3)$$

Из треугольника CPE очевидно геометрическое соотношение

$$\cot \phi = \frac{CE}{PE} = \frac{CB - (D - x)}{y}, \quad (4.4)$$

где D – расстояние между компонентами (AB на Рис. 4.1). Это уравнение может быть переписано как

$$\frac{dx}{dy} = \frac{CB - (D - x)}{y} \quad (4.5)$$

где $x(y)$ – функция, описывающая форму контактной поверхности. Для того, чтобы найти CB , можно использовать еще два геометрических соотношения:

$$\frac{CB}{\sin \theta_2} = \frac{r_2}{\sin \phi}, \quad \frac{(D - CB)}{\sin \theta_1} = \frac{r_1}{\sin \phi}.$$

Объединяя их с (4.3), получаем

$$CB = \frac{Dr_2^2}{r_1^2 \sqrt{\eta} + r_2^2},$$

и, подставляя CB в (4.5),

$$\frac{dx}{dy} = \frac{1}{y} \left[x - \frac{Dr_1^2(x, y) \sqrt{\eta(x, y)}}{r_1^2(x, y) \sqrt{\eta(x, y)} + r_2^2(x, y)} \right]. \quad (4.6)$$

Последнее уравнение является обыкновенным дифференциальным уравнением, описывающим форму контактной поверхности. Граничное условие ($\frac{dx}{dy} |_{y \rightarrow 0} \rightarrow 0$) можно записать в виде

$$x_0 \equiv x(0) = \frac{D}{1 + \sqrt{\eta}}.$$

В случае ветров с постоянными скоростями уравнение (4.6) может быть решено аналитически. Однако в тесных двойных системах скорости v_1 и v_2 у контактной поверхности могут еще не достичь их величин на бесконечности, и в этом случае уравнение (4.6) требуется решать численно. Более того, в этом случае отношение моментов η меняется вдоль контактной поверхности, и даже положение ее апекса $x(0)$ требуется находить численно.

После того, как уравнение (4.6) решено, можно найти θ_1 и θ_2 , а также нормальные и тангенциальные компоненты скоростей ветров в любой точке контактной поверхности. Для обоих ветров мы предполагаем, что их скорости описываются параметрическим законом (так называемый β -закон)

$$v_{1,2}(r) = V_{1,2\infty} \left(1 - \frac{r_{*1,2}}{r} \right)^{\beta_{1,2}}. \quad (4.7)$$

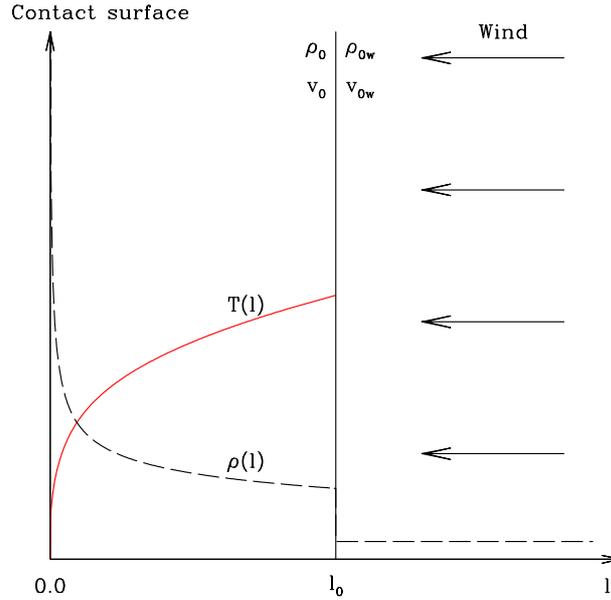


Рис. 4.2: Обозначения и структура стационарного плоско-параллельного слоя охлаждения за фронтом ударной волны, возникающей при столкновении потока с фиксированным барьером (стеной).

4.1.3 Структура и излучение плоско-параллельного слоя охлаждения за фронтом ударной волны

Уравнения для почти изобарического слоя охлаждения

Как было написано выше, мы рассматриваем слой охлаждения вблизи контактной поверхности в рамках модели плоско-параллельного потока вещества, набегающего на фиксированный барьер (стену). Иллюстрация модели показана на Рис. 4.2. В общем виде закон сохранения внутренней энергии e в потоке с векторной скоростью \mathbf{v} , газовым давлением P , и полной потерей энергии Λ в единичном объеме может быть записан как

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot (e\mathbf{v}) + P\nabla \cdot \mathbf{v} = -\Lambda, \quad (4.8)$$

где для нашего предположения идеального одноатомного газа с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$ энергия и давление связаны соотношением $e = P/(\gamma - 1) = 3P/2$. Для идеального газа, состоящего из электронов и ионов, $P = nkT$, где $n = n_e + n_{ion}$ – суммарная плотность (по числу) электронов и ионов, T – температура, k – постоянная Больцмана. В нашем случае стационарного плоско-параллельного потока поток частиц вдоль направления l равен $n\mathbf{v}$, и уравнение (4.8) может быть записано как

$$\frac{5}{2}kn\mathbf{v} \frac{dT}{dl} - \mathbf{v} \frac{dP}{dl} = -\Lambda. \quad (4.9)$$

В дозвуковой части слоя охлаждения градиент давления замедляет газ, что следует из уравнения сохранения момента

$$v \frac{dv}{dl} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dl}, \quad (4.10)$$

где $\rho = \mu m_p n$ – плотность по массе, μ – средний атомный вес смеси электронов и ионов, m_p – масса протона. Подставляя это выражение в (4.9), получаем

$$nv \frac{d}{dl} \left[\frac{5}{2} kT + \frac{\mu m_p v^2}{2} \right] = -\Lambda. \quad (4.11)$$

очевидно, что сумма в квадратных скобках – полная энергия на частицу. Рассматривая компоненту потока, перпендикулярную стене, можно написать

$$\frac{5}{2} kT_0 + \frac{\mu m_p v_0^2}{2} = \frac{\mu m_p v_{0w}^2}{2}, \quad (4.12)$$

где индексы “0w” и “0” соответствуют точкам потока непосредственно перед и за фронтом ударной волны. Здесь мы использовали предположение, что скорость набегающего потока намного превышает скорость звука и таким образом для этого потока можно пренебречь членом $\frac{5}{2} kT$.

В случае сильной и стационарной ударной волны давление за фронтом должно уравновешиваться динамическим давлением набегающего потока

$$\frac{k}{\mu m_p} \rho_0 T_0 = \rho_{0w} v_{0w} (v_{0w} - v_0). \quad (4.13)$$

В случае сильной ударной волны с соотношением плотностей $\rho_0/\rho_{0w} = v_{0w}/v_0 = 4$ это означает, что

$$kT_0 = \frac{3}{16} \mu m_p v_{0w}^2 = 3 \mu m_p v_0^2. \quad (4.14)$$

Сравнение с членом в квадратных скобках уравнений (4.11) и (4.12) показывает, что первый член в 15 раз больше второго (кинетическая энергия). Таким образом, игнорируя в уравнении (4.9) член, связанный с градиентом давления, мы вносим в него погрешность, равную 1/16, или 6%, от общего баланса энергии. Поскольку это сильно упрощает анализ, мы в дальнейшем будем использовать изобарическую аппроксимацию для слоя охлаждения.

Определение структуры радиативного слоя охлаждения

Рассмотрим изобарическую форму уравнения (4.9)

$$\frac{5k}{2\mu m_p} \rho v \frac{dT}{dl} = -n_e n_H \lambda(T). \quad (4.15)$$

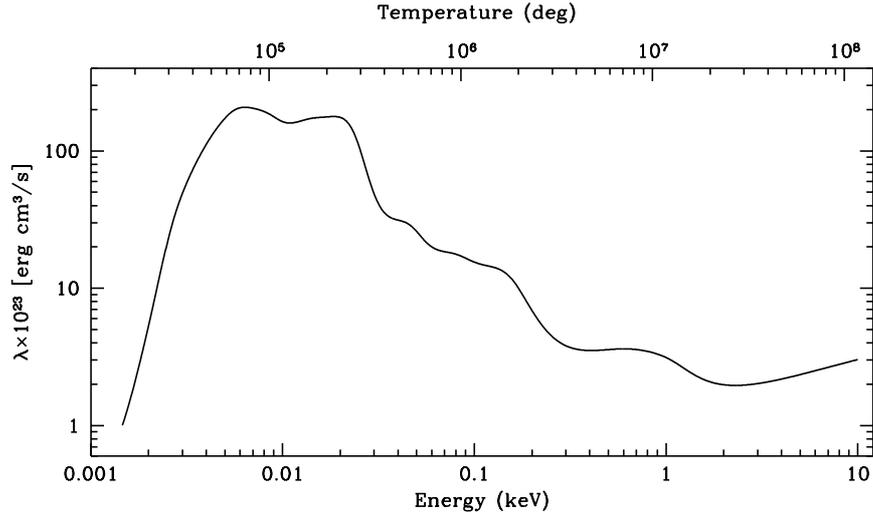


Рис. 4.3: Функция охлаждения для стандартного случая Солнечного химического состава.

Здесь мы также предположили, что потеря энергии Λ происходит исключительно благодаря радиативному охлаждению, которое пропорционально $n_e n_H \lambda(T)$, где $\lambda(T)$ – функция охлаждения (Рис. 4.3) со стандартной калибровкой на плотность (по числу) атомов водорода n_H . Используя условия постоянства потока массы $\rho v = \rho_0 v_0$ и давления P , уравнение (4.15) принимает вид

$$\frac{dT}{dl} = -C(T) \frac{\lambda(T)}{T^2}. \quad (4.16)$$

Определяя X_Z как долю (по числу) ионов с зарядом Z по отношению к n_{ion} , X_H как соответствующую долю водорода, и $\bar{\mu}$ как средний атомный вес ядер, находим, что

$$C(T) = \frac{2 \sum X_Z Z X_H \mu^3 m_p P^2}{5 \bar{\mu}^2 k^3 \rho_0 v_0} = \frac{9 \sum X_Z Z X_H \mu^3 m_p}{40 \bar{\mu}^2 k^3} \rho_{0w} v_{0w}^3, \quad (4.17)$$

где последнее равенство использует условие динамического баланса (4.13) и фактор сжатия для $\rho_0/\rho_{0w} = 4$ для сильной ударной волны. Отметим, что C зависит от температуры только через изменение степени ионизации, которая меняет X_Z , $\bar{\mu}$, и μ .

Функция охлаждения $\lambda(T)$ была рассчитана рядом авторов (например, Raymond, Cox, Smith, 1976). Однако мы не используем никакие предвычисленные функции в нашем исследовании. Вместо этого, с целью самосогласованности, мы применяем тот же код, что мы используем для вычисления рентгеновских спектров, и просто вычисляем интеграл полного радиативного спектра для табуляции функции охлаждения. Излучение плазмы вычисляется в модели оптически тонкой тепловой плазмы (Mewe, Gronenschild, van den Oord, 1985; Mewe, Lemen, van den Oord, 1986; Mewe, Kaastra, Liedahl, 1995), известной как модель “mekal”; эта модель также используется в программе XSPEC, широко применяемой для анализа рентгеновских спектров астрономических объектов. Помимо температуры и

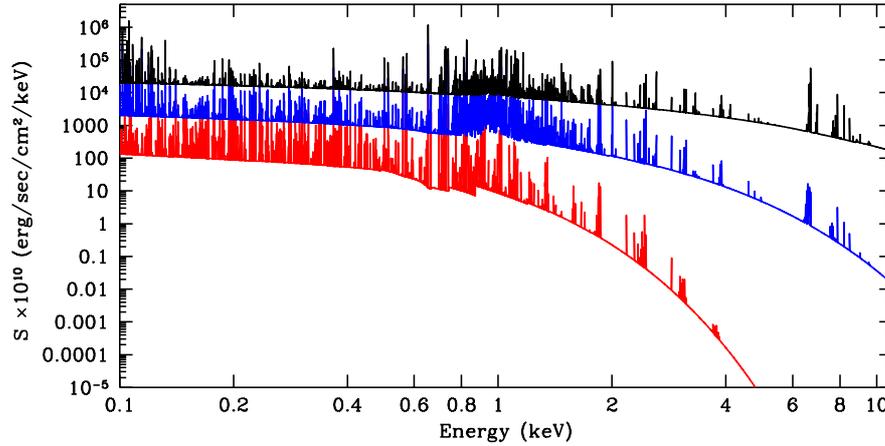


Рис. 4.4: Рентгеновские спектры, интегрированные поперек слоя охлаждения, для различных скоростей набегающего потока. Снизу вверх: 500, 1000, и 2000 км/с. Химический состав вещества Солнечный, выделяемая энергия рассчитана для плотности набегающего потока перед фронтом ударной волны, равной $\rho=1$ г/см³.

плотности, полное радиативное охлаждение также зависит от химического состава, который может отличаться в двух ветрах, например, в системах WR+O. На Рис. 4.3 показана функция охлаждения, вычисленная нами для Солнечного химического состава.

Мы также вычислили ряд функций охлаждения для химического состава, типичного для звезд WR разных подтипов. Спектры двойных систем и их переменность в течение орбитального цикла, полученные для такого химического состава, качественно похожи на спектры, вычисленные для Солнечного химического состава. Поэтому в дальнейшем они не будут детально представлены в данной работе, мы лишь отмечаем, что наша модель позволяет использовать химический состав одного или двух ветров, отличающийся от Солнечного.

После того, как функция охлаждения табулирована, изменения температуры внутри слоя охлаждения могут быть получены прямым численным интегрированием уравнения (4.16), начиная с температуры непосредственно за фронтом ударной волны T_0 вплоть до произвольно низкой температуры $T \rightarrow 0$ вблизи к барьеру (стене). Из уравнения (4.14)

$$kT_0 = \frac{3}{16} \mu m_p v_{0w}^2 = 1.21 \left(\frac{\mu}{0.62} \right) \left(\frac{v_{0w}}{1000 \text{ км/с}} \right)^2 \text{ кэВ}, \quad (4.18)$$

где в последнем равенстве $\mu = 0.62$ – величина, подходящая для полностью ионизованной среды с Солнечным химическим составом (Anders, Grevesse, 1989). На Рис. 4.4 показаны спектры единичного участка барьера, проинтегрированные поперек слоя охлаждения, для некоторых характерных величин скоростей набегающего потока вещества, перпендикулярного к барьеру.

Ширина слоя охлаждения

Как начальная температура за фронтом ударной волны T_0 , так и функция $C(T)$ (4.17) зависят от локальных свойств ветра, натекающего на фронт. В качестве начальной аппроксимации мы будем игнорировать толщину слоя охлаждения и просто предположим, что свойства ветра на фронте такие же, как те, что были бы у одиночного ветра в локальной точке контактной поверхности. Справедливость этого предположения может быть проверена вычислением характерного масштаба охлаждения в области слоя охлаждения непосредственно за фронтом

$$l_0 \equiv \frac{T_0}{|dT/dl|_0} = \frac{T_0^3}{C\lambda(T_0)} = \frac{15\bar{\mu}^2 m_p^2}{512 \sum X_Z Z X_H} \frac{v_{0w}^3}{\rho_{0w} \lambda(T_0)}. \quad (4.19)$$

В стандартном случае полностью ионизованной среды с Солнечным химическим составом (Anders, Grevesse, 1989) $\bar{\mu} = 1.3$ и $\sum X_Z Z X_H = 0.99$. Тогда для участка контактной поверхности, расположенном под углом θ к локальному направлению потока вещества в ветре, на расстоянии r от центра соответствующей звезды, находим

$$\frac{l_0}{r} \simeq 0.0194 \frac{V_{1000}^4 \sin^3 \theta r / R_\odot}{\dot{M}_{-6} \lambda_{-23}(T_0)} \simeq 0.01 \frac{V_{1000}^5 \sin^3 \theta r / R_\odot}{\dot{M}_{-6}}, \quad (4.20)$$

где R_\odot – радиус Солнца, \dot{M}_{-6} – скорость потери массы в единицах $10^{-6} M_\odot/\text{год}$, V_{1000} – локальная скорость ветра в единицах 1000 км/с, λ_{-23} – функция охлаждения в единицах 10^{-23} эрг/см³/с. Последнее равенство в (4.20) использует уравнение (4.18) (принимая $\mu = 0.62$) и приближение функции охлаждения (см. Рис. 4.3)

$$\lambda_{-23}(T_0) \simeq 2(kT_0/\text{кэВ})^{-1/2} \simeq 1.85/V_{1000}. \quad (4.21)$$

Решение вопроса о том, является ли ударная волна адиабатической или радиативной, определяется тем, принимает ли величина l_0/r значение существенно больше или меньше, чем единица (см. следующий раздел). Это отношение в действительности тесно связано с параметром χ (отношение времени убегания к характерному времени охлаждения), введенным в работе Stevens, Blondin, Pollock (1992), см. их уравнение (8). Оба параметра одинаково масштабируются и имеют похожие численные значения.

Во многих случаях полезно также вычислять соответствующую линейную массу вещества (массу цилиндра единичного сечения и длиной, равной l_0) $\sigma_{hot} \equiv l_0 \rho_{0w}$, требуемую для того, чтобы горячий слой охладился

$$\sigma_{hot} = 0.0141 \frac{V_{1000}^3 \sin^3 \theta}{\lambda_{-23}(T_0)} \simeq 0.0077 V_{1000}^4 \sin^4 \theta \frac{\text{см}^2}{\text{г}}, \quad (4.22)$$

где последнее равенство также использует уравнение (4.21).

В действительности, из-за того, что изобарическое охлаждение сильно зависит от температуры, ширина слоя охлаждения (расстояние от фронта до барьера) несколько меньше

l_0 . Например, если аппроксимировать функцию охлаждения простой формулой, описывающей ее поведение в высокотемпературной области $\lambda(T) \sim T^{-1/2}$ (см. Рис. 4.3), интегрирование по изобарическому слою показывает, что ширина слоя охлаждения равна $2l_0/7$.

В нашем компьютерном коде, вычисляющем ширину слоя охлаждения и его структуру, для получения самосогласованного результата, мы используем итеративную процедуру определения ширины слоя и скорости ветра в точке, где он встречается с фронтом ударной волны. Даже для массивных тесных двойных систем отношение характерного масштаба охлаждения к расстоянию до звезды не всегда очень мало (см. Рис. 4.9), но обычно оно меньше единицы, и этого достаточно для того, чтобы обеспечить сходимость итеративной процедуры.

Предельный орбитальный период для применимости метода

Описанный выше анализ ширины слоя охлаждения позволяет нам определить типичные орбитальные периоды, к которым может быть применена наша модель тонкой радиативной ударной волны. Пусть нашим характерным размером r будет большая полуось орбиты, т.е. $r \approx a$. Для того, чтобы обеспечить сходимость описанной выше итеративной процедуры, потребуем, чтобы l_0 была меньше r . Тогда из уравнения (4.20)

$$a < 100 R_{\odot} \frac{\dot{M}_{-6}}{V_{1000}^5}, \quad (4.23)$$

где мы рассматриваем случай, когда поток вещества в ветре перпендикулярен фронту ударной волны ($\sin \theta = 1$). Используя третий закон Кеплера, это выражение можно записать в терминах ограничений на орбитальный период

$$P < 26 \text{ д} \left(\frac{20 M_{\odot}}{M_1 + M_2} \right)^{1/2} \frac{\dot{M}_{-6}^{1.5}}{V_{1000}^{7.5}}. \quad (4.24)$$

Эта формула дает явную оценку предельного периода двойных систем, к которым может применяться наш метод. Отметим очень сильную зависимость от скорости ветра в момент его столкновения с фронтом. Например, увеличение этой скорости всего на 10% от 1000 до 1100 км/с уменьшает максимально допустимый период примерно в два раза.

Ограничение (4.24) представляет собой требование применимости метода на протяжении всей орбиты. Для систем с большими периодами, но имеющих большой эксцентриситет, возможна применимость метода на части орбитального цикла вблизи периастра.

4.1.4 Вычисление полного излучения зоны взаимодействия

Оптически тонкий случай

После того, как форма контактной поверхности и ширина двух слоев охлаждения с каждой стороны от поверхности рассчитана, можно вычислить компоненты скорости

каждого ветра, нормальные к двум фронтам ударных волн, а также плотности ветров вдоль этих фронтов. Затем излучение единичного участка контактной поверхности может быть вычислено путем интерполяции по таблице заранее рассчитанных спектров плоско-параллельной ударной волны. Последние вычисляются для единичной плотности набегающего вещества и табулированы как функция температуры (для данного химического состава). Нужная температура определяется нормальной компонентой скорости ветра. Полученные путем интерполирования спектры масштабируются с учетом локальной плотности ветра, которая, наряду с его скоростью, определяет локальный поток кинетической энергии ветра.

Мы предполагаем, что излучение охлаждающего слоя изотропно. Кроме того, зона взаимодействия аксиально симметрична (см. Рис. 4.1). Таким образом, локальное излучение зависит только от аксиальной координаты y . Пусть $S(y, E)$ – локальное излучение двух слоев охлаждения на энергии E в расчете на единицу площади контактной поверхности. Тогда полное излучение зоны взаимодействия

$$L(E) = 2\pi \int_0^{\infty} \frac{S(y, E)}{\sin \phi} y dy. \quad (4.25)$$

Если игнорировать поглощение, спектральный поток, наблюдаемый на большом расстоянии $R \gg a$ от системы, $F(E) = L(E)/4\pi R^2$.

Учет поглощения “теплым” веществом

В действительности поглощение рентгеновского излучения может быть существенным, особенно в случае поглощения “теплым” веществом, которое обладает заметной непрозрачностью, связанной со свободно-связанными переходами (см. ниже). Под “теплым” веществом мы понимаем как набегающий звездный ветер (который имеет температуру, сравнимую с эффективной температурой звезды (30–60кК) за счет фотоионизационного нагрева ультрафиолетовым излучением звезды), так и вещество за фронтом ударной волны, которое уже испытало радиативное охлаждение, но температура которого все еще существенно выше, чем температура холодной межзвездной среды.

Для “теплого” вещества мы используем соответствующий линейный коэффициент поглощения κ_E , зависящий от энергии. Его обсуждение будет приведено ниже. Умножая коэффициент поглощения на число атомов на луче зрения, можно вычислить оптическую толщину τ_m вдоль данного луча зрения m для любой точки контактной поверхности. Нахождение оптической толщины охлажденного вещества за фронтом ударной волны требует рассмотрения переноса вещества вдоль контактной поверхности. Этот вопрос рассматривается в следующем подразделе, технические детали приведены в Приложении Б.

Число атомов на луче зрения в ветре звезды представляет интеграл от локальной плот-

ности ветра $\rho = \dot{M}/(4\pi r^2 v)$ вдоль луча зрения. Плотность определяется темпом потери массы \dot{M} , скоростью ветра $v(r)$, и расстоянием от центра звезды r . Отметим, однако, что, исключая направления на наблюдателя вдоль оси x ($\mathbf{m} = \pm \mathbf{x}$), число атомов на луче зрения будет зависеть от азимутального угла ψ , а также от координаты y данной точки контактной поверхности. Это обстоятельство делает модель на стадии вычисления поглощения трехмерной.

После того, как оптическая толща $\tau_{\mathbf{m}}(y, \psi, E)$ рассчитана, спектральный поток, измеряемый наблюдателем на большом расстоянии R от системы в направлении \mathbf{m} , может быть вычислен по формуле, являющейся обобщением (4.25)

$$F(E, \mathbf{m}) = \frac{1}{4\pi R^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{S(y, E) e^{-\tau_{\mathbf{m}}(y, \psi, E)}}{\sin \phi} y dy d\psi. \quad (4.26)$$

Поверхностная плотность слоев охлаждения

Для того, чтобы вычислить поглощение рентгеновского излучения внутри слоев охлаждения, необходима модель того, как вещество аккумулируется в слое. Локальная поверхностная плотность определяется балансом между потоком массы втекающего вещества (в направлении, перпендикулярном фронту) и последующим переносом этого вещества вдоль слоя. В принципе, поток вещества вдоль слоя должен определяться из уравнения баланса полного момента, включающего члены, связанные с газовым давлением. Этот подход, однако, чрезвычайно сложно реализовать на практике. Мы используем более простое приближение, предполагая, что локальная скорость внутри слоя, направленная вдоль него, просто равна компоненте скорости ветра, касательной к фронту, в данном месте снаружи слоя.

Отметим, что это приближение означает, что скорости вещества внутри двух слоев, находящихся по разные стороны от контактной поверхности, могут отличаться. Это приведет к возникновению неустойчивости. Однако, поскольку мы заранее предполагаем отсутствие перемешивания, наша модель в рамках исходных предположений остается самосогласованной. Cantó, Raga, Wilkin (1996) представили формулу для расчета поверхностной плотности слоя охлаждения в предположении полного перемешивания. Однако мы не можем использовать ее в нашей модели с отсутствием перемешивания; кроме того, они рассмотрели только модель с постоянными скоростями ветров компонент системы, в то время, как мы используем β -закон.

В Приложении Б приведен полный анализ распределения поверхностной плотности слоя вдоль контактной поверхности, для общего случая двух ветров с разными моментами, не достигших терминальных скоростей, включающий эффекты как кривизны фронта, так и ускорения вещества в ветрах. Он достаточно сложен технически, и именно этот фор-

мализм используется в коде модели. Здесь, для того, чтобы проиллюстрировать наше приближение, мы рассмотрим простой случай системы, где моменты двух ветров одинаковы ($\eta = 1$), так что контактная поверхность представляет собой плоскость, перпендикулярную оси системы и пересекающую ее в точке посередине между центрами звезд $x = D/2$, где D – текущее расстояние между компонентами (может изменяться в течение орбитального цикла, если орбита эксцентричная). Предположим далее, что расстояние между компонентами достаточно велико, чтобы оба ветра приблизились к соответствующей скорости на бесконечности V_∞ (обе скорости для простоты предполагаем также равными).

Для удобства, мы принимаем систему координат с началом координат, находящимся в центре звезды 1 (см. Рис. 4.1), но для упрощения обозначений, опускаем индексы 1, 2, поскольку из-за симметрии примера результаты применимы к обоим слоям охлаждения.

Вначале найдем массу колонки единичного сечения поперек слоя охлаждения в апексе контактной поверхности, то есть в точке, где она пересекает ось системы. Поскольку эта ось является осью симметрии, y -компонента скорости набегающего ветра равна нулю, и это обстоятельство усложняет рассмотрение того, как втекающая масса удаляется от оси. Наше приближение заключается в том, что мы рассматриваем небольшую часть контактной поверхности (круг) с центром на оси x , радиусом dy и площадью $\pi(dy)^2$. Масса, втекающая в этот круг, равна величине ρv , умноженной на площадь круга, где ρ и v – плотность втекающего ветра и его скорость на фронте. Поток массы, вытекающей вдоль слоя из круга через его окружность, равна массе колонки единичного сечения поперек слоя σ_0 , умноженной на длину окружности $2\pi dy$, и на y -компоненту скорости на окружности. По нашему предположению, эта компонента скорости равна $v_y = vdy/x$, и таким образом, баланс между втекающей и вытекающей массой требует выполнения условия

$$\rho v \pi (dy)^2 = 2\pi dy \sigma_0 v dy / x, \quad (4.27)$$

которое дает

$$\sigma_0 = \rho x / 2 = \frac{\dot{M}}{4\pi v D}. \quad (4.28)$$

Это выражение показывает, что характерная величина поверхностной плотности грубо равна линейной плотности ветра на расстоянии, равном расстоянию между компонентами.

Распределение поверхностной плотности вдоль контактной поверхности может быть получено из аналогичного рассмотрения баланса потоков массы внутри концентрических слоев dy , находящихся на расстоянии y от оси x . В этом случае поток вещества ветра, втекающий в кольцо, должен быть сбалансирован с *разницей* потоков вдоль слоя между внутренней и внешней окружностями кольца

$$\rho v_x 2\pi y dy = d(\sigma v_y 2\pi y). \quad (4.29)$$

Здесь мы снова используем предположение, что скорости являются проекциями скорости ветра, т.е. $v_x = vx/r$ и $v_y = vy/r$, где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. После некоторых преобразований, используя (4.28) и (4.29), можно получить дифференциальное уравнение для поверхностной плотности $\sigma(y)$

$$y \frac{d\sigma}{dy} = \frac{2\sigma_0 + \sigma(y/x)^2}{1 + (y/x)^2} - 2\sigma. \quad (4.30)$$

Вблизи оси x , где $y \ll x$, разложение в ряд до порядка $(y/x)^2$ приводит к следующей форме уравнения (4.30):

$$y \frac{d\sigma}{dy} \simeq -\sigma_0(y/x)^2 - 2y \frac{d\sigma}{dy}, \quad (4.31)$$

что означает $d\sigma/dy \sim y$ в этой области. Стремление к нулю производной плотности по y при приближении к оси системы означает, что эта плотность вблизи оси в первом приближении постоянна, втекающая из ветра масса компенсируется цилиндрическим оттоком в направлении y . Аналитическое решение (4.31) показывает, что в действительности изменения плотности квадратичны по (y/x)

$$\sigma(y) \simeq \sigma_0 \left(1 - \frac{y^2}{6x^2} \right); \quad y \ll x. \quad (4.32)$$

В противоположном предельном случае для точек контактной поверхности, далеких от оси системы ($y \gg x$) поток вещества в ветре становится почти параллельным контактной поверхности. Это означает, что втекающий в слой охлаждения поток вещества становится пренебрежимо малым. Изменение поверхностной плотности асимптотически приближается к форме

$$y \frac{d\sigma}{dy} \simeq -\sigma, \quad (4.33)$$

то есть из-за цилиндрического расширения поверхностная плотность уменьшается обратно пропорционально расстоянию

$$\sigma(y) \sim 1/r; \quad y \gg x. \quad (4.34)$$

Пусть \mathbf{n} – нормаль к точке контактной поверхности, направленная от нее. Тогда для направления на наблюдателя \mathbf{m} , при условии $\mathbf{m} \cdot \mathbf{n} \geq 0$, увеличение оптической толщи для рентгеновского излучения в этой точке из-за поглощения в слое

$$\Delta\tau_{\mathbf{m}}(y, \psi, E) = \frac{\kappa_E \sigma(y)}{\mathbf{m} \cdot \mathbf{n}} \quad (4.35)$$

Суммирование этой величины с оптической толщиной ветра дает полную оптическую толщину $\tau_{\mathbf{m}}$, входящую в (4.26).

Непрозрачность “теплого” вещества

Благодаря фотоионизации и связанному с ней нагреву, вещество ветра имеет температуру выше, чем, например, температура межзвездной среды. То же самое справедливо в отношении средней температуры слоев охлаждения. Непрозрачность такого “теплого” вещества существенно отличается от стандартной непрозрачности “холодного” вещества, обычно используемого для оценки межзвездного поглощения, поскольку более высокая температура означает более высокую степень ионизации, и, следовательно, уменьшенную непрозрачность, связанную со свободно-связанными переходами. В случае сталкивающихся ветров степень ионизации может быть еще повышена из-за фотоионизации рентгеновским излучением зоны взаимодействия. Кроме того, в случае звезд WR непрозрачность отличается от стандартной межзвездной из-за отличающегося химического состава.

Отличие непрозрачности “теплого” вещества от непрозрачности холодного была продемонстрирована Waldron et al. (1998), см. их Рис. 2. Эти авторы нашли, что линейный коэффициент поглощения в теплом веществе существенно понижается для энергий ниже 1 кэВ. В этом, как и в других традиционных исследованиях межзвездной среды, непрозрачность описывается сечением поглощения, нормализованным на атом водорода, т.е. имеет размерность см^2 . Для того, чтобы упростить сравнение наших результатов с цитированной и другими работами, на рисунках ниже мы приводим непрозрачность в этих единицах. Преобразование в величину κ_E , имеющую размерность $\text{см}^2/\text{г}$, сводится просто к умножению сечения поглощения на величину $X_H/(\bar{\mu}m_p)$.

Для того, чтобы вычислить сечение поглощения в наших моделях, мы используем код Cloudy (van Hoof, Martin, Ferland, 2000). Код позволяет рассчитать состояние ионизации, сечение поглощения и эмиссионный спектр газового облака, задав спектр облучающего его источника, расстояние от источника до облака, плотность облака и его химический состав.

На Рис. 4.5 показано сравнение результатов для различных условий, и для Солнечного химического состава облака. Во всех случаях мы использовали фиксированное расстояние до облучающего источника $r = 10^{12}$ см и плотность облака $n_H = 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Эти величины являются характерными для типичной точки ветра звезды в рассмотренных нами моделях. Исключением является модель сечения поглощения, показанная на рисунке сплошной линией. Это сечение рассчитано для холодной среды, со светимостью источника, равной нулю. За исключением незначительной разницы из-за химического состава, оно очень похоже на сечение поглощения в межзвездной среде и показано на рисунке для сравнения с сечениями поглощения для различных вариантов моделей “теплого” вещества.

Пунктирная линия, обозначенная “Warm 1”, показывает сечение поглощения для ветра типичной звезды O, спектр которой аппроксимирован параметрами $T = 42500\text{K}$, $L_{bol} = 1.5 \times 10^{39}$ эрг/с. Плотность вещества облака постоянна, а его радиальная толщина в мо-

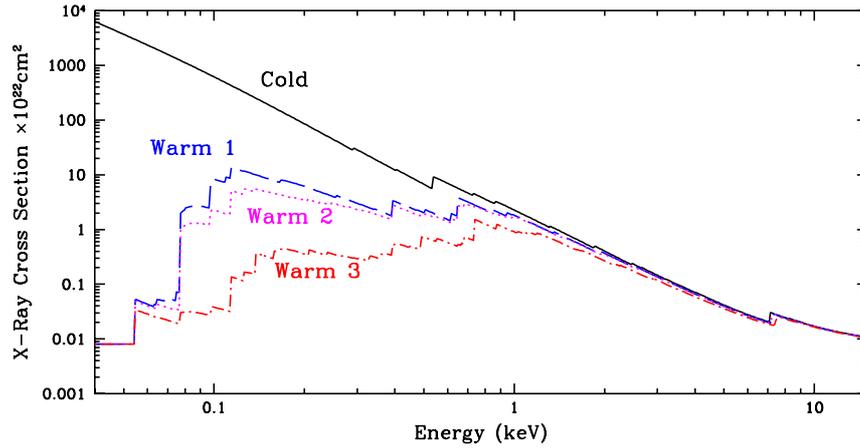


Рис. 4.5: Сечение поглощения для холодной и “теплой” среды. Детали см. в тексте.

дели равна одной сотой расстояния до звезды, чтобы можно было пренебречь изменением параметров ионизации внутри облака. Это пример типичного сечения поглощения в ветре горячей звезды раннего спектрального класса.

Чтобы продемонстрировать, как на сечение поглощения влияет рентгеновское излучение, на Рис. 4.5 также показаны две модели, в которых облучающий источник имеет спектр тормозного излучения. Температура источника задана равной $\log T_x = 7.5$. Светимость в модели “Warm 2” составляет 10^{34} эрг/с, а в модели “Warm 3” – 10^{35} эрг/с. Уменьшение сечения поглощения весьма заметно в последней модели, но является вполне умеренным в первой. Хотя типичная болометрическая светимость зоны столкновения может достигать величины 10^{35} эрг/с, расчеты структуры слоев охлаждения (см. ниже) показывают, что даже для сильных ударных волн основная часть этого излучения относительно мягкая (≤ 0.5 кэВ) и излучается веществом с температурой заметно ниже $10^{7.5} K$. По этой причине модель “Warm 2” в целом представляет собой наиболее реалистичный пример сечения поглощения среды, облучаемой высокотемпературным излучением. В целом, хотя рентгеновское излучение зоны столкновения ветров может влиять на состояние ионизации и оптическую толщину ветров, это влияние сравнительно невелико. По этой причине в наших моделях ниже мы использовали сечение поглощения “Warm 1”, хотя при анализе конкретных двойных систем есть возможность использовать и другие модели.

На Рис. 4.6 показано сравнение сечений поглощения на различных расстояниях от облучающего источника (горячей звезды с параметрами, приведенными выше). Эти расчеты были выполнены для того, чтобы продемонстрировать, насколько сечение поглощения в ветре звезды может отличаться в разных его точках, отличающихся от той “типичной” точки, которая была рассмотрена выше. Локальная плотность на каждом расстоянии рассчитывалась для следующих параметров ветра: $\dot{M} = 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$, скорость ветра описывается β -законом с показателем $\beta = 1$, терминальная скорость ветра $V_{\infty} = 2000$ км/с. Как

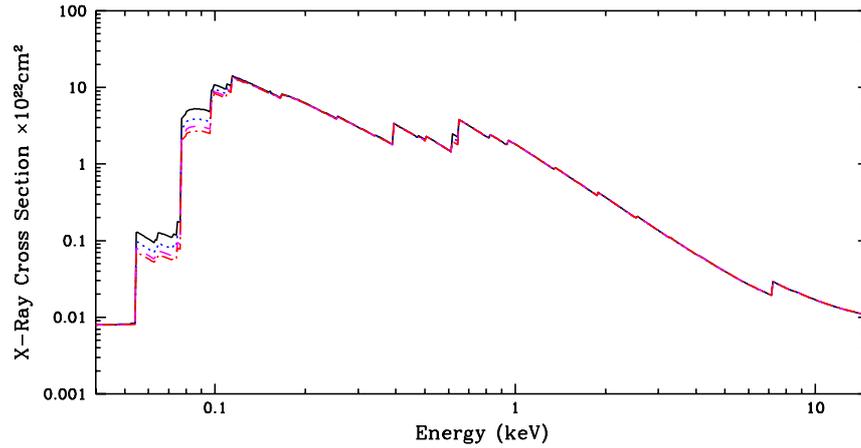


Рис. 4.6: Зависимость сечения поглощения от расстояния для типичной звезды O. Сплошная линия: $r = 15R_{\odot}$, точки – $r = 20R_{\odot}$, пунктирная линия – $r = 30R_{\odot}$, штрих-пунктирная линия – $r = 50R_{\odot}$. С увеличением расстояния от звезды сечение поглощения на низких энергиях медленно уменьшается.

видно, сечение поглощения меняется незначительно, по крайней мере в диапазоне энергий, доступных большинству рентгеновских спутников, таких, как *Chandra* или *XMM-Newton*, диапазон чувствительности которых начинается с энергии ~ 0.2 кэВ. Причина этого заключается в том, что, хотя излучение звезды уменьшается с расстоянием, также уменьшается и плотность ветра (в случае постоянной скорости ветра эти изменения пропорциональны, поскольку и то, и другое меняется как r^{-2}). В результате состояние ионизации вещества меняется не слишком сильно.

На Рис. 4.7 показано сравнение сечения поглощения в модели “Warm 1” (Солнечный химический состав) и в модели, где химический состав является типичным для звезды WR подтипа WN. Сечения отличаются не слишком сильно, в случае звезды WN поглощение К-оболочки углерода снижено из-за более низкой концентрации этого элемента в звездах WN. В целом, однако, поглощение для модели WN несколько больше из-за того, что обилие водорода снижено по сравнению с обилием тяжелых элементов с большим числом электронов в оболочках.

Показанные выше результаты свидетельствуют о том, что для учета поглощения рентгеновского излучения как ветрами звезд, так и слоями охлаждения, можно в целом использовать единое сечение поглощения (отдельное для каждого ветра), рассчитанное для некоторой его типичной точки, с учетом температуры и других параметров соответствующей звезды. Конечно, внутри слоев охлаждения температура непосредственно за фронтом ударной волны намного выше и поглощение очень мало. Поэтому наши вычисления с использованием поверхностной плотности, обсуждавшейся в предыдущем подразделе, и некоего среднего сечения поглощения, переоценивают поглощение горячей части слоев. Однако, горячая составляющая вещества слоев составляет относительно малую часть

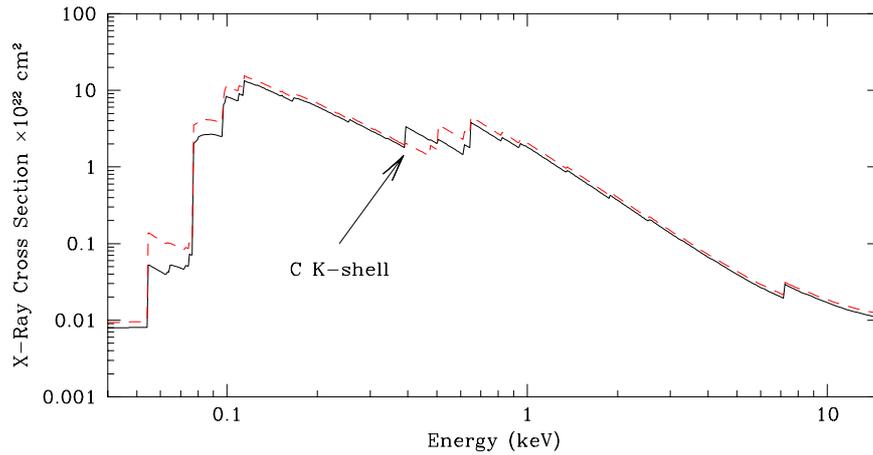


Рис. 4.7: Сечение поглощения для Солнечного (сплошная линия) химического состава и химсостава “типичной” звезды WN (пунктирная линия).

поверхностной плотности, а сам метод учета поглощения в нашей модели весьма приближителен. По этой причине мы пренебрегаем эти эффектом.

4.1.5 Теоретические модели: внутренние свойства

Перед тем, как представить теоретические рентгеновские спектры двойной системы со сталкивающимися ветрами, продемонстрируем внутренние свойства модели (как геометрические, так и физические).

Контактная поверхность и слой охлаждения

На Рис. 4.8 слева показаны несколько контактных поверхностей для различных величин η . Отметим, что величины η в апексе, вычисленные с использованием закона скорости в ветрах, существенно отличаются от величин η_0 , вычисленных с использованием терминальных скоростей ветров, как это часто делается в литературе. Это объясняется тем, что система относительно тесная и скорости ветров в момент столкновения еще не достигли терминальных значений.

Другим следствием учета ускорения ветров является то, что сохранение баланса моментов вблизи от вторичной звезды оказывается невозможным. С использованными параметрами системы скорость потери массы вторичной компоненты $\dot{M}_2 = 0.26 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ – приблизительно минимальная величина, при которой все еще можно обеспечить баланс моментов. Ниже этой величины, момент главной компоненты больше момента вторичной на всем расстоянии между звездами. Это проиллюстрировано на Рис. 4.8 справа, где показаны моменты двух ветров для модели 5, с минимальным η . Видно, что момент ветра вторичной звезды (пунктирная линия) едва достигает момента ветра главной звезды. При этом положение точки баланса все еще довольно далеко от вторичной звезды. Это

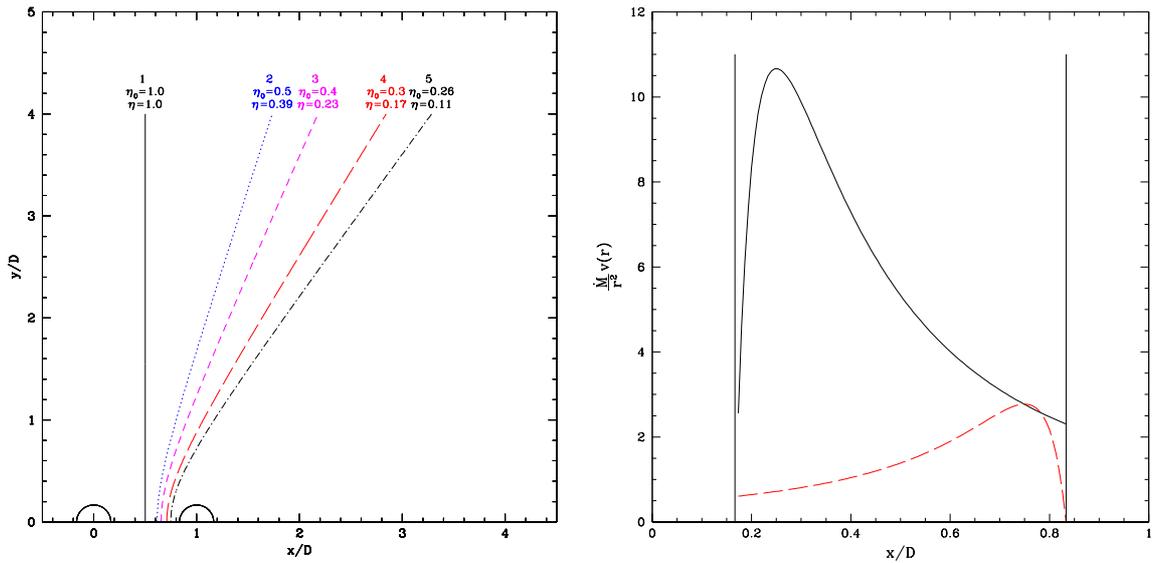


Рис. 4.8: Слева: несколько примеров контактной поверхности. Величины η , η_0 вычислены по формуле (4.3) в апексах поверхностей $y = 0$. При вычислении η_0 в (4.3) подставлялись терминальные скорости ветров, при вычислении η скорости рассчитаны в соответствии с β -законом (4.7). Звезды показаны полуокружностями. Параметры моделей 1–5: расстояние между компонентами $D = 60R_\odot$, $r_{*1} = r_{*2} = 10R_\odot$, $V_{1,\infty} = V_{2,\infty} = 2000$ км/с, $\beta_1 = \beta_2 = 1$, $\dot{M}_1 = 1.0 \times 10^{-6} M_\odot/\text{год}$, $\dot{M}_2 = (1.0, 0.5, 0.4, 0.3, 0.26) \times 10^{-6} M_\odot/\text{год}$. Справа: моменты ветров для модели 5. Ветер главной компоненты – сплошная линия, ветер вторичной – пунктирная. Радиусы звезд показаны вертикальными линиями.

является следствием принятого β -закона для скоростей ветров. Ветру вторичной компоненты требуется некоторое расстояние для того, чтобы набрать скорость и достигнуть максимально возможного момента.

На Рис. 4.9 показаны дополнительные характеристики зоны взаимодействия для модели 3 с Рис. 4.8. Параметры этой модели являются характерными для типичной, относительно тесной системы O+O, в которой мы ожидаем, что ударные волны будут радиативными. Слева показаны нормальная и тангенциальная компоненты скоростей главного ветра. Правый рисунок иллюстрирует небольшую, хотя и конечную, ширину слоев охлаждения.

Поверхностная плотность слоев охлаждения

На Рис. 4.10 показаны распределения поверхностной плотности слоев охлаждения для моделей 1-5. При уменьшении η поверхностная плотность слоя охлаждения первого ветра уменьшается, поскольку его расстояние от соответствующей звезды увеличивается. По мере уменьшения η смещение зоны столкновения ко вторичной звезде увеличивает плотность ее ветра, втекающего в зону столкновения, что увеличивает плотность слоя охлаждения вблизи оси системы. С другой стороны, относительное увеличение расстояния от вторич-

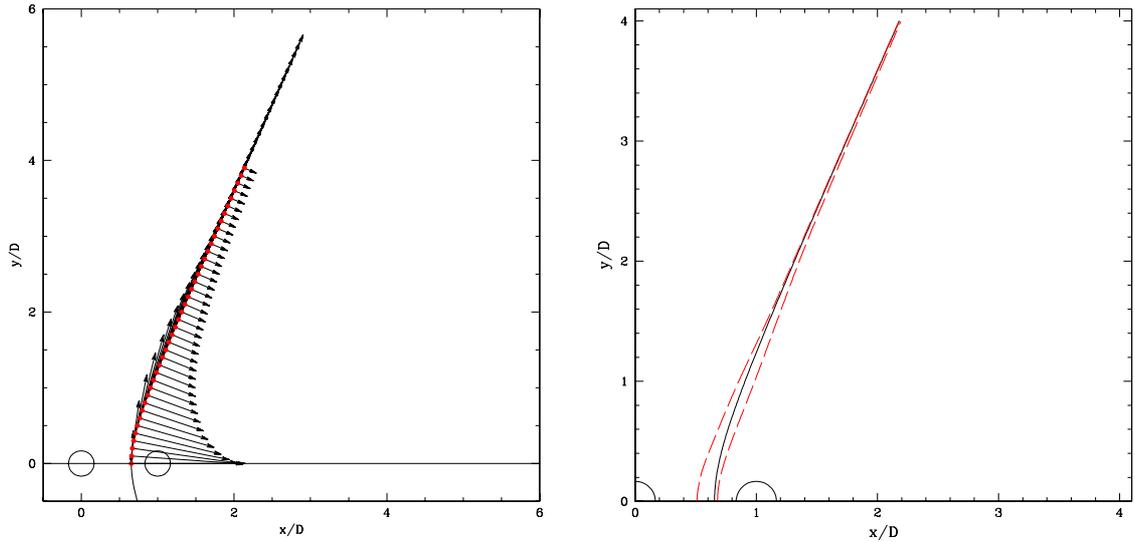


Рис. 4.9: Слева: нормальная и тангенциальная компоненты скоростей главного ветра на контактной поверхности для модели 3 с Рис. 4.8. Точками показаны узлы сетки на поверхности. Реальная сетка намного более частая, на рисунке показана только часть узлов, чтобы избежать его загромождения линиями. Справа: ширина слоев охлаждения для модели 3. Сплошная линия – контактная поверхность, пунктирные линии - фронты ударных волн. Ширина слоя охлаждения главного ветра вдоль оси системы $dl_1 = 0.146 \times D$, вторичного ветра $dl_2 = 0.025 \times D$.

ной компоненты до контактной поверхности с увеличением y происходит быстрее, чем для ветра главной компоненты. Поэтому относительно более быстрое уменьшение втекающей в зону столкновения массы вещества ведет к более быстрому уменьшению поверхностной плотности второго слоя.

Кинетическая энергия, высвобождаемая в зоне взаимодействия, и внутренние рентгеновские спектры

Источником, обеспечивающим формирование рентгеновского излучения, является кинетическая энергия двух ветров. Тем самым она определяет верхний предел рентгеновской светимости. С другой стороны, жесткость излучаемого спектра определяется величиной компоненты скоростей ветра, нормальной к фронту ударной волны. Именно эта скорость определяет температуру непосредственно за фронтом. В этой связи полезным представляется рассмотреть изменение кинетической энергии, связанной с нормальной компонентой скорости ветра, и температуры за фронтом, вдоль контактной поверхности.

На Рис.4.11 слева сверху показана зависимость температуры за фронтом для двух слоев охлаждения как функция координаты y для модели 3. В этой модели доминирует ветер первой компоненты, так что основная часть рентгеновской светимости приходится на первый слой охлаждения. Как и ожидается, наибольшая температура (и следовательно самый жесткий спектр) первого слоя достигается в апексе контактной поверхности $y = 0$,

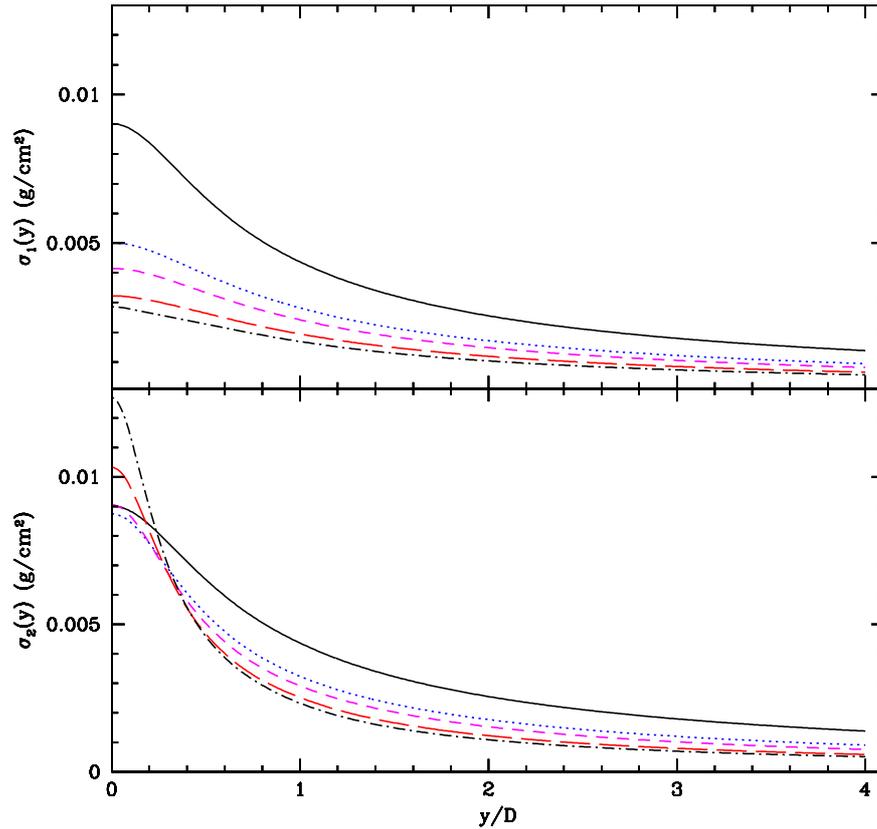


Рис. 4.10: Поверхностная плотность слоев охлаждения для моделей 1-5. 1: сплошная линия, 2: точки; 3: пунктирная линия, короткие штрихи, 4: пунктирная линия, длинные штрихи, 5: штрихпунктирная линия. Вверху: слой охлаждения главного ветра, внизу – вторичного ветра.

где нормальная компонента скорости первого ветра максимальна. Для второго слоя, из-за кривизны контактной поверхности, максимум нормальной компоненты скорости второго ветра (и следовательно температуры) достигается не в точке апекса, а на некотором расстоянии от нее. Температура за фронтом для второго слоя ниже таковой для первого из-за того, что второй ветер не успел набрать большую скорость. Нижняя часть левого рисунка показывает кинетическую энергию, проходящую за секунду через кольцо с шириной $dy = 0.01 \times D$, для двух ветров, как функцию температуры немедленно за фронтом. Максимум этой функции приблизительно соответствует энергии, на которой выделяется большая часть рентгеновского излучения. Эти результаты похожи на те, что получены в Pittard et al. (2002). В правой части рисунка показаны внутренние спектры зоны столкновения на оси системы и далеко от нее. Рисунок иллюстрирует различную жесткость соответствующих спектров.

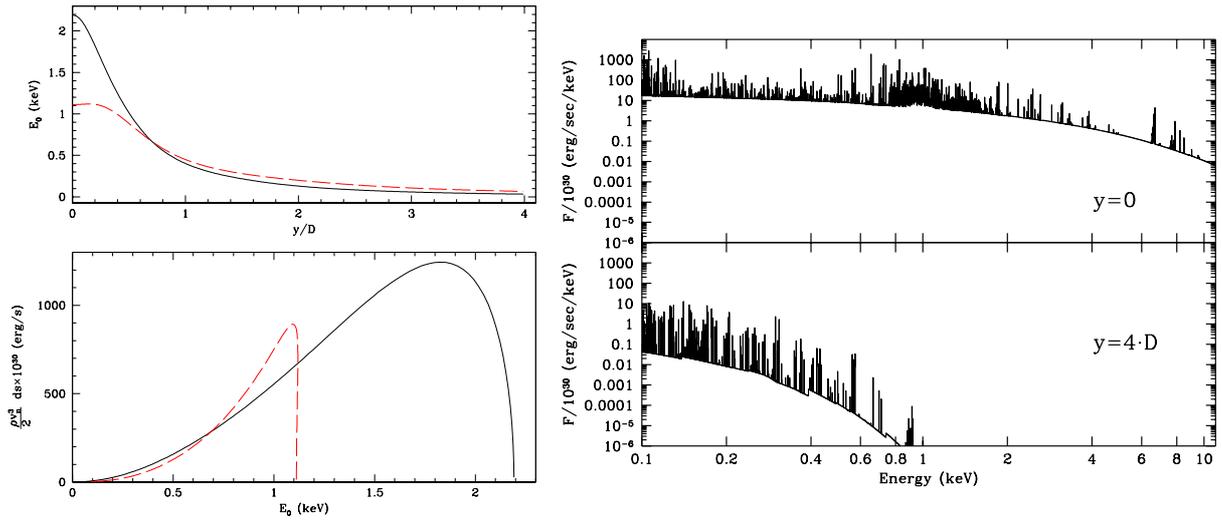


Рис. 4.11: Слева сверху: температура за фронтом ударной волны для модели 3 как функция y . Слева внизу: кинетическая энергия ветра, втекающего за одну секунду в кольцевую область контактной поверхности шириной $dy = 0.01 \times D$, как функция температуры за фронтом ударной волны. Сплошными линиями показаны функции для охлаждающего слоя главного ветра, пунктирной – для вторичного. Справа: внутренние рентгеновские спектры в двух точках контактной поверхности – $y = 0$ (вверху) и $y/D = 4$ (внизу).

4.1.6 Теоретические спектры двойных систем с характерными параметрами

В этом разделе представлены спектры излучения, рассчитанные в нашей модели, для нескольких конфигураций двойной системы со сталкивающимися ветрами. Параметры моделей выбраны так, чтобы представлять типичные массивные двойные системы, однако они не соответствуют никакой конкретной системе. Анализ конкретной системы будет представлен в следующем разделе.

Для того, чтобы вычислить рентгеновские спектры зоны столкновения на различных орбитальных фазах двойной системы, нам, помимо представленного выше формализма, необходима модель орбиты. В общем случае эксцентричной орбиты наш набор орбитальных параметров включает угол наклона орбиты i , главную полуось a , эксцентриситет e , а также долготу периастра ω . На Рис. 4.12 показана используемая нами геометрия. Формулы и уравнения для вычисления различных величин, описывающих движение по орбите (например, истинной и средней аномалий, текущего расстояния между компонентами D и т.д.) приведены в многочисленных учебниках по небесной механике, и не будут представлены здесь. Отметим, что учет орбитального движения в нашей модели столкновения ветров означает, что контактная поверхность мгновенно адаптируется под движение по орбите компонент системы. За нулевую фазу мы принимаем момент прохождения периастра.

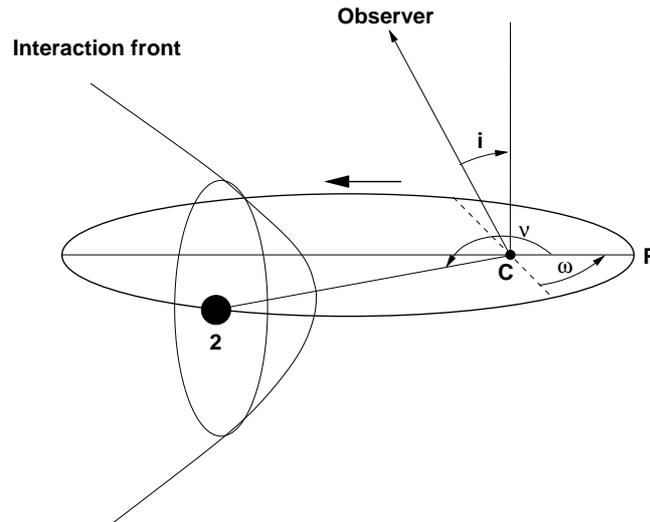


Рис. 4.12: Орбитальная модель, использованная в нашей работе (показана только орбита вторичной компоненты). Вертикальная линия – нормаль к плоскости орбиты. Пунктирная линия – пересечение плоскости орбиты и картинной плоскости (она перпендикулярна лучу зрения, показанному как линия из точки C к наблюдателю). i – угол наклона орбиты, ν – истинная аномалия, ω – долгота периастра, P обозначает периастр, C – центр масс системы.

Для того, чтобы увидеть, как расстояние между компонентами и мощность ветров влияют на результаты по отдельности, мы рассчитали рентгеновские спектры и кривые блеска для нескольких простых специально подобранных моделей с параметрами, приведенными в Табл. 4.1. Во всех случаях, кроме одного, мы принимаем угол наклона орбиты $i = 90^\circ$, чтобы обеспечить максимальную орбитальную переменность. Напомним, что для экономии места мы во всех моделях используем Солнечный химический состав вещества ветров. Как было отмечено выше, качественно результаты для другого химического состава остаются такими же. Модель включает возможность задания нужного химического состава в случае необходимости.

Модель А

В этой модели мы рассматриваем самый простой случай системы на круговой орбите, звезды-компоненты системы и их ветра идентичны. За нулевую фазу мы принимаем момент затмения, с компонентой 2 спереди.

На Рис. 4.13 слева показана кривая блеска модели в диапазоне энергий 0.5–10.0 кэВ. Как можно было ожидать в этом случае полностью симметричной системы, кривая блеска симметрична относительно фаз обеих квадратур (0.25, 0.75) и затмений (0.0, 0.5). Минимум кривой блеска наблюдается на фазах затмений 0.0 и 0.5, когда наиболее яркая часть зоны столкновения вблизи оси системы подвержена как геометрическому затмению телами звезд, так и максимальному поглощению в ветрах. По мере того, как система движется к квадратуре 0.25, луч зрения от этой ярчайшей части зоны столкновения проходит через

Таблица 4.1: Параметры рассмотренных теоретических моделей двойных систем. Для принятой величины большой полуоси всех моделей $a = 60R_{\odot}$, из третьего закона Кеплера орбитальные периоды и массы моделей связаны соотношением $P = 15.6 \text{ д} [20M_{\odot}/(M_1 + M_2)]^{1/2}$.

Общие параметры моделей		
$a [R_{\odot}]$	60.0	
ω [град]	270.0	
	Звезда 1	Звезда 2
$R_* [R_{\odot}]$	10.0	10.0
Модель А		
i [град]	90.0	
e	0.0	
\dot{M} [$10^{-6}M_{\odot}/\text{год}$]	1.0	1.0
V_{∞} [км/с]	2000.0	2000.0
β	1.0	1.0
Вариант 1		
β	0.5	0.5
Модель В		
i [град]	90.0	
e	0.0	
\dot{M} [$10^{-6}M_{\odot}/\text{год}$]	1.0	0.5
V_{∞} [км/с]	2000.0	2000.0
β	1.0	1.0
Модель С		
i [град]	90.0	
e	0.4	
\dot{M} [$10^{-6}M_{\odot}/\text{год}$]	1.0	1.0
V_{∞} [км/с]	2000.0	2000.0
β	1.0	1.0
Вариант 1		
V_{∞} [км/с]	1000.0	1000.0
β	0.0	0.0
Вариант 2		
i [град]	45.0	

все менее плотные области ветра, и все менее затмевается геометрически (переставая затмеваться вообще), поэтому яркость системы возрастает. Узкий провал на кривой блеска около фазы 0.25 возникает из-за поглощения внутри слоев охлаждения, причем светимость падает до нуля. Это следствие того, что в нашей модели отсутствует неустойчивость, приводящая к размыванию зоны столкновения (Stevens, Blondin, Pollock, 1992; Walder, Folini,

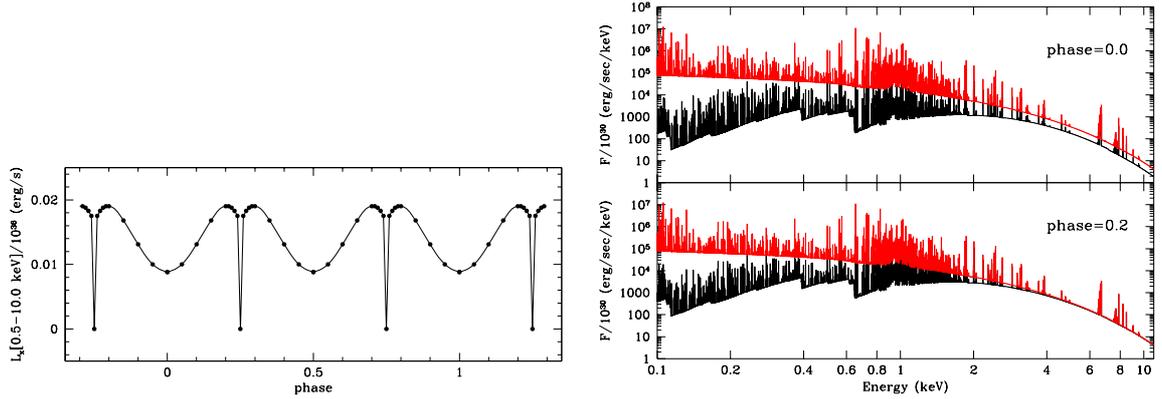


Рис. 4.13: Слева: кривая блеска для Модели А. На фазе 0.0 происходит затмение вторичной компоненты. Справа: внутренние и поглощенные спектры в Модели А на двух орбитальных фазах 0.0 (момент затмения) и 0.2 (максимум L_x).

2000). В результате поглощение вдоль слоев охлаждения (контактная поверхность в этой модели представляет собой плоскость, так что луч зрения на фазе 0.25 проходит целиком внутри слоев) чрезвычайно велико. В реальных двойных системах уменьшение яркости должно быть менее выраженным и более широким.

На Рис. 4.13 справа показаны теоретические спектры модели А на фазах 0.0 (минимум L_x) и 0.2 (максимум L_x). “Поглощенные” спектры – это спектры на выходе из системы, то есть учитывающие поглощение излучения зоны столкновения в ветрах звезд и слоях охлаждения. Для сравнения показаны также внутренние непоглощенные спектры зоны столкновения (верхние спектры на каждой панели). Из рисунка видно уменьшение поглощения в ветре в мягкой области спектра при переходе от фазы 0.0 к фазе 0.2. Отметим, что меньшая светимость жесткой части спектра на фазе 0.0 по сравнению с 0.2 объясняется не большим поглощением в ветре, а геометрическим затмением наиболее яркой части зоны столкновения вблизи оси системы, она является основным источником жесткого излучения.

Мы также рассчитали вариант модели А с показателем $\beta = 0.5$ в β -законе для обоих ветров. Этот вариант не показан, поскольку качественно результаты похожи на приведенные. Главным различием является то, что рентгеновская светимость на всех фазах орбиты примерно на 50% больше по сравнению с исходной моделью А. Это следствие того, что при $\beta = 0.5$ ускорение вещества в ветре происходит намного быстрее, что увеличивает кинетическую энергию, конвертируемую в рентгеновское излучение.

Модель В

Вторая модель похожа на первую за исключением того, что скорость потери массы в ветре второй компоненты уменьшена в два раза. Результаты расчетов показаны на

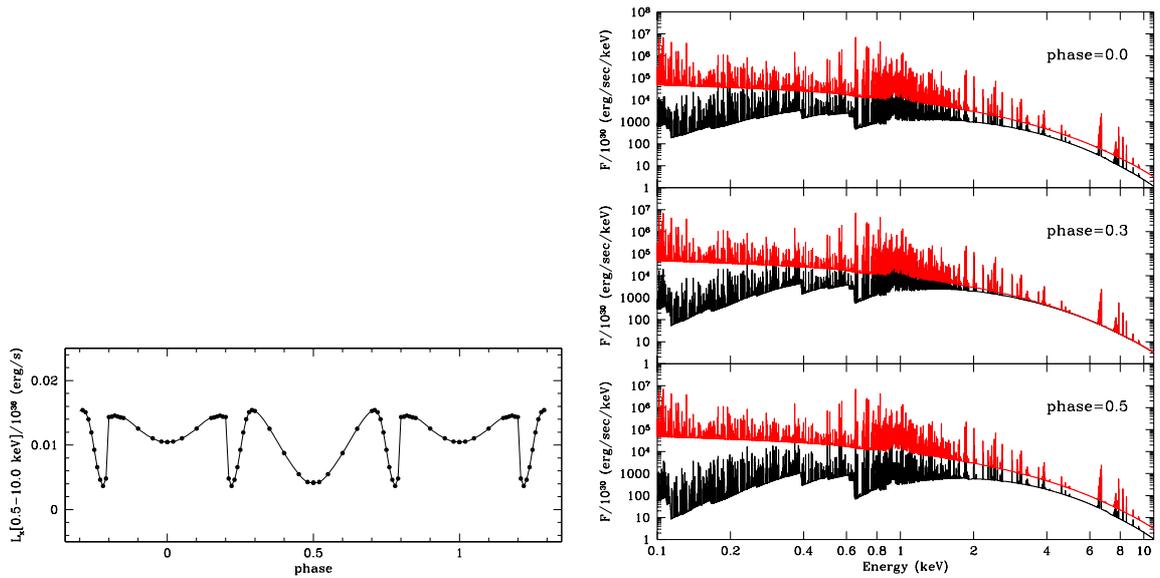


Рис. 4.14: Слева: кривая блеска для Модели В. Справа: внутренние и поглощенные спектры в Модели В на трех орбитальных фазах 0.0 (затмение первой компоненты), 0.3 (максимум L_x), и 0.5 (затмение второй компоненты).

Рис. 4.14. Поскольку орбита круговая, кривая блеска остается симметричной относительно фаз затмений 0.0 и 0.5. Однако асимметрия ветров приводит к асимметрии кривой блеска относительно фаз квадратур (0.25, 0.75). Светимость на фазе 0.0 (вторая компонента спереди) больше, чем на фазе 0.5, поскольку ветер второй компоненты менее плотный и его поглощение меньше. Фаза резкого и узкого уменьшения светимости равна не в точности 0.25, как в Модели А. Положение минимума соответствует фазе, когда луч зрения касателен к той части контактной поверхности, в которой формируется основная часть рентгеновского излучения. Светимость на фазе, где достигается минимум этого провала, не равна нулю, поскольку контактная поверхность изогнута и луч зрения не касателен к большей ее части.

Модель С

Эта модель иллюстрирует влияние изменения расстояния между компонентами в течение орбитального цикла на рентгеновский спектр и кривую блеска. В этой модели звезды и ветра идентичны, а орбита эллиптическая. Отметим, что в апоастре наше радиативное приближение находится на грани применимости. При большом расстоянии между компонентами ударная волна может перейти в адиабатический режим. Параметры модели С – по-видимому, предельно допустимые для нашей модели. Поскольку в этой модели $\omega = 270^\circ$, кривая блеска, показанная на Рис. 4.15 слева, симметрична относительно фаз 0.0 и 0.5. При другом значении ω кривая блеска сдвинется по горизонтальной оси. На первый взгляд, поведение кривой блеска может показаться необычным. В литературе часто

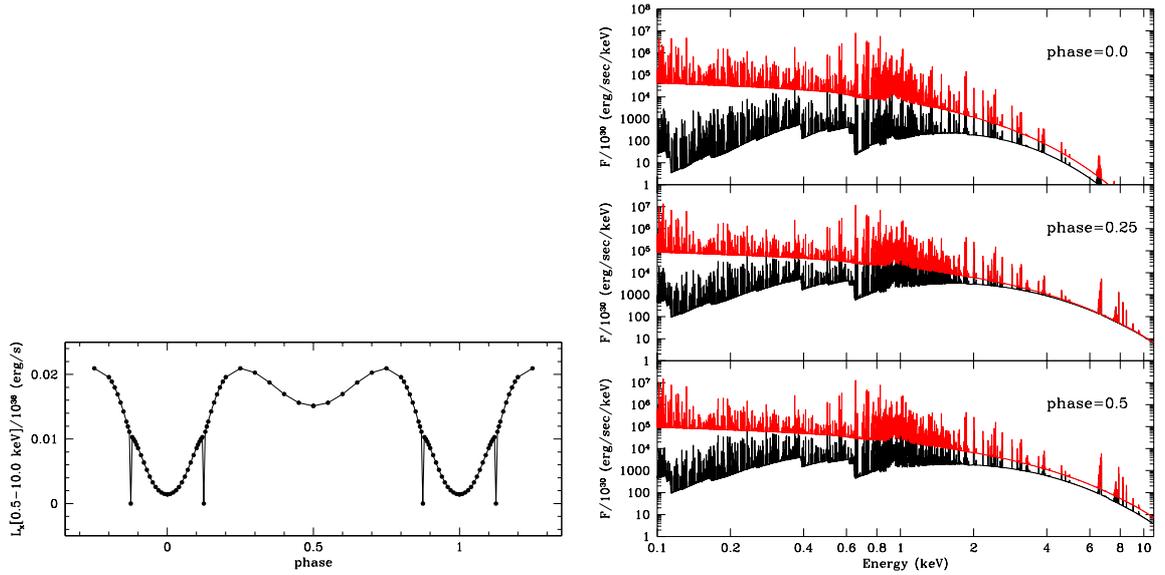


Рис. 4.15: Слева: кривая блеска для Модели С. Справа: внутренние и поглощенные спектры в Модели С на трех орбитальных фазах 0.0 (затмение первой компоненты), 0.25 (максимум L_x), и 0.5 (затмение второй компоненты).

предполагается, что рентгеновская светимость в периастре должна быть максимальной, поскольку в этом случае плотность вещества ветров, втекающего в зону столкновения, также максимальна.

В действительности, это справедливо только в случае адиабатических ударных волн и постоянной скорости звездных ветров. Луо, McCray, Mac Low (1990) показали, что в этом случае рентгеновская светимость $L_x \propto \dot{M}^2 v^{-3.2} D^{-1}$. Похожий результат был получен в Usov (1992), который вывел приближенную формулу для светимости L_x , которая в случае постоянной скорости ветров обратно пропорциональна расстоянию между компонентами.

Ситуация может сильно отличаться, если внутренняя рентгеновская светимость зоны столкновения является более или менее постоянной частью кинетической энергии, реализующейся в слоях охлаждения. Легче всего это увидеть в случае модели с двумя одинаковыми ветрами и постоянной скоростью вещества в каждом из них. Поскольку в этом случае контактная поверхность представляет собой плоскость, перпендикулярную оси системы, мы можем аналитически вычислить кинетическую мощность, передаваемую в ударную волну. Пусть x – расстояние от звезды до контактной плоскости, v – скорость ветра, \dot{M} – скорость потери массы. Тогда кинетическая мощность, втекающая в зону взаимодействия

$$P_{kin} = 2\pi \int_0^\infty \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v} \frac{v^3 \cos^3 \theta}{2} p dp,$$

где $r = \sqrt{x^2 + p^2}$, $\cos \theta = x/r$. Легко видеть, что интеграл равен $\dot{M} v^2 / (12\pi)$, то есть постоянен и не зависит от расстояния между компонентами. Этот результат также спра-

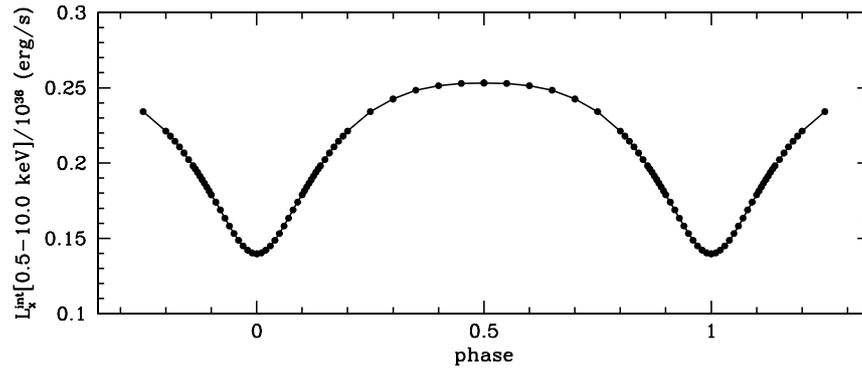


Рис. 4.16: Кривая блеска, показывающая внутреннюю (без учета поглощения и геометрических затмений) светимость в модели С.

ведлив для отличающихся ветров, если их скорости постоянны. Действительно, в этом случае геометрия столкновения остается одинаковой независимо от текущего расстояния между компонентами, так что пока ударная волна радиативна, L_x не должна зависеть от D .

В нашей модели, описывающей относительно тесные двойные системы, важную роль играют еще два фактора: пространственная переменность скорости ветров и поглощение внутреннего рентгеновского излучения зоны столкновения в ветрах и слоях охлаждения. Это становится ясным из сравнения спектров модели С на трех характерных фазах 0.0 (периастр), 0.25 (максимальная светимость) и 0.5 (апоастр). Спектры модели С на этих фазах показаны на Рис. 4.15 справа.

Вначале отметим, что внутренний непоглощенный спектр в периастре существенно мягче, чем в апоастре (верхняя и нижняя панели соответственно). Внутренняя светимость также меньше, как показано на Рис. 4.16. Причина этого в том, что скорости ветров в момент столкновения намного меньше в периастре, чем в апоастре. На фазах 0.25 и 0.5 скорости ветров почти достигли терминальных значений, поэтому внутренние спектры и светимости похожи.

Обратимся теперь к поглощению рентгеновского излучения. Как отмечалось выше, жесткая часть спектра в основном формируется в малой части зоны столкновения, близкой к оси системы. Поэтому уменьшение светимости в жестком диапазоне спектра на фазах периастра и апоастра (верхняя и нижняя панель) происходит в основном за счет геометрического затмения этой части зоны взаимодействия (напомним, что угол наклона равен 90° , а $\omega = 270^\circ$). Поглощение в мягкой области спектра намного сильнее в периастре, чем в апоастре. Это связано с тем, что луч зрения от контактной поверхности к наблюдателю проходит ближе к компонентам системы, то есть в более плотных слоях ветров. Кроме того, поверхностная плотность слоев охлаждения в периастре больше, чем в апоастре.

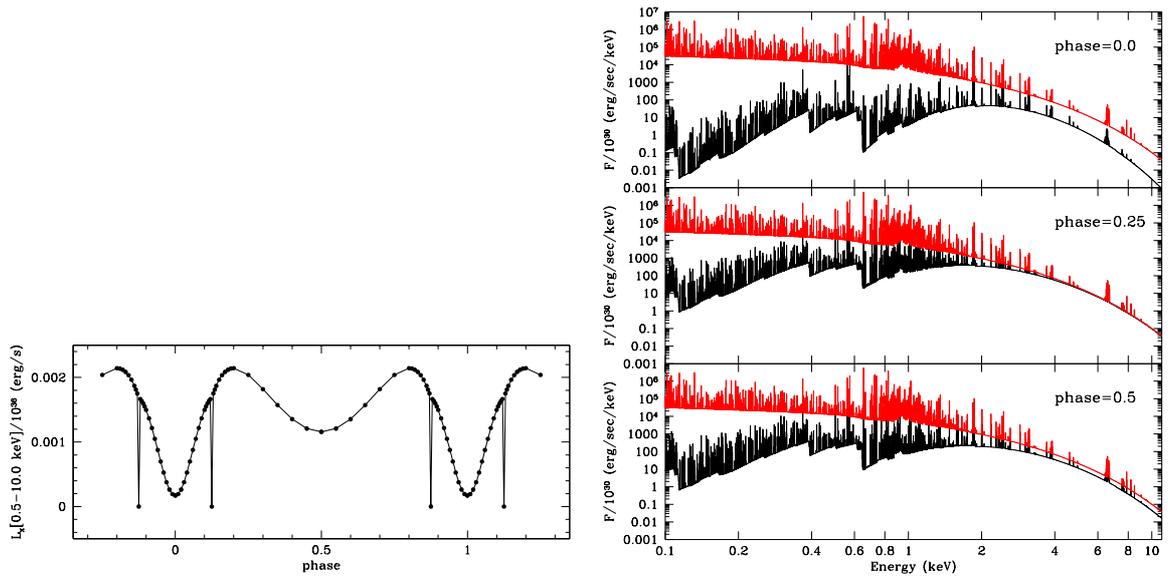


Рис. 4.17: Слева: кривая блеска в варианте модели С с постоянными скоростями ветров. По сравнению с Рис. 4.15 максимум L_x меньше из-за меньшей кинетической энергии ветров. Справа: внутренние и поглощенные спектры.

Для того, чтобы дополнительно проиллюстрировать сказанное выше, мы рассмотрели вариант (1) модели С, единственным отличием которого от исходной модели является то, что скорости обоих ветров приняты постоянными и равными 1000 км/с (при скорости 2000 км/с условие тонких слоев охлаждения не выполняется). В этом варианте модели вычисленная внутренняя рентгеновская светимость слоев охлаждения, как и ожидалось, постоянна в течение орбитального цикла. Мы не приводим соответствующий рисунок, поскольку он тривиален. Кривая блеска (Рис. 4.17 слева) теперь отражает переменность, связанную только с переменным поглощением в ветрах и слоях охлаждения, и геометрическими затмениями. Это также очевидно из вида спектров (Рис. 4.17 справа). Все внутренние спектры идентичны, а поглощенные похожи на спектры исходной модели С.

На Рис. 4.18 показан еще один вариант (2) модели С, в котором угол наклона орбиты уменьшен до $i = 45^\circ$. Кривая блеска ясно показывает эффект уменьшения поглощения. Он более выражен в апоастре, поскольку в периастре луч зрения от наиболее яркой части зоны столкновения (вблизи к оси системы) все еще проходит через внутренние плотные области ветра.

4.1.7 Анализ теоретической модели в программе XSPEC

Как было отмечено в предыдущей главе, программа XSPEC является самым используемым инструментом анализа рентгеновских спектров космических объектов, ее чаще всего применяют и для анализа спектров систем со сталкивающимися ветрами. Представляется интересным проанализировать наши теоретические спектры в этой программе для

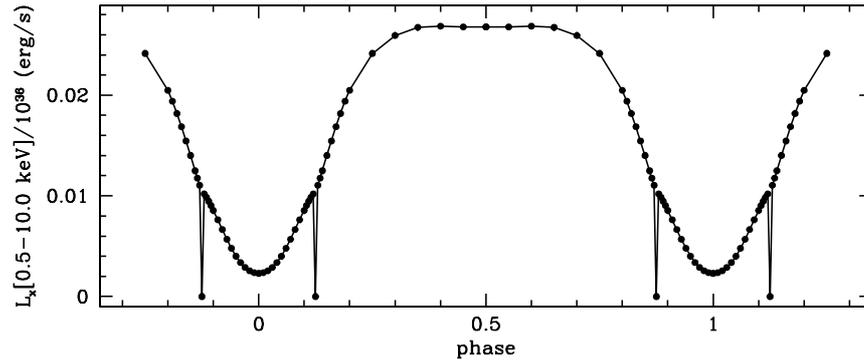


Рис. 4.18: Кривая блеска в варианте 2 модели С, угол наклонения орбиты $i = 45^\circ$.

того, чтобы определить, как полученные с ее помощью параметры плазмы соотносятся с известными свойствами наших моделей.

Для того, чтобы использовать наши модельные спектры в XSPEC в качестве псевдо-наблюдений, необходимо создать так называемую табличную модель XSPEC (это пользовательская модель, которая может быть использована в программе так же, как любая ее встроенная модель). Затем с помощью табличной модели необходимо создать искусственный наблюдательный спектр, который имитирует наблюдения с конкретным рентгеновским спутником/детектором. В качестве такового мы выбрали детектор MOS1 спутника *XMM-Newton*. Искусственный наблюдательный спектр представляет собой свертку нашего теоретического спектра с функцией отклика детектора, к которой добавлен случайный шум, соответствующий экспозиции 20 кс. После получения такого симулированного спектра, мы считываем его в программе XSPEC и анализируем стандартным образом. В качестве модели для анализа мы выбрали нашу модель В и соответствующий теоретический спектр на орбитальной фазе 0.3 (максимальная рентгеновская светимость). Причина выбора этой фазы состоит в том, что на ней наиболее яркая часть зоны взаимодействия не затмевается телами звезд.

Выбор встроенной модели XSPEC очевиден – это модель оптически тонкой тепловой плазмы, в качестве которой мы выбрали модель `mekal`. Одним из параметров этой модели является температура плазмы (одинаковая для всей плазмы, модель не предусматривает неоднородность ее внутренней структуры). Химический состав плазмы в модели был принят Солнечным. Наш анализ начался с использования однотемпературной модели `wabs*mekal`. `wabs` – модель поглощения в межзвездной (холодной) среде. Наш симулированный спектр не включает поглощения в межзвездной среде, и ролью этой компоненты модели является учет поглощения рентгеновского излучения зоны столкновения внутри системы – в ветрах и слоях охлаждения. Конечно, модель межзвездного поглощения не слишком хороша для учета поглощения “теплым” веществом, как подробно обсуждалось выше. Но в XSPEC просто отсутствуют подобные модели поглощения, так что наша

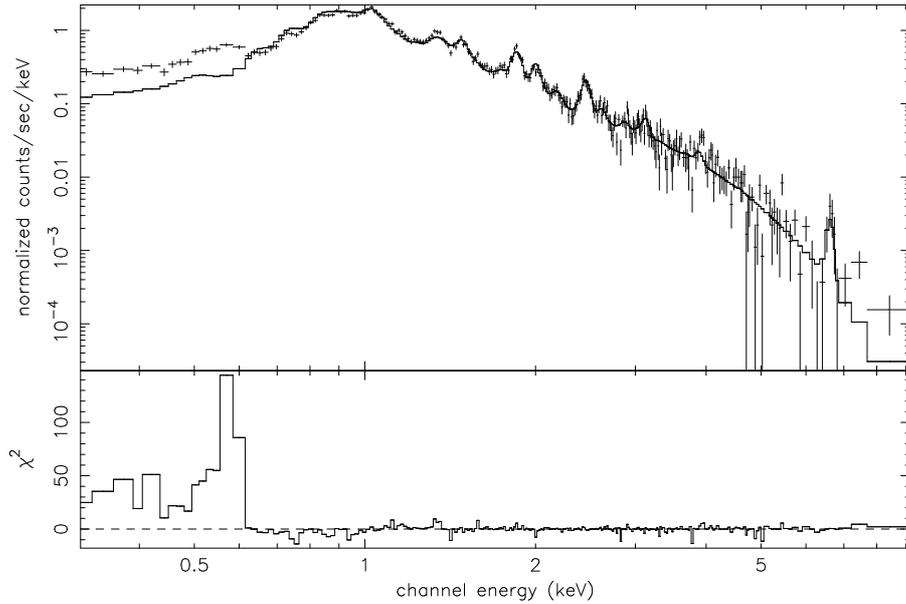


Рис. 4.19: Моделирование симулированного MOS1 *XMM-Newton* спектра модели В на фазе 0.3. Крестики – симулированный спектр, сплошная линия – модель XSPEC.

процедура воспроизводит стандартный анализ, который используется многими авторами. Поскольку в слоях охлаждения присутствует плазма разной температуры и наш теоретический спектр является суммой излучения всех частей слоев, неудивительно, что однотемпературная модель неспособна описать симулированный спектр. Более хорошая аппроксимация достигается двухтемпературной моделью $wabs_1 * mekal_1 + wabs_2 * mekal_2$. Каждая модель *mekal* здесь имеет свою температуру. Две отдельные модели *wabs* нужны потому, что высоко- и низкотемпературная плазма находится в разных частях контактной поверхности и поглощение от этих частей на луче зрения может быть разным. Результаты аппроксимации нашего симулированного спектра двухтемпературной моделью показаны на Рис. 4.19 и в Табл. 4.2. Приведенная величина χ^2 для двухтемпературной модели равна 4.2. Это означает, что модель все еще отвергается, как и однотемпературная. Из Рис. 4.19 видно, что основное расхождение между моделью и симулированным спектром происходит в мягкой области. Для улучшения аппроксимации можно было бы добавить еще одну (или несколько) компонент в модель XSPEC ($wabs_1 * mekal_1 + wabs_2 * mekal_2 + wabs_3 * mekal_3$ и т.п.), однако для целей нашей демонстрации это не имеет особого смысла.

Интересно, что в найденных параметрах двухтемпературной модели XSPEC плотность атомов водорода на луче зрения для жесткой компоненты модели весьма велика, в то время, как для мягкой компоненты она равна нулю. Величина N_2^H неадекватна для нашей конкретной модели системы. Характерная плотность атомов водорода на луче зрения в модели В (от апекса контактной поверхности до наблюдателя на фазе 0.3) равна $N^H = 0.19 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$.

Общий вывод, который следует из этого иллюстративного примера, состоит в том,

Таблица 4.2: Параметры модели XSPEC $wabs_1*mekal_1+wabs_2*mekal_2$ для симулированного MOS1 XMM-Newton спектра модели В на фазе 0.3.

Параметр	Величина
N_1^H	0.0 см^{-2}
kT_1	0.65 кэВ
norm	1.42×10^{-3}
N_2^H	$0.89 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$
kT_2	1.11 кэВ
norm	1.00×10^{-2}

что анализ рентгеновских спектров систем со сталкивающимися ветрами стандартными средствами простых моделей, как в программе XSPEC, позволяет лишь грубо оценить параметры плазмы (описывая реальный объект со сложным непрерывным распределением температуры двумя-тремя однотемпературными компонентами). При этом учет поглощения внутри системы может приводить к получению неадекватных параметров из-за неучета того, что поглощение происходит в “теплом” веществе, а также из-за того, что в реальном объекте плазма разной температуры распределена в большой области пространства непрерывно, что не учитывается в простых моделях XSPEC, содержащих 1-2-3 компоненты.

4.1.8 Заключительные ремарки

Представленная выше модель обеспечивает эффективный с точки зрения компьютерных ресурсов и прозрачный методически способ рассчитывать рентгеновские эмиссионные спектры радиативных ударных волн, возникающих из-за столкновения звездных ветров в массивных тесных двойных системах. Уже по ограниченному набору наших демонстрационных моделей видно, что вид кривой блеска и спектров может сильно варьироваться в зависимости от параметров конкретной двойной системы. Чтобы оценить модель в перспективе, перечислим ключевые приближения и ограничения ее текущей реализации:

1. Пренебрежение неизвестным физическим уровнем перемешивания, которое может происходить в радиативных ударных волнах, а также адиабатическим расширением, означает, что рассчитанные спектры определяют только верхний предел рентгеновской светимости и жесткости для данной системы.
2. Предположение об аксиальной симметрии зоны взаимодействия игнорирует роль орбитального движения, закручивающего ее в спираль на больших пространственных масштабах. Отметим, что подавляющая часть рентгеновской светимости зоны взаимодействия образуется в близких окрестностях системы, не превышающих несколь-

ких расстояний между компонентами. В этой области отклонения контактной поверхности от аксиальной симметрии невелики.

3. Учет поглощения в нашей модели предполагает использование фиксированной непрозрачности “теплой” среды и не включает самосогласованное рассмотрение влияния рентгеновского излучения на ионизацию ветров.
4. В модели ветров используется простой кинематический закон изменения скорости, и таким образом, игнорируются эффекты, например, радиативного замедления (Stevens, Pollock, 1994) или торможения (Gayley, Owocki, Cranmer, 1997), которые меняют динамику ветров из-за влияния полей излучения звезд-компонент системы.

В идеале модель столкновения ветров должна быть самосогласованной, трехмерной, включать в себя как уравнения газодинамики, так и уравнения переноса, а также учитывать отмеченные выше аспекты. Неустойчивость плазмы в зоне взаимодействия также означает, что эта модель должна быть нестационарной и рассчитывать временную эволюцию зоны взаимодействия и ветров. Пока до создания такой модели далеко, что связано как с теоретическими трудностями, так и с недостаточностью вычислительных ресурсов. Некоторые замечания относительно перечисленных пунктов можно сделать уже сейчас.

Пункт 1 трудно решить на фундаментальном уровне, но в качестве первого приближения можно представить некоторый феноменологический формализм описания перемешивания. Пункт 2 может быть рассмотрен в рамках модели возмущений, или даже создания трехмерной модели спиральной структуры зоны взаимодействия. Пункт 3 требует использования многомерных методов решения уравнения переноса (Whitney et al., 2003). Пункт 4 требует включение учета излучения звезд в уравнение баланса моментов.

Однако даже в нынешней конфигурации представленный формализм представляет собой существенный прогресс по сравнению со стандартным анализом рентгеновских спектров сталкивающихся ветров в программах типа XSPEC. Принципиальный результат, следующий из представленных теоретических моделей A–C, заключается в том, что большой диапазон непрерывно распределенных температур (как внутри слоев охлаждения в данной точке контактной поверхности, так и вдоль нее) приводит к формированию спектров, которые просто невозможно адекватно анализировать обычными одно- или двухтемпературными моделями тепловой плазмы. Даже если формальное качество аппроксимации будет достигнуто благодаря использованию нескольких компонент, получаемые при этом численные параметры могут быть неадекватны, как было продемонстрировано выше: если температуры компонент модели могут быть грубо использованы как характерные величины, описывающие жесткую и мягкую части спектра, то число поглощающих атомов может быть попросту неверно.

Таблица 4.3: Параметры системы HD 159176. Величины взяты из Pachoulakis (1996) – (P96) и Diplas, Savage (1994) – (DS).

Параметр	Главная комп.	Вторичная комп.	Ссылка
$a \sin i [R_{\odot}]$		28.9	P96
$M [M_{\odot}]$	31.9	31.6	P96
i [град]		~ 50	P96
$T_{eff} [K]$	42 500	35 000	P96
$R_* [R_{\odot}]$	9.8	9.3	P96
V_{∞} [км/с]		2850	P96
$\dot{M} [M_{\odot}/\text{год}]$	3.2×10^{-6}	2.6×10^{-6}	P96
$\log N_{H,ISM} [\text{см}^{-2}]$		21.23	DS

Представленный метод является эффективным вычислительно. Он может быть использован для итеративного поиска оптимальных параметров по данным конкретной двойной системы. В следующем разделе мы приводим пример использования метода для анализа конкретной системы, в котором мы сгенерировали многопараметрическую сетку моделей, включающую 2500 вариантов, всего за несколько дней расчетов на стандартном персональном компьютере.

4.2 Анализ рентгеновского спектра HD 159176

HD 159176 – относительно яркая ($m_v = 5.7$) спектроскопическая двойная система в молодом открытом скоплении NGC 6383. В ее оптическом спектре видны линии обеих компонент. Conti, Cowley, Johnson (1975) определили параметры орбиты, которые затем были уточнены Seggewiss, de Groot (1976), Lloyd Evans (1979), Stickland et al. (1993). Орбитальный период системы составляет 3.367 д, орбита круговая, а компоненты представляют собой практически идентичные звезды класса O. Conti, Cowley, Johnson (1975) предположили, что обе звезды относятся к подтипу O7, что в ходе эволюции они уже покинули Главную последовательность и почти заполняют свои критические полости Роша. Однако Stickland et al. (1993) привели аргументы в пользу того, что компоненты системы не являются проэволюционировавшими. Хотя в системе не наблюдаются фотометрические затмения, Thomas, Pachoulakis (1994) обнаружили эллипсоидальную переменность с амплитудой около 0.05 звездной величины в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах. Эти кривые блеска были проанализированы Pachoulakis (1996), который нашел, что радиусы компонент составляют около 0.25 от расстояния между ними. Если это так, то компоненты не заполняют свои критические полости Роша и не слишком деформированы. Параметры системы приведены в Табл. 4.3.

Из анализа профилей резонансных ультрафиолетовых линий, полученных на спутнике

IUE, Pashoulakis (1996) определил скорость потери массы $\sim 3 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ для каждой компоненты (эта величина примерно в пять раз больше той, что была приведена в Howarth, Prinja, 1989). Это означает, что звездные ветра компонент достаточно мощные, чтобы их столкновение могло привести к наблюдаемым проявлениям. Поскольку компоненты системы очень похожи, можно ожидать, что зона столкновения находится примерно посередине между ними. HD 159176 была открыта как яркий рентгеновский источник спутниками *Einstein* и *ROSAT*. Логично предположить, что по крайней мере часть рентгеновской светимости формируется в зоне столкновения ветров. С другой стороны, Pfeiffer et al. (1997) предположили, что рентгеновское излучение системы может быть объяснено лишь суммой внутренних излучений двух ветров без учета их столкновения. Для того, чтобы прояснить ситуацию, нами были проведены рентгеновские наблюдения системы.

Наши наблюдения HD 159176 на спутнике *XMM-Newton* были получены в течение орбиты 229 в марте 2001 года. Согласно эфемеридам Stickland et al. (1993), продолжительность полного наблюдения соответствует орбитальным фазам 0.53–0.66 (фаза 0.0 соответствует максимальной лучевой скорости главной компоненты). Детали инструментальной обработки данных и анализа данных спектрографа RGS приведены в нашей работе De Becker et al. (2004) и не приводятся здесь, поскольку эта часть работы выполнялась без участия автора диссертации.

Можно ожидать, что в массивных двойных системах со сталкивающимися ветрами основная часть рентгеновского излучения имеет тепловую природу, поскольку образуется внутри ускоряющихся ветров (благодаря различным неустойчивостям) и в зоне столкновения благодаря тому, что кинетическая энергия ветров преобразуется в тепловую энергию нагретой плазмы. Однако, в зоне столкновения свободные электроны могут ускоряться до релятивистских скоростей, что в сочетании с интенсивными ультрафиолетовыми полями излучения обеих компонент может формировать жесткое нетепловое излучение посредством обратного комптоновского рассеяния (Chen, White, 1991; Eichler, Usov, 1993). По этой причине в некоторые модели, которые мы использовали для аппроксимации наблюдаемых спектров, входила компонента, представляющая собой степенной закон, призванный описать возможную нетепловую составляющую излучения. Во всех моделях предполагалось, что химический состав вещества Солнечный.

Анализ EPIC спектров MOS и PN мы начали со стандартного использования моделей XSPEC. Для учета межзвездного поглощения в каждой модели было задано фиксированное число атомов водорода на луче зрения до системы $N_{\text{H}} = 0.17 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ (Diplas, Savage, 1994), и была введена вторая модель поглощения для учета поглощения внутри системы. Таким образом, полная модель XSPEC выглядела как, например, `wabsISM*wabsWIND*(mekal+power)`. Члены в скобках – тепловая и степенная модели. Число тепловых моделей варьировалось от одной до трех, число степенных – ни одной, либо одна.

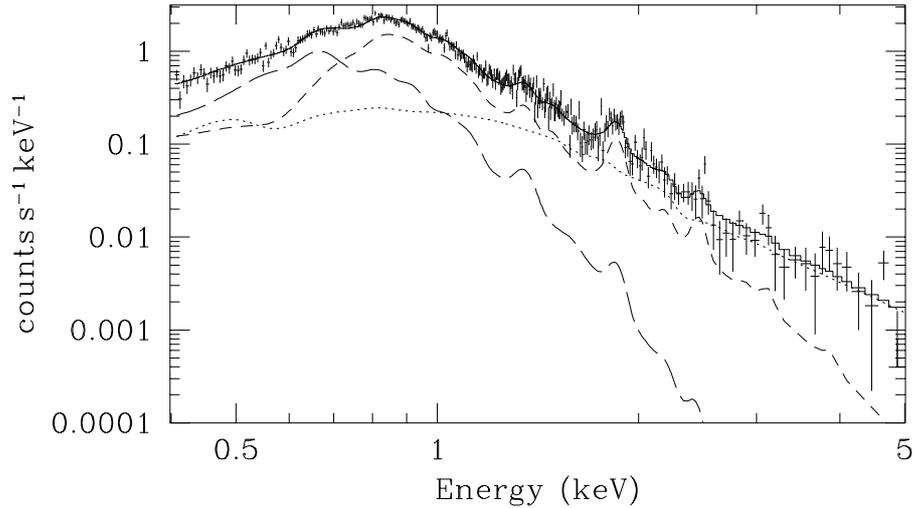


Рис. 4.20: Наблюдаемый спектр EPIC PN (крестики) и его аппроксимация моделью $wabs_{ISM} * wabs_{WIND} * (mekal_1 + mekal_2 + power)$ (сплошная линия). Показаны также три индивидуальные компоненты модели. Степенная модель начинает доминировать в спектре примерно с энергии 2 кэВ.

Оказалось, что достичь приемлемого согласия наблюдаемого спектра с модельным с использованием одно- или двухтемпературной тепловой модели невозможно. Для более или менее хорошего описания наблюдаемого спектра потребовалось использование двух тепловых и одной степенной модели. На Рис. 4.20 показан наблюдаемый спектр EPIC PN, аппроксимированный такой моделью. Приведенная величина χ^2 составляет 1.11 при 319 степенях свободы. Однако фотонный индекс степенной модели оказался равен 3.5. Эта величина слишком велика по сравнению с типичным индексом 1.5, ожидаемым для рентгеновского спектра, возникающего в популяции релятивистских электронов, образованной посредством механизмов ускорения в сильных ударных волнах.

Температуры тепловых компонент модели довольно низки и составляют 0.2 и 0.58 кэВ (аналогичный анализ спектров MOS1 и MOS2 показал несколько более высокие температуры ~ 0.2 и ~ 1.0 кэВ). В действительности эти температуры характерны для рентгеновских спектров одиночных звезд O. Такие низкие температуры могут объясняться тем, что при коротком орбитальном периоде расстояние между компонентами мало и скорости ветров в момент столкновения невелики.

Таким образом, полученная аппроксимация является чисто формальной. Однако, поскольку она в целом описывает наблюдаемый спектр, ее можно использовать для определения рентгеновской светимости системы. Интеграл модельного спектра в диапазоне 0.4 – 10 кэВ, из которого удалена компонента, описывающая межзвездное поглощение, при принятом расстоянии до системы 1.5 кпс приводит к рентгеновской светимости системы во время нашего наблюдения $L_x = 1.48 \times 10^{33}$ эрг/с.

Поскольку орбита HD 159176 круговая, возможная переменность рентгеновского излу-

чения от потенциальной зоны столкновения ветров связана лишь с переменностью поглощения в ветрах и слоях охлаждения вдоль луча зрения в процессе орбитального вращения. Так как угол наклона орбиты весьма мал ($i \sim 50^\circ$, Табл. 4.3), эта переменность должна быть также мала. Учитывая, что наши наблюдения относятся к фазе орбитального периода 0.53 – 0.66 недалеко от квадратуры, геометрическое затмение зоны взаимодействия телами звезд не должно оказывать большого влияния на светимость. Таким образом, можно ожидать, что полученное выше ее значение представляет собой характерную рентгеновскую светимость HD 159176 в диапазоне 0.4 – 10 кэВ.

Болометрическая светимость системы может быть оценена, исходя из параметров, перечисленных в Табл. 4.3, и составляет $L_{bol} = 1.49 \times 10^{39}$ эрг/с. Таким образом, отношение $L_x/L_{bol} = 9.93 \times 10^{-7}$. С другой стороны, можно оценить рентгеновскую светимость индивидуальных ветров компонент системы, используя эмпирическое соотношение Berghoefer et al. (1997). Отношение их суммы к болометрической светимости составляет 1.48×10^{-7} , что примерно в 7 раз меньше измеренной величины. Это означает, что хотя рентгеновский спектр HD 159176 мягкий, ее светимость, вероятно, больше той, что могла бы ожидаться, если бы ее источниками служили только ветра компонент, а не их столкновение. Таким образом, система является потенциальным кандидатом на применение нашей модели столкновения звездных ветров. Ее применимость к данному слою охлаждения зависит от величины параметра охлаждения

$$\chi = \frac{t_{cool}}{t_{esc}} = \frac{v_3^4 d_7}{\dot{M}_{-7}},$$

где t_{cool} , t_{esc} , v_3 , d_7 , и \dot{M}_{-7} – время охлаждения, время убегания (от апекса контактной поверхности), скорость ветра в момент столкновения в единицах 1000 км/с, расстояние от центра звезды до апекса в единицах 10^7 км, и скорость потери массы звездой в единицах $10^{-7} M_\odot/\text{год}$ (Stevens, Blondin, Pollock, 1992)². В зависимости от параметров системы область взаимодействия ветров может находиться либо в адиабатическом ($\chi \geq 1$), либо в радиативном ($\chi < 1$) режиме. Современные гидродинамические модели способны удовлетворительно описывать столкновение ветров и предсказывать их рентгеновскую светимость только в адиабатическом режиме. В действительности, уже для величин χ порядка 2 или 3, эти модели неспособны разрешить пространственную структуру на масштабе длины охлаждения. Более того, неустойчивость тонкого слоя, которая проявляется в этих расчетах, приводит к перемешиванию горячего и холодного вещества, что еще более затрудняет правильную оценку рентгеновской светимости.

Оценить χ для HD 159176 можно, используя параметры системы из Табл. 4.3. В тесной двойной системе, такой, как HD 159176, скорость ветров в момент столкновения не достигает терминальных значений. Можно ожидать, что она составляет 850 – 2000 км/с.

²Параметр χ не имеет отношения к статистической величине χ^2 ниже.

Верхняя граница в этой оценке получена в предположении стандартного β -закона скоростей ветров и $V_\infty = 2850$ км/с, нижняя граница – скорости, которая ожидается при наличии эффекта радиативного замедления для одинаковых звезд, находящихся на расстоянии около $40R_\odot$ (см. Рис. 4 в Stevens, Pollock, 1994). Эти оценки относятся к скоростям на оси системы, где формируется основная часть рентгеновского излучения. Для параметров системы из Табл. 4.3 и скорости ветров в момент столкновения меньше 2000 км/с величина χ оказывается меньше единицы, что характерно для радиативного режима столкновения. Это дает нам возможность применения нашей модели столкновения, представленной в предыдущем разделе. С этой целью была сгенерирована сетка моделей и на их основе создана табличная модель, которую можно использовать в программе XSPEC.

4.2.1 Одинаковые ветра

Поскольку компонентами системы являются очень похожие звезды, на первом этапе была использована модель системы с одинаковыми ветрами обеих компонент. Орбита системы полагалась круговой и ее параметры фиксировались в соответствии с Табл. 4.3. Теоретические спектры вычислялись для орбитальной фазы 0.6, являющейся фазой середины наших наблюдений. Свободными параметрами модели были скорость потери массы компонентами и V_∞ (оба параметра полагались одинаковыми для обеих компонент). Сетка моделей покрывала диапазоны $\dot{M} = (2.5 - 6.0) \times 10^{-6} M_\odot/\text{год}$ и $V_\infty = 1700 - 2450$ км/с.

На Рис. 4.21 показана рентгеновская светимость системы в диапазоне 0.5 – 10 кэВ “на выходе” из нее, то есть с учетом внутреннего поглощения в ветрах и слоях охлаждения, как функция \dot{M} и V_∞ . Как видно из рисунка, в целом светимость уменьшается с уменьшением V_∞ . Для величин $\dot{M} \leq 8.5 \times 10^{-7} M_\odot/\text{год}$ L_x увеличивается с увеличением \dot{M} , но начинает уменьшаться для больших \dot{M} . Это происходит из-за увеличения оптической толщи с увеличением плотности.

Помимо излучения зоны столкновения ветров, в спектре системы может присутствовать мягкое излучение, формирующееся внутри ветров, а также, как мы видели выше, нетепловое излучение. Поэтому наша полная модель XSPEC включала не только табличную модель столкновения ветров, но и компоненты `mekal` и `power`. Как и ранее, межзвездное поглощение учитывалось путем использования фиксированного числа атомов водорода в межзвездной среде на расстоянии от Земли до системы. Рентгеновская светимость, вычисленная в полной модели XSPEC, конвертировалась в поток в предположении, что расстояние до системы составляет 1.5 кпс. Нормирующий коэффициент полной модели в XSPEC масштабируется как величина, обратная квадрату расстояния, и должен быть равен единице, если модельные предположения верны и расстояние действительно составляет 1.5 кпс.

На Рис. 4.22 показаны наблюдаемый и теоретический спектры системы, а также спек-

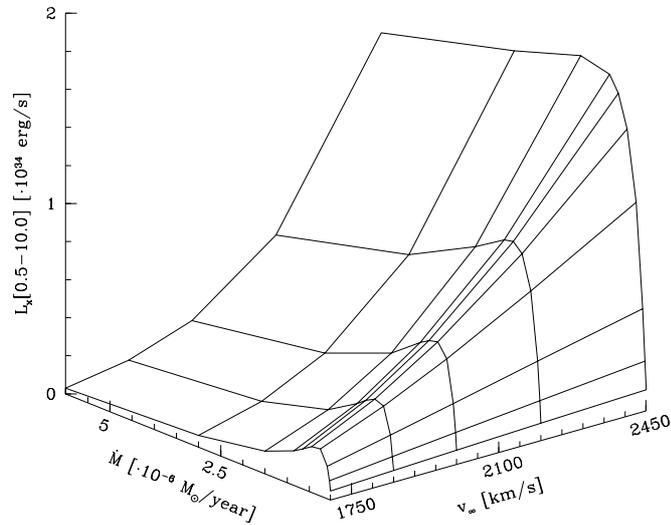


Рис. 4.21: Выходящая рентгеновская светимость модели столкновения в диапазоне 0.5 – 10.0 кэВ как функция \dot{M} и V_{∞} .

тры индивидуальных компонент модели. Для адекватного описания жесткой части наблюдаемого спектра потребовалась компонента **power** (степенной закон). Мы пытались описать эту часть спектра без использования компоненты **power**, увеличивая скорости ветров (и тем самым жесткость спектров в модели столкновения). Однако при этом модельная интенсивность линий Fe XXV/XXVI на 6.7 кэВ становится слишком большой по сравнению с наблюдаемой, что делает эти модели несовместимыми с данными.

Наилучшая модель включает модель столкновения ветров с $\log \dot{M} = -6.67 \pm 0.09$, $V_{\infty} = 1905 \pm 50$ км/с. Температура компоненты **mekal** равна 0.29 ± 0.01 кэВ, фотонный индекс степенной модели равен 2.50 ± 0.22 , а нормирующий коэффициент 0.24 ± 0.04 . Хотя формально модель статистически принимается (приведенная величина $\chi^2 = 1.14$ при числе степеней свободы 319, уровень значимости 4.5%), величина нормирующего коэффициента примерно в четыре раза ниже ожидаемого для правильной модели и корректного расстояния. Поскольку HD 159176 является членом открытого скопления NGC 6383, представляется невероятным, что расстояние ошибочно в два раза. Более того, оценка расстояния на основе абсолютной величины двойной системы O7+O7 показывает, что расстояние до HD 159176 может быть несколько меньше 1.5 кпс. Если в модели фиксировать нормирующий коэффициент равным единице, модель переоценивает наблюдаемый поток в основном между 1 и 5 кэВ, приводя к неприемлемой величине χ^2 . Это означает, что наша полная модель XSPEC предсказывает рентгеновскую светимость системы, примерно

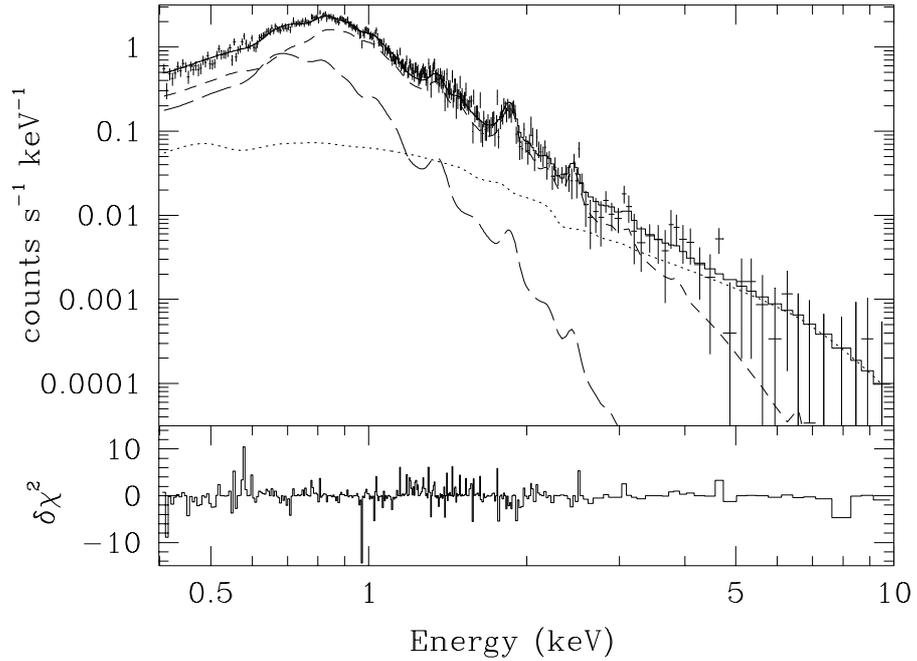


Рис. 4.22: Наблюдаемый (крестики) и теоретический (сплошная линия) спектры EPIC PN HD 159176 в модели, включающей сумму компонент `mekal` (мягкое излучение ветров), модели столкновения ветров, и степенной модели `power`. Ветра полагаются одинаковыми. Показан вклад индивидуальных компонент: длинные штрихи, короткие штрихи, и точки соответствуют моделям `mekal`, модели столкновения, и степенной модели `power`.

в 4 раза превышающую наблюдаемую. Похожий результат получен при моделировании наблюдаемых спектров MOS1 и MOS2 в той же модели. Единственной разницей является несколько бóльшая величина $V_\infty = 2190 \pm 50$ км/с (что соответствует более высоким температурам, полученным при аппроксимации этих данных в стандартных моделях XSPEC, см. выше), и даже бóльшее несоответствие нормирующего коэффициента.

Результаты текущего подраздела можно суммировать следующим образом. Используя модель, включающую одинаковые ветра и компоненты, ответственные за излучение ветров, зоны столкновения, а также нетепловую составляющую спектра, мы смогли удовлетворительно описать форму наблюдаемого спектра HD 159176. Однако эта модель переоценивает наблюдаемую рентгеновскую светимость. Кроме того, фотонный индекс степенной компоненты все еще больше ожидаемого, хотя и ближе к последнему по сравнению со стандартными моделями XSPEC.

4.2.2 Неодинаковые ветра

Хотя Paschoulakis (1996) декларировал, что моменты ветров отличаются незначительно, заметим, что величины T_{eff} , L_{bol} из Табл. 4.3 приводят к весьма отличающимся величинам \dot{M} для главной и вторичной компонент системы 9×10^{-7} и $1 \times 10^{-7} M_\odot/\text{год}$ соответственно, если использовать соотношение Vink, de Koter, Lamers (2001). Однако такое большое

различие не согласуется с тем, что спектральные классы обеих компонент из оптической спектроскопии практически идентичны. Тем не менее, мы попробовали выяснить, может ли модель с неодинаковыми ветрами привести к согласованию теоретической и наблюдаемой рентгеновской светимости. С этой целью мы повторили анализ, описанный в предыдущем подразделе, рассчитав сетку моделей столкновения и соответствующую табличную модель XSPEC, где свободными параметрами были четыре величины: терминальные скорости главной и вторичной компонент $V_{\infty,1}$ и $V_{\infty,2}$, скорость потери массы главной компонентой \dot{M}_1 , и отношение моментов $\eta = (\dot{M}_1 V_{\infty,1}) / (\dot{M}_2 V_{\infty,2})$. Последний параметр использован вместо \dot{M}_2 для того, чтобы контролировать относительную мощность ветров и избежать столкновения ветра главной компоненты с фотосферой вторичной. Терминальные скорости сетки моделей менялись в диапазоне 1700 – 2500 км/с, а скорость потери массы главной компонентой в диапазоне $3.0 \times 10^{-8} - 6.0 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$. Параметр η менялся в диапазоне 1.0 – 1.44. За пределами верхней ограничивающей константы ветер главной компоненты сталкивается с фотосферой вторичной.

Результаты применения этой модели слабо чувствительны к величине η (диапазон ее изменения невелик). Если η фиксирована равной единице, и скорости ветров принимаются равными, модель приводит к тем же параметрам, что были получены в варианте одинаковых ветров. Фиксация нормирующего параметра равным единице так же, как и в предыдущем случае, не в состоянии привести к удовлетворительной аппроксимации.

4.2.3 Результаты

Таким образом, форма наблюдаемого спектра HD 159176 удовлетворительно воспроизводится в модели, включающей нашу модель столкновения звездных ветров, для величины скорости потери массы компонент около $(1.7 - 2.6) \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ и терминальной скорости 1850 – 1950 км/с (или 2140 – 2240 км/с для спектров EPIC-MOS). В спектре выявлена нетепловая компонента, которая не может быть описана стандартной моделью `mekal` или нашей моделью столкновения. В нашей комбинированной модели эта нетепловая компонента описывается степенным законом с фотонным индексом 2.3 – 2.7. Присутствие нетепловой компоненты в спектре может быть следствием обратного Комптоновского рассеяния. Фотонный индекс, определенный в нашей модели, превышает величину 1.5, ожидаемую для рентгеновского спектра популяции релятивистских электронов, созданной посредством механизмов ускорения в сильных ударных волнах. Однако этот индекс при использовании степенного закона совместно со стандартными тепловыми моделями XSPEC равен ~ 4 , то есть находится в еще большем противоречии. Наша модель столкновения, в отличие от стандартных, включает широкий спектр температур плазмы, распределенный как внутри слоев охлаждения, так и вдоль контактной поверхности. Это более физически обоснованная картина, по-видимому, и привела к лучшему согласию фотонного

индекса с ожидаемым.

Наша модель неспособна предсказать рентгеновскую светимость, соответствующую наблюдаемой. Теоретические величины систематически выше наблюдаемых. Это несоответствие может объясняться несколькими причинами. Во-первых, наша модель столкновения предполагает, что вся кинетическая энергия ветров конвертируется в излучение. Поэтому получаемая рентгеновская светимость является ее верхним пределом даже в случае сильно радиативного столкновения. В реальных слоях охлаждения всегда присутствует перемешивание вещества из-за нестабильности фронта, и часть кинетической энергии будет конвертирована в турбулентное движение. Кроме того, перемешивание приводит к охлаждению горячего вещества, так что его излучение может сдвинуться в сторону более мягкого спектра. Учет перемешивания требует применения газодинамических моделей радиативных ударных волн, которые в настоящее время сталкиваются с серьезными трудностями. Во-вторых, ограничением нашей модели является условие, что ветер главной компоненты не может сталкиваться с фотосферой вторичной. В случае такого столкновения зона взаимодействия вблизи оси системы и практически в фотосфере вторичной звезды будет обладать существенно отличающимися характеристиками. В-третьих, наша текущая модель не учитывает эффекты радиативного замедления и торможения (Gayley, Owocki, Cranmer, 1997), которые приводят к тому, что в тесной двойной системе скорости ветров в момент столкновения могут быть ниже тех, что вычисляются с использованием стандартного β -закона.

4.3 Выводы

Представленная в данной главе модель столкновения звездных ветров в системах WO+O и O+O является альтернативой с одной стороны простым моделям программы XSPEC, чаще всего используемым при анализе рентгеновских спектров таких систем, а с другой, сложным гидродинамическим моделям. Наша стационарная модель столкновения численно намного эффективнее гидродинамических моделей, поскольку в ней отбрасывается нестационарность и игнорируется перемешивание вещества. Конечно, развитие гидродинамических моделей является жизненно необходимым и в перспективе они должны стать доминирующими. Однако на текущей стадии такие модели сталкиваются с существенными трудностями при описании зоны столкновения, находящейся в радиативном режиме. Наша модель предназначена именно для такого режима. Следует также отметить, что текущие гидродинамические модели, как и наша, не учитывают неоднородность ветров до момента их столкновения, а также эффекты радиативного замедления и торможения. Игнорирование в нашей модели перемешивания и ряда других эффектов, отмеченных выше, приводит к тому, что получаемая рентгеновская светимость зоны столкновения является верхним пределом. Несмотря на это, в целом использование нашей модели показало

обнадеживающие результаты. С физической точки зрения она является более предпочтительной, чем стандартные модели, используемых в программах типа XSPEC. Очевидным направлением ее дальнейшего развития является включение эффектов, отмеченных выше в разделе 4.1.8.

Глава 5

Анализ ИК и рентгеновских наблюдений микроквара Cyg X-3

Содержание данной главы основано на публикациях автора 1, 2, 4 из списка статей в рецензируемых журналах, индексируемых Web of Science, Scopus.

Cyg X-3 – чрезвычайно редкая система, состоящая из звезды WN4-8 и компактного объекта. Такие объекты предсказываются теорией эволюции массивных двойных систем, и в 80-х годах 20-го века многие научные группы занимались их целенаправленными поисками, к сожалению, без подтвержденных результатов. И лишь в 1992 году случайно было обнаружено, что Cyg X-3 является такой системой (van Kerkwijk et al., 1992; 1996). Объект был открыт еще в 1966 году по наблюдениям в рентгеновском диапазоне на спутнике *Uhuru* (Giacconi et al., 1967), и почти сразу стало ясно, что он представляет собой двойную рентгеновскую систему с компактным спутником. Однако в течение многих лет природа оптического компонента оставалась неизвестной (один из первых обзоров, посвященных системе – Bonnet-Bidaud, Chardin, 1988). Причина заключалась в том, что он лежит в Галактической плоскости на расстоянии ~ 7 кпс (Ling, Zhang, Tang, 2009) и межзвездное поглощение очень велико, что делает невозможными его наблюдения в оптическом диапазоне. Лишь появление инфракрасных (ИК) спектрографов позволило получить ИК спектры системы, из которых стало ясно, что оптический компонента является звездой WR.

Учитывая, что рентгеновская светимость объекта может достигать $L_x = 5 \times 10^{38}$ эрг/с (Vilhu et al., 2009), часть ветра WR, освещенная рентгеновским излучением компактного объекта, должна быть сильно ионизована. Действительно, как было показано van Kerkwijk (1993) and van Kerkwijk et al. (1996), ИК спектр системы радикально меняется в течение орбитального цикла, показывая “нормальные” спектральные характеристики звезд WR только на тех орбитальных фазах, где область ветра WR, находящаяся в ее тени для рентгеновского излучения спутника, расположена спереди по отношению к звезде. На других фазах ИК спектр чрезвычайно переменен и соответствует очень высокой степени ионизации.

До сих пор в нашей Галактике других подобных систем не обнаружено. В других галактиках были открыты две подобные системы: IC10 X-1 (WNE+C, $p = 1.5$ д, Prestwich et al. 2007, Silverman, Filippenko 2008, Carpano et al. 2019) и NGC300 X-1 (WN5+C, $p = 1.3$ д, Crowther et al. 2010, Steiner et al. 2016). Однако они остаются сравнительно менее изучен-

ными из-за их слабости.

Система Cyg X-3 с момента ее открытия являлась предметом многочисленных исследований в диапазоне длин волн от радио до гамма. Как было сказано выше, орбитальная переменность в рентгеновском диапазоне была открыта (Parsignault et al., 1972) по данным со спутника *Uhuru*. Орбитальный период составляет около 4.8 часа. Вскоре после этого была обнаружена сильная переменность в радио диапазоне (Braes, Miley, 1972). Орбитальная переменность в инфракрасном диапазоне ($2.2 \mu\text{m}$) была открыта Becklin et al. (1974; 1973). Релятивистские джеты были обнаружены по наблюдениям в радио диапазоне (Molnar, Reid, Grindlay, 1988) и в дальнейшем изучены более детально (Schalinski et al., 1995; Mioduszewski et al., 2001; Miller-Jones, Blundell, Duffy, 2004; Tudose et al., 2007 и др.). Орбитальная переменность в гамма диапазоне была открыта на спутнике *Fermi* (Fermi LAT Collaboration et al., 2009), было обнаружено, что она коррелирует с радио излучением джетов. Больше деталей и ссылок можно посмотреть в работах Vilhu et al. (2009), Koljonen, Maccarone (2017), Zdziarski et al. (2018).

Изучение орбитальной переменности системы осложняется наличием сильных нерегулярных изменений блеска во всех диапазонах спектра, а также переходами между “высокими” и “низкими” состояниями. Тем не менее, по мере накопления наблюдательных данных выяснилось (впервые это было показано Bonnet-Bidaud, van der Klis, 1981), что средняя кривая блеска по крайней мере в рентгеновском диапазоне, усредненная по многим орбитальным циклам, остается на удивление стабильной. Это означает, что базовые механизмы излучения, связанные с орбитальным движением компонент системы и аккрецией на релятивистский спутник, остаются постоянными. Рентгеновская кривая блеска показывает один минимум за период, соответствующий конфигурации с компактным объектом, расположенным позади звезд WR. Вторичный минимум отсутствует, и, следовательно, угол наклона орбиты составляет, вероятно, менее $\sim 70^\circ$.

Как и в случае многих других рентгеновских двойных систем, одним из самых интересных вопросов является вопрос о природе компактного объекта (черная дыра или нейтронная звезда). Для ответа на этот вопрос чрезвычайно полезно измерить кривые лучевых скоростей компонент. Hanson, Still, Fender (2000) открыли абсорбционную деталь в ИК спектре, предположив, что она отражает орбитальное движение компоненты WR. Vilhu et al. (2009) обнаружили доплеровские смещения некоторых рентгеновских эмиссионных линий, которые могут отражать орбитальное движение компактного объекта. Анализируя эти данные, Zdziarski, Mikolajewska, Belczynski (2013) определили отношение масс в системе $M_C/M_{WR} = 0.23_{-0.06}^{+0.09}$. Затем, используя соотношение между производной периода системы и скоростью потери массы компонентой WR, а также соотношение между скоростью потери массы WR и самой массой для звезд WR подтипов WN, они оценили массу компоненты WR, и, как следствие, массу компактного объекта. Последняя оказалась равной $M_C = 2.4_{-1.1}^{+2.1} M_\odot$, и авторы полагали, что компактный объект является маломассивной

черной дырой или нейтронной звездой. Однако впоследствии Koljonen, Massarone (2017) показали, что ИК линии, найденные Hanson, Still, Fender (2000), не отражают орбитальное движение компоненты WR, а формируются в ее ветре. Таким образом, указанная оценка массы спутника становится неверной и вопрос остается открытым (для дополнительной информации о физических свойствах системы см. Zdziarski et al., 2018).

Помимо вопроса о природе компактного объекта, одной из загадок Cyg X-3 в течение десятков лет после открытия системы был характер изменения орбитального периода. Известно, что потеря массы посредством ветра звезды WR ведет к потере углового момента двойной системы, и как следствие, к увеличению орбитального периода и квадратичному изменению разности наблюдаемых и вычисленных моментов минимума (о-с) для линейных эфемерид. Однако многочисленные исследования изменения периода (см. ниже) показывали более сложную переменность. Некоторые авторы (например, Kitamoto et al., 1995) для описания эволюции периода пытались использовать кубическую зависимость (о-с) от времени, но не смогли обосновать это достаточно надежно.

В нашей работе мы попытались решить эту загадку, а также использовать наши ИК и архивные рентгеновские наблюдения системы для того, чтобы улучшить понимание ее физических свойств.

5.1 Эволюция орбитального периода и ее причины

Изменение орбитального периода Cyg X-3 изучалось многими авторами с 1975 года (см. Bhargava et al., 2017 и приведенные там ссылки). Полный список предыдущих публикаций на эту тему также приведен в Табл. 5.1. Предыдущие авторы использовали данные, полученные с разными рентгеновскими спутниками. Как правило, они покрывали весьма ограниченное число орбитальных циклов. Помимо этого, анализ затруднялся наличием сильной нерегулярной переменности системы. С другой стороны, инструмент ASM (All Sky Monitor) на борту спутника *RXTE* и рентгеновский телескоп *MAXI* на борту Международной космической станции обладают тем большим достоинством, что обеспечивали долговременный мониторинг Cyg X-3 на протяжении более, чем 22 лет. Мы используем данные этих и всех других доступных космических инструментов для улучшения нашего знания об эволюции периода системы.

5.1.1 Архивные данные

RXTE ASM

Инструмент ASM на борту спутника *RXTE* (Levine et al., 1996) включал три сканирующие камеры с большими полями зрения (FOV, $6^\circ \times 90^\circ$ у каждой камеры). Одна экспозиция длилась 90 с, после чего телескоп наводился на другую позицию. Мы скачали

кривую блеска Cyg X-3 в диапазоне 1.3 – 12 кэВ с помощью инструмента “Guest Observer Facility”, предоставляемого HEASARC (High Energy Astrophysics Science Archive Research Center¹). Общее число экспозиций составляет 97996, они покрывают период с января 1996 по декабрь 2011 гг. 1062 из них имеют отрицательные потоки из-за слабости объекта в эти моменты. Тем не менее, статистически неверно отбрасывать все отрицательные измерения при вычислении средней кривой блеска. Поэтому мы отбросили как ошибочные лишь измерения с сильно отрицательными величинами $cts + 1\sigma_{cts} < 0$ (cts – число квантов в секунду). Их число составило 266. Остальные измерения с отрицательными потоками (796) остались в общем массиве данных.

SUZAKU

Cyg X-3 наблюдалась на спутнике *SUZAKU* в ноябре 2006 г. на протяжении примерно 50 часов. Полезные для извлечения кривой блеска данные были получены с инструментами XIS (X-ray Imaging Spectrometers) XI0, XI1, XI3. Полное поле зрения инструментов составляет $18' \times 18'$. Однако эти конкретные наблюдения проводились в режиме быстрого считывания в окне размером $4.5' \times 18'$. Диапазон энергии составлял 0.2 – 12 кэВ. Исходные данные (event list, список событий) мы также скачали с сайта HEASARC. Инструментальная обработка проводилась с использованием пакета *Ftools*². Для того, чтобы увеличить отношение сигнал/шум, мы объединили кривые блеска, полученные по данным XI0 и XI3 (XI1 невозможно объединить с другими инструментами из-за сильно отличающейся функции отклика ПЗС). Кривая блеска включает 621 измерение.

MAXI SCAN-данные

Рентгеновский телескоп *MAXI* на борту Международной космической станции (МКС) является сканирующим телескопом, введенным в эксплуатацию в 2009 году (Matsuoka et al., 2009). Поля зрения двух его инструментов GSC и SSC ($1^\circ.5 \times 160^\circ$ и $1^\circ.5 \times 90^\circ$ соответственно) ориентированы длинной стороной перпендикулярно к орбите МКС и позволяют наблюдать много объектов одновременно в течение каждой орбиты МКС (около 90 мин). Прецессия орбиты МКС еще более расширяет доступную для наблюдений часть небесной сферы. Объект, находящийся на большом круге небесной сферы (по центру поля зрения), остается в поле зрения примерно 45 сек, объекты по бокам доступны более длительное время. Web-сайт *MAXI*³ предоставляет доступ к кривым блеска измеренных объектов, усредненным на различных интервалах, а также к так называемым данным SCAN (неусредненные данные, полученные в течение каждой орбиты МКС). Мы скачали

¹<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/>

²https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/ftools/ftools_menu.html

³<http://maxi.riken.jp/top/index.html>

с сайта *MAXI SCAN*-данные инструмента *GSC*. Эти данные покрывают период с 15 августа 2009 года по 24 марта 2018 года, и состоят из 25042 измерений блеска. Среди них, около 23000 измерений имеют экспозиции от 47 до 53 сек, а остальные – от 20 до 190 сек. Каждое измерение включает рентгеновские потоки в диапазонах 2 – 20, 2 – 4, 4 – 10, и 10 – 20 кэВ. В нашем исследовании изменений периода системы мы использовали измерения в полном диапазоне 2 – 20 кэВ.

AstroSat

Система Cyg X-3 наблюдалась на спутнике *AstroSat* в течение полутора дней в ноябре 2015 года. Полезные данные были получены инструментом *SXT* в диапазоне энергий 0.3 – 8 кэВ. Мы скачали кривую блеска, используя ссылку из работы *Bhargava et al. (2017)*. Число измерений составило 192.

Для всех архивных данных всех спутников моменты измерений были приведены к барицентру Солнечной системы.

5.1.2 Сегменты данных

Для исследования эволюции орбитального периода со временем нам необходимо определить точные моменты минимумов кривой блеска на протяжении большого временного интервала. Из-за наличия нерегулярной переменности и не слишком высокой точности отдельного измерения рентгеновского потока определение момента минимума в каждом орбитальном цикле не позволит получить требуемую точность. Кроме того, это не имеет большого смысла, поскольку орбитальный период меняется очень медленно, так что для регистрации изменений требуются моменты минимумов, отстоящие друг от друга на многие годы. Поэтому обычной практикой в такого рода исследованиях является получение одного момента минимума по серии орбитальных циклов, покрывающих некоторый временной интервал. В нашей работе мы также разбили все имеющиеся данные на относительно короткие временные интервалы (сегменты данных) и определяем один момент минимума внутри сегмента. Сегменты определялись по следующим правилам: (i) длина сегмента должна быть относительно небольшой (оптимально составлять 20 – 30 дней); (ii) внутри сегмента система должна находиться либо в высоком, либо в низком состоянии и не содержать переходов между ними; (iii) внутри сегмента не должно быть сильных вспышек, которые могут существенно повлиять на форму орбитальных кривых блеска.

Данные *SUZAKU* и *AstroSat* покрывают короткие временные интервалы и позволяют определить только один сегмент, и, следовательно, один момент минимума кривой блеска для каждого спутника. Руководствуясь описанными правилами, мы выбрали 65 сегментов данных для *RXTE ASM* и 88 сегментов данных для *MAXI*. Моменты наблюдений *RXTE ASM* распределены по времени неравномерно, иногда с довольно большими пропусками,

поэтому для этого спутника длина некоторых сегментов составляла до 50, и в отдельных случаях, до 90 дней. Для *MAXI* длина сегмента варьировалась от 15 до 30 дней.

5.1.3 Метод определения моментов рентгеновских минимумов и их ошибок

Поскольку период системы оставляет 4.8 ч, каждый сегмент данных содержит много орбитальных циклов. Момент минимума для данного сегмента определялся путем аппроксимации наблюдаемой кривой блеска внутри сегмента кривой-шаблоном. В качестве момента минимума выбиралась юлианская дата, соответствующая фазе минимума модельной (шаблонной) кривой блеска, наиболее близкой к средней юлианской дате сегмента. Первые авторы, которые занимались исследованиями изменения периода системы, в качестве шаблонной кривой блеска использовали синусоиду. Однако после работы van der Klis, Bonnet-Bidaud (1989), которые впервые представили среднюю кривую блеска системы, вычисленную по большому числу наблюдений, в качестве шаблона стали использовать эту среднюю кривую блеска, потоки которой нормированы на интервал [0-1]. Ее сдвиг по оси фаз подобран так, чтобы фаза минимума средней кривой совпадала с фазой минимума синусоиды. Это позволяет избежать систематического сдвига между старыми и более поздними определениями моментов минимумов. В наиболее общем случае модель имеет четыре свободных параметра: масштабирующий коэффициент для амплитуды кривой блеска, средний поток, текущая величина периода, и момент минимума кривой блеска для данного сегмента.

Большинство предыдущих авторов использовали алгоритмы минимизации суммы квадратов отклонений наблюдаемой кривой блеска от шаблонной и искали все четыре перечисленных параметра. Однако в двух последних работах на эту тему Singh et al. (2002), Bhargava et al. (2017) авторы использовали фиксированные значения текущих периодов. В первой из них использовалась постоянная величина периода для всех сегментов данных. Во второй использовались два метода: постоянный период или текущий период, найденный с использованием величины производной периода, определенной предыдущими авторами. В обоих случаях величина текущего периода в процессе аппроксимации данных моделью была фиксирована. Этот подход может приводить к систематическим ошибкам в определении моментов минимумов и недооценке их погрешностей, поскольку при поиске периода и момента минимума периодической функции эти величины могут коррелировать.

Нерегулярная переменность (в виде, например, вспышек разной амплитуды) приводит к тому, что в большинстве случаев значение χ^2 наилучшей модели заметно превышает число степеней свободы. В нашем исследовании типичное значение приведенной величины χ^2_ν составляло около 3, как и в большинстве предыдущих исследований. Поэтому формальные погрешности моментов минимумов, определяемые из диагональных элемен-

тов матрицы ковариаций (этот способ определения погрешностей основан на предположении, что отклонения данных от модели имеют нормальное распределение), недостоверны. Для того, чтобы преодолеть эту проблему, многие предыдущие авторы искусственно завышали погрешности данных так, чтобы χ^2_ν была равной единице и затем определяли погрешность σ момента минимума, используя правило $\Delta\chi^2 = 1$. Однако этот метод статистически некорректен. Он может использоваться только в случае, когда отклонения данных от модели распределены нормально, что определенно не выполняется в случае кривой блеска *Cyg X-3*. Поэтому даже завышение погрешности данных, описанное выше, приводит к недооценке погрешностей параметров. Некоторые авторы вместо этого метода меняли погрешность наблюдаемых данных, квадратично добавляя к ней фиксированную величину (например 0.002, Kitamoto et al., 1995), чтобы скомпенсировать систематическую компоненту отклонений данных от модели. Обоснованность такого подхода как минимум сомнительна.

Отметим, что Singh et al. (2002) и Bhargava et al. (2017) использовали другой метод для оценки погрешности моментов минимумов. Они искали наилучшее совпадение кривой-шаблона и наблюдаемой кривой блеска, кросс-коррелируя эти кривые и затем аппроксимируя пик в функции кросс-корреляции Гауссианой или параболой. Положение оптимальной Гауссианы/параболы принималось за момент минимума, а погрешность этого положения (то есть погрешность аппроксимации пика) – как погрешность момента. Эта процедура оценки погрешности является некорректной. Очевидно, что погрешность аппроксимации пика функции кросс-корреляции Гауссианой/параболой не имеет отношения к погрешности положения самого пика. Забегая вперед, скажем, что найденные нами погрешности моментов минимумов для тех же данных, превышают погрешности в цитированных работах примерно в два раза.

Подводя итоги, можно сказать, что аппроксимация наблюдаемой кривой блеска моделью с использованием фиксированной величины текущего периода может приводить к систематическим ошибкам моментов минимумов. Использование искусственного изменения погрешности входных данных так, что приведенное значение $\chi^2_\nu = 1$, и правила $\Delta\chi^2 = 1$, приводит к недооценке погрешности моментов из-за не гауссовских отклонений наблюдаемой кривой блеска от шаблонной. Использование погрешности аппроксимации пика функции кросс-корреляции Гауссианой/параболой в качестве погрешности моментов минимумов попросту неверно. По этим причинам мы не только добавили к набору моментов минимумов, известному из литературы, до сих пор не использовавшиеся никем данные *MAXI* и *SUZAKU*, но и заново переанализировали данные *RXTE ASM* и *AstroSat* вместо того, чтобы принять моменты минимумов, представленные в цитированных работах. В процессе аппроксимации наблюдений шаблонной кривой блеска мы рассматривали все четыре параметра, перечисленные выше, как свободные. Минимизация невязок между шаблонной и наблюдаемой кривыми блеска проводилась с использованием метода

Нелдера-Мида (Nelder, Mead, 1965).

Для того, чтобы оценить погрешность момента минимума в данном сегменте, мы использовали вариант метода Монте Карло, известный как *Bootstrapping*⁴ (Davison, Hinkley, 1997), в его версии “перемешивания невязок” (*resampling residuals*). Метод состоит в следующем.

1. Обозначим входные данные, которые нужно аппроксимировать, x_i, y_i , где x_i – независимая переменная, $i = 1, \dots, n$.
2. Путем минимизации невязок находим и сохраняем модельные значения функции y_i^f и невязки $r_i = y_i - y_i^f$.
3. Создаем новый синтетический набор данных путем добавления к y_i^f случайно выбранного значения из массива невязок: $y_i^s = y_i^f + r_j$, где j выбираются случайным образом из списка $(1, \dots, n)$ для каждого i .
4. Повторяем оптимизацию модели, используя в качестве входных данных только что созданный синтетический набор y_i^s и сохраняем полученные оптимальные значения параметров.
5. Повторяем шаги 3 и 4 большое число раз N .

После завершения симуляций полученные N величин каждого параметра модели позволяют сформировать эмпирическое распределение вероятностей и оценить его характеристики, например, среднеквадратичное отклонение и т.п. Достоинством метода является то, что он не требует, чтобы отклонения данных от модели подчинялись Гауссовскому распределению. Единственным требованием является то, что распределение вероятностей отклонений не слишком менялось в окрестности точки пространства параметров, соответствующей истинным значениям параметров. Конечно, полученные таким образом оценки погрешностей параметров все еще базируются на предположении, что модель принимается⁵.

Наши численные эксперименты показали, что 2000 симуляций достаточно для получения оценок σ для момента минимума и периода. Дальнейшее увеличение числа симуляций не влияет на значения σ . На Рис. 5.1 показан пример использования метода для одного из

⁴В буквальном переводе “поднимать себя за шнурки ботинок”, аналогично русскому выражению “поднимать себя за волосы”.

⁵На первый взгляд может показаться, что описанный метод является неким жульничеством – мы получаем что-то из ничего (оценки погрешностей, не добавляя никаких реальных новых выборок данных). По этой причине первоначальное отношение исследователей к методу было скептическим, что отражает его название. Однако авторы цитированной работы Davison, Hinkley (1997) доказали его статистическую корректность, и метод довольно широко используется в современных исследованиях.

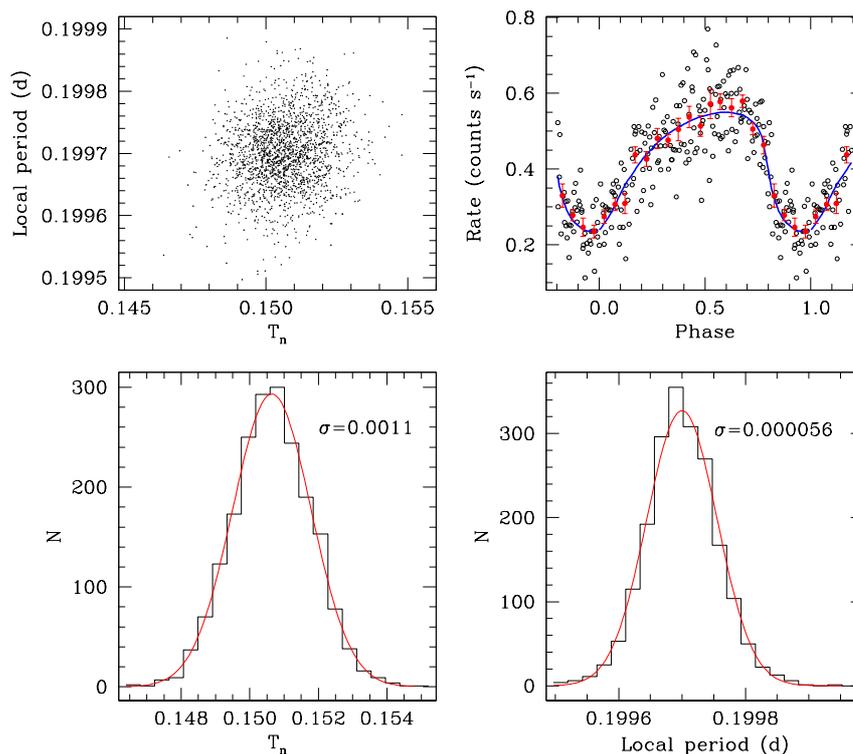


Рис. 5.1: Пример применения метода *Bootstrapping resampling residuals* для сегмента данных *MAXI*. Вверху слева: распределение моментов минимума T_n и периодов; каждая из 2000 точек представляет собой результаты аппроксимации одной синтетической кривой блеска. Целая часть T_n в разметке оси опущена, чтобы избежать загромождения рисунка. Вверху справа: наблюдаемая кривая блеска (открытые кружки, погрешности наблюдаемых данных не показаны, чтобы избежать загромождения рисунка), средняя наблюдаемая кривая блеска (сплошные кружки), и оптимальная шаблонная кривая блеска (сплошная линия). Внизу слева: эмпирическое распределение функции вероятностей момента минимума (гистограмма). Внизу справа: то же самое для локального периода. Сплошные линии на нижних панелях показывают Гауссовские функции, среднее и σ которых вычислены по данным 2000 симуляций.

сегментов данных *MAXI*. В большинстве случаев (около 70% всех сегментов) эмпирическое распределение вероятностей близко к Гауссовскому, типичные значения избыточного эксцесса (excess kurtosis) находятся в диапазоне от 0 до ~ 0.5 .

Отметим, что альтернативным вариантом версии “перемешивания невязок” метода “*Bootstrapping*” является версия “перемешивание величин” (*case resampling*). Его отличием является то, что синтетический набор данных генерируется не с помощью перемешивания невязок, а посредством случайной замены самих точек данных. Эта версия подходит для случаев, когда обе входные величины x_i, y_i являются случайными переменными. Если независимая переменная известна с хорошей точностью (как время в нашем случае), версия *case resampling* сопровождается потерей информации в каждом синтетическом наборе. Другим недостатком является чувствительность этой версии к конкретному распределе-

Таблица 5.1: Моменты рентгеновских минимумов и номера орбитальных циклов.

Момент T_n (MJD)	$\sigma(T_n)$ (дней)	Номер цикла	Ссылка
40949.4201 ^a	0.0162	0	1
40987.1629	0.0037	189	1
40987.9555	0.0064	193	1
40991.1625	0.0092	209	1
41022.4995 ^a	0.0140	366	1

Примечание 1. ^a: Оригинальная статья содержит опечатку в этом числе; исправлено в Elsner et al. (1980).

Примечание 2. Легенда для ссылок: (1) Leach et al., 1975; (2) Mason, Sanford, 1979; (3) Parsignault et al., 1976; (4) Manzo, Molteni, Robba, 1978; (5) Lamb, Dower, Fickle, 1979; (6) Elsner et al., 1980; (7) van der Klis, Bonnet-Bidaud, 1981; (8) van der Klis, Bonnet-Bidaud, 1989; (9) Kitamoto et al., 1987; (10) Kitamoto et al., 1992; (11) Kitamoto et al., 1995; (12) Singh et al., 2002; (13) Текущее исследование.

Примечание 3. Полная таблица доступна в электронном виде по адресу <https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/J/ApJ/871/244\#/article>. Здесь показаны только первые несколько строк для иллюстрации ее формата и содержимого.

нию данных и фаз, которые определяют параметры аппроксимации. С другой стороны, если число точек данных велико и независимая переменная более-менее равномерно распределена в ее области определения (в нашем случае в интервале фаз $[0 - 1]$), результаты *case resampling* должны быть похожи на результаты версии *resampling residuals*. Для проверки наших результатов мы переобработали все данные с использованием версии *case resampling*. Для большинства сегментов данных погрешности моментов минимумов в двух вариантах расчетов отличаются на $1 - 2\%$. Однако для ряда сегментов эмпирические распределения вероятностей для параметров в версии *case resampling* сильно отличались от Гауссовского (например, включали два пика) из-за особенностей распределения наблюдаемых точек по фазам. Версия *resampling residuals* в этих случаях обеспечивала более согласованные результаты. Учитывая эти обстоятельства, мы в качестве погрешностей моментов минимумов приняли те, что были получены в версии метода *resampling residuals*.

В Табл. 5.1 показаны все моменты минимумов и номера орбитальных циклов, собранные из литературы (115 величин) и определенные в нашем исследовании (155 величин).

5.1.4 Изменение периода

В Табл. 5.2 показаны результаты аппроксимации моментов минимумов рентгеновской кривой блеска Cyg X-3 в различных моделях. Некоторые модели показаны на Рис. 5.2. Как и в предыдущих исследованиях различных авторов, мы начали аппроксимацию с линейной, квадратичной, и кубической моделей. Первая соответствует гипотезе постоянного периода, вторая – гипотезе линейного по времени изменения периода, третья – гипотезе

Таблица 5.2: Эфемериды в различных моделях.

1. Линейная эфемерида: $T_n = T_0 + Pn$ $\chi^2 = 120737$ для 268 d.o.f. $T_0 = 40949.31479 \pm 0.00021$ MJD $P = 0.1996895309 \pm 0.0000000037$ д
2. Квадратичная эфемерида: $T_n = T_0 + P_0n + cn^2$ $\chi^2 = 931.3$ для 267 d.o.f. $T_0 = 40949.39010 \pm 0.00031$ MJD $P_0 = 0.199684599 \pm 0.000000015$ д $c = (5.60 \pm 0.02) \times 10^{-11}$ д $\dot{P} = (5.61 \pm 0.02) \times 10^{-10}$
3. Кубическая эфемерида: $T_n = T_0 + P_0n + cn^2 + dn^3$ $\chi^2 = 931.1$ для 266 d.o.f. $T_0 = 40949.39028 \pm 0.00054$ MJD $P_0 = 0.19968458 \pm 0.000000056$ д $c = (5.66 \pm 0.14) \times 10^{-11}$ д $d = (-3.98 \pm 9.8) \times 10^{-18}$ д $\dot{P} = (5.67 \pm 0.14) \times 10^{-10}$
4. Квадратичная эфемерида без данных Leach et al. (1975): $\chi^2 = 768.3$ для 267 d.o.f. $T_0 = 40949.38955 \pm 0.00031$ MJD $P_0 = 0.199684622 \pm 0.000000015$ д $c = (5.58 \pm 0.02) \times 10^{-11}$ д $\dot{P} = (5.59 \pm 0.02) \times 10^{-10}$
5. Квадратичная + синусоидальная эфемерида без данных Leach et al. (1975): $T_n = T_0 + P_0n + cn^2 + a_s \sin(2\pi/P_s(n - n_{0s}))$ $\chi^2 = 491.9$ для 252 d.o.f. $T_0 = 40949.39077 \pm 0.00002$ MJD $P_0 = 0.199684578 \pm 0.000000002$ д $c = (5.620 \pm 0.002) \times 10^{-11}$ д $\dot{P} = (5.629 \pm 0.002) \times 10^{-10}$ $a_s = 0.00205 \pm 0.00001$ д $P_s = 28888 \pm 40$ орбитальных циклов (15.79 ± 0.02 лет) $n_{0s} = 50621 \pm 29$

наличия второй производной периода по времени. Некоторые из предыдущих авторов (например, Kitamoto et al., 1995) утверждали, что кубическая модель обеспечивает лучшую аппроксимацию по сравнению с квадратичной. Наши результаты ясно показывают, что это не так (см. Табл. 5.2 и Рис. 5.2). Из рисунка становится немедленно очевидным, что отклонения (о-с) для квадратичной модели носят синусоидальный характер, за исключением 12 точек, находящихся в самом начале массива данных по времени. Эти точки показывают сильные отклонения во всех моделях, что также было очевидно во всех предыдущих исследова-

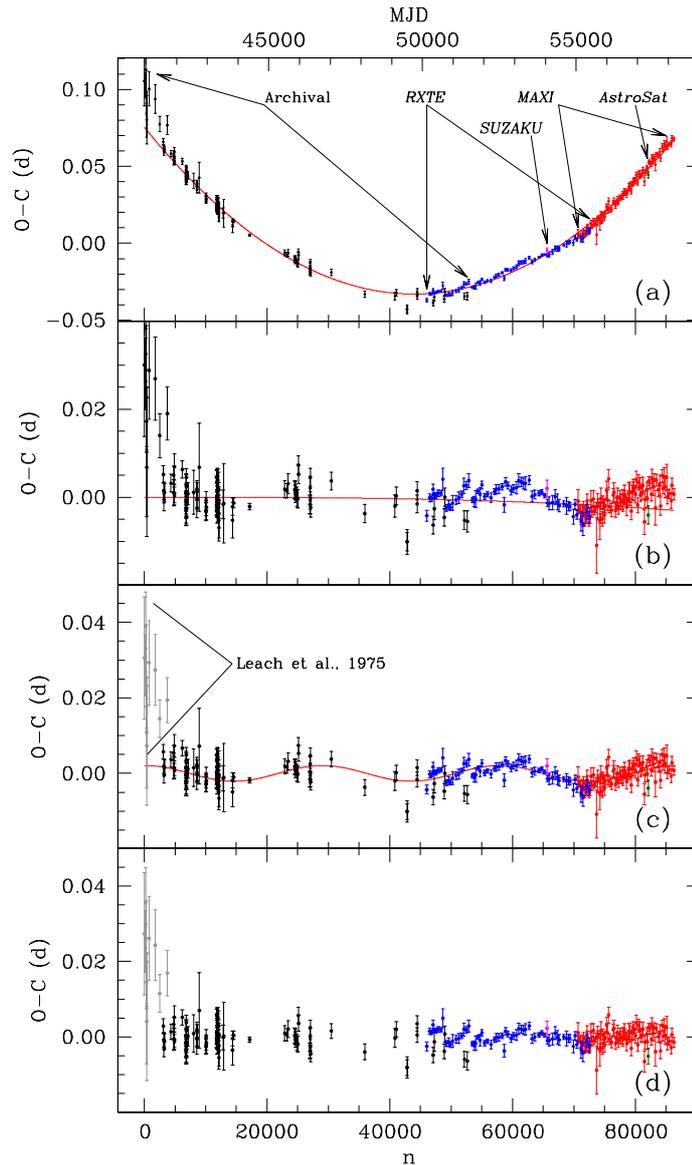


Рис. 5.2: Различные модели аппроксимации моментов рентгеновских минимумов Cyg X-3. По горизонтальной оси внизу показаны номера орбитальных циклов, вверху – модифицированные юлианские даты. Архивные данные показаны черными точками, данные *RXTE* ASM – синими точками, данные *MAXI* – красными точками, данные *SUZAKU* и *AstroSat* (по одной точке) – сиреневой и зеленой точками. (a): Отклонения наблюдаемых моментов от теоретических (o-c) для модели 1. Сплошная линия показывает аппроксимацию (квадратичный член) в модели 2. Стрелками показаны интервалы наблюдений по времени, покрываемые архивными данными и текущим исследованием. (b): Отклонения (o-c) квадратичной части для модели 3. Красная сплошная линия показывает кубический член модели. (c): Отклонения (o-c) квадратичной части для модели 5. Красная сплошная линия показывает синусоидальный член модели. (d): Отклонения (o-c) для модели 5. Данные Leach et al. (1975), не использованные при оптимизации моделей, показаны светло-серым цветом.

дованиях других авторов. Они взяты из работы Leach et al. (1975), одной из первых работ на данную тему. Авторы работы определили эти моменты минимумов, аппроксимируя наблюдаемую рентгеновскую кривую блеска *Uhuru* синусоидальной функцией. Поскольку они показывают явные систематические отклонения от любой модели, мы повторили оптимизацию в квадратичной модели с включением и без синусоидального члена, исключив данные Leach et al. (1975). Отметим, что величины χ^2 для всех моделей, в особенности линейной, квадратичной, и кубической, заметно больше соответствующих чисел степеней свободы (d.o.f.), так что погрешности параметров моделей 1 – 4, представленные в Табл. 5.2, и основанные на вычислении матрицы ковариаций, следует рассматривать с осторожностью.

Для того, чтобы аппроксимировать отклонения (о-с) от квадратичной модели, видимые на Рис. 5.2, мы использовали модель 5, включающую сумму квадратичной модели и синусоидального члена:

$$T_n = T_0 + P_0 n + cn^2 + a_s \sin\left(\frac{2\pi}{P_s}(n - n_{0s})\right),$$

где $c = P_0 \dot{P}/2$, a_s – амплитуда синусоидальной функции, P_s – период этой функции, n_{0s} – начальная эпоха синусоидальной функции (заданная как номер орбитального цикла). Синусоидальный член этой модели показан на Рис. 5.2(с) (оптимизация модели проводилась без учета данных Leach et al., 1975). Параметры модели приведены в Табл. 5.2. Величина χ^2 для этой модели намного меньше, чем для всех остальных, включая квадратичную, но все еще слишком велика, чтобы формально принять ее. По этой причине формальные погрешности параметров модели, полученные с использованием матрицы ковариаций, недооценены. Для того, чтобы определить более реалистичные значения погрешностей, мы (только для этой модели) использовали тот же метод *Bootstrapping resampling residuals*, что был использован выше при определении моментов минимумов. Эти погрешности приведены в Табл. 5.2.

По крайней мере часть остающихся отклонений (о-с) для модели 5 на Рис. 5.2(d) являются резкими скачками. Именно это является причиной того, что величина χ^2 даже для этой модели все еще заметно больше числа степеней свободы. Причина появления скачков будет прояснена ниже.

5.1.5 Природа синусоидальной компоненты в эволюции орбитального периода

Из теоретических соображений, синусоидальная компонента в изменении орбитального периода может объясняться тремя механизмами:

1. Периодические изменения скорости потери массы звездой WR.

2. Апсидальное вращение.
3. Присутствие третьего тела.

Первая гипотеза отвергается простыми численными оценками. Хотя ветер звезды WR в Cyg X-3 вероятно не является сферически-симметричным, мы можем грубо оценить связь \dot{P} и \dot{M} , используя известные соотношения для сферически-симметричного случая $2\dot{M}/M = \dot{P}/P$, где M – общая масса системы, а P – ее орбитальный период. Предположим, что скорость потери массы звездой WR меняется периодически $\dot{M}(n) = \dot{M}_0 + a_{\dot{M}} \sin(2\pi/P_s(n - n_{0s}))$. После простых алгебраических преобразований получим ожидаемую амплитуду синусоидальных отклонений от квадратичной эфемериды

$$a_s[\text{д}] = \frac{P_0[\text{д}]P_s[\text{годы}]}{\pi M[M_\odot]} a_{\dot{M}}[M_\odot/\text{год}]$$

Подставляя сюда величины из Табл. 5.2 и характерную величину $M = 15M_\odot$, получим $a_{\dot{M}} \simeq 0.03M_\odot/\text{год}$. Это означает, что для объяснения наблюдаемой синусоидальной переменности орбитального периода звезда WR должна менять скорость потери массы на $0.03M_\odot/\text{год}$, что на много порядков величины превышает саму скорость потери массы ($\sim 10^{-5}M_\odot/\text{год}$). Можно использовать более точные оценки, включающие, например, учет аккреции вещества ветра WR на компактный объект (Tout, Hall, 1991), но они дадут приблизительно такой же результат. Аккреция вещества из ветра может происходить либо через прямой захват, либо посредством так называемого “сфокусированного ветра” (Koljonen, Massarone, 2017). В первом случае, только очень малая часть (≤ 0.01) углового момента донора (звезды WR) аккрецируется на компактный объект. Во втором случае, в экстремальном пределе величина этой доли может достигать 0.2 (Koljonen, Massarone, 2017). Это означает, что даже в этом пределе изменение простой оценки, показанной выше, будет составлять максимум 20%. Помимо прочего, гипотеза периодического изменения \dot{M} предполагает существование механизма реализации таких изменений внутри звезды WR. Подобные механизмы в настоящее время неизвестны.

Вторая гипотеза, с учетом имеющихся данных, может быть верифицирована тремя способами. Во-первых, можно использовать известную формулу для амплитуды изменений периода апсидального вращения (Batten, 1973, стр. 88) $a_s \simeq eP/\pi$. Используя наши величины a_s и P , мы получаем разумную величину эксцентриситета системы $e \simeq 0.033$. В литературе отсутствуют указания на то, что орбита Cyg X-3 может быть эксцентричной. Полученная маленькая оценка этому не противоречит. Во-вторых, там же на стр. 124 дана формула (2) для отношения орбитального и апсидального периодов. Хотя входные величины в этой формуле (отношение масс компонент, параметр сжатия и радиус WR) неизвестны точно, можно использовать их предельные оценки (например, предельные радиусы гелиевого ядра звезды WR 1 и $2R_\odot$). Оценочный диапазон возможного периода

апсидального вращения из этих оценок составляет 140 д—12 лет. Такие небольшие для апсидального вращения периоды не удивительны, поскольку система является экстремально тесной. Наш период составляет около 16 лет, что, учитывая приблизительность теоретических оценок, не противоречит эти оценкам. В-третьих, расстояние между орбитальными фазами двух затмений в двойной системе с апсидальным движением меняется в течение апсидального цикла. Из небесной механики известно, что максимальное изменение составляет $2e(1 + \operatorname{cosec}^2 i)/\pi$. Подставляя найденную потенциальную величину e и $i = 43^\circ$ (Zdziarski, Mikolajewska, Belczynski, 2013), получим максимальное изменение ~ 0.07 . Хотя на кривой блеска Cyg X-3 не наблюдается вторичного затмения, полученная нами величина дает представление о потенциальном фазовом масштабе переменности кривой блеска. Эта величина довольно мала, так что такая переменность, даже если присутствует, может легко остаться незамеченной. Мы заключаем, что гипотеза апсидального вращения не может быть отвергнута имеющимися на настоящий момент данными.

Обратимся к оценке параметров конфигурации потенциального третьего тела. Расстояние от тесной двойной системы до центра масс предполагаемой тройной системы определяется световым уравнением $a_1 \sin i = ca_s$, которое приводит к $a_1 = 1.08 \times 10^{13}$ см (около 0.72 а.е.). Принимая упрощающие предположения о том, что (i) орбита третьего тела лежит в той же плоскости, что орбита тесной системы, (ii) орбита третьего тела круговая, (iii) полная масса двойной системы (WR+C) равна $15M_\odot$, из третьего закона Кеплера получаем $M_3 \simeq 0.7M_\odot$, расстояние от третьего тела до центра масс тройной системы $a_2 \simeq 16$ а.е. Отношение a_2 к размеру орбиты тесной системы $\sim 3.5R_\odot$ весьма велико и характерно для иерархической тройной системы. Таким образом, гипотеза третьего тела также не отвергается имеющимися данными.

5.1.6 Скачкообразные изменения (о-с)

Отклонения (о-с) на Рис. 5.2(a,d) демонстрируют внезапные скачки в интервале дат MJD 50000 – 54000. Увеличенная часть панели (а) в этом интервале показана на верхней панели Рис. 5.3. Отметим, что такие же скачки присутствуют на рисунках в работе Singh et al. (2002), хотя там они не так очевидны из-за того, что авторы использовали меньшее число данных *RXTE* ASM.

Любые физические объяснения скачков (о-с) должны быть неизбежно связаны с изменениями углового момента системы, например, из-за изменения скорости потери массы звездой WR. Отметим, что уменьшение \dot{M} не может привести к уменьшению периода, а лишь к его увеличению с меньшей скоростью. Уменьшение \dot{M} может привести лишь к кажущемуся уменьшению периода, если период непосредственно перед скачком вниз был переоценен. Однако простые оценки показывают, что для того, чтобы получить наблюдаемый эффект, даже если \dot{M} падает до нуля, величина периода перед внезапным падением

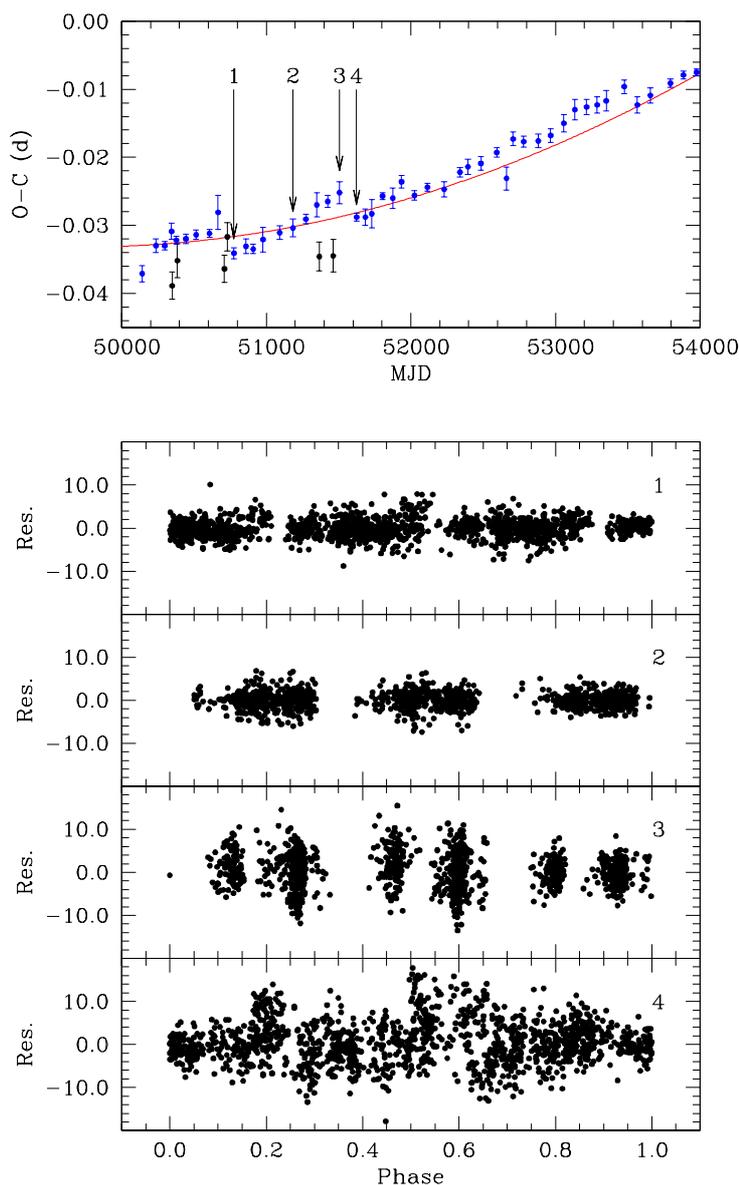


Рис. 5.3: Скачкообразные изменения (о-с) с Рис. 5.2(а) и покрытие орбитальных фаз данными *RXTE* ASM. Вверху: увеличенная часть Рис. 5.2(а). Внизу: разница между наблюдаемыми кривыми блеска и шаблонами для сегментов данных, использовавшихся при определении моментов минимумов точек, показанных стрелками на верхнем рисунке.

должна быть переоценена примерно на 10^{-6} д. Это число на три порядка больше погрешности периода, полученной в нашей работе, и потому совершенно не реалистично. Можно также спекулятивно предположить, что скачкообразное падение периода могло бы быть вызвано отдельным блобом (сгустком) вещества, покидающим систему в джете, создавая тем самым скачок углового момента. Поскольку скорость джетов составляет примерно половину скорости света (Martí, Paredes, Peracaula, 2001), масса блоба может быть не слишком большой. Тем не менее, простые оценки, основанные на ориентации джетов (Zdziarski et al., 2018) показывают, что для того, чтобы объяснить наблюдаемые скачки,

масса блока должна составлять примерно $10^{-7} M_{\odot}$. Скорость потери массы в ветре звезды WR составляет около $10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$, темп аккреции, вероятно, менее 0.01 от этой величины. Таким образом, представляется невероятным, что такой блок может иметь массу, равную массе, аккрецирующей на компактный объект в течение года.

Истинная причина скачков (о-с) становится ясна из рассмотрения кривых блеска внутри сегментов данных, по которым определялись моменты минимумов вблизи скачков. На Рис. 5.3 показаны отклонения (о-с) для нескольких сегментов данных. Заметим, что фазовое покрытие в сегменте данных номер 4 (сразу после скачка) почти равномерное. С другой стороны, в фазовом покрытии кривой блеска сегмента 3 (непосредственно до скачка) имеется несколько пробелов. Вид кривых блеска в сегментах данных, соответствующих одному “зубу” наблюдаемой “пилы” в интервале $\text{MJD} \sim 50800 - 51500$, показывает, что пробелы в фазовом покрытии кривой блеска сегмента прогрессивно увеличиваются со временем (сегменты 1-3). Как следствие, в процессе подбора оптимальной кривой-шаблона внутри сегмента, пропущенные участки кривой блеска не участвуют в оптимизации, что приводит к появлению систематических сдвигов в параметрах оптимальной модели (включая момент минимума), прогрессивно увеличивающихся со временем. Таким образом, наблюдаемые пилообразные скачки являются артефактом и связаны с временным распределением наблюдений *RXTE* ASM в интервале дат $\text{MJD} 50000 - 54000$. Эти скачки также частично объясняют тот факт, что величина χ^2 для модели 5 все еще больше, чем число степеней свободы.

Для того, чтобы проверить чувствительность параметров наших моделей к этим пилообразным изменениям (о-с), мы повторили их оптимизацию, исключив все моменты минимумов *RXTE* ASM, найденные по сегментам данным с пробелами в фазах. Полученные в результате параметры моделей в пределах погрешностей согласуются с теми, которые приведены в Табл. 5.2.

5.1.7 Заключение

Добавив к 115 моментам минимумов рентгеновской кривой блеска Cyg X-3, известным из литературы, еще 155 моментов, определенных в нашей работе, мы смогли окончательно разрешить вопрос о характере и причинах эволюции орбитального периода системы, который оставался нерешенным в течение десятков лет. Результатом нашей работы стали наиболее точные на настоящий момент эфемериды системы.

Мы не подтвердили существование второй производной орбитального периода (кубическая модель), предлагавшееся некоторыми предшествующими авторами. Вместо этого мы показали, что долговременные изменения периода могут быть описаны суммой квадратичной и синусоидальной функций. Период синусоидальной переменности составляет 15.79 лет. Она может объясняться либо апсидальным вращением в системе с небольшим

эксцентриситетом $e \simeq 0.03$, либо присутствием третьего тела массой около $0.7M_{\odot}$, расположенного на расстоянии около 16 а.е. от тесной двойной системы.

Пилообразные изменения на графике (о-с) в интервале дат MJD 50000 – 54000 вызваны временным распределением наблюдений *RXTE* ASM. Влияние этих скачков на параметры изменения периода незначительно.

5.2 Структуры в ветре WR по ИК и рентгеновским наблюдениям

Как было отмечено в начале данной главы, средняя рентгеновская кривая блеска Cyg X-3 является весьма стабильной и содержит один минимум. В целом она напоминает синусоиду, но несколько асимметрична. Наиболее очевидно асимметрия проявляется в том, что вход в минимум кривой блеска является более крутым, чем выход из него. Поскольку геометрические затмения компактного рентгеновского источника явно отсутствуют, угол наклона орбиты не может быть большим. Переменность рентгеновского потока на качественном уровне традиционно объяснялась переменным поглощением рентгеновского излучения компактного объекта в ветре звезды WR в процессе движения по орбите. Zdziarski et al. (2012) использовали это представление в попытке описать кривую блеска в простой модели поглощения рентгеновского излучения в сферически-симметричном ветре WR. Хотя эта модель не может описать асимметрию кривой блеска, были получены значения некоторых параметров, которые могут рассматриваться как грубое приближение.

По мере увеличения числа наблюдательных данных средняя рентгеновская кривая блеска становилась все более точной. В частности, было показано, что на орбитальной фазе 0.4 в кривой блеска присутствует депрессия (или даже небольшой минимум, это зависит от примененного алгоритма фильтрации нерегулярной переменности) по сравнению с ожидаемым уровнем блеска для модели поглощения в сферическом ветре WR. Vilhu, Hannikainen (2013) объяснили депрессию поглощением рентгеновского излучения точечного рентгеновского источника, положение которого совпадает с положением компактного объекта, в плотном облаке блобов, которое может образовываться из-за взаимодействия релятивистских джетов с ветром WR (так называемый “clumpy trail”, хвост из “блобов”). Такое название было использовано потому, что в предлагаемом механизме джеты стимулируют образование на некотором расстоянии в ветре WR образование блобов, которые затем продолжают свой полет в ветре по радиусу от звезды WR и постепенно рассасываются. В результате в процессе орбитального движения за джетами, сохраняющими свою пространственную ориентацию, должен образовываться постепенно затухающий “хвост” из блобов. При наблюдаемой ориентации джетов и ожидаемых параметрах орбиты этот “хвост” пересекает луч зрения от рентгеновского источника к наблюдателю в районе фазы

0.4, что и объясняет депрессию.

В ИК диапазоне основной минимум кривой блеска находится на тех же фазах, что в рентгеновской области. van Kerkwijk (1993) and van Kerkwijk et al. (1996), обнаружившие, что оптическим компонентом системы является звезда WR, объяснили ее ИК поток свободно-свободным излучением ветра WR. Поскольку ветер состоит из “горячей” (облучаемой рентгеновским источником) и “холодной” (находящейся в тени звезды WR) частей, переменность ИК потока эти авторы объяснили меняющейся по отношению к наблюдателю ориентацией горячей и холодной частей ветра WR в процессе орбитального движения. Следует отметить, что кривые блеска были получены в этих работах из абсолютной спектрофотометрии путем интегрирования наблюдаемых ИК спектров по свободным от линий интервалам длин волн, и весьма неточны. Последовавшие ИК наблюдения были в основном также спектроскопическими, и лишь несколько – фотометрическими. Matz et al. (1996) получили *ЖНК* фотометрию на интервале времени, чуть меньшем одного орбитального периода. Fender et al. (1996) провели фотометрические наблюдения в нескольких полосах в течение одного наблюдения, продолжавшегося между фазами 0.7 и 0.8. Koch-Miramond et al. (2002) сконструировали одну кривую блеска в интервале длин волн $2.4 - 12\mu\text{m}$ и в интервале фаз 0.83 – 1.04 из своих спектрофотометрических наблюдений.

Мы решили восполнить недостаток фотометрических наблюдений. Учитывая сильную нерегулярную переменность системы, для получения хорошей средней кривой блеска необходимо было пронаблюдать серию полных кривых блеска, покрывающих весь орбитальный цикл. Эта задача облегчалась коротким периодом (полную кривую блеска можно было записать в течение одной ночи) и доступностью для нас ИК детектора ASTRONIRCAM на 2.5 м телескопе Кавказской Горной Обсерватории (КГО) ГАИШ МГУ. Целями исследования было выяснить, как кривая блеска в ИК диапазоне меняется от одного орбитального цикла к другому, насколько стабильна средняя кривая блеска, а также, используя средние рентгеновские и ИК кривые блеска, попытаться получить новую полезную информацию о системе.

5.2.1 ИК наблюдения и архивные рентгеновские данные

ИК фотометрия Cyg X-3 проводилась в 2016 и 2017 гг на 2.5 м телескопе КГО ГАИШ МГУ. Телескоп оборудован ИК детектором ASTRONIRCAM (Nadjip et al., 2017). Он был использован в фотометрическом режиме. Наблюдения проводились в фильтрах *ЖНК*, созданных в фотометрической системе обсерватории Мауна Кеа (*МКО*). Всего было получено 14 ночей наблюдений. В большинстве случаев в каждую ночь мы зарегистрировали полные кривые блеска в течение всего орбитального цикла (~ 4.8 ч), за исключением нескольких ночей, когда это не удалось сделать из-за погодных условий. Также, для того, чтобы зарегистрировать возможную быструю переменность, в течение 11 ночей из 14

проводились наблюдения только в JK (8 ночей) или в J (3 ночи) фильтрах.

К полученным данным была применена стандартная процедура инструментальной обработки: вычитание bias, коррекция за плоское поле. После этого была выполнена апертурная фотометрия. Дифференциальные величины были получены по отношению к звезде сравнения 2MASS c1 = J20322359+4057156 ($J_{MCO} = 12.283$, $H_{MCO} = 11.700$, $K_{MCO} = 11.495$). Величины JHK звезды c1 в фотометрической системе MCO были получены трансформацией из величин 2MASS (Leggett et al., 2006) в сочетании с дополнительными поправками, используя близлежащие яркие звезды J20322573+4058063, J20322766+4057111, и J20322807+4057424. Для контроля отсутствия переменности c1 использовались две дополнительные контрольные звезды из того же поля зрения с цветами, похожими на цвета *Cyg X-3*.

Отношение сигнал/шум для всех измерений во всех фильтрах, для *Cyg X-3* и звезд сравнения было выше 200. Однако главным источником погрешностей дифференциальных величин является неточность плоского поля. Во-первых, в фильтре K плоское поле зависит от температуры различных частей телескопа и его монтировки, положение которых меняется в течение ночи. По этой причине, мы были вынуждены определять плоское поле по самим кадрам с наблюдениями звезд, отфильтровывая изображения последних. Во-вторых, HgCdTe детектор камеры страдает от эффекта послесвечения. Для того, чтобы минимизировать этот эффект и облегчить построение плоских полей, каждая экспозиция состояла из серии коротких вспомогательных экспозиций, между которыми телескоп сдвигался на $5''$. Тем не менее, послесвечение оставляет следы на кадрах плоского поля, увеличивая его погрешность. Мы не выполняли исправление наблюдений за атмосферную экстинкцию. Относительно небольшая ширина фильтров JHK , малое поглощение атмосферы в ближнем ИК диапазоне, наличие звезды сравнения и контрольных звезд в поле зрения и отсутствие сильных атмосферных абсорбционных линий внутри полос фильтров приводят к очень малым поправкам за атмосферную экстинкцию (в нашем случае меньше 0.01 звездной величины). Окончательная погрешность дифференциальных звездных величин была оценена по разбросу величин контрольных звезд и составляет ~ 0.02 , ~ 0.02 , и ~ 0.01 в фильтрах JHK соответственно.

Журнал наблюдений показан в Табл. 5.3. Последний столбец содержит число индивидуальных измерений блеска в течение ночи в каждом фильтре. Общее число измерений составило 2790, 413, 1709 в фильтрах JHK соответственно. Измеренные дифференциальные величины (var-c1) представлены в Табл. 5.4, 5.5, 5.6. Моменты наблюдений приведены к барицентру Солнечной системы.

Кривые блеска системы в различных фильтрах, свернутые с орбитальным периодом, показаны на Рис. 5.4-5.6. Кривые блеска в фильтре J для всех ночей наблюдений показаны на Рис. 5.4. На Рис. 5.5, 5.6 показаны кривые блеска и цветов для тех ночей, когда наблюдения покрывали полный орбитальный цикл и проводились более, чем в одном филь-

Таблица 5.3: Журнал наблюдений Cyg X-3.

Дата ГГГГММДД	Фильтры	Продолжит. набл. (д)	Число экспоз.
20160613	<i>J/K</i>	0.25	275/263
20160715	<i>J/K</i>	0.21	196/178
20160717	<i>J/K</i>	0.09	107/99
20160718	<i>J/K</i>	0.03	42/40
20161103	<i>J/K</i>	0.11	139/130
20161106	<i>J/K</i>	0.20	229/215
20161107	<i>J</i>	0.04	56
20161108	<i>J/K</i>	0.11	147/144
20170501	<i>J/K</i>	0.19	227/228
20170911	<i>J/H/K</i>	0.17	83/83/88
20170912	<i>J/H/K</i>	0.27	148/152/146
20170913	<i>J</i>	0.25	447
20170915	<i>J</i>	0.26	514
20170920	<i>J/H/K</i>	0.21	180/178/178

Таблица 5.4: Фотометрия в фильтре *J*. Таблица 5.5: Фотометрия в фильтре *H*. Таблица 5.6: Фотометрия в фильтре *K*.

MJD	var-c1
57552.772406	2.963
57552.772866	2.978
57552.773323	2.983
57552.773780	2.917
57552.774238	2.926

MJD	var-c1
58007.812930	1.323
58007.813360	1.338
58007.813795	1.336
58007.814254	1.343
58007.814689	1.351

MJD	var-c1
57552.777295	0.407
57552.777504	0.410
57552.777718	0.395
57552.777932	0.413
57552.778146	0.391

Примечание. Полные таблицы доступны в электронном виде по адресу <https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/J/ApJ/926/123>. Здесь показаны только первые несколько строк для иллюстрации их формата и содержимого.

тре. Орбитальные фазы вычислялись с использованием наилучших эфемерид в модели 5 из раздела 5.1. Поскольку измерения в различных фильтрах неизбежно проводились в слегка отличающиеся моменты времени, очень короткие вспышки могут приводить к искусственному изменению цветов в соответствующие моменты. Примеры таких вспышек видны, например, на панели 2 Рис. 5.4 на орбитальных фазах 0.02 и 0.7. Похожий эффект может наблюдаться в том случае, когда интервал наблюдений покрывает больше, чем один орбитальный цикл и кривая блеска меняется в следующем цикле. Такие изменения действительно наблюдались в некоторых ночах, см., например, панель 11 на Рис. 5.6. По этой причине, мы вычисляли цвета *перед* тем, как сворачивать кривые блеска и цветов с орбитальным периодом. Для ночей, где интервал наблюдений превышал длину орбитального цикла, точки, отстоящие от начала наблюдений больше, чем на величину периода,

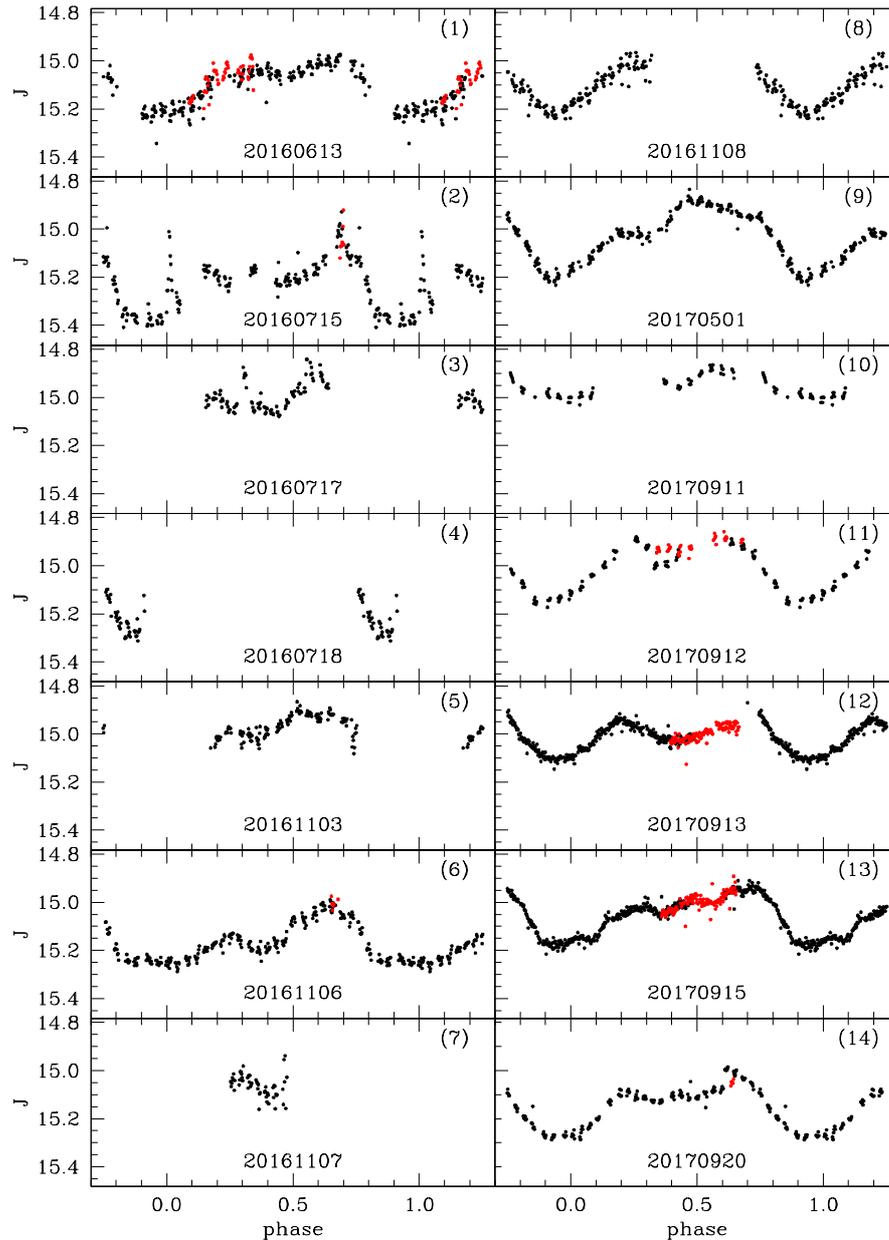


Рис. 5.4: Свернутые с фазой орбитального периода кривые блеска Cyg X-3 в фильтре J для всех ночей наблюдений. Показанные даты наблюдений имеют формат ГГГГММДД. Звездные величины получены добавлением величины J звезды сравнения s_1 из раздела 5.2.1 к дифференциальным величинам. Отметим, что пределы звездных величин на всех панелях одинаковы; очевидна переменность средней звездной величины, амплитуды и формы кривых блеска от ночи к ночи. Наблюдательные данные, которые расположены от начала наблюдений дальше, чем величина орбитального периода, показаны красным цветом (то же относится к Рис. 5.5, 5.6).

показаны на рисунках красным цветом.

Для того, чтобы сравнить наши ИК кривые блеска с рентгеновскими, мы использовали те же данные *RXTE* ASM и *MAXI*, что в разделе 5.1. Данные *RXTE* ASM содержат 97996 измерений потока в полосах А, В, С (А=1.3 – 3 кэВ, В=3 – 5 кэВ, С=5 – 12 кэВ) и покры-

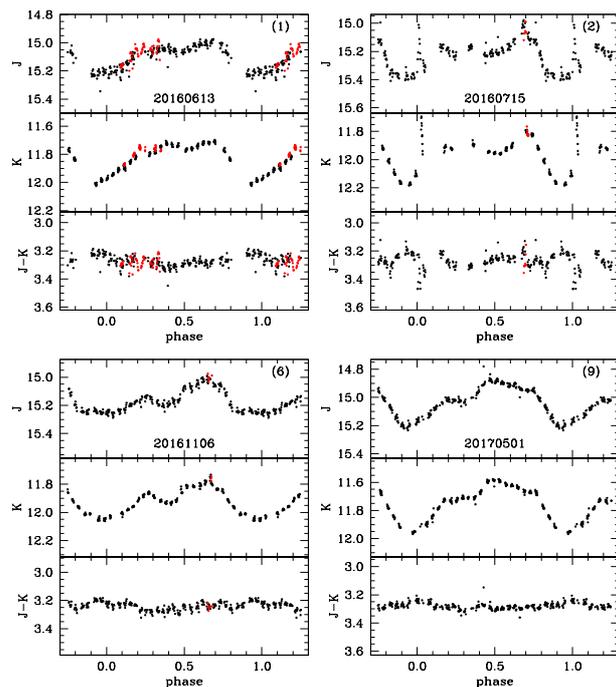


Рис. 5.5: Свернутые с фазой орбитального периода кривые блеска *Cyg X-3* в фильтрах *JK* для ночей, в которых данные покрывали полный орбитальный цикл. Нумерация панелей та же, что на Рис. 5.4.

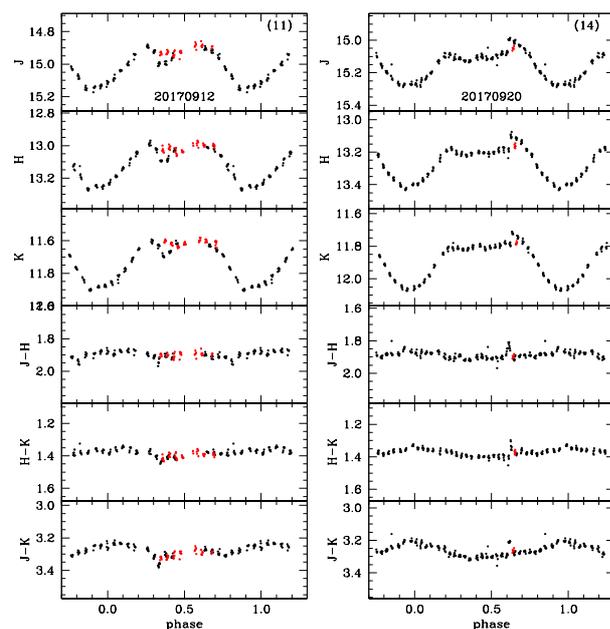


Рис. 5.6: То же, что на Рис. 5.5 для ночей, в которых были получены наблюдения в фильтрах *JHK*.

вают интервал времени с января 1996 по декабрь 2011 гг. *SCAN*-данные *MAXI* содержат 27501 измерение в полосах 2 – 4 кэВ, 4 – 10 кэВ, 10 – 20 кэВ и покрывают интервал с августа 2009 по март 2019 гг. *MAXI* наблюдал *Cyg X-3* каждую орбиту МКС (около 90 мин), что делает возможным проверить синхронность рентгеновской и ИК переменности. Поскольку орбитальный период *Cyg X-3* составляет ~ 4.8 ч, в данных *MAXI* в течение одного орбитального цикла слишком мало точек. Мы сформировали квазиодновременные кривые блеска *MAXI* в диапазоне 2 – 20 кэВ по интервалам 20 – 30 дней таких, чтобы середины интервалов примерно соответствовали датам наших ИК наблюдений. Моменты рентгеновских наблюдений были также скорректированы к барицентру Солнечной системы. Кривые блеска *MAXI*, свернутые с орбитальным периодом, показаны на Рис. 5.7. Для того, чтобы определить имеется ли какой-либо сдвиг фаз между рентгеновскими и ИК кривыми блеска, мы вычислили кросс-корреляцию между ними. Средний сдвиг фаз составил 0.001 ± 0.002 . Таким образом, рентгеновские и ИК кривые блеска по-видимому синхронны.

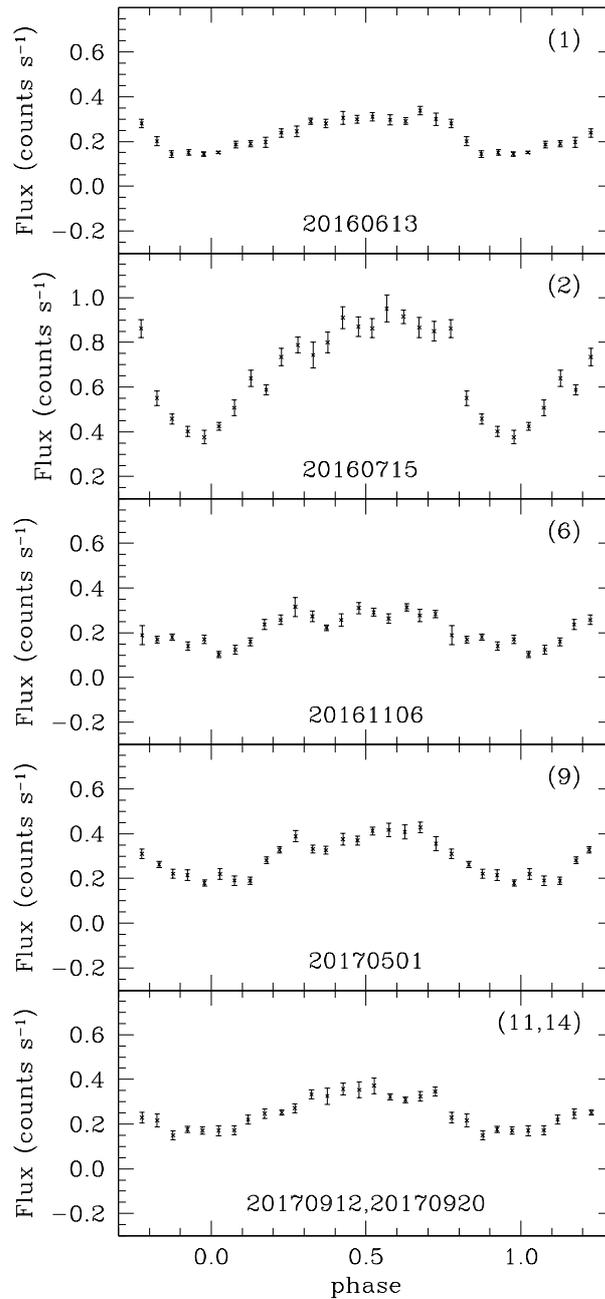


Рис. 5.7: Кривые блеска *MAXI* в диапазоне 10 – 20 кэВ, квази-одновременные с нашими ИК наблюдениями. Даты соответствующих ИК наблюдений показаны внизу каждой панели. Нумерация панелей та же, что на Рис. 5.4-5.6. С целью избежать загромождения рисунка, показаны средние кривые блеска, усредненные по интервалам фаз 0.02.

5.2.2 Средние рентгеновские и ИК кривые блеска

Хорошо известно, что рентгеновский поток *Cygnus X-3* испытывает сильную нерегулярную переменность в форме вспышек и изменений состояния. В то же время регулярная орбитальная переменность на удивление стабильна (см., например, Zdziarski et al., 2012). Для того, чтобы проверить, насколько это же верно для ИК потоков, а также чтобы срав-

нить средние кривые блеска системы в рентгеновском и ИК диапазонах, мы вычислили средние нормированные кривые блеска, используя данные *RXTE* ASM, *MAXI*, а также наши *JK* наблюдения (наблюдения в фильтре *H* не использовались, поскольку в нашем распоряжении есть всего две ночи с этим фильтром, когда интервал наблюдений покрывал полный орбитальный цикл). Следует отметить, что наши ИК наблюдения относятся к периоду, когда система находилась в жестком спокойном состоянии. Одна из ночей (1 мая 2017 г) попадает на конец гигантской вспышки, случившейся в апреле этого года, когда система возвращалась в жесткое состояние (Trushkin et al., 2017). McCollough et al. (2010) сообщали, что это изменение состояния сопровождалось изменениями в ИК диапазоне, а именно, что цвет $J - H$ находился в антикорреляции с цветом $H - K_s$. Поскольку все наши ИК наблюдения выполнены в жестком состоянии системы, эти цвета в течение трех ночей, когда у нас имеются *JHK* данные, менялись практически синхронно.

Диапазоны энергий и чувствительность *RXTE* ASM и *MAXI* отличаются. Поэтому, чтобы сравнить средние кривые блеска, полученные на спутниках, мы выбрали наиболее похожие диапазоны 1.5 – 12 кэВ и 2 – 10 кэВ соответственно. Поток *MAXI* был масштабирован так, чтобы его среднее и стандартное отклонение совпадали с этими величинами для потока *RXTE* ASM. Чтобы отфильтровать нерегулярную переменность, мы использовали процедуру, предложенную Zdziarski et al. (2012). Сначала, все индивидуальные измерения были поделены на скользящее среднее (размер окна скользящего среднего $\Delta t = 2$ д как рекомендовано в цитированной работе). Затем для полученной кривой блеска были вычислены средние величины в интервалах времени, длина которых совпадала с интервалом по фазе в будущей средней кривой блеска, свернутой с фазой орбитального периода (0.025, соответствующий интервал по времени равен $0.025P$). После этого полученные средние значения были объединены в интервалах по фазе и в каждом интервале вычислены среднее значение потока и его среднеквадратичное отклонение. На каждой стадии этой процедуры использовался медианный фильтр для исключения сильно выпадающих величин. Число интервалов по фазе было выбрано как компромисс между необходимостью воспроизведения всех существенных деталей кривой блеска и по возможности большим числом индивидуальных измерений в каждом интервале. Это число (40) совпадает с числом, использованным в Zdziarski et al. (2012). Кривые блеска обоих спутников как функция юлианской даты и свернутые с орбитальным периодом показаны на Рис. 5.8.

Далее мы будем моделировать средние рентгеновские кривые блеска в трех диапазонах энергии. Поскольку диапазоны *RXTE* ASM и *MAXI* не совпадают, мы будем использовать лишь кривые блеска *RXTE* ASM в диапазонах А, В, С. Эти кривые будут представлены ниже. Анализ данных в трех диапазонах позволяет (i) проверить, согласуются ли друг с другом параметры модели, которые не должны зависеть от энергии (например, угол наклона орбиты); (ii) проверить, согласуются ли изменения параметров, зависящих от энергии (например, оптическая толщина ветра WR), с теоретическими ожиданиями.

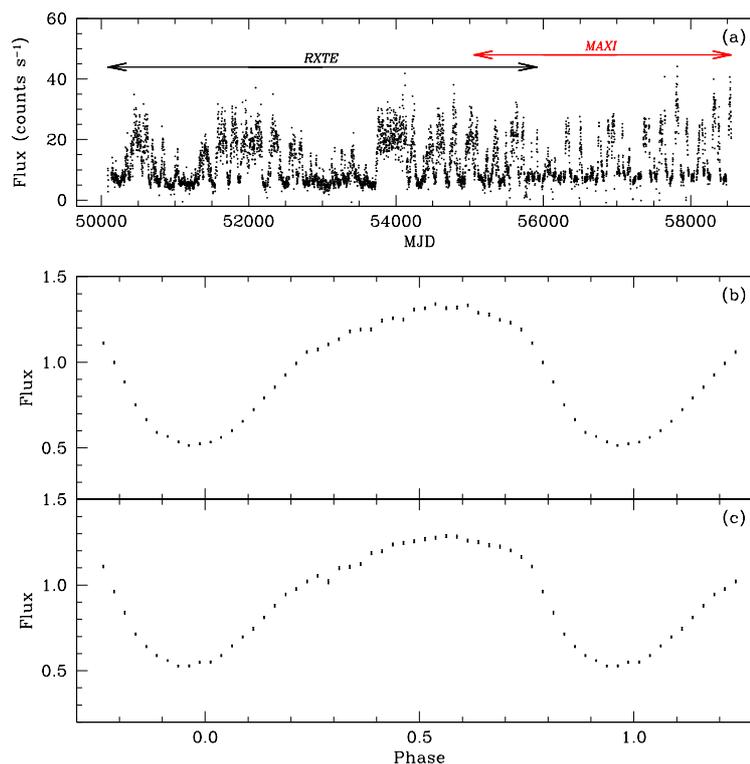


Рис. 5.8: Кривые блеска *RXTE* ASM и *MAXI*. (a): объединенная кривая блеска как функция юлианской даты. Для того, чтобы избежать загромождения рисунка, показаны средние потоки за сутки. Диапазон энергии для *RXTE* ASM 1.5 – 12 кэВ, для *MAXI* 2 – 10 кэВ. (b): средняя нормированная кривая блеска *RXTE* ASM, свернутая с орбитальным периодом. (c): Аналогичная кривая блеска *MAXI*.

Средние *JK* кривые блеска были вычислены с использованием данных тех ночей, в которые интервал наблюдений покрывал полный орбитальный период. Звездные величины индивидуальных измерений были конвертированы в потоки (нормированные на произвольно выбранное значение), после чего объединены в одну кривую. Затем были вычислены средние нормированные кривые блеска. Эти средние кривые показаны на Рис. 5.9.

5.2.3 Модель

Качественные соображения

Как с очевидностью показывает Рис. 5.8, средняя нормированная рентгеновская кривая блеска Cyg X-3 остается замечательно стабильной на протяжении 23 лет. Исследователи согласны в том, что общую форму кривой блеска можно объяснить в простой модели рассеяния/поглощения рентгеновского излучения аккрецирующего релятивистского объекта в сферически-симметричном ветре компоненты WR. Соответствующая численная модель была представлена, например, в Zdziarski et al. (2012). Широкий минимум на фазе ноль соответствует верхнему соединению релятивистского объекта. Однако, рас-

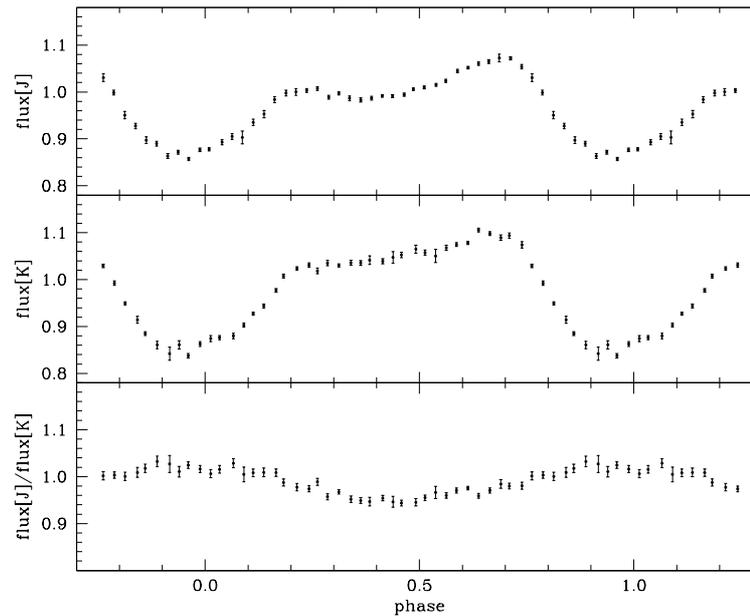


Рис. 5.9: Средние нормированные JK кривые блеска и цвет, свернутые с орбитальным периодом.

сеяние/поглощение в сферически-симметричном ветре приводит к симметричной кривой блеска и не может объяснить наблюдаемую асимметрию основного минимума.

Асимметричные рентгеновские кривые блеска, очень похожие по форме на кривую блеска Cyg X-3 (быстрый вход в минимум и медленный выход из него), наблюдаются в двух внегалактических кандидатах WR+c: NGC 300 X-1 (Carpano et al., 2019) и IC 10 X-1 (Steiner et al., 2016). Интересно, что очень похожая переменность была недавно обнаружена в первом кандидате ULX WR+c CG X-1 (Qiu et al., 2019). Заметное отличие от кривой блеска Cyg X-3 состоит в том, что вблизи нулевой фазы (рентгеновский источник позади звезды WR) в кривой блеска наблюдаются нерегулярные глубокие провалы, в которых поток падает до нуля. Qiu et al. (2019) обсуждают различные механизмы, которые могут объяснить эти провалы и асимметрию основного минимума в рентгеновских двойных системах разных типов. Они заключают, что наиболее вероятным механизмом, объясняющим асимметрию, является поглощение рентгеновского излучения ударной волной (bow shock). Эта ударная волна образуется по ходу быстрого орбитального движения релятивистского объекта в ветре WR. Кроме того, в случае сверхкритического аккреционного диска (который может присутствовать в случае CG X-1) сильный ветер диска сталкивается с ветром WR, приводя к образованию плотных блобов вещества вдоль оси системы. Тогда падение потока до нуля в наблюдаемых провалах может объясняться поглощением рентгеновского излучения в этих блобах, которые оптически толсты для Комптоновского рассеяния и чьи размеры сравнимы с размерами излучающей в рентгеновском диапазоне области. В Cyg X-3 подобные провалы не наблюдаются, вероятно потому, что темп аккреции намного меньше и дисковый ветер слаб или отсутствует (или аккреция на

релятивистский объект происходит посредством сфокусированного ветра WR). Однако представляется весьма вероятным, что асимметрия основного минимума кривой блеска Cyg X-3 вызвана поглощением в ударной волне bow shock.

Другой особенностью рентгеновской кривой блеска Cyg X-3 является небольшое уменьшение потока вблизи орбитальной фазы ~ 0.4 по сравнению с тем потоком, который мог бы ожидаться, если бы переменность была связана лишь с рассеянием/поглощением в ветре WR (см., например, Рис. 4 в Zdziarski et al., 2012). Vilhu, Hannikainen (2013) предположили, что это уменьшение может быть связано с поглощением рентгеновского излучения в так называемом “хвосте блобов” (clumpy trail, см. вводную часть раздела). В их модели центр депрессии приходится на орбитальную фазу ~ 0.4 , а ее полная ширина составляет примерно половину орбитального периода.

Обращаясь к нашим средним JK кривым блеска, показанным на Рис. 5.9, представляется поистине замечательным, насколько они качественно похожи на рентгеновскую кривую. Как и в последней, быстрый вход в основной минимум сопровождается медленным выходом из него, а также наблюдается явно выраженное уменьшение потока в районе фазы ~ 0.4 .

van Kerkwijk (1993) and van Kerkwijk et al. (1996) предположили, что поток в ИК континууме и его переменность могут быть объяснены свободно-свободным излучением двухкомпонентного ветра звезды WR. Большая часть ветра облучается рентгеновским излучением релятивистского спутника, и эта часть находится в высокой степени ионизации и весьма горячая. Часть ветра, находящаяся в тени звезды WR, относительно холодная и ее характеристики характерны для “нормального” ветра одиночной звезды WR. Вблизи фазы ноль холодная часть ветра WR находится спереди по отношению к наблюдателю и частично заслоняет горячую часть, что приводит к уменьшению ИК потока.

Однако эта модель не может полностью объяснить наши новые ИК кривые блеска. Во-первых, в ней получаются симметричные кривые. Во-вторых, вблизи фазы ноль холодная часть ветра находится спереди и, как следствие, цвет системы должен смещаться в красную сторону (величина $J-K$ должна увеличиваться) по сравнению с фазой 0.5, когда спереди находится горячая часть ветра. Наши ИК кривые блеска на Рис. 5.5, 5.6, 5.9 показывают противоположное поведение цвета.

Таким образом, хотя свободно-свободное излучение ветра WR в системе должно несомненно присутствовать как часть общего ИК потока, похожесть рентгеновской и ИК кривых блеска позволяет предположить, что в системе присутствует еще один компактный источник ИК излучения, расположенный вблизи релятивистского спутника. Тогда излучение этого источника так же, как рентгеновского, поглощается в ударной волне и “хвосте блобов”, что и приводит к качественному подобию кривых блеска. Кроме того, наличие такого компактного ИК источника естественным образом объясняет поведение ИК цветов, поскольку коэффициент свободно-свободного поглощения (с учетом коррекции за вынуж-

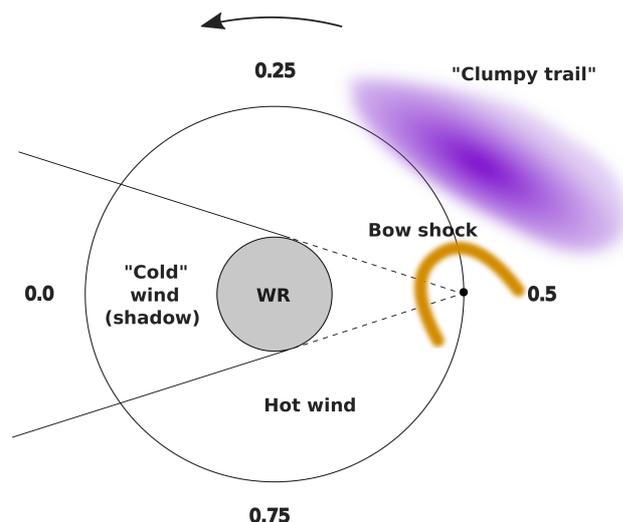


Рис. 5.10: Схематическое изображение Cyg X-3, показывающее различные излучающие и поглощающие компоненты, в проекции на плоскость орбиты. Релятивистский спутник показан черной точкой. Орбита показана черной окружностью. Направление орбитального вращения показано стрелкой. Числа отмечают различные фазы орбиты.

денное излучение) пропорционален квадрату длины волны.

Обсуждение возможной природы компактного ИК источника будет представлено ниже. Основываясь на только что изложенных соображениях, здесь мы принимаем его существование как данность. Таким образом, на качественном уровне возможную конфигурацию системы, включая структуры, ответственные за излучение и поглощение в рентгеновском и ИК диапазонах, можно описать следующим образом (см. Рис. 5.10).

В рентгеновской модели предполагается, что существует точечный источник, расположенный там же, где находится релятивистский спутник. По мере движения по орбите луч зрения от этого источника может проходить через горячую часть ветра WR, через ударную волну, и через "хвост блобов". Переменное поглощение в этих структурах ведет к переменности выходящего из системы рентгеновского потока.

В ИК модели предполагается, что имеется два источника излучения: протяженный, представляющий собой свободно-свободное излучение горячей и холодной частей ветра, и точечный, расположенный там же, где релятивистский спутник. Излучение последнего может поглощаться теми же структурами, что и излучение рентгеновского источника.

Несмотря на существенный прогресс в различных аспектах теоретических исследований потоков вещества в одиночных и двойных звездах, достигнутый в последние два-три десятка лет, в них остается много неопределенностей (например, формирование и эволюция блобов, нестационарное столкновение ветров, ударные волны, связанные с аккрецией и т.п.), которые делают проблематичным создание полной самосогласованной модели двойных систем, похожих на Cyg X-3. По этой причине ниже приводится описание двух простых моделей системы, предназначенных для вычисления рентгеновского и ИК пото-

ков. Несмотря на свою простоту, эти модели учитывают все качественные идеи, описанные выше.

Рентгеновская модель

Рентгеновский поток как функция орбитальной фазы может быть описан как

$$F^x(\phi_{obs}) = F_0^x e^{-\tau^x(\phi_{obs}-\phi_0)}, \quad (5.1)$$

где F_0^x – внутренний рентгеновский поток источника, $\tau^x(\phi)$ – оптическая толщина вдоль луча зрения, ϕ_{obs} – наблюдаемая орбитальная фаза, а ϕ_0 – фаза верхнего соединения релятивистского спутника. Напомним, что исторически для описания рентгеновской кривой блеска использовалась синусоидальная функция, а фаза ее минимума принималась за орбитальную фазу ноль. Позднее синусоидальная функция была заменена на шаблонную кривую блеска van der Klis, Bonnet-Bidaud (1989), но для сохранения согласованности фаз эта шаблонная кривая была сдвинута по фазе так, чтобы при ее использовании для аппроксимации наблюдаемой кривой получалась та же нулевая фаза, что в случае синусоидальной функции. Поэтому наблюдаемая фаза ноль не обязательно соответствует фазе верхнего соединения релятивистского спутника.

В нашей модели рентгеновское излучение компактного источника может поглощаться тремя структурами: ветром WR, ударной волной (bow shock), и “хвостом блобов” (clumpy trail). Соответственно

$$\tau^x(\phi) = \tau_w^x(\phi) + \tau_{bs}^x(\phi) + \tau_{ct}^x(\phi). \quad (5.2)$$

Предполагая круговую орбиту и сферически-симметричный ветер, поглощение в нем

$$\tau_w^x(\phi) = \int_a^\infty \frac{\alpha(r)rdr}{\sqrt{r^2 - \xi^2}} \quad (5.3)$$

в интервале фаз 0.25 – 0.75 (релятивистский спутник находится перед картинной плоскостью, проходящей через центр звезды WR), и

$$\tau_w^x(\phi) = \int_a^\infty \frac{\alpha(r)rdr}{\sqrt{r^2 - \xi^2}} + 2 \int_\xi^a \frac{\alpha(r)rdr}{\sqrt{r^2 - \xi^2}} \quad (5.4)$$

в интервале фаз 0.75 – 1.25 (релятивистский спутник позади этой плоскости). Здесь a – размер орбиты, $\alpha(r)$ – линейный коэффициент поглощения, $\xi = a\sqrt{1 - \sin^2 i \cos^2 \phi}$ – прицельное расстояние луча зрения от спутника к наблюдателю по отношению к центру WR, i – угол наклона орбиты.

Используя уравнение неразрывности, можно написать

$$\alpha(r) = \sigma^x \frac{\dot{M}}{4\pi m_p \mu_e r^2 v(r)}, \quad (5.5)$$

где \dot{M} – скорость потери массы звездой WR, m_p – масса протона, μ_e – средний электронный молекулярный вес (поскольку химический состав ветра WR доминируется полностью ионизованным гелием, $\mu_e \simeq 2$), а $v(r)$ – скорость ветра в форме стандартного β -закона

$$v(r) = V_\infty \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta, \quad (5.6)$$

где V_∞ – терминальная скорость (скорость на бесконечности), а R_* – радиус звезды WR.

Главными источниками непрозрачности в рентгеновском диапазоне являются Комptonовское рассеяние и свободно-связанное поглощение. Соответственно $\sigma^x = \sigma_C + \sigma_{bf}$. Подставляя (5.6) в (5.5), а (5.5) в (5.3), (5.4) и выражая все расстояния в единицах размера орбиты a , можно написать (для краткости мы приводим выражение только для уравнения (5.3))

$$\tau_w^x(\phi) = \tau_0^x \int_1^\infty \frac{d\left(\frac{r}{a}\right)}{\left(\frac{r}{a}\right) \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta \sqrt{\left(\frac{r}{a}\right)^2 - \left(\frac{\xi}{a}\right)^2}}, \quad (5.7)$$

где

$$\tau_0^x = \sigma^x \left(\frac{\dot{M}}{4\pi m_p \mu_e V_\infty a^2} \right) a. \quad (5.8)$$

Член в скобках – реперная электронная плотность ветра WR (плотность на расстоянии a от звезды в предположении, что скорость ветра в этой точке равна V_∞).

Как отмечалось в предыдущем подразделе, создание самосогласованной модели, включающей ударную волну и “хвост блобов”, проблематично. Поэтому, чтобы учесть поглощение рентгеновского излучения в этих структурах, мы используем простые аналитические аппроксимации. Являясь чисто феноменологическими, они тем не менее позволяют оценить характерные величины параметров, таких, как оптическая толщина и пространственный масштаб соответствующей структуры.

Мы аппроксимируем ударную волну (bow shock) симметричной структурой, “обернутой” вокруг релятивистского спутника. Ее апекс лежит в плоскости орбиты. Направление на апекс определяется углом θ_{bs}^x между прямой линией, соединяющей центры компонент системы, и прямой линией, проходящей через компактный объект и апекс. Этот угол может быть грубо аппроксимирован выражением

$$\tan \theta_{bs}^x = \frac{V_{orb}}{V_{wind}}, \quad (5.9)$$

где V_{orb} – орбитальная скорость компактного объекта, а V_{wind} – скорость ветра WR на расстоянии радиуса орбиты от звезды. Оптическая толща bow shock аппроксимируется аксиально-симметричной колоколообразной функцией, описываемой так называемым “приподнятым косинусом” (raised cosine)

$$\begin{cases} \tau_{bs}^x(\phi) = \tau_{bs}^x[1 + \cos(\pi \frac{\psi(\phi)}{\psi_{bs}^x})]/2, & \psi(\phi) < \psi_{bs}^x, \\ \tau_{bs}^x(\phi) = 0, & \psi(\phi) \geq \psi_{bs}^x, \end{cases} \quad (5.10)$$

где τ_{bs}^x – оптическая толща ударной волны в апексе, $\psi(\phi)$ – угол между лучом зрения и направлением на апекс от компактного объекта, а ψ_{bs}^x – половина максимального угла раскрытия bow shock, как он виден из положения компактного объекта. Таким образом, оптическая толща bow shock постепенно уменьшается от τ_{bs}^x до нуля при увеличении угла между направлением на апекс и лучом зрения.

Vilhu, Hannikainen (2013) показали, что в их модели непрозрачность “хвоста блобов” ведет к уменьшению рентгеновского потока вблизи фазы ~ 0.4 (см. их Рис. 5, показывающий профиль оптической толщи как функции орбитальной фазы). В своей модели авторы сделали ряд предположений (например, что скорость ветра WR постоянна, что блобы, порождаемые взаимодействием джетов с ветром, полностью увлекаются последним, то есть движутся со скоростью ветра и т.д.). Их результаты также зависят от принятых параметров системы (ориентация джетов, их угол раскрытия и т.п.). Таким образом, полученные ими профили поглощения справедливы только при этих предположениях/параметрах. Поскольку в реальной системе ряд этих предположений не выполняется (например, скорость ветра WR переменна), а также поскольку параметры системы известны приблизительно, можно ожидать, что хотя их общий вывод справедлив, конкретное положение, ширина, и детальная форма профиля поглощения может несколько отличаться от представленного в цитированной работе. По этой причине в нашей модели мы используем главный качественный результат Vilhu, Hannikainen (2013): фазовый профиль поглощения в “хвосте блобов” представляет собой колоколообразную функцию определенной ширины, с центром на определенной орбитальной фазе. Конкретные параметры функции могут варьироваться. Аналогично аппроксимации для bow shock, мы используем функцию “приподнятого косинуса”

$$\begin{cases} \tau_{ct}^x(\phi) = \tau_{ct}^x(1 + \cos(\pi \frac{\phi - \phi_{ct}^x}{\Delta\phi_{ct}^x}))/2, & \phi - \phi_{ct}^x < \Delta\phi_{ct}^x \\ \tau_{ct}^x(\phi) = 0, & \phi - \phi_{ct}^x \geq \Delta\phi_{ct}^x \end{cases} \quad (5.11)$$

Здесь ϕ_{ct}^x – орбитальная фаза максимума оптической толщи, $\Delta\phi_{ct}^x$ – полуширина функции, τ_{ct}^x – максимальная оптическая толща на фазе ϕ_{ct}^x .

Параметрами рентгеновской модели являются ϕ_0 , i , R_*/a , β , τ_0^x , τ_{bs}^x , ψ_{bs}^x , θ_{bs}^x , τ_{ct}^x , ϕ_{ct}^x , $\Delta\phi_{ct}^x$, и параметр нормализации (см. ниже).

ИК модель

В соответствии с качественными соображениями, изложенными выше, мы вычисляем ИК поток как

$$F^{ir}(\phi) = F_w^{ff}(\phi) + F_{cs}(\phi), \quad (5.12)$$

где $F_w^{ff}(\phi)$ – поток свободно-свободного излучения ветра WR, а $F_{cs}(\phi)$ – поток компактного ИК источника. Поток ветра

$$F_w^{ff}(\phi) = \int_0^{2\pi} d\eta \int_0^\infty I(\phi, \eta, \xi) \xi d\xi, \quad (5.13)$$

где η – азимутальный угол, ξ – прицельное расстояние луча зрения,

$$I(\phi, \eta, \xi) = \int_{l_1}^\infty j_\lambda(l, \xi, T) e^{-\tau^{ff}(l, \xi)} dl. \quad (5.14)$$

Здесь $j_\lambda(l, \xi, T)$ – свободно-свободное излучение единичного объема внутри единичного телесного угла в секунду, на единичный интервал длин волн (Allen, 1973). Если прицельное расстояние $\xi > R_*$, $l_1 = -\infty$. Если $\xi \leq R_*$ $l_1 = \sqrt{R_*^2 - \xi^2}$. В зависимости от значений ϕ , η , ξ луч зрения может лежать полностью внутри горячей части ветра WR, внутри холодной его части, или пересекать конус тени звезды WR. Для простоты мы предполагаем, что температуры T_h и T_c горячей и холодной частей ветра WR постоянны в соответствующих объемах. Тогда для данного сегмента луча зрения, лежащего целиком внутри горячей или холодной части ветра, используя закон Кирхгофа $j_\lambda = \chi_\lambda B_\lambda(T)$, можно написать

$$\begin{aligned} I(\phi, \eta, \xi) &= \int_{l_1}^{l_2} \chi_\lambda(l, \xi, T) B_\lambda(T) e^{-\tau^{ff}(l, \xi)} dl = \\ &= B_\lambda(T) (e^{-\tau^{ff}(l_2)} - e^{-\tau^{ff}(l_1)}), \end{aligned} \quad (5.15)$$

где l_1 и l_2 – координаты (вдоль луча зрения) конечных точек сегмента. Подставляя выражение (5.15) в (5.13), учитывая возможные пересечения луча зрения с конусом тени WR и выражая все расстояния в единицах радиуса орбиты a , получим

$$\begin{aligned} F_w^{ff}(\phi) &= a^2 B_\lambda(T_h) F_n(\phi), \\ F_n(\phi) &= \int_0^{2\pi} d\eta \int_0^\infty \sum_{i=1}^n \frac{B_\lambda(T_i)}{B_\lambda(T_h)} (e^{-\tau_{i+1}^{ff}} - e^{-\tau_i^{ff}}) \frac{\xi}{a} d\left(\frac{\xi}{a}\right), \end{aligned} \quad (5.16)$$

где $B_\lambda(T)$ – функция Планка, T_i – температура ветра WR внутри сегмента луча зрения, n – число сегментов (n может меняться от 1 до 3), τ_i^{ff} , τ_{i+1}^{ff} – оптические толщи от конечных точек сегмента до наблюдателя. Для того, чтобы вычислить оптическую толщину в конечных точках сегментов, необходимо вычислять оптическую толщину каждого сегмента, начиная

с ближайшего к наблюдателю, и затем аккумулировать τ_i^{ff} , добавляя новые сегменты. Оптическая толща сегмента

$$\Delta\tau^{ff}(r_1, r_2) = \int_{r_1}^{r_2} \frac{\chi(\lambda, T) r dr}{\sqrt{r^2 - \xi^2}}, \quad (5.17)$$

где r_1, r_2 – радиус-векторы конечных точек сегмента. В случае, когда конечные точки сегмента находятся по разные стороны от картинной плоскости, проходящей через центр WR, выражение (5.17) становится немного более сложным:

$$\Delta\tau^{ff}(r_1, r_2) = \int_{r_0}^{r_1} \frac{\chi(\lambda, T) r dr}{\sqrt{r^2 - \xi^2}} + \int_{r_0}^{r_2} \frac{\chi(\lambda, T) r dr}{\sqrt{r^2 - \xi^2}},$$

где r_0 – радиус-вектор точки пересечения луча зрения и картинной плоскости.

Отметим, что $\Delta\tau^{ff}$ также зависит от ϕ, η, ξ ; мы опустили эти аргументы для простоты записи. По той же причине мы также опустили r в списке аргументов χ . Линейный коэффициент поглощения $\chi(\lambda, T)$ в ИК диапазоне (с учетом вынужденного излучения, Аллен, 1973)

$$\chi(\lambda, T) \simeq 1.98 \times 10^{-23} Z^2 g \lambda^2 T^{-3/2} n_e n_i. \quad (5.18)$$

Учитывая простоту нашей модели, мы приняли фактор Гаусса $g = 1$ и предполагаем, что ветер WR состоит только из полностью ионизованного гелия, так что $Z = 2, \mu_e = 2, n_i = n_e/\mu_e$. Используя уравнение неразрывности, выражая все расстояния в единицах радиуса орбиты a , и подставляя (5.18) в (5.17)), получаем

$$\Delta\tau^{ff}(r_1, r_2) = b_0^{ff} \frac{\lambda_\mu^2}{T_4^{3/2}} \int_{\frac{r_1}{a}}^{\frac{r_2}{a}} \frac{d(\frac{r}{a})}{(\frac{r}{a})^3 (1 - \frac{R_*}{r})^{2\beta} \sqrt{(\frac{r}{a})^2 - (\frac{\xi}{a})^2}}, \quad (5.19)$$

где λ_μ – длина волны в микронах, T_4 – температура в единицах $10^4 K$,

$$b_0^{ff} = 1.98 \times 10^{-37} Z^2 g \mu_e^{-1} \left(\frac{\dot{M}}{4\pi m_p \mu_e V_\infty a^2} \right)^2 a. \quad (5.20)$$

Мы ввели здесь параметр модели b_0^{ff} в форме (5.20) так, чтобы он не зависел от длины волны или температуры. В сущности, этот параметр является мерой скорости потери массы в ветре WR. Как и ранее, величина в скобках является реперной электронной плотностью.

При вычислении поглощения ИК потока компактного источника мы используем формулы, идентичные формулам (5.1), (5.2), за исключением того, что индекс “ x ” заменен на “ ir ”. Оптическая толща ветра WR вычисляется аналогично тому, как это делается в

рентгеновской модели (формулы (5.3), (5.4)), с тем отличием, что интегралы заменяются на интеграл из (5.19) с соответствующей заменой пределов интегрирования. При вычислении поглощения в bow shock и “хвосте блобов” мы пользуемся теми же аппроксимациями (5.10), (5.11), что в рентгеновской модели. Мы не знаем, какая часть полного ИК потока формируется компактным источником. Поэтому мы переписываем (5.12) в виде

$$F^{ir}(\phi) = a^2 B_\lambda(T_h)(F_n(\phi) + f_0 e^{-\tau^{ir}(\phi)}), \quad (5.21)$$

где

$$f_0 = \frac{F_0^{ir}}{a^2 B_\lambda(T_h)}.$$

Параметрами ИК модели являются ϕ_0 , i , R_*/a , β , f_0 , T_h , T_c , b_0^{ff} , τ_{bs}^{ir} , θ_{bs}^{ir} , ψ_{bs}^{ir} , τ_{ct}^{ir} , ϕ_{ct}^{ir} , $\Delta\phi_{ct}^{ir}$, и параметр нормализации (см. ниже).

Метод оптимизации

Перед тем, как представить описание численных методов, используемых для оптимизации наших моделей, сделаем несколько комментариев об их общих численных аспектах. Во-первых, все интегралы, фигурирующие в моделях, вычислялись численно с использованием адаптивных процедур из библиотеки GNU Scientific Library⁶, позволяющих подинтегральным функциям включать интегрируемые сингулярности. Во-вторых, входными данными для рентгеновской и ИК моделей служат нормированные кривые блеска, которые предоставляют информацию лишь об относительных изменениях потока. Поэтому в помощь наших моделей невозможно определить абсолютные рентгеновские и ИК потоки. Нормированные кривые блеска в моделях вычислялись следующим образом:

1. Вычисляем модельную рентгеновскую кривую блеска на фазах средней наблюдаемой кривой, используя (5.1) с $F_0^x = 1$. Аналогично, вычисляем модельную ИК кривую блеска, используя только член в скобках в (5.21).
2. Вычисляем средний поток модельной кривой блеска и делим кривую на этот поток.
3. Умножаем полученную кривую блеска на параметр нормализации (который рассматривается как свободный параметр модели). Это параметр необходим, поскольку наблюдаемая кривая блеска нормирована на средневзвешенное среднее. Модельная кривая нормирована на не взвешенное среднее, поскольку, по определению, модельные потоки не имеют погрешности. Это различие может привести к вертикальному сдвигу между нормированной наблюдаемой кривой блеска и моделью. Поскольку

⁶<https://www.gnu.org/software/gsl/>.

погрешности точек средней наблюдаемой кривой блеска похожи, параметр нормализации ожидается близким к единице.

В-третьих, как рентгеновская, так и ИК модели имеют большое число параметров. Оптимизация модели в многомерном пространстве параметров может привести к решениям, попадающим в один из многих локальных минимумов поверхности χ^2 . Ситуацию еще более осложняют возможные корреляции параметров. Для того, чтобы преодолеть эти проблемы, мы (i)использовали штрафные функции; (ii)фиксировали некоторые параметры; (iii)использовали двухступенчатый подход в поиске глобального минимума χ^2 при оптимизации каждой кривой блеска.

Некоторые из параметров модели имеют естественные ограничения. Например, угол наклона орбиты ограничен областью $0 - 90^\circ$, половинный угол раскрытия bow shock – областью $0^\circ - 180^\circ$. Кроме того, обе аппроксимации bow shock и “хвоста блобов” увеличивают оптическую толщину в относительно узком интервале фаз. В отсутствие ограничений, алгоритм минимизации может легко поменять их местами, что приведет к получению физически неверных значений соответствующих параметров. Чтобы избежать этих нежелательных эффектов, мы использовали штрафные функции, налагающие пределы на допустимые значения некоторых параметров. Угол наклона орбиты и половинный угол раскрытия bow shock были ограничены указанными выше интервалами. Мы ограничили центральную фазу профиля “хвоста блобов” интервалом $0.3 - 0.5$, а его ширину – интервалом $0 - 0.4$.

Некоторые параметры невозможно определить из анализа кривых блеска Cyg X-3. Например, поскольку в системе отсутствуют геометрические затмения, относительный радиус звезды WR R_*/a и параметр β в законе скорости ветра влияют на модель только через этот закон. Однако в некоторых предыдущих исследованиях (например, van Kerkwijk, 1993; van Kerkwijk et al., 1996 и Vilhu, Hannikainen, 2013) использовалось предположение о постоянной скорости ветра, и при этом они более или менее удовлетворительно описывали наблюдаемые кривые блеска. Поэтому, следуя Zdziarski et al. (2012), мы приняли фиксированные величины $R_* = 1.0 \times 10^{11}$ см, $a = 3.0 \times 10^{11}$ см (так что $R_*/a = 1/3$), и $\beta = 2.0$ (см. цитированную работу для обоснования этих величин). В процессе решения ИК кривых блеска мы также зафиксировали температуры горячей и холодной частей ветра WR $T_h = 10^5 K$ и $T_c = 2 \times 10^4 K$. Кривая блеска в ИК модели зависит главным образом от отношения этих температур (см. (5.16), где отношение Планковских функций в первом приближении равно отношению температур). Проблема заключается в том, что, как было показано van Kerkwijk (1993) and van Kerkwijk et al. (1996), хорошее решение кривой блеска в модели свободно-свободного излучения ветра может быть получено для широкого диапазона отношений температур. Принятые нами величины являются разумной оценкой температур горячей ионизованной и холодной частей ветра WR (Antokhin, Owocki, Brown,

2004; Kallman et al., 2019). В разделе 5.2.5 мы обсудим возможное влияние изменения в наших фиксированных параметрах на результаты.

Для того, чтобы получить согласованные значения тех параметров, которые не должны зависеть от наблюдательного диапазона, мы проводили оптимизацию моделей в два этапа. На первом этапе мы выполняли оптимизацию рентгеновской модели для средних кривых блеска *RXTE* ASM A, B, C независимо друг от друга. Угол наклона орбиты i и фаза верхнего соединения компактного объекта ϕ_0 должны быть независимы от диапазона. Поэтому на втором этапе мы снова решали кривые блеска в диапазонах A, B, C с фиксированными значениями i и ϕ_0 , равными их средним значениям, найденным на первом этапе. Кривые блеска *JK* решались при этих же фиксированных значениях i и ϕ_0 .

Хотя меры, описанные выше, позволили нам уменьшить число свободных параметров и ограничить допустимые области некоторых из них, остающееся число свободных параметров все еще весьма велико: девять параметров на первом этапе решения рентгеновских кривых блеска, семь на втором, а также восемь параметров модели при решении ИК кривых блеска. Поэтому, для того, чтобы увеличить шансы нахождения глобального минимума χ^2 при оптимизации каждой модели, мы использовали подход, состоящий из двух стадий.

На первой стадии минимум искался с применением генетического алгоритма (Charbonneau, 1995). Мы использовали его версию с открытым исходным кодом, предложенную Mohammadi et al. (2017). Как и в других вариантах метода Монте Карло, гарантии, что найденный минимум является глобальным, отсутствуют. Некоторая уверенность в найденном результате может быть получена, если алгоритм запускается несколько раз. В нашем анализе мы запускали алгоритм три раза для каждой входной кривой блеска с размерами популяций 5×10^5 , 7×10^5 , 1×10^6 . Результаты двух последних попыток оказались во всех случаях достаточно близкими, чтобы обеспечить достаточную уверенность в нахождении глобального минимума.

На второй стадии решения каждой кривой блеска мы использовали параметры модели, найденные с помощью генетического алгоритма, как начальную точку метода Markov Chain Monte Carlo (MCMC) (Metropolis et al., 1953; Hastings, 1970). Это разновидность метода Монте Карло, которая обладает тем достоинством, что позволяет получить надежные эмпирические постериорные распределения вероятностей модельных параметров в Баесовском подходе. Метод хорошо подходит для оптимизации многомерных задач. Критически важным в реализации метода MCMC является выбор параметров Марковской цепи, и особенно предлагаемого отклонения (proposed variance). В нашей реализации метода мы использовали его вариант под названием “Adaptive Metropolis-Within-Gibbs” (Brooks et al., 2011), который обладает тем достоинством, что позволяет адаптивно менять предлагаемое отклонение почти без вмешательства пользователя и без разрушения статистических свойств постериорных распределений. Алгоритм меняет только один параметр модели

за раз. Поэтому, чтобы дать шанс каждому параметру измениться между сохраняемыми состояниями цепи, мы сохраняли состояния только каждую сотую итерацию. Каждый запуск МСМС включал 10^5 состояний, что означает 10^7 модельных вычислений кривой блеска (прямая задача). Период стабилизации (burn-in period) обычно находился в диапазоне между 10^4 и 2×10^4 состояний. Сходимость цепи в каждом запуске алгоритма верифицировалась с использованием статистики Гельмана-Рубина (Gelman, Rubin, 1992).

5.2.4 Результаты

Результаты решения кривых блеска Cyg X-3 показаны на Рис. 5.11, 5.12, в Табл. 5.7 (рентгеновские кривые), и на Рис. 5.14, в Табл. 5.8 (ИК кривые).

Рентгеновский диапазон

На Рис. 5.11 показан пример постериорных распределений параметров рентгеновской модели для одного из запусков алгоритма МСМС для средней кривой блеска *RXTE* ASM в диапазоне С. Этот запуск был осуществлен на первой стадии оптимизации (угол наклона орбиты и фаза верхнего соединения компактного объекта считались свободными параметрами). На рисунке ясно видны корреляции между некоторыми параметрами, их причины очевидны. Например, чем больше оптическая толщина ветра $WR \tau_0^x$, тем меньший угол наклона орбиты i требуется для того, чтобы обеспечить ту же амплитуду модельной кривой блеска. Значения оптимальных параметров модели и их погрешности в Табл. 5.7 определены из этих эмпирических постериорных распределений соответствующих параметров.

Несмотря на то, что визуально модельные кривые блеска на Рис. 5.12 неплохо воспроизводят наблюдаемые кривые, значения χ^2 в Табл. 5.7 весьма высоки и не позволяют формально принять модели. Причина этого может заключаться в недооценке погрешности точек средних наблюдаемых кривых блеска, связанной с процедурой фильтрации нерегулярной переменности. Средние величины погрешностей точек наблюдаемых кривых блеска, вычисленные процедурой фильтрации, составляют 0.010, 0.006, и 0.005 в полосах А, В, С соответственно. В процессе фильтрации происходит деление индивидуального измеренного потока на скользящее среднее. Эта операция в сущности является сверткой и представляет собой фильтр нижних частот (low-pass frequency filter). Теоретически главным недостатком такой фильтрации является то, что она пропускает значительную часть входного сигнала, продолжительность которого меньше, чем ширина окна. Это может приводить к тому, что результирующая функция не такая гладкая, как ожидается. В нашем случае ситуация усугубляется тем, что входные данные неравномерно распределены по времени. Ширина фильтрующего окна устанавливается в днях, и из-за того, что данные распределены неравномерно, число точек данных в каждом индивидуальном окне

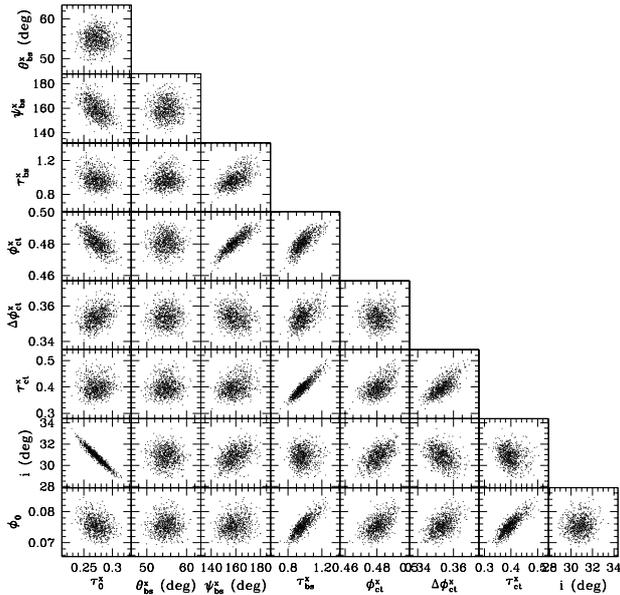


Рис. 5.11: Угловой рисунок, показывающий по-
стериорные распределения основных парамет-
ров рентгеновской модели для кривой блеска
RXTE ASM в диапазоне С. Показаны толь-
ко 1/100 всех сохраненных состояний MCMC,
чтобы избежать загромождения рисунка. Ясно
видна корреляция между некоторыми парамет-
рами.

варьируется.

Для того, чтобы оценить влияние этих эффектов на погрешность средних нормирован-
ных кривых блеска *RXTE* ASM, мы провели численный эксперимент. Во-первых, мы симу-
лировали искусственную кривую блеска как синусоидальную функцию со средним значе-
нием 1.0 и амплитудой 0.4 (похожей на амплитуду реальной наблюдаемой кривой)⁷. Функ-
ция вычислялась для каждого момента измерений реальной кривой блеска. Во-вторых, к
каждой точке симулированной функции мы добавили Гауссовский шум со стандартным
отклонением, равным относительной ошибке реальных данных (мы использовали единое
значение 0.46, являющееся средней относительной ошибкой наблюдательных данных). В-
третьих, мы умножили полученную кривую блеска на величины скользящего среднего,
вычисленные по реальной кривой блеска, то есть добавили нерегулярную переменность.
Наконец, мы подвергнули полученную симулированную кривую блеска той же процедуре
фильтрации и нормализации, что и реальные кривые блеска.

Результаты эксперимента показаны на двух верхних панелях Рис. 5.13. Для сравне-

⁷Поскольку результатом фильтрации является нормированная кривая блеска, средняя величина может
быть любой. Важной величиной является амплитуда относительной переменности.

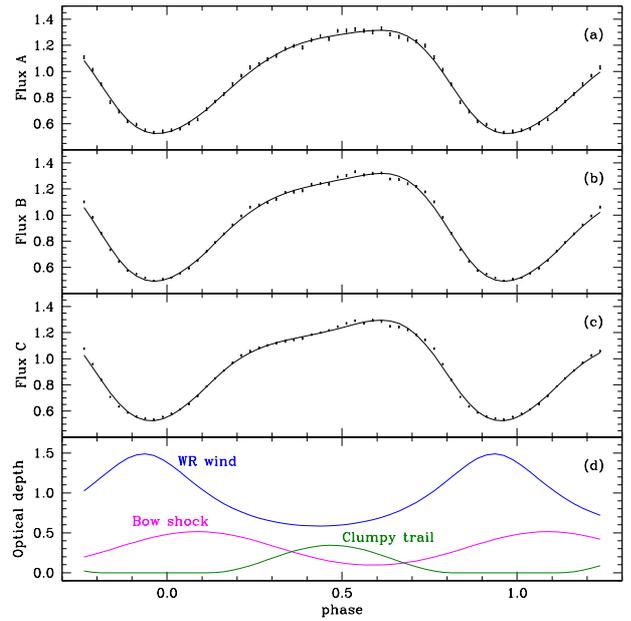


Рис. 5.12: Результаты второй стадии оптимиза-
ции рентгеновской модели (см. Табл. 5.7). (а)-
(с): средние нормированные наблюдаемые кри-
вые блеска (точки) и оптимальные модельные
кривые (сплошные черные линии) в диапазонах
А, В, С *RXTE* ASM. (d): оптическая толща вет-
ра WR, bow shock, и “хвоста блобов” для опти-
мальной модели в диапазоне С.

Таблица 5.7: Параметры рентгеновской модели.

Фиксированные параметры			
Параметр	Величина		
a	3.0×10^{11} см		
R_*	1.0×10^{11} см		
V_∞	1700 км/с		
μ_e	2.0		
β	2.0		
Первая стадия: i и ϕ_0 как свободные параметры.			
Найденные параметры			
Параметр	Диап. А	Диап. В	Диап. С
i	$27.0^\circ \pm 2.0^\circ$	$27.8^\circ \pm 1.0^\circ$	$30.9^\circ \pm 0.8^\circ$
ϕ_0	-0.055 ± 0.006	-0.059 ± 0.003	-0.076 ± 0.003
τ_0^x	0.36 ± 0.06	0.37 ± 0.03	0.27 ± 0.02
τ_{bs}^x	0.99 ± 0.15	0.94 ± 0.08	0.98 ± 0.09
θ_{bs}^x	$55 \pm 2^\circ$	$56^\circ \pm 2^\circ$	$55^\circ \pm 2^\circ$
ψ_{bs}^x	$128^\circ \pm 8^\circ$	$137^\circ \pm 7^\circ$	$159^\circ \pm 7^\circ$
τ_{ct}^x	0.33 ± 0.05	0.38 ± 0.03	0.40 ± 0.03
ϕ_{ct}^x	0.48 ± 0.01	0.48 ± 0.01	0.48 ± 0.01
$\Delta\phi_{ct}^x$	0.35 ± 0.01	0.36 ± 0.01	0.35 ± 0.01
norm ^a	0.992 ± 0.004	0.973 ± 0.002	0.996 ± 0.002
$\chi^2/\text{d.o.f.}$	133/30	326/30	454/30
Вторая стадия: фиксированные i , ϕ_0 .			
Параметр	Величина		
i	$29.5^\circ \pm 1.2^\circ$		
ϕ_0	-0.066 ± 0.006		
Найденные параметры			
Параметр	Диап. А	Диап. В	Диап. С
τ_0^x	0.273 ± 0.007	0.318 ± 0.004	0.309 ± 0.003
τ_{bs}^x	1.11 ± 0.04	1.08 ± 0.04	0.77 ± 0.04
θ_{bs}^x	$55 \pm 2^\circ$	$56^\circ \pm 2^\circ$	$55^\circ \pm 2^\circ$
ψ_{bs}^x	$133^\circ \pm 5^\circ$	$144^\circ \pm 6^\circ$	$155^\circ \pm 8^\circ$
τ_{ct}^x	0.34 ± 0.03	0.41 ± 0.02	0.34 ± 0.01
ϕ_{ct}^x	0.49 ± 0.01	0.49 ± 0.01	0.47 ± 0.01
$\Delta\phi_{ct}^x$	0.36 ± 0.01	0.36 ± 0.01	0.35 ± 0.01
norm ^a	0.990 ± 0.003	0.971 ± 0.002	0.997 ± 0.002
χ^2/dof	147/32	341/32	470/32

^a: параметр нормализации.

ния, на двух нижних панелях показаны результаты фильтрации смоделированной кривой блеска до добавления нерегулярной переменности. На панелях (а) и (с) также показана точная смоделированная кривая блеска (синусоидальная функция без шума и нерегулярной переменности). Средние погрешности точек отфильтрованных средних кривых в

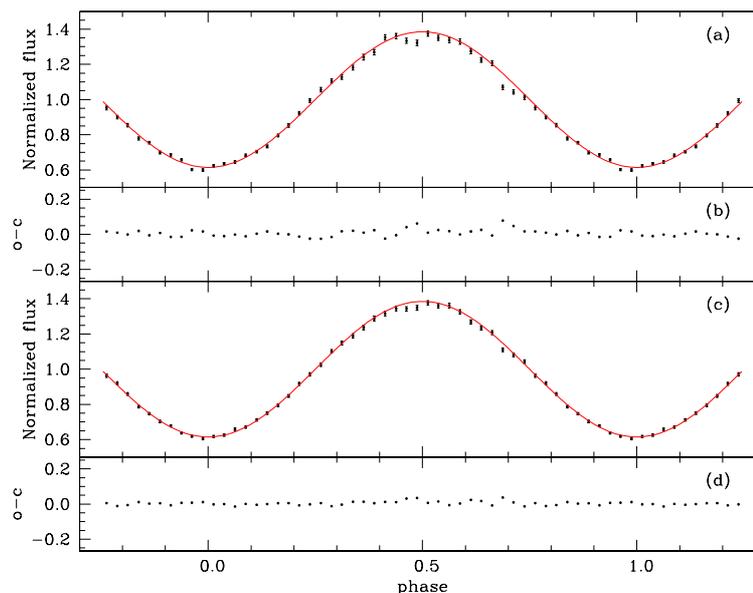


Рис. 5.13: Результаты нашего численного эксперимента. (a): средняя нормированная кривая блеска, полученная из симулированной кривой (синусоидальная функция плюс шум плюс нерегулярная переменность) применением процедуры фильтрации из Zdziarski et al. (2012). Точная симулированная кривая (синусоидальная функция) показана красным цветом. (b): отклонения (o-c) средней отфильтрованной кривой от точной. (c): то же, что на панели (a), но для симулированной входной кривой, не включающей нерегулярную переменность. (d): отклонения (o-c) для симулированной кривой блеска с панели (c).

обоих вариантах, вычисленные процедурой фильтрации, почти равны: 0.010 для входной симулированной кривой, включающей нерегулярную переменность, и 0.009 для входной симулированной кривой без этой переменности. Однако разброс средней отфильтрованной кривой блеска на панели (a) вокруг точной кривой явно больше (см. панель b), чем для отфильтрованной кривой на панели (c) (см. панель d). Поскольку в этом эксперименте нам известна точная входная кривая блеска, истинную погрешность отфильтрованных кривых можно оценить, вычислив в обоих случаях величины (o-c). Для кривой блеска на панели (c) $\sigma(o - c) = 0.012$, а для кривой блеска на панели (a) $\sigma(o - c) = 0.022$. Первое значение немного превышает $\sigma = 0.009$, полученное с помощью процедуры фильтрации. Это объясняется тем, что процедура вычисляет скользящее среднее, и поскольку данные распределены неравномерно по времени (плюс в них имеется шум), это среднее не всегда равно точно единице. Второе значение превышает формальную погрешность, полученную с помощью процедуры фильтрации (0.010), более, чем в два раза. Отметим, что в нашем эксперименте симулированная кривая блеска с шумом не включала короткие вспышки, что может сделать недооценку погрешности в процедуре фильтрации еще сильнее.

Для того, чтобы исследовать вопрос еще глубже, мы провели дополнительные эксперименты, в которых ширина окна фильтрации менялась от 0.5 до 10 дней. Во всех случаях

реальный разброс средней отфильтрованной симулированной кривой блеска, включающей нерегулярную переменность, относительно точной кривой, превышал погрешность, определяемую процедурой фильтрации, более, чем в два раза. Таким образом, мы можем считать надежно установленным тот факт, что процедура фильтрации Zdziarski et al. (2012) недооценивает погрешности средних отфильтрованных и нормированных кривых блеска *RXTE* ASM по крайней мере в два раза. Следует отметить, что несмотря на этот недостаток, фильтр скользящего среднего все еще является оптимальным фильтром для данных, являющихся функцией времени, при условии, что внутри окна фильтра у индивидуальных данных отсутствуют предпочтения по значению их весов (Smith, 1997).

Если значения σ всех точек средних нормированных кривых блеска умножить на два, значения χ^2 оптимальных моделей уменьшатся в четыре раза. Рассматривая, например, результаты первой стадии оптимизации в Табл. 5.7, получим, что вероятности нулевой гипотезы для моделей в диапазонах А, В, С составляют 0.03, 1.2×10^{-6} , 1.2×10^{-11} . Это означает, что первая модель может быть принята на уровне значимости 3%, в то время, как вторая и третья все еще отвергаются. Это неудивительно, учитывая заметные отклонения модели от наблюдений в интервале фаз $\sim 0.4 - 0.8$. В данный момент трудно сказать, являются ли эти отклонения следствием простоты нашей модели, неспособной описать детальную форму рентгеновских кривых блеска, или следствием проблем фильтрации. Отметим лишь, что в симулированных кривых блеска нашего численного эксперимента разброс отфильтрованной кривой относительно точной максимален в этом же интервале фаз, так что, возможно, недооценка погрешностей на этих фазах связана с распределением моментов наблюдений по времени и реальные погрешности превышают оцененные заметно больше, чем в два раза.

В целом, наша модель, несмотря на ее относительную простоту, позволяет воспроизвести характерные особенности наблюдаемых рентгеновских кривых блеска. Полезным представляется обсудить результаты первого и второго этапов нахождения оптимальных параметров модели.

Наши результаты первого этапа могут рассматриваться как согласованные только в случае, если при независимом решении кривых блеска в диапазонах А, В, С согласуются основные геометрические параметры. Этими параметрами являются угол наклона орбиты, фаза верхнего соединения компактного объекта, и геометрические параметры bow shock и “хвоста блобов”. Как видно из Табл. 5.7, большинство этих параметров действительно согласуются в пределах своих погрешностей, за исключением угла раскрытия bow shock ψ_{bs}^x . Учитывая, что поглощение может отличаться в разных рентгеновских диапазонах, этот параметр можно полагать условно согласующимся. Интересно, что направление на апекс bow shock θ_{bs}^x во всех трех решениях находится в очень хорошем согласии с теоретической величиной 55.3° , вычисленной по формуле (5.9), в которой использованы принятые нами закон скорости ветра и параметры орбиты (терминальная скорость ветра

WR $V_\infty = 1700$ км/с была взята из Zdziarski et al., 2012).

Параметр τ_0^x (оптическая толща ветра WR) максимален в диапазоне В. В нашей модели это является следствием того, что амплитуда средней кривой блеска (отношение максимума к минимуму) максимальна в этом диапазоне, что отмечалось также в Zdziarski et al. (2012). Амплитуды в диапазонах А, В, С равны 2.49, 2.67, и 2.42 соответственно. Согласуется ли такое поведение оптической толщи с теоретическими ожиданиями? Поглощение в рентгеновском диапазоне обычно возрастает с уменьшением энергии, по крайней мере в межзвездной среде. Zdziarski et al. (2012) объясняют наблюдаемые различия амплитуд в разных диапазонах тем, что “в мягком диапазоне появляется дополнительная спектральная компонента, вероятно благодаря переизлучению в мягких рентгеновских линиях рентгеновского континуума, поглощенного звездным ветром”. Другим, более вероятным на наш взгляд объяснением, является то, что в высоко ионизованном ветре WR поглощение, связанное со связанными-свободными переходами, существенно меньше, чем в холодной (межзвездной) среде и может даже уменьшаться при уменьшении энергии (см., например, Рис. 4.5). Поведение оптической толщи bow shock τ_{bs}^x и “хвоста блобов” τ_{ct}^x похоже, за исключением того, что первая почти одинакова во всех диапазонах, а вторая монотонно увеличивается от диапазона А к С. Это может означать, что температуры обеих структур выше температуры ветра WR.

Согласованность полученных на первой стадии анализа значений угла наклона орбиты и фазы верхнего соединения компактного объекта в диапазонах А, В, С позволили нам перейти ко второй стадии и заново повторить решения кривых блеска с фиксированными значениями этих параметров. Наши комментарии относительно поведения геометрических параметров bow shock и “хвоста блобов”, приведенные выше, применимы и к решениям, полученным на второй стадии; общее поведение этих параметров похоже с небольшими количественными отличиями.

Вклад различных структур в общую оптическую толщу вдоль луча зрения показан на нижней панели Рис. 5.12 для диапазона С. Максимальное значение оптической толщи ветра WR достигается на фазе верхнего соединения компактного объекта $\phi_0 = -0.066$ (Табл. 5.7). Поглощение в bow shock уменьшает общий поток на ожидаемых фазах орбиты, ведя к асимметрии входа и выхода из основного минимума кривой блеска. Отметим, что при угле наклона орбиты $\sim 30^\circ$ луч зрения пересекает периферийные части bow shock. По этой причине максимальная величина оптической толщи bow shock на Рис. 5.12 меньше, чем τ_{bs}^x (оптическая толща в апексе) в Табл. 5.7.

Оптическая толща “хвоста блобов” ($\sim 0.34 - 0.4$, см. Табл. 5.7) больше, чем величина 0.2, полученная в Vilhu, Hannikainen (2013) для высокого состояния Cyg X-3 в полном диапазоне *RXTE* ASM. В то же время их поглощение в ветре WR (1.82) больше, чем наше (~ 0.3). Это происходит потому, что модель цитированных авторов не включает учета поглощения в bow shock. В нашей модели угол раскрытия bow shock довольно велик, так

что его непрозрачность влияет на весьма большой диапазон орбитальных фаз, добавляясь к непрозрачности ветра. Суммарное поглощение ветра и bow shock в нашей модели похоже на поглощение ветра в модели Vilhu, Hannikainen (2013).

Из выражения (5.8), используя μ_e , a , среднее $\tau_0^x = 0.3$ из Табл. 5.7, и $V_\infty = 1700$ км/с, получаем

$$\dot{M} \simeq 1.53 \times 10^{-5} \sigma_T / (\sigma_C + \sigma_{bf}) M_\odot / \text{год}.$$

$\sigma_C + \sigma_{bf}$ обычно больше, чем σ_T (сечение Томсоновского рассеяния), поэтому скорость потери массы звездой WR ожидается меньше, чем численный коэффициент в этой формуле. К сожалению, сечение σ_{bf} зависит от ионизационной структуры ветра и оценить его затруднительно. Поэтому коэффициент представляет собой верхнюю оценку скорости потери массы.

ИК диапазон

Результаты оптимизации ИК модели представлены на Рис. 5.14 и Табл. 5.8. Из них можно сделать несколько наблюдений.

Во-первых, отношения непоглощенных потоков компактного ИК источника и ветра WR в фильтрах J , K (отражаемые параметром f_0 в таблице) отличаются. Средняя величина отношения поглощенных потоков за орбитальный цикл в фильтре J равна 0.59, а ее минимальное и максимальное значения – 0.54 и 0.66. В фильтре K соответствующие значения – 0.16, 0.15, 0.17. Это означает, что либо ИК спектр компактного источника не является спектром свободно-свободного излучения, либо температуры компактного источника ИК излучения и горячей части ветра WR отличаются.

Во-вторых, несмотря на меньшую выраженность “депрессии” наблюдаемой кривой блеска на фазе 0.4 в фильтре K по сравнению с фильтром J , оптическая толща “хвоста блобов” в первом больше, чем во втором, в соответствии с ожиданием, что главным агентом непрозрачности является свободно-свободное поглощение. Наша простая аппроксимация поглощения в “хвосте блобов” (5.11) не предполагает никаких специфических физических механизмов. Математически, оптическая толща в фильтре K больше, поскольку относительный ИК поток компактного источника в этом фильтре меньше, чем в фильтре J , так что его поглощенная часть должна быть больше, чтобы сформировать наблюдаемую депрессию.

В-третьих, как известно, оптическая толща свободно-свободного поглощения пропорциональна квадрату длины волны (см. формулу 5.19). Таким образом, если механизмом поглощения в bow shock и “хвосте блобов” является свободно-свободное поглощение, соответствующие оптические толщины в фильтре K должны быть примерно в $\sim (2.12/1.25)^2 = 2.9$ больше, чем в фильтре J . Хотя в случае “хвоста блобов” оптические толщины в филь-

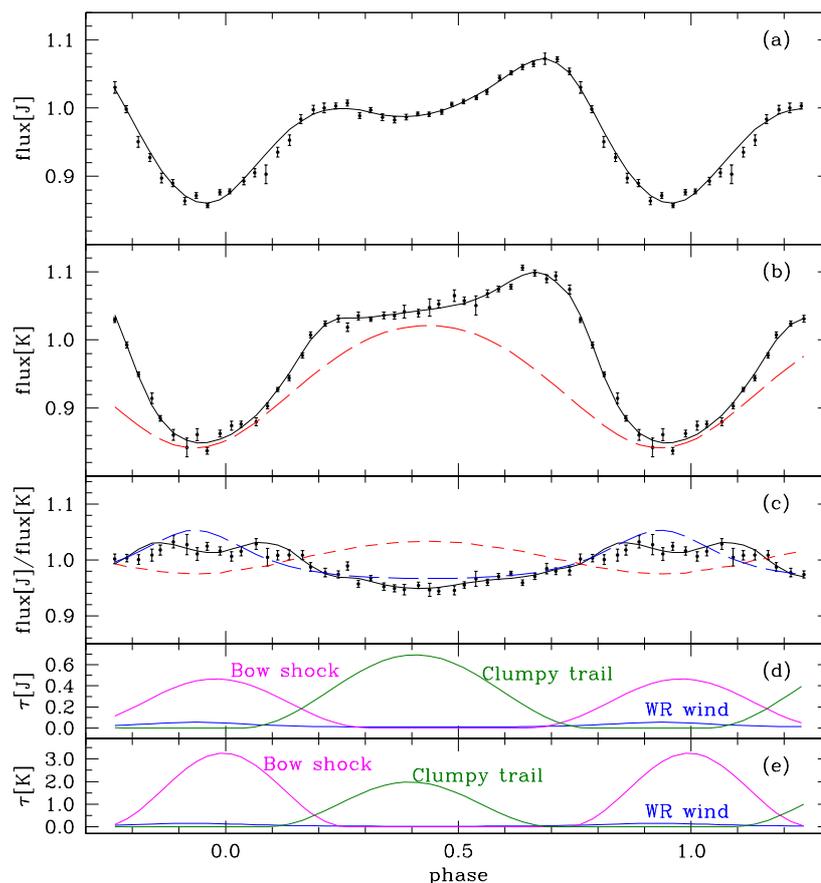


Рис. 5.14: Решение средних нормированных ИК кривых блеска. (а): фильтр J ; (b): фильтр K . Точки: наблюдаемые кривые блеска, сплошные черные линии: модель. Красной штриховой линией на панели (b) показана компонента модельного потока, соответствующая свободно-свободному излучению ветра WR. Мы не показываем такую же компоненту в фильтре J , поскольку на графике она лежит намного ниже кривой блеска из-за большего вклада потока компактного источника в этом фильтре, см. Табл. 5.8 и текст; рисование ее в масштабе очень сильно увеличило бы высоту рисунка. (с): цвет J - K данных (точки) и наилучшей модели (черная сплошная линия). Красной штриховой линией показан цвет компоненты модели, связанной со свободно-свободным излучением ветра. Синей штриховой линией с длинными штрихами показан цвет компактного источника, поглощаемого только ветром WR (без учета поглощения в bow shock и “хвосте блобов”). (d): оптические толщины ветра WR (синяя линия), bow shock (фиолетовая линия), и “хвоста блобов” (зеленая линия) в фильтре J . (e): то же самое в фильтре K .

трах JK согласуются с этими ожиданиями, для bow shock это не так, см. Табл. 5.8. Это может объясняться либо тем, что наша феноменологическая модель – слишком простая и грубая аппроксимация, либо тем, что свободно-свободное поглощение не является единственным механизмом, ответственным за непрозрачность bow shock. Отметим, что в отличие от рентгеновской модели, в ИК модели направление на апекс bow shock θ_{bs}^{ir} сильно отличается от теоретически ожидаемой величины 55.3° . В целом, тем не менее, увеличение оптической толщи структур ветра в направлении больших длин волн в ИК диапазоне

Таблица 5.8: Параметры ИК модели. Фиксированные параметры те же, что в Табл. 5.7.

Найденные параметры		
Параметр	J	K
b_0^{ff}	0.11 ± 0.03	0.10 ± 0.02
τ_{bs}^{ir}	1.2 ± 0.2	12 ± 2
θ_{bs}^{ir} , deg	$16^\circ \pm 3^\circ$	$22^\circ \pm 2^\circ$
ψ_{bs}^{ir} , deg	$105 \pm 3^\circ$	$93^\circ \pm 2^\circ$
τ_{ct}^{ir}	0.7 ± 0.2	2.0 ± 0.3
ϕ_{ct}^{ir}	0.406 ± 0.004	0.395 ± 0.005
$\Delta\phi_{ct}^{ir}$	0.37 ± 0.02	0.30 ± 0.02
f_0	0.7 ± 0.2	0.31 ± 0.08
norm ^a	1.000 ± 0.008	0.990 ± 0.002
$\chi^2/\text{d.o.f.}$	68.4/31	66.1/31

^a: параметр нормализации.

согласуется с теоретическими ожиданиями.

В-четвертых, первоначальное предположение в разделе 5.2.3 о том, что наблюдаемые изменения цветов Cyg X-3 происходят благодаря свободно-свободному поглощению излучения компактного ИК источника в ветре WR, необходимо скорректировать. На панели (с) Рис. 5.14 показано изменение цветов свободно-свободного излучения ветра WR и потока компактного источника, поглощенного лишь ветром WR без учета поглощения другими структурами. Как и ожидалось, первый цвет становится более красным вблизи фазы ноль, а второй – более голубым. Однако, амплитуда этих изменений такова, что они почти полностью компенсируют друг друга. То, что делает общий цвет системы в нашей модели более голубым в районе фазы ноль, это поглощение в bow shock, увеличивающееся с длиной волны.

В-пятых, из панели (с) на Рис. 5.14 становится понятной математическая причина маленькой величины угла θ_{bs}^{ir} , определяющего направление на апекс bow shock. Компонента модели, отвечающая за свободно-свободное поглощение в ветре WR, неспособна воспроизвести крутой наклон входа в основной минимум кривой блеска. Для того, чтобы обеспечить этот наклон, требуется дополнительное поглощение на фазах, близких к минимуму и левее него (~ 0.9). Модель достигает этого путем сдвига поглощения в bow shock налево по горизонтальной оси фаз, что приводит к уменьшению θ_{bs}^{ir} по сравнению с решением в рентгеновском диапазоне. Физическая причина маленькой величины этого угла может заключаться в том, что пространственное положение компактного ИК источника может несколько отличаться от положения рентгеновского источника. Меньшее значение угла можно ожидать, например, в случае, если ИК излучение формируется в плотных частях bow shock (см. ниже).

Подставляя b_0^{ff} из Табл. 5.8 в (5.20), мы получаем оценку скорости потери массы звезд-

дой WR $\dot{M} = (0.96 \pm 0.14) \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$.

Сравним эту величину с другими существующими в литературе оценками. Szostek, Zdziarski (2008) определили $\dot{M} = (0.6 - 1.6) \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ из моделирования рентгеновских спектров при различных предположениях о ветре и массе звезды WR. Zdziarski et al. (2012) получили величину $\dot{M} = (0.7 - 0.8) \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ путем моделирования орбитальной рентгеновской переменности в жестком диапазоне энергии, где непрозрачность ветра WR, вероятно, доминируется Томсоновским рассеянием. Waltman et al. (1996) нашли, что $\dot{M} \leq 1.0 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ из анализа запаздывания переменности в радио-диапазоне, интерпретируемого как следствие поглощения в ветре WR. Koljonen, Massarone (2017) получили $\dot{M} = (0.8 - 1.1) \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$, моделируя ИК спектр Cyg X-3 и предполагая, что расстояние до системы составляет $d \simeq 7.4$ кпс. Все эти результаты согласуются с нашими. С другой стороны, Ogle, Bell Burnell, Fender (2001) получили $\dot{M} \simeq 3.6 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ путем сравнения потоков на длинах волн 4 и 16 μm , вычисленных в модели высоко ионизованного ветра WR, и потоков, измеренных на спутнике *ISO*. Их скорости потери массы для других моделей ветра, использованных в работе, еще выше. Однако эти результаты, основанные на вычислении абсолютных потоков, зависят от расстояния до системы, которое в цитированной работе было принято равным $d \simeq 10$ кпс. Кроме того, возможное наличие синхротронного излучения джетов (см. ниже) может также уменьшить вычисленное значение \dot{M} . van Kerkwijk (1993) получил $\dot{M} \simeq 4.0 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$, моделируя ИК кривую блеска Cyg X-3 в модели, которая включала только сферически-симметричный ветер WR, состоящей их горячей и холодной частей (модель включала множество упрощений). Наша модель является обобщением модели из этой работы. Однако наша величина \dot{M} намного меньше. Причина заключается в том, что модель van Kerkwijk (1993) не включала точечный ИК источник. Поэтому, чтобы описать наблюдаемую амплитуду ИК кривой блеска, такая модель требует намного большего значения оптической толщины ветра, и, следовательно, приводит к значительному увеличению \dot{M} . В нашей модели переменность, связанная с двухкомпонентным ветром WR, составляет только часть общей переменности.

5.2.5 Возможные проблемы модели

В данном разделе мы перечислим потенциальные проблемы нашей простой модели. Первой проблемой является то, что модель в значительной ее части является феноменологической. Аппроксимации (5.10) и (5.11), очевидно, очень просты и могут использоваться лишь как очень грубое описание реального поглощения в bow shock и “хвосте блобов”.

Другой проблемой является то, что близость компонент системы, скорее всего, приводит к тому, что ветер WR перестает быть сферически-симметричным и является сфокусированным в направлении релятивистского спутника. Действительно, радиус Бонди-Хойла может быть грубо оценен как

$$R_B = \frac{2GM_x}{V_{wind}^2 + V_{orb}^2},$$

где M_x – масса релятивистского спутника. Строго говоря, эта формула справедлива для широких двойных систем, где этот радиус намного меньше размера орбиты. В тесной двойной системе радиус будет больше. Однако, поскольку мы заинтересованы в оценке снизу, мы будем использовать эту формулу, приняв $M_x = 1.44M_\odot$ (характерная масса компактного объекта в случае, если он является нейтронной звездой). Для принятых нами параметров орбиты и закона скорости в ветре WR $R_B \simeq 0.3R_\odot$. Реальный радиус, вероятно, больше этой оценки. Движение вещества в ветре WR в пределах этого радиуса будет в значительной степени определяться гравитационным притяжением спутника, и приведет либо к образованию аккреционного диска, либо к аккреции из так называемого “сфокусированного” ветра.

Еще одной потенциальной проблемой является глобальная асимметрия ветра WR. Vilhu et al. (2021) показали, что рентгеновское облучение ветра релятивистским объектом уменьшает силу давления излучения WR на ее ветер и тем самым уменьшает скорость ветра в направлении спутника.

Несмотря на указанные проблемы, в отсутствие самосогласованных моделей ветра и различных структур, связанных с движением вещества, наша простая модель является первым шагом к лучшему пониманию процессов, происходящих в системе.

В нашей модели имеются еще две особенности, требующие обсуждения. Во-первых, мы использовали фиксированные температуры горячей и холодной частей ветра WR. Амплитуда кривой блеска компоненты модели, связанной со свободно-свободным излучением ветра, увеличивается с увеличением отношения этих температур. Однако представляется маловероятным, что отношение температур может быть существенно больше, чем использованное в нашей работе. Принятые нами значения температур типичны для горячей и холодной частей ветра (Hamann, Gräfener, 2004, Kallman et al., 2019). Кроме того, увеличение амплитуды переменности этой компоненты модели потребовало бы одновременного увеличения доли излучения компактного ИК источника, чтобы сохранить амплитуду общей переменности. Эта доля в нашей модели уже достаточно велика; маловероятно, что поток компактного ИК источника равен или превышает ИК поток ветра WR.

Во-вторых, в нашей модели предполагается, что ветер WR однороден. Поскольку свободно-свободное излучение и поглощение пропорционально квадрату плотности вещества, учет неоднородности может понизить полученные оценки \dot{M} . Мы вернемся к этому вопросу в следующем разделе.

5.2.6 Обсуждение результатов

Какова возможная природа компактного ИК источника, расположенного рядом с релятивистским компонентом системы? Arraгao (1997) высказал гипотезу, что в дополнение к свободно-свободному излучению ветра, ИК излучение может формироваться в плотных частях bow shock. В этом сценарии короткие вспышки, наблюдаемые в ИК диапазоне, возникают при столкновении блобов ветра WR с ударной волной. Fender et al. (1996) предположили, что ИК вспышки могут быть связаны с синхротронным излучением релятивистских электронов в основании джетов. Можно предположить, что более или менее постоянный ИК поток может быть также объяснен этим механизмом. Прояснение этого вопроса требует детальных гидродинамических расчетов, что находилось за пределами нашей работы.

Что касается bow shock как возможного источника ИК излучения, интересно обратиться к работе Zdziarski, Misra, Gierliński (2010). Авторы объясняют обрезание рентгеновского спектра на низких энергиях и форму спектра присутствием вокруг компактного спутника небольшого облака плазмы, оптически толстого для Томсоновского рассеяния. Предполагается, что облако аксиально асимметрично по отношению к компактному спутнику. Учитывая небольшой размер такого облака (оценочный радиус $\sim 2 \times 10^9$ см), оно не может быть частью ветра. Авторы предполагают, что облако образуется благодаря столкновению гравитационно сфокусированного ветра WR с внешним краем аккреционного диска. Такое облако не может служить альтернативой bow shock в нашей модели из-за его малого размера, а также разного пространственного расположения этих структур. Bow shock располагается более или менее по ходу орбитального движения компактного объекта, в то время, как облако отстает от него (см. Рис. 7 в Poutanen, Zdziarski, Ibragimov (2008), на которую ссылаются авторы цитированной статьи как на аналогичный пример в случае Cyg X-1). Однако подобная структура, если существует, должна влиять на орбитальную рентгеновскую переменность и поэтому включена в будущие модели.

Одним из наиболее интересных и еще не решенных вопросов относительно Cyg X-3 является вопрос о том, что собой представляет компактный объект – черную дыру или нейтронную звезду. Zdziarski, Mikolajewska, Belczynski (2013) оценили массу компактного объекта $M_C = 2.4_{-1.1}^{+2.1} M_\odot$, основываясь на кривых лучевых скоростей некоторых рентгеновских (Vilhu et al., 2009) и ИК (Hanson, Still, Fender, 2000) спектральных линий. Однако позднее Koljonen, Massarone (2017) показали, что эти ИК линии не отражают орбитальное движение звезды WR, а образуются в ее ветре. Таким образом, полученная оценка массы является недостоверной.

Наше текущее исследование, с учетом предыдущих, позволяет сделать некоторые оценки. Мы начнем с хорошо известной формулы, связывающей скорость потери массы WR с изменением орбитального периода

$$\frac{2\dot{M}}{M_{\text{WR}} + M_{\text{C}}} = \frac{\dot{P}}{P} \quad (5.22)$$

Здесь предполагается, что угловой момент звезды WR удаляется из системы ее ветром и только ничтожная его часть аккрецируется компактным спутником. В нашей работе, описанной в предыдущем разделе настоящей главы, мы уточнили скорость изменения периода $\dot{P}/P = 1.02 \times 10^{-6} \text{ год}^{-1}$. Подставляя это значение и используя $\dot{M} = 0.96 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ из нашей ИК модели, получаем значение полной массы системы $M_{\text{WR}} + M_{\text{C}} \simeq 18.8 M_{\odot}$.

Массу звезды WR можно оценить из соотношения $\dot{M} - M$ для звезд WR. Nugis, Lamers (2000) получили это соотношение путем соответствующей аппроксимации выборки из 34 звезд подтипа WN (см. их формулу 23). Скорости потери массы индивидуальными звездами оценивались с учетом неоднородности ветра. Zdziarski, Mikolajewska, Belczynski (2013) переанализировали те же данные и отметили, что наиболее массивные звезды в выборке сильно отклоняются от соотношения, найденного по менее массивным звездам. Они переопределили соотношение $\dot{M} - M$ путем аппроксимации звезд в подвыборке, которая включала только звезды WN с массами $M_{\text{WR}} < 22 M_{\odot}$ (формула (6) в цитированной работе). Полная масса Cyg X-3 попадает под это ограничение, так что представляется разумным использовать соотношение Zdziarski, Mikolajewska, Belczynski. Его применение дает $M_{\text{WR}} = (11.6 \pm 1.2) M_{\odot}$. Таким образом, масса релятивистского спутника оказывается равной $M_{\text{C}} \simeq 7.2 M_{\odot}$, что является аргументом в пользу гипотезы черной дыры. Напомним, однако, что наша оценка \dot{M} была получена в предположении однородности ветра WR. Если это не так, и скорость потери массы меньше, ситуация меняется. Предположим, что скорость потери массы меньше нашей оценки в два раза. Тогда повторение процедуры, описанной выше, приводит к оценкам $M_{\text{WR}} + M_{\text{C}} = 9.4 M_{\odot}$ и $M_{\text{WR}} \simeq (9.2 \pm 1.7) M_{\odot}$. Это оставляет слишком мало места $M_{\text{C}} \sim 0.2 M_{\odot}$ даже для нейтронной звезды. Мы можем перевернуть вопрос и спросить себя, какая скорость потери массы требуется для того, чтобы получить массу компактного спутника, равную канонической массе нейтронной звезды $1.44 M_{\odot}$. Легко рассчитать, что в этом случае скорость потери массы звездой WR должна составлять $\dot{M} \simeq 0.57 \times 10^{-5} M_{\odot}$, полная масса системы $\simeq 11.16 M_{\odot}$, и $M_{\text{WR}} \simeq 9.74 M_{\odot}$. Значение массы звезды WR выглядит разумным, так что мы с сожалением констатируем, что, учитывая возможную неоднородность ветра WR, приведенные нами оценки не позволяют сделать однозначный выбор между гипотезами нейтронной звезды и черной дыры.

Koljonen, Massagone (2017) обсуждали массы компонентов систем, используя похожий, но более детальный подход. В частности, они рассмотрели случай, когда часть углового момента WR аккрецируется релятивистским спутником и затем снова уходит из системы в форме ветра аккреционного диска или с джетами. Тогда формулу (5.22) нужно заменить более сложным выражением. На Рис. 9 авторы работы показывают области возможных

масс компонентов системы для различных величин α – доли \dot{M} , удаленной из системы посредством звездного ветра. Для разумных значений α допустимые диапазоны масс для обоих компонентов очень велики и не накладывают на них никаких реальных ограничений. Авторы попытались сузить эти диапазоны, ограничивая величину $\beta = 1 - \alpha$ – долю потока массы, аккрецировавшую на компактный спутник и затем выброшенную из системы в ветре аккреционного диска или джетах. Эта величина является функцией \dot{M} , M_C и относительной скорости ветра в месте расположения компактного спутника $v_{rel}^2 = v_{orb}^2 + v_{wind}^2$. Здесь v_{orb} – орбитальная скорость спутника, v_{wind} – скорость ветра на расстоянии размера орбиты от звезды WR. Предполагая, что $\beta < 0.25$, авторы построили графики возможных значений M_{WR} , M_C для трех значений $v_{rel} = 1000$ км/с, 800 км/с, и 700 км/с (Рис. 10 в работе). Используя полуамплитуду кривой лучевых скоростей, определенную по нескольким рентгеновским спектральным линиям $K = 400$ км/с, и предполагая, что угол наклона орбиты $i = 30^\circ - 70^\circ$, они оценили относительную скорость $v_{rel} = 750 - 1000$ км/с. Тогда $M_C \leq 10M_\odot$ для $v_{rel} = 1000$ км/с и $M_C \leq 5M_\odot$ для $v_{rel} = 750$ км/с. Угол наклона орбиты в нашей модели близок к 30° , что соответствует первой из этих оценок массы.

5.2.7 Заключение

В данной части работы мы исследовали рентгеновские и ИК кривые блеска Cyg X-3, используя архивные данные *RXTE* ASM и *MAXI*, а также наши фотометрические ИК данные, полученные на 2.5 м телескопе КГО ГАИШ. В обоих диапазонах средние орбитальные кривые блеска очень хорошо определены, несмотря на наличие сильной нерегулярной переменности и вспышек.

Форма ИК кривых блеска качественно похожа на форму рентгеновских кривых. Форма рентгеновской кривой блеска может быть объяснена в модели, где, помимо рассеяния и поглощения излучения рентгеновского источника в ветре звезды WR, на это излучение влияют дополнительные структуры ветра: ударная волна по ходу орбитального движения компактного объекта (bow shock) и так называемый “хвост блобов”. Похожесть формы ИК кривой блеска на рентгеновскую позволяет предположить, что в ИК диапазоне, в дополнение к свободно-свободному излучению ветра WR, в системе присутствует компактный ИК источник, расположенный вблизи релятивистского спутника. На излучение этого источника влияют те же структуры, что на излучение рентгеновского. Существование компактного ИК источника также подтверждается изменением цвета ИК потока вблизи орбитальной фазы ноль. Важно отметить, что эти выводы являются качественными, сделаны на основе вида кривых блеска, и не зависят от конкретной численной модели.

Для того, чтобы проанализировать средние рентгеновские и ИК кривые блеска численно, мы создали модель, которая полу-феноменологически учитывает поглощение/рассеяние рентгеновского и ИК излучения в ветре WR и двух дополнительных структурах: bow shock

и “хвосте блобов”. Несмотря на простоту модели, она является полезной для оценки характерных параметров этих структур. Наш анализ также позволил определить орбитальную фазу верхнего соединения компактного объекта $\phi_0 = -0.066 \pm 0.006$, угол наклона орбиты $i = 29.5^\circ \pm 1.2^\circ$, и скорость потери массы в ветре WR $\dot{M} = (0.96 \pm 0.14) \times 10^{-5} M_\odot/\text{год}$.

Используя соотношение между \dot{M} и скоростью изменения периода системы, а также соотношение между \dot{M} и массой звезды WR, мы оценили возможную массу релятивистского объекта $M_C \simeq 7.2 M_\odot$, что свидетельствует в пользу гипотезы о том, что он представляет собой черную дыру. Однако эта оценка основана на предположении однородного ветра WR. Если ветер неоднороден, она может быть уменьшена, что оставляет возможной альтернативную гипотезу о том, что релятивистский объект является нейтронной звездой.

Наши результаты могут рассматриваться как один из шагов к созданию более продвинутой модели, учитывающей присутствие в системе компактного ИК источника и дополнительных структур ветра WR.

5.3 Выводы

Cyg X-3 является единственным примером двойной системы, состоящей из звезды WR и релятивистского объекта, в нашей Галактике. Как таковая, она заслуживает самого пристального изучения. Это отражено в количестве публикаций: по данным СИМБАД на апрель 2024 года, Cyg X-3 так или иначе упоминается в 1936 публикациях. Несмотря на такое количество публикаций и многочисленные исследования в различных диапазонах длин волн, ряд принципиальных вопросов остаются нерешенными. В нашей работе мы смогли окончательно решить по крайней мере одну загадку, связанную с характером и природой изменения орбитального периода системы. Мы показали, что в изменении периода присутствует синусоидальная компонента, которая может быть связана либо с движением линии апсид в системе с небольшим эксцентриситетом, либо с наличием третьего тела, что превращает объект в иерархическую тройную систему.

Совместный анализ рентгеновских и ИК кривых блеска позволил впервые выяснить, что в системе присутствуют ударная волна по ходу движения спутника (bow shock) и компактный ИК источник, находящийся близко к рентгеновскому. Мы также подтвердили существование “хвоста блобов” (clumpy trail), предложенное в работе Vilhu, Hannikainen (2013) и оценили характерные параметры обнаруженных структур. Важно отметить, что основные выводы сделаны на основании качественного анализа кривых блеска и не зависят от конкретной модели. Наличие найденных нами структур и ИК источника должно учитываться в будущем при создании любых более продвинутых моделей системы.

Заключение

Итоги выполненного в диссертационной работе исследования:

1. Создан гибкий и эффективный алгоритм решения интегрального уравнения Фредгольма первого типа и интегрального уравнения Абеля, позволяющий находить неизвестную функцию для любой комбинации априорных ограничений и предположений относительно гладкости искомой функции. На основе этого алгоритма создана компьютерная программа решения кривых блеска двойных систем WR+O и O+O.
2. Создана параметрическая модель и соответствующий алгоритм решения кривых блеска двойных систем ранних спектральных типов в оптическом континууме. Модель разработана в двух вариантах – для широких пар со сферическими компонентами (самодостаточный программный код) и как подпрограмма, встраиваемая в алгоритм стандартной модели Роша (для тесных пар).
3. С использованием этих программ проведены исследования двойных звезд WR+O V444 Cyg, BAT99-129, WR 22. Определены характеристики компонент и ветров в этих двойных системах. Показано, что стандартный β -закон изменения скорости в ветре звезды WR, вообще говоря, не является хорошей аппроксимацией реального изменения скорости в ветре. Получены эмпирические ограничения на изменение скорости.
4. С использованием оптических и рентгеновских данных проведены исследования наблюдательных свойств большого числа одиночных и массивных звезд ранних спектральных типов. Определены рентгеновские светимости, характерные температуры плазмы, излучающей в рентгеновском диапазоне, получены данные о рентгеновской переменности. Проведено сравнение отношения рентгеновской и болометрической светимостей для большого числа одиночных и двойных звезд. Показано, что в среднем, рентгеновские свойства двойных звезд не сильно отличаются от свойств одиночных звезд. Это означает, что первоначальные теоретические ожидания того, как столкновение звездных ветров влияет на жесткость рентгеновского спектра и рентгеновскую светимость, не оправдываются. Жесткость спектра и светимость зависят от ряда факторов, которые могут по-разному проявляться в зависимости от характеристик двойной системы и ее компонент: (i) величины орбитального периода; (ii) величины эксцентриситета орбиты; (iii) угла наклона орбиты; (iv) мощности ветров компонент и терминальных скоростей ветров, и т.п. В зависимости от сочетания этих факторов может меняться оптическая толща для рентгеновского излуче-

ния зоны столкновения, рентгеновский спектр и светимость индивидуальных ветров и зоны столкновения, по-разному проявляться механизмы радиативного замедления и торможения.

5. Разработана стационарная модель столкновения звездных ветров в двойных системах $WR+O$ и $O+O$, позволяющая рассчитать теоретические рентгеновские спектры и кривые блеска систем, где столкновение ветров происходит в радиативном режиме. Модель является промежуточной альтернативой между сложными нестационарными гидродинамическими моделями столкновения (которые в случае радиативного режима сталкиваются с серьезными теоретическими и вычислительными сложностями) и простыми моделями однотемпературной тепловой плазмы, широко используемыми для анализа данных в силу их простоты. Модель использована при анализе рентгеновских наблюдений двойной системы HD 159176 и показала лучшее согласие с теоретическими ожиданиями по сравнению с простой моделью тепловой плазмы.
6. Исследовано поведение орбитального периода и решена многолетняя загадка характера и причин его изменения в уникальной системе Cyg X-3, состоящей из звезды WR и релятивистского объекта. Показано, что помимо постоянного изменения периода из-за потери углового момента в ветре компоненты WR , в изменениях периода присутствует синусоидальная составляющая. Эта составляющая переменности может объясняться либо движением линии апсид в системе с небольшим эксцентриситетом, либо наличием третьего маломассивного компонента, образующего с Cyg X-3 иерархическую тройную систему. Получены наиболее точные на настоящий момент (2024 год) эфемериды системы.
7. Разработана модель Cyg X-3. Модель использована для анализа рентгеновских и инфракрасных кривых блеска этой системы. Показано, что в системе существуют сложные структуры в ветре, объясняющие наблюдаемую переменность, определены параметры этих структур. Показано также, что в системе, помимо инфракрасного излучения ветра компоненты WR , присутствует компактный инфракрасный источник, расположенный вблизи релятивистского спутника.

Полученные в диссертационном исследовании результаты наглядно демонстрируют целесообразность использования двойных систем $WR+O$ и $O+O$ для получения эмпирических ограничений на характеристики звезд и их ветров. Эти ограничения должны учитываться при разработке теоретических моделей этих объектов.

Перечислим перспективы дальнейшей разработки темы.

Методы решения некорректных задач. Представленные методы решения интегральных уравнений Фредгольма первого рода и Абеля являются максимально гибкими и эф-

фективными, и не требуют дальнейшей теоретической и программной разработки. Однако, эти методы могут в принципе быть улучшены, если целью является не просто получение эмпирического распределения яркости и поглощения по диску звезды WR (решение уравнения Фредгольма), а также распределение коэффициента поглощения $\alpha(r)$ (решение уравнения Абеля), но и определение эмпирического закона изменения скорости в ветре $v(r)$, подчиняющегося априорным ограничениям. Последний является алгебраической функцией $\alpha(r)$ (см. уравнение (1.17)). Проблема заключается в том, что связь между $v(r)$ и $\alpha(r)$ нелинейна. Поэтому, даже если наши эмпирические ограничения на $\alpha(r)$ “делают” ее, например, монотонно-невозрастающей и вогнутой, эти свойства не гарантируются в полученном $v(r)$. Выходом могло бы стать явное включение всех выражений, связывающих $I_a(r)$, $\tau(r)$, $\alpha(r)$ и $v(r)$ в уравнение Фредгольма и решение его как уравнения относительно $v(r)$ как неизвестной функции с априорными ограничениями (например, монотонно неубывающая функция). Однако такое уравнение становится нелинейным, и его решение классическими регулярными методами, как это описано в Главе 1 весьма проблематично как с теоретической, так и с вычислительной точек зрения.

Потенциально простой альтернативой является решение такого нелинейного уравнения методом Монте Карло. Автором диссертации был написан алгоритм такого метода. Однако в нем пока отсутствует полноценная ключевая часть – генерирование случайных функций с требуемыми априорными ограничениями. Без потери общности можно свести эту задачу к генерированию монотонно невозрастающих (или неубывающих) функций в квадрате $[0;1;0;1]$, которые покрывают весь квадрат с равномерной вероятностью. На первый взгляд, алгоритм такой генерации может быть очень простым: (i) в первом узле сетки по x генерируем равномерно распределенное число в интервале $[0;1]$; (ii) во втором узле сетки генерируем случайное число в интервале от числа, полученного в первом узле, до 1, и так далее. Однако такой алгоритм не работает, а именно, не обеспечивает равномерного заполнения квадрата $[0;1;0;1]$ получаемыми функциями. Действительно, для того, чтобы во втором узле сетки значение функции было равно, например, 0.9, необходимо, чтобы в первом узле значение функции попало в интервал $[0;0.9]$. Для значения во втором узле 0.1 значение в первом должно попасть в интервал $[0;0.1]$. Понятно, что вероятность первого варианта в 9 раз больше вероятности второго. Это означает, что значение функции во втором узле распределено в интервале $[0;1]$ не равномерно, а с большим увеличением плотности вероятности к 1. Этот эффект еще более усугубляется для третьего узла и т.д. На практике использование такого алгоритма ведет к тому, что уже в третьем-четвертом узлах сетки “случайная” функция практически равна 1. Условная вероятность для точки в k -м узле растет экспоненциально, поэтому получить хотя бы одну монотонную функцию, значение которой в крайнем правом узле сетки равно, например, 0.5 для числа узлов сетки по x размером 100, абсолютно не реалистично.

Эта проблема хорошо известна в математике, и возникает, например, при решении си-

стем неполных обыкновенных дифференциальных уравнений методом Монте Карло, когда искомая функция должна находиться в полосе между наперед заданными нижней и верхней огибающими (Say, Nircan, 2005). Она получила название “unfair attraction to upper envelope”. Были предложены различные эмпирические способы выравнивания экстремально неоднородных распределений вероятностей, но ни один из них не способен привести к равномерному распределению. Автор диссертационной работы обсуждал эту проблему с сотрудниками кафедры статистики механико-математического факультета МГУ. В нашем случае проблема облегчается тем, что верхняя и нижняя огибающие представляют собой константы 0 и 1. Некоторые подвижки имеются, однако задача требует дополнительных исследований.

Помимо развития собственно метода, уже существующие алгоритмы можно применять к новым наблюдательным данным двойных систем WR+O и O+O. Довольно большой объем таких (оптических и инфракрасных) данных получен автором на 2.5 м телескопе КГО ГАИШ и находится в процессе обработки.

Стационарная модель столкновения звездных ветров и ее применение. Очевидным направлением развития модели является включение в нее эффектов, отсутствующих в текущей версии: силы Кориолиса, радиативного замедления и торможения. Кроме того, в момент создания модели объем рентгеновских данных (спектры и кривые блеска) для двойных систем со сталкивающимися ветрами был невелик из-за дороговизны и востребованности космических рентгеновских телескопов. Для полноценного применения модели желательно получить спектры и кривые блеска, покрывающие по возможности большее число орбитальных фаз. За время, прошедшее с создания модели, объем таких наблюдений значительно увеличился, что открывает перспективу использования модели для анализа целого ряда двойных систем.

Модель Cyg X-3 и перспективы исследования системы. Как было отмечено в Главе 5, любые теоретические модели этой системы должны учитывать обнаруженные нами структуры ветра и наличие компактного инфракрасного источника. Потенциально следующим существенным шагом в исследовании системы могло бы стать создание трехмерной газодинамической модели движения вещества в Cyg X-3, способной адекватно воспроизвести обнаруженные нами структуры. Однако эта задача чрезвычайно трудоемка как с точки зрения теории, так и вычислительных ресурсов.

Благодарности

Автор выражает благодарность своему первому учителю [Н.Г. Бочкареву], который был руководителем моих курсовых работ и соавтором моей первой научной статьи о переменности линий ядер Сейфертовских галактик. Именно он научил меня тому, как нужно правильно писать статьи. Автор благодарен [В.Г. Корнилову], к которому он регулярно обращался с вопросами по поводу программирования и решения различных математических проблем, всякий раз получая квалифицированную консультацию или указание на то, какую литературу нужно прочесть. Автор благодарит своих зарубежных коллег из университета Льежа Ya. Náze и G.Rauw, а также A.F.J. Moffat из университета Монреаля и S.P. Owocki из университета штата Делавар. Совместная работа с этими коллегами была чрезвычайно полезна в профессиональном плане. Огромная благодарность моему учителю и коллеге А.М. Черепашуку за многолетнее сотрудничество. Научный энтузиазм Анатолия Михайловича на протяжении многих лет был поистине выдающимся примером того, каким должен быть настоящий ученый.

Отдельная благодарность моей жене Элеоноре за постоянную поддержку моей работы, совместные работы и обсуждение научных результатов.

Приложение А.

Минимизация функционала Тихонова методом проекции сопряженных градиентов

Алгоритм, описанный ниже, основан на методах, описанных в книге Тихонов и др. (1983). В оригинальный алгоритм, предложенный этими авторами, внесены изменения и дополнения, необходимые для реализации методов, описанных в разделе 1.1. Отметим, что данный алгоритм – только часть общего алгоритма решения задачи, касающаяся минимизации с использованием метода проекции сопряженных градиентов (см. раздел 1.1.1).

В дискретной аппроксимации (1.7), непрерывная функция z представляется соответствующим вектором \mathbf{z} . Все выражения ниже написаны для этого дискретного представления задачи. Введем некоторые обозначения. Линейные ограничения типа (1.11)–(1.14) могут быть записаны как (Тихонов и др., 1983)

$$F\mathbf{z} \leq \mathbf{g}, \quad (\text{A1})$$

где F – матрица размерности $m_0 \times n$, m_0 – число ограничений, а \mathbf{g} – вектор размерности m_0 . Неравенство следует понимать как покомпонентное неравенство. Линейно-независимые ограничения (A1) определяют область поиска решения в n -мерном пространстве R^n (Рис. 15). Границы этой области являются гиперплоскостями, определяемыми строками в (A1), в которых знак неравенства заменен на знак равенства. Минимизация начинается из любой внутренней (или граничной) точки области поиска и производится в направлениях, задаваемых методом сопряженных градиентов до тех пор, пока никакие ограничения из (A1) не нарушены. Если в процессе итераций следующая точка выходит за границы допустимой области, шаг вдоль очередного направления принимается равным расстоянию от текущей точки до соответствующей гиперплоскости, ограничения (A1) не нарушаются. Новая точка лежит на грани области поиска и одно из неравенств в (A1) становится равенством. Назовем активными ограничениями такие, для которых

$$\sum_{j=1}^n F_{ij}z_j = g_i \quad (\text{A2})$$

Ограничения типа равенства, как например в (1.14), всегда активны. Пусть F_I – матрица активных ограничений. Это матрица, составленная из строк F , для которых выполняется равенство (A2). Если активными являются m_a ограничений ($m_a > 0$), размерность области поиска уменьшается на m_a , то есть становится равной $n - m_a$. Чтобы продолжить минимизацию без нарушения активных ограничений, “абсолютное” направление спуска из

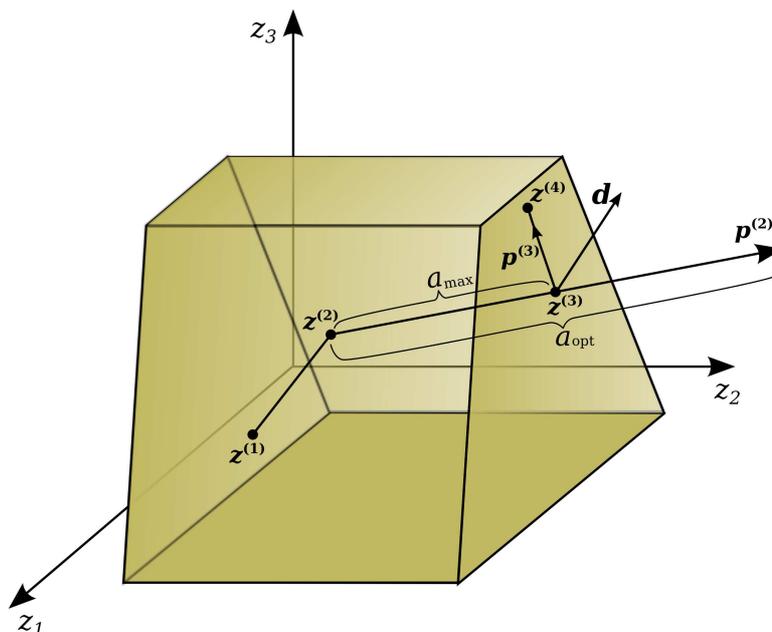


Рис. 15: Схематичная иллюстрация метода проекции сопряженных градиентов в трехмерном пространстве. Область поиска показана затененным многогранником. В точке $\mathbf{z}^{(2)}$ оптимальный шаг a_{opt} вдоль нового направления спуска $\mathbf{p}^{(2)}$ поместил бы следующую точку вне области поиска. Вместо этого, алгоритм совершает максимально допустимый шаг a_{max} (делая соответствующее ограничение активным) и новое “абсолютное” направление спуска \mathbf{d} из этой точки проектируется на грань области поиска.

текущей точки проектируется на подпространство, определяемое активными ограничениями (Рис. 15). Поскольку метод сопряженных градиентов находит минимум квадратичной функции в R^n за n шагов, в каждом данном подпространстве итерации останавливаются, когда их число k становится равным $n - m_a$.

Блок-схема метода показана на Рис. 16. Числа в скобках соответствуют номерам комментариев, приведенных ниже:

- (1) Минимизация начинается с произвольной допустимой точки $\mathbf{z}^{(0)}$. Подставляя $\mathbf{z}^{(0)}$ в (A1) и проверяя активные ограничения, заполняем матрицу F_I .
- (2) Вычисляем проекцию P_I на подпространство R^{n-m_a} , используя формулу

$$P_I = I - F_I^*(F_I F_I^*)^{-1} F_I, \tag{A3}$$

где I – единичная матрица.

- (3) Вычисляем направление спуска $\mathbf{p}^{(k)}$: если $k = 0$,

$$\mathbf{p}^{(k)} = -P_I \nabla \Phi(\alpha, \mathbf{z}^{(k)}), \tag{A4}$$

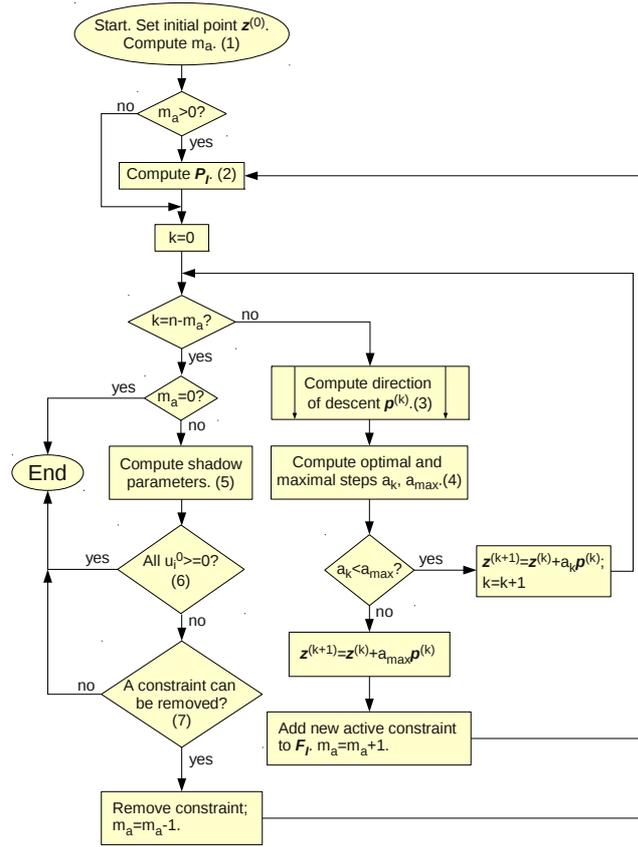


Рис. 16: Блок-схема метода проекции сопряженных градиентов.

иначе

$$\mathbf{p}^{(k)} = -P_I \nabla \Phi(\alpha, \mathbf{z}^{(k)}) + \frac{\|P_I \nabla \Phi(\alpha, \mathbf{z}^{(k)})\|^2}{\|P_I \nabla \Phi(\alpha, \mathbf{z}^{(k-1)})\|^2} \mathbf{p}^{(k-1)} \quad (\text{A5})$$

Квадрат нормы вектора в L_2 — $\|\mathbf{x}\|^2 = (\mathbf{x}, \mathbf{x})$. Если $m_a = 0$, $P_I = I$.

- (4) Оптимальный шаг a_{opt} вдоль нового направления спуска \mathbf{p} можно найти из уравнения

$$\Phi'_a(\alpha, \mathbf{z}) = 0, \quad (\text{A6})$$

где $\mathbf{z} = \mathbf{z}_0 + a\mathbf{p}$ (чтобы упростить обозначения, мы опускаем индекс k ; \mathbf{z}_0 — начальная точка текущего шага). В самом деле, функционал $\Phi(\alpha, \mathbf{z})$ квадратичный и следовательно имеет форму параболы вдоль любого направления. Решение (A6) требует вычисления производной функционала. Рассмотрим оба члена функционала Тихонова (1.7) по очереди. Для удобства, обозначим первый член как $\phi(\mathbf{z})$. Поскольку он представляет собой квадратичную функцию, он может быть представлен в виде $\phi(\mathbf{z}) = (C\mathbf{z}, \mathbf{z}) + (D, \mathbf{z}) + e$, удобном для вычисления производной. Выражения для C, D, e могут быть легко получены из (1.10). Действительно,

$$\begin{aligned} \|Az - u\|_{L_2}^2 &= (Az - u, Az - u) = (A^*Az, z) - 2(Az, u) + (u, u) = \\ &= (A^*Az, z) - 2(A^*u, z) + \|u\|^2 \end{aligned} \quad (\text{A7})$$

Откуда следует, что

$$\begin{aligned} C &= A^*A, \\ D &= -2A^*u, \\ e &= \|u\|^2 \end{aligned} \quad (\text{A8})$$

Вид регуляризирующего члена может меняться в зависимости от требований регуляризации. Мы приведем формулы вычисления производной этого члена для использования пространств решения L_2 , W_2^1 , и W_2^2 . Нетрудно показать, что в первом случае градиент равен $\alpha(2z)$, во втором $\alpha(2z - 2z'')$, в третьем $\alpha(2z - 2z'' + 2z^{(4)})$. Подставляя выражения для производных в (А6), после довольно громоздких алгебраических преобразований, которые мы опускаем для краткости, получим решение этого уравнения. Для метрического пространства W_2^1 (в следующих двух формулах мы для краткости опускаем обозначение метрики норм, используется метрика L_2)

$$a_{\text{opt}} = -\frac{1}{2} \frac{(\nabla\phi(z_0), \mathbf{p}) + 2\alpha h_s((z_0, \mathbf{p}) + (z'_0, \mathbf{p}'))}{(C\mathbf{p}, \mathbf{p}) + \alpha h_s(\|\mathbf{p}\|^2 + \|\mathbf{p}'\|^2)} \quad (\text{A9})$$

Для метрического пространства W_2^2

$$a_{\text{opt}} = -\frac{1}{2} \frac{(\nabla\Phi(z_0), \mathbf{p}) + 2\alpha h_s[(z_0, \mathbf{p}) + (z'_0, \mathbf{p}') + (z''_0, \mathbf{p}'')]}{(C\mathbf{p}, \mathbf{p}) + \alpha(\|\mathbf{p}\|^2 + \|\mathbf{p}'\|^2 + \|\mathbf{p}''\|^2)} \quad (\text{A10})$$

Если регуляризация не используется (решение на компактных множествах),

$$a_{\text{opt}} = -\frac{1}{2} \frac{(\nabla\Phi(z_0), \mathbf{p})}{(C\mathbf{p}, \mathbf{p})} \quad (\text{A11})$$

Максимальный шаг, не выводящий за пределы допустимой области поиска – это расстояние от текущей точки до ближайшей гиперплоскости вдоль вектора \mathbf{p} . Из линейной алгебры расстояние вдоль луча от точки \mathbf{z}_0 до i -й плоскости, задаваемой нашими ограничениями (А1)

$$r_i = \frac{|\sum_{j=1}^n F_{ij} z_{0,j} - g_i| \cdot |\mathbf{p}|}{\sum_{j=1}^n p_j F_{ij}} \quad (\text{A12})$$

Для вычисления a_{max} алгоритм перебирает все расстояния r_i и выбирает минимальное.

- (5) Мы приходим на этот шаг, если на соответствующем подпространстве найден точный минимум (сделано число шагов, равное размерности подпространства). Дальнейший поиск в этом подпространстве или подпространстве меньшей размерности, полученной добавлением новых активных ограничений, не уменьшит величину $\Phi(\alpha, \mathbf{z})$. Необходимо исключить одно из активных ограничений (если возможно), так что при движении вдоль нового открывшегося направления спуска функционал $\Phi(\alpha, \mathbf{z})$ уменьшается, без нарушения ограничений (A1). Чтобы проверить возможность исключения одного из активных ограничений, вычисляем множители Лагранжа (иногда называемые теневыми параметрами, см. Himmelblau 1972)⁸

$$\mathbf{u}^0 = -(F_I F_I^*)^{-1} F_I \nabla \Phi(\alpha, \mathbf{z}^{(k)}) \quad (\text{A13})$$

- (6) Если $u_i^0 \geq 0$ для всех $i = 1, \dots, m_0$, ни одно ограничение нельзя удалить из списка активных. Найдено минимальное значение $\Phi(\alpha, \mathbf{z})$, удовлетворяющее ограничениям (A1). Конец минимизации.
- (7) Если $u_i^0 < 0$ для некоторых индексов, соответствующие активные ограничения могут быть удалены (если только это не ограничения типа равенства, которые должны всегда оставаться активными). Находим индекс i отрицательной компоненты вектора \mathbf{u}^0 , имеющей максимальное абсолютное значение, пропуская индексы ограничений типа равенства. Если такой индекс существует, исключаем соответствующую строку из матрицы активных ограничений, устанавливаем $m_a = m_a - 1$, и продолжаем. Иначе, останавливаем минимизацию.

⁸В цитируемой книге член в правой части формулы имеет знак плюс. Причина в том, что в книге используются ограничения вида $Fz \geq \mathbf{g}$, а в нашей работе $-Fz \leq \mathbf{g}$.

Приложение Б.

Влияние кривизны контактной поверхности и ускорения скорости в ветрах на поверхностную плотность слоев охлаждения

В этом приложении мы обобщаем анализ поверхностной плотности слоев охлаждения, представленный в разделе 4.1.3, на случай, когда ветра компонент отличаются (так что контактная поверхность становится изогнутой) и скорости ветров не постоянны, а зависят от расстояния до звезды. Мы, как и прежде, начинаем с рассмотрения маленькой круговой области вокруг оси x с радиусом dy и площадью $\pi(dy)^2$. Для фронта ударной волны, формируемого первым ветром, поток массы, втекающей в область, равен $\rho_1 v_1$, помноженному на площадь, где ρ_1 и v_1 – плотность первого ветра и его скорость на фронте. Поток массы из области через ее окружность равен ее поверхностной плотности $\sigma_1(0)$, умноженной на длину окружности $2\pi dy$ и на тангенциальную компоненту скорости ветра на окружности. Она равна

$$v_{1\parallel}(dy) \simeq v_{1\parallel}(0) + \left. \frac{dv_{1\parallel}}{dy} \right|_{y=0} dy = v_1 \left. \frac{d \cos \theta_1}{dy} \right|_{y=0} dy.$$

Требование баланса втекающего и вытекающего вещества для этой области означает, что

$$\rho_1 v_1 \pi (dy)^2 = 2\pi dy \sigma_1(0) v_1 \left. \frac{d \cos \theta_1}{dy} \right|_{y=0} dy$$

Для удобства введем обозначение $z_0 \equiv \left. \frac{d^2 x}{dy^2} \right|_{y=0}$ и запишем

$$\frac{dx}{dy} \simeq z_0 dy ; \quad x \simeq x_0 + \frac{1}{2} z_0 dy^2.$$

Замечая из Рис. 4.1, что $\cos \theta_1$ является скалярным произведением единичных векторов в направлении \mathbf{r}_1 и касательной к контактной поверхности, находим

$$\cos \theta_1 = \cos \delta_1 \cos \phi + \sin \delta_1 \sin \phi. \quad (\text{B1})$$

разложение каждой из тригонометрических функций в ряд до первого порядка по dy дает

$$\frac{d \cos \theta_1}{dy} \simeq \frac{1 + z_0 x_0}{x_0},$$

которое, в свою очередь, приводит к

$$\sigma_1(0) = \frac{\rho_1 x_0}{2(1 + z_0 x_0)}. \quad (\text{B2})$$

Аналогичный анализ для второго ветра дает

$$\sigma_2(0) = \frac{\rho_2(D - x_0)}{2[1 + z_0(x_0 - D)]}. \quad (\text{B3})$$

Выражение для z_0 может быть получено с помощью очевидного, но громоздкого анализа, детали которого мы здесь не приводим. Для общего случая ветров с переменными скоростями, следующим β -закону, это выражение

$$z_0 = \frac{4(\sqrt{1 - \sqrt{\eta}})/\sqrt{\eta}/x_0 + x_0(c_1 - c_2)}{6 - x_0[c_1 x_0 + c_2(D - x_0)]}, \quad (\text{B4})$$

где

$$c_1 \equiv \frac{\beta_1/x_0^2}{(x_0/r_{*1}) - 1},$$

$$c_2 \equiv \frac{\beta_2/(D - x_0)^2}{(D - x_0)/r_{*2} - 1}.$$

В случае постоянной скорости ветров (так что $\eta = const$, $\beta_{1,2} = 0$, и, следовательно, c_1 and c_2 , исчезают), это выражение упрощается до

$$z_0 = \frac{2\sqrt{1 - \sqrt{\eta}}}{3x_0\sqrt{\eta}}. \quad (\text{B5})$$

Для того, чтобы рассчитать поверхностную плотность вдоль всей контактной поверхности, мы проводим аналогичный анализ баланса втекающего и вытекающего потоков для дифференциальных кольцевых областей шириной dy , находящихся на расстоянии y от оси x . В этом случае поток массы, втекающей в кольцо шириной $dy/\sin\phi$ и окружностью $2\pi y$ вдоль нормали к нему сбалансирован разницей тангенциальных потоков между внутренней и внешней окружностями кольца

$$\frac{\rho_1 v_{1\perp} 2\pi y dy}{\sin\phi} = d(\sigma_1 v_{1\parallel} 2\pi y). \quad (\text{B6})$$

Здесь мы, как и ранее, предполагаем, что скорости определяются просто проекциями скорости ветра, то есть $v_{1\perp} = v_1 \sin\theta_1$ и $v_{1\parallel} = v_1 \cos\theta_1$. Определяя вспомогательную функцию

$$\xi_1 \equiv \sigma_1 v_1 \cos\theta_1 y,$$

мы приходим к дифференциальному уравнению

$$\frac{d\xi_1}{dy} = \frac{\dot{M}_1 \sin \theta_1 y}{4\pi r_1^2 \sin \phi}. \quad (\text{B7})$$

При условии, что мы уже рассчитали форму контактной поверхности, все члены в правой части уравнения являются известными функциями y . Поэтому прямое интегрирование этого уравнения, начиная от оси x ($y = 0$), приводит к нахождению изменения $\xi_1(y)$ вдоль контактной поверхности. Поверхностная плотность первого слоя охлаждения может быть затем вычислена по формуле $\sigma_1 = \xi_1 / (y v_1 \cos \theta_1)$.

Отметим, однако, что $\xi_1(y \rightarrow 0) \rightarrow 0$, поскольку как y , так и $\cos \theta_1$ обращаются в ноль на оси x . Это делает процедуру вычисления σ_1 на оси системы сингулярной. По этой причине для очень маленьких $y \ll x_0$ мы вычисляем плотность, используя решение для разложения

$$\sigma_1(y) \approx \sigma_1(0) \left[1 - \frac{y^2}{6x_0^2} (1 + 2x_0 z_0) \right]; \quad y \ll x_0, \quad (\text{B8})$$

которое следует из уравнения (B2) и разложения уравнения (B6) (сравни с уравнением (4.32) в основном тексте).

Альтернативным и более общим подходом является использование уравнения (B6) для того, чтобы получить дифференциальное уравнение для $\sigma(y)$ в явном виде, аналогично с уравнением (4.30). Учет кривизны контактной поверхности и ускорения вещества в ветрах делают это явное уравнение весьма сложным, так что мы не приводим его здесь. Однако в нашем коде этот подход был реализован наряду с изложенным выше (решение (B7)), с целью сравнить их результаты. Они оказались в хорошем согласии, за исключением области, близкой к оси системы, где используется либо прямое решение уравнения для поверхностной плотности, либо формула (B8).

Аналогичная процедура для ветра второй звезды приводит к получению уравнений и формул, позволяющих рассчитать поверхностную плотность $\sigma_2(y)$. Мы не приводим детали в целях экономии места.

Список используемых сокращений названий журналов

A&A	Astronomy & Astrophysics
A&AS	Astronomy and Astrophysics Supplement
AJ	The Astronomical Journal
Ap&SS	Astrophysics and Space Science
ApJ	The Astrophysical Journal
ApJS	The Astrophysical Journal Supplement Series
Geochim. Cosmochim. Acta	Geochimica et Cosmochimica Acta
J. Chem. Phys.	The Journal of Chemical Physics
Mem. Soc. Astron. Italiana	Memorie della Societa Astronomica Italiana
MNRAS	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
New A Rev.	New Astronomy Reviews
PASJ	Publications of the Astronomical Society of Japan
PASP	Publications of the Astronomical Society of the Pacific
Phys. Rep.	Physics Reports
Soviet Ast.	Soviet Astronomy

Список литературы

1. *Albacete Colombo J. F., Méndez M., Morrell N. I.* XMM-Newton X-ray observations of the Carina nebula // MNRAS. — 2003. — Vol. 346, no. 3. — P. 704–718.
2. *Allen C. W.* Astrophysical quantities. — The Athlone Press, University of London, 1973.
3. *Anders E., Grevesse N.* Abundances of the elements: Meteoritic and solar // Geochim. Cosmochim. Acta. — 1989. — Vol. 53, no. 1. — P. 197–214.
4. *Antokhin I. I.* X-ray properties of early-type binaries: theory versus observations // Astronomical and Astrophysical Transactions. — 2007. — Vol. 26, no. 1. — P. 59–62.
5. *Antokhin I. I.* X-Ray Formation Mechanisms in Massive Binary Systems // Publications de l'Observatoire Astronomique de Beograd. — 2009. — Vol. 86. — P. 15–23.
6. *Antokhin I. I.* A Flexible and Efficient Method for Solving Ill-Posed Linear Integral Equations of the First Kind for Noisy Data // Stars: From Collapse to Collapse. Vol. 510 / ed. by Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, I. A. Yakunin. — 2017. — P. 522–525. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
7. *Antokhin I. I.* Solving light curves of WR+O binaries by Tikhonov's regularization method // MNRAS. — 2012. — Vol. 420, no. 1. — P. 495–504.
8. *Antokhin I. I., Cherepashchuk A. M.* UBV photometry of the η Carinae complex in 1980 and 1991 // Astronomy Reports. — 1993. — Vol. 37, no. 2. — P. 152–158.
9. *Antokhin I. I., Cherepashchuk A. M.* Interpretation of the Light Curve of the Eclipsing Binary V444 Cyg on the Set of Convexo-Concave Functions // Astronomy Reports. — 2001a. — Vol. 45, no. 5. — P. 371–381.
10. *Antokhin I. I., Cherepashchuk A. M.* Velocity Field of the Stellar Wind of the Wolf-Rayet Star in the V 444 Cyg Binary System: A Parametric Model // Astronomy Reports. — 2001b. — Vol. 45, no. 4. — P. 269–280.
11. *Antokhin I. I., Cherepashchuk A. M.* The eclipsing WN3(h)+O5V binary BAT99-129: Light curve analysis and parameters of its components // Astronomy Reports. — 2007. — Vol. 51, no. 6. — P. 486–499.

12. *Antokhin I. I., Cherepashchuk A. M., Antokhina E. A., Tatarnikov A. M.* Analysis of IR and X-ray Light Curves of Cyg X-3 // Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century / ed. by I. I. Romanyuk, I. A. Yakunin, A. F. Valeev, D. O. Kudryavtsev. — 2020. — P. 214–217.
13. *Antokhin I. I., Cherepashchuk A. M., Yagola A. G.* Velocity Law in the Extended Photosphere of the WN5 Star in the Eclipsing Binary V444 Cygni // Ap&SS. — 1997. — Vol. 254, no. 1. — P. 111–131.
14. *Antokhin I. I., Marchenko S. V., Moffat A. F. J.* Intensive narrow-band continuum photometric monitoring of the WN5+06 binary V444 Cygni: evidence for wind collision? // Wolf-Rayet Stars: Binaries; Colliding Winds; Evolution. Vol. 163 / ed. by K. A. van der Hucht, P. M. Williams. — 1995. — P. 520.
15. *Antokhin I. I., Owocki S. P., Brown J. C.* A Steady, Radiative-Shock Method for Computing X-Ray Emission from Colliding Stellar Winds in Close, Massive Star Binaries // Massive Stars in Interactive Binaries. Vol. 367 / ed. by N. St-Louis, A. F. J. Moffat. — 2007. — P. 165–171. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
16. *Antokhin I. I., Owocki S. P., Brown J. C.* A Steady, Radiative-Shock Method for Computing X-Ray Emission from Colliding Stellar Winds in Close, Massive-Star Binaries // ApJ. — 2004. — Vol. 611, no. 1. — P. 434–451.
17. *Antokhin I. I., Rauw G., Vreux J. M., van der Hucht K. A.* Search for X-ray Variability in Early-type Stars in the Carina OB1 Association with XMM-Newton // Magnetic Fields in O, B and A Stars: Origin and Connection to Pulsation, Rotation and Mass Loss. Vol. 305 / ed. by L. A. Balona, H. F. Henrichs, R. Medupe. — 2003. — P. 383–386. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
18. *Antokhin I. I., Rauw G., Vreux J. M., van der Hucht K. A., et al.* VizieR Online Data Catalog: X-ray properties of Carina OB1 association (Antokhin+, 2008) // VizieR Online Data Catalog. — 2007. — J/A+A/477/593.
19. *Antokhin I. I., Rauw G., Vreux J. M., van der Hucht K. A., et al.* XMM-Newton X-ray study of early type stars in the Carina OB1 association // A&A. — 2008. — Vol. 477, no. 2. — P. 593–609.
20. *Antokhin I. I.* Solving light curves of WR+O binaries: the regularization approach // Bulletin de la Societe Royale des Sciences de Liege. — 2011. — Vol. 80. — P. 549–554.
21. *Antokhin I. I.* An efficient and flexible Abel-inversion method for noisy data // MNRAS. — 2016. — Vol. 463, no. 2. — P. 2079–2084.

22. *Antokhin I. I., Cherepashchuk A. M.* The Period Change of Cyg X-3 // *ApJ*. — 2019. — Vol. 871, no. 2. — article id. 244. — 7 pp.
23. *Antokhin I. I., Cherepashchuk A. M., Antokhina E. A., Tatarnikov A. M.* Near-IR and X-Ray Variability of Cyg X-3: Evidence for a Compact IR Source and Complex Wind Structures // *ApJ*. — 2022. — Vol. 926, no. 2. — article id. 123. — 21 pp.
24. *Antokhina E., Antokhin I., Lenoir-Craig G., St-Louis N., et al.* Light-curve modelling in a Roche plus stellar wind model: the massive binary WR22 // *Astronomy at the Epoch of Multimessenger Studies*. — 2022. — P. 122–124.
25. *Antokhina E. A.* Synthesis of Theoretical Lightcurves of Close Binary Systems // *Soviet Ast.* — 1988. — Vol. 32. — P. 608.
26. *Antokhina E. A.* Synthesis of theoretical radial velocity curves and light curves for close binary systems with eccentric orbits // *Astronomy Reports*. — 1996. — Vol. 40, no. 4. — P. 483–493.
27. *Antokhina E. A., Antokhin I. I.* Determination of the Close Binary Systems Parameters by Synthesis Methods: from White Dwarfs to Wolf-Rayet Stars and Black Holes // *Astronomy Reports*. — 2023. — Vol. 67, no. 9. — P. 876–887.
28. *Antokhina E. A., Antokhin I. I., Cherepashchuk A. M.* Modelling light curves of binary systems: accounting for extended winds // *Astronomical and Astrophysical Transactions*. — 2013. — Vol. 28, no. 1. — P. 3–8.
29. *Antokhina E. A., Moffat A. F. J., Antokhin I. I., Bertrand J.-F., et al.* Light Curve Solution of HD 93205 (O3 V+O8 V) Containing the Earliest Known Star in a Well-studied Binary // *ApJ*. — 2000. — Vol. 529, no. 1. — P. 463–476.
30. *Apparao K. M. V.* Flaring and modulation of infrared radiation from the X-ray source Cygnus X-3 // *A&A*. — 1997. — Vol. 328. — P. 595–597.
31. *Arnaud K. A.* XSPEC: The First Ten Years // *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*. Vol. 101 / ed. by G. H. Jacoby, J. Barnes. — 1996. — P. 17. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
32. *Arora B., Pandey J. C., De Becker M.* Long-term soft and hard X-ray investigation of the colliding wind WN+O binary WR 25 // *MNRAS*. — 2019. — Vol. 487, no. 2. — P. 2624–2638.
33. *Balona L. A., Egan J., Marang F.* Intensive photometry of southern Wolf-Rayet stars. // *MNRAS*. — 1989. — Vol. 240. — P. 103–115.

34. *Batten A. H.* Binary and multiple systems of stars / ed. by D. Ter Harr. — Pergamon Press, Oxford, New York, 1973.
35. *Bauer F. E., Vignali C., Alexander D. M., Brandt W. N., et al.* X-ray spectroscopy and variability of AGN detected in the 2 Ms Chandra Deep Field-North Survey // *Advances in Space Research.* — 2004. — Vol. 34, no. 12. — P. 2555–2560.
36. *Becklin E. E., Hawkins F. J., Mason K. O., Matthews K., et al.* Infrared, Radio, and X-Ray Observations of Cygnus X-3 // *ApJ.* — 1974. — Vol. 192. — P. L119.
37. *Becklin E. E., Neugebauer G., Hawkins F. J., Mason K. O., et al.* Infrared and X-ray Variability of Cyg X-3 // *Nature.* — 1973. — Vol. 245, no. 5424. — P. 302–304.
38. *Bendinelli O.* Abel Integral Equation Inversion and Deconvolution by Multi-Gaussian Approximation // *ApJ.* — 1991. — Vol. 366. — P. 599.
39. *Berghoefer T. W., Schmitt J. H. M. M., Cassinelli J. P.* The ROSAT all-sky survey catalogue of optically bright OB-type stars. // *A&AS.* — 1996. — Vol. 118. — P. 481–494.
40. *Berghoefer T. W., Schmitt J. H. M. M., Danner R., Cassinelli J. P.* X-ray properties of bright OB-type stars detected in the ROSAT all-sky survey. // *A&A.* — 1997. — Vol. 322. — P. 167–174.
41. *Bessell M. S., Brett J. M.* JHKLM Photometry: Standard Systems, Passbands, and Intrinsic Colors // *PASP.* — 1988. — Vol. 100. — P. 1134.
42. *Bhargava Y., Rao A. R., Singh K. P., Choudhury M., et al.* A Precise Measurement of the Orbital Period Parameters of Cygnus X-3 // *ApJ.* — 2017. — Vol. 849, no. 2. — P. 141.
43. *Bohlin R. C., Savage B. D., Drake J. F.* A survey of interstellar H I from Lalpha absorption measurements. II. // *ApJ.* — 1978. — Vol. 224. — P. 132–142.
44. *Bonnet-Bidaud J. M., Chardin G.* Cygnus X-3, a critical review. // *Phys. Rep.* — 1988. — Vol. 170, no. 6. — P. 325–404.
45. *Bonnet-Bidaud J. M., van der Klis M.* The X-ray modulation of CYG X-3. // *A&A.* — 1981. — Vol. 101. — P. 299–304.
46. *Braes L. L. E., Miley G. K.* Radio Detection of Cygnus X-3 // *Nature.* — 1972. — Vol. 237, no. 5357. — P. 506.

47. *Brooks S., Gelman A., Jones G. L., Meng X.-L.* Handbook of Markov Chain Monte Carlo. — 2011.
48. *Brown J. C., Telfer D. C., Hanuschik R. W., Cassinelli J. P.* Do Magnetically Torqued Disks (MTDs) Exist Around Early-Type Stars? // Magnetic Fields in O, B and A Stars: Origin and Connection to Pulsation, Rotation and Mass Loss. Vol. 305 / ed. by L. A. Balona, H. F. Henrichs, R. Medupe. — 2003. — P. 285. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
49. *Cantó J., Raga A. C., Wilkin F. P.* Exact, Algebraic Solutions of the Thin-Shell Two-Wind Interaction Problem // ApJ. — 1996. — Vol. 469. — P. 729.
50. *Carpano S., Haberl F., Crowther P., Pollock A.* Phase connected X-ray light curve and He II radial velocity measurements of NGC 300 X-1 // High-mass X-ray Binaries: Illuminating the Passage from Massive Binaries to Merging Compact Objects. Vol. 346 / ed. by L. M. Oskinova, E. Bozzo, T. Bulik, D. R. Gies. — 2019. — P. 187–192.
51. *Carpenter J. M.* Color Transformations for the 2MASS Second Incremental Data Release // AJ. — 2001. — Vol. 121, no. 5. — P. 2851–2871.
52. *Carraro G., Romaniello M., Ventura P., Patat F.* The star cluster Collinder 232 in the Carina complex and its relation to Trumpler 14/16 // A&A. — 2004. — Vol. 418. — P. 525–537.
53. *Cassinelli J. P., Brown J. C., Maheswaran M., Miller N. A., et al.* A Magnetically Torqued Disk Model for Be Stars // ApJ. — 2002. — Vol. 578, no. 2. — P. 951–966.
54. *Castor J. I., Abbott D. C., Klein R. I.* Radiation-driven winds in Of stars. // ApJ. — 1975. — Vol. 195. — P. 157–174.
55. *Chandrasekhar S.* On the hypothesis of the radial ejection of high-speed atoms for the Wolf-Rayet stars and the novæ // MNRAS. — 1934. — Vol. 94. — P. 522–538.
56. *Charbonneau P.* Genetic Algorithms in Astronomy and Astrophysics // ApJS. — 1995. — Vol. 101. — P. 309.
57. *Cherepashchuk A. M.* Observations of the Structure of Winds in WR + O Binaries // Thermal and Ionization Aspects of Flows from Hot Stars. Vol. 204 / ed. by H. Lamers, A. Sagar. — 2000. — P. 249. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
58. *Cherepashchuk A. M., Eaton J. A., Khaliullin K. F.* Ultraviolet photometry from the Orbiting Astronomical Observatory XXXIX. The structure of the eclipsing Wolf-Rayet binary V444 Cygni as derived from light curves between 2460 Å and 3.5 microns. // ApJ. — 1984. — Vol. 281. — P. 774–788.

59. *Cherepashchuk A. M., Koenigsberger G., Marchenko S. V., Moffat A. F. J.* On the relative luminosities of the stars in the Wolf-Rayet binary V444 Cygni. // *A&A.* — 1995. — Vol. 293. — P. 142–152.
60. *Chen W., White R. L.* Nonthermal X-Ray Emission from Winds of OB Supergiants // *ApJ.* — 1991. — Vol. 366. — P. 512.
61. *Cherepashchuk A. M.* X-Ray Emission and Floccular Stellar Wind in Binary Systems Containing Wolf-Rayet Components // *Soviet Ast.* — 1990. — Vol. 34. — P. 481.
62. *Chlebowski T., Harnden F. R. J., Sciortino S.* The Einstein X-Ray Observatory Catalog of O-Type Stars // *ApJ.* — 1989. — Vol. 341. — P. 427.
63. *Conti P. S.* Spectroscopic studies of O-type stars. II. Comparison with non-LTE models. // *ApJ.* — 1973. — Vol. 179. — P. 161.
64. *Conti P. S., Cowley A. P., Johnson G. B.* The double-line spectroscopic binary HD 159176. // *PASP.* — 1975. — Vol. 87. — P. 327–332.
65. *Conti P. S., Niemela V. S., Walborn N. R.* A radial velocity study of three WN stars and an O3f star in the Carina Nebula. // *ApJ.* — 1979. — Vol. 228. — P. 206–219.
66. *Conti P. S., Vacca W. D.* The Distribution of Massive Stars in the Galaxy. I. The Wolf-Rayet Stars // *AJ.* — 1990. — Vol. 100. — P. 431.
67. *Corcoran M. F.* X-ray emission from massive stars in open clusters. // *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series.* Vol. 8 / ed. by N. I. Morrell, V. S. Niemela, R. H. Barbá. — 1999. — P. 131–136.
68. *Corcoran M. F., Fredericks A. C., Petre R., Swank J. H., et al.* The X-Ray Spectral Evolution of η Carinae as Seen by ASCA // *ApJ.* — 2000. — Vol. 545, no. 1. — P. 420–428.
69. *Craig I. J. D.* The inversion of Abel's integral equation in astrophysical problems. // *A&A.* — 1979. — Vol. 79, no. 1/2. — P. 121–127.
70. *Cranmer S. R., Owocki S. P.* Hydrodynamical Simulations of Corotating Interaction Regions and Discrete Absorption Components in Rotating O-Star Winds // *ApJ.* — 1996. — Vol. 462. — P. 469.
71. *Crowther P. A., Barnard R., Carpano S., Clark J. S., et al.* NGC 300 X-1 is a Wolf-Rayet/black hole binary // *MNRAS.* — 2010. — Vol. 403, no. 1. — P. L41–L45.

72. *Crowther P. A., Hillier D. J., Smith L. J.* Fundamental parameters of Wolf-Rayet stars. II. Tailored analyses of Galactic WNL stars. // *A&A.* — 1995. — Vol. 293. — P. 403–426.
73. *Crowther P. A., Smith L. J., Hillier D. J.* Fundamental parameters of Wolf-Rayet stars. IV. Weak-lined WNE stars. // *A&A.* — 1995. — Vol. 302. — P. 457.
74. *Crowther P. A., Smith L. J., Hillier D. J., Schmutz W.* Fundamental parameters of Wolf-Rayet stars. III. The evolutionary status of WNL stars. // *A&A.* — 1995. — Vol. 293. — P. 427–445.
75. *Cudworth K. M., Martin S. C., Degioia-Eastwood K.* Proper Motions, Membership, and Photometry of open Clusters Near ETA Carinae // *AJ.* — 1993. — Vol. 105. — P. 1822.
76. *Davison A. C., Hinkley D. V.* Bootstrap Methods and their Application. — Cambridge University Press, 1997.
77. *De Becker M., Rauw G., Pittard J. M., Antokhin I. I., et al.* An XMM-Newton observation of the massive binary HD 159176 // *A&A.* — 2004. — Vol. 416. — P. 221–233.
78. *DeGioia-Eastwood K., Throop H., Walker G., Cudworth K. M.* The Star Formation History of Trumpler 14 and Trumpler 16 // *ApJ.* — 2001. — Vol. 549, no. 1. — P. 578–589.
79. *Dessart L., Chesneau O.* Interferometric and spectroscopic monitoring of emission lines. Detection of CIRs in hot star winds // *A&A.* — 2002. — Vol. 395. — P. 209–221.
80. *Dessart L., Owocki S. P.* Two-dimensional simulations of the line-driven instability in hot-star winds // *A&A.* — 2003. — Vol. 406. — P. L1–L4.
81. *Dessart L., Owocki S. P.* 2D simulations of the line-driven instability in hot-star winds. II. Approximations for the 2D radiation force // *A&A.* — 2005. — Vol. 437, no. 2. — P. 657–666.
82. *Diplas A., Savage B. D.* An IUE Survey of Interstellar H i LY alpha Absorption. I. Column Densities // *ApJS.* — 1994. — Vol. 93. — P. 211.
83. *Dixit S., Pandey R. K., Kumar S., Singh O. P.* Solution of the generalized Abel integral equation by using almost Bernstein operational matrix // *American Journal of Computational Mathematics.* — 2011. — Vol. 1, no. 4. — P. 226–234.

84. *ud-Doula A., Owocki S.* Magnetically Confined Wind Shock // Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics. Edited by Cosimo Bambi and Andrea Santangelo. — 2022. — P. 46.
85. *ud-Doula A., Townsend R. H. D., Owocki S. P.* Centrifugal Breakout of Magnetically Confined Line-driven Stellar Winds // ApJ. — 2006. — Vol. 640, no. 2. — P. L191–L194.
86. *Drissen L., Robert C., Moffat A. F. J.* Polarization Variability among Wolf-Rayet Stars. VII. The Single Stars WR 14, WR 25, and WR 69 // ApJ. — 1992. — Vol. 386. — P. 288.
87. *Eichler D., Usov V.* Particle Acceleration and Nonthermal Radio Emission in Binaries of Early-Type Stars // ApJ. — 1993. — Vol. 402. — P. 271.
88. *Elsner R. F., Ghosh P., Darbro W., Weisskopf M. C., et al.* Observations of CYG X-3 with the Einstein (HEAO 2) X-ray observatory : the period derivative and the asymmetric X-ray light curve. // ApJ. — 1980. — Vol. 239. — P. 335–344.
89. *Evans N. R., Schlegel E. M., Waldron W. L., Seward F. D., et al.* Chandra Observations of Associates of η Carinae. II. Spectra // ApJ. — 2004. — Vol. 612, no. 2. — P. 1065–1080.
90. *Evans N. R., Seward F. D., Krauss M. I., Isobe T., et al.* Chandra Observations of Associates of η Carinae. I. Luminosities // ApJ. — 2003. — Vol. 589, no. 1. — P. 509–525.
91. *Feinstein A., Marraco H. G., Muzzio J. C.* A single young open cluster comprising TR 14 and TR 16. // A&AS. — 1973. — Vol. 12. — P. 331.
92. *Fender R. P., Bell Burnell S. J., Williams P. M., Webster A. S.* Flaring and quiescent infrared behaviour of Cygnus X-3 // MNRAS. — 1996. — Vol. 283, no. 3. — P. 798–804.
93. *Fermi LAT Collaboration, Abdo A. A., Ackermann M., Ajello M., et al.* Modulated High-Energy Gamma-Ray Emission from the Microquasar Cygnus X-3 // Science. — 2009. — Vol. 326, no. 5959. — P. 1512.
94. *Fiore F.* X-ray temporal and spectral variability in active galactic nuclei. // Mem. Soc. Astron. Italiana. — 1997. — Vol. 68. — P. 119–126.
95. *Foellmi C., Moffat A. F. J., Marchenko S. V.* The massive eclipsing LMC Wolf-Rayet binary BAT99-129. I. Orbital parameters, hydrogen content and spectroscopic characteristics // A&A. — 2006. — Vol. 447, no. 2. — P. 667–680.

96. *Freyhammer L. M., Clausen J. V., Arentoft T., Sterken C.* On the eclipsing nature of CPD-59degr2628 // *A&A.* — 2001. — Vol. 369. — P. 561–573.
97. *Gamen R., Gosset E., Morrell N., Niemela V., et al.* The first orbital solution for the massive colliding-wind binary HD 93162 (\equiv WR 25) // *A&A.* — 2006. — Vol. 460, no. 3. — P. 777–782.
98. *Gayley K. G., Owocki S. P., Cranmer S. R.* Sudden Radiative Braking in Colliding Hot-Star Winds // *ApJ.* — 1997. — Vol. 475, no. 2. — P. 786–797.
99. *Gelman A., Rubin D. B.* Inference from Iterative Simulation Using Multiple Sequences // *Statistical Science.* — 1992. — Vol. 7, no. 4. — P. 457–472.
100. *Giacconi R., Gorenstein P., Gursky H., Waters J. R.* An X-Ray Survey of the Cygnus Region // *ApJ.* — 1967. — Vol. 148. — P. L119.
101. *Giacconi R., Rosati P., Tozzi P., Nonino M., et al.* First Results from the X-Ray and Optical Survey of the Chandra Deep Field South // *ApJ.* — 2001. — Vol. 551, no. 2. — P. 624–634.
102. *Girard T., Willson L. A.* Winds in collision. III. Modeling the interaction nebulae of eruptivesymbiotics. // *A&A.* — 1987. — Vol. 183. — P. 247–256.
103. *Giuliani J. L. J.* A general formulation of the thin-shell approximation for axisymmetric, hypersonic, hydromagnetic flows // *ApJ.* — 1982. — Vol. 256. — P. 624–636.
104. *Gosset E., De Becker M., Nazé Y., Carpano S., et al.* XMM-Newton observation of the enigmatic object WR 46 // *A&A.* — 2011. — Vol. 527. — id. A66. — 14 pp.
105. *Gosset E., Nazé Y., Sana H., Rauw G., et al.* Phase-resolved XMM-Newton observations of the massive WR+O binary WR 22 // *A&A.* — 2009. — Vol. 508, no. 2. — P. 805–821.
106. *Gosset E., Remy M., Manfroid J., Vreux J. M., et al.* WR 22 is an Eclipsing Binary Star // *Information Bulletin on Variable Stars.* — 1991. — Vol. 3571. — P. 1.
107. *Gosset E., Nazé Y.* The X-ray light curve of the massive colliding wind Wolf-Rayet + O binary WR 21a // *A&A.* — 2016. — Vol. 590. — A113.
108. *Gosset E., Rauw G., Vreux J.-M., Nazé Y., et al.* Preliminary results from XMM-Newton observations of the massive Wolf-Rayet binary WR 22 (WN7h+O9III-V) // *A Massive Star Odyssey: From Main Sequence to Supernova.* Vol. 212 / ed. by K. van der Hucht, A. Herrero, C. Esteban. — 2003. — P. 188–189.

109. *Grevesse N., Sauval A. J.* The solar abundance of iron and the photospheric model // *A&A.* — 1999. — Vol. 347. — P. 348–354.
110. *Hamaguchi K., Corcoran M. F., Gull T., Ishibashi K., et al.* X-Ray Spectral Variation of η Carinae through the 2003 X-Ray Minimum // *ApJ.* — 2007. — Vol. 663, no. 1. — P. 522–542.
111. *Hamann W. R., Gräfener G.* Grids of model spectra for WN stars, ready for use // *A&A.* — 2004. — Vol. 427. — P. 697–704.
112. *Hamann W. R., Gräfener G., Feldmeier A., Oskinova L., et al.* Wolf-Rayet Analyses // *Hydrogen-Deficient Stars.* Vol. 391 / ed. by A. Werner, T. Rauch. — 2008. — P. 293. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
113. *Hamann W. R., Gräfener G., Koesterke L., Sander A., et al.* PoWR: Potsdam Wolf-Rayet Models. — 2023. — Astrophysics Source Code Library, record ascl:2301.023.
114. *Hamann W. R., Gräfener G., Liermann A.* The Galactic WN stars. Spectral analyses with line-blanketed model atmospheres versus stellar evolution models with and without rotation // *A&A.* — 2006. — Vol. 457, no. 3. — P. 1015–1031.
115. *Hamann W. R., Gräfener G., Liermann A., Hainich R., et al.* The Galactic WN stars revisited. Impact of Gaia distances on fundamental stellar parameters // *A&A.* — 2019. — Vol. 625. — A57.
116. *Hamann W. R., Koesterke L.* Spectrum formation in clumped stellar winds: consequences for the analyses of Wolf-Rayet spectra // *A&A.* — 1998. — Vol. 335. — P. 1003–1008.
117. *Hanson M. M., Still M. D., Fender R. P.* Orbital Dynamics of Cygnus X-3 // *ApJ.* — 2000. — Vol. 541, no. 1. — P. 308–318.
118. *Harries T. J., Hillier D. J., Howarth I. D.* A spectropolarimetric survey of northern hemisphere Wolf-Rayet stars // *MNRAS.* — 1998. — Vol. 296, no. 4. — P. 1072–1088.
119. *Hastings W. K.* Monte Carlo sampling methods using Markov chains and their applications // *Biometrika.* — 1970. — Vol. 57, no. 1. — P. 97–109. — ISSN 0006-3444.
120. *Herrero A.* Parameters of massive OB stars // *A Massive Star Odyssey: From Main Sequence to Supernova.* Vol. 212 / ed. by K. van der Hucht, A. Herrero, C. Esteban. — 2003. — P. 3.
121. *Hillier D. J.* UV Spectroscopy of Massive Stars // *Galaxies.* — 2020. — Vol. 8, no. 3. — P. 60.

122. *Hillier D. J., Miller D. L.* Constraints on the Evolution of Massive Stars through Spectral Analysis. I. The WC5 Star HD 165763 // *ApJ*. — 1999. — Vol. 519, no. 1. — P. 354–371.
123. *Himmelblau D. M.* Applied Nonlinear Programming. — McGraw-Hill, 1972. — ISBN 0070289212.
124. *Howarth I. D., Prinja R. K.* The Stellar Winds of 203 Galactic O Stars: A Quantitative Ultraviolet Survey // *ApJS*. — 1989. — Vol. 69. — P. 527.
125. *Howarth I. D., Siebert K. W., Hussain G. A. J., Prinja R. K.* Cross-correlation characteristics of OB stars from IUE spectroscopy // *MNRAS*. — 1997. — Vol. 284, no. 2. — P. 265–285.
126. *Huang R. Q., Weigert A.* Shock fronts in wide binary systems // *A&A*. — 1982. — Vol. 112, no. 2. — P. 281–286.
127. *Humphreys R. M., McElroy D. B.* The initial mass function for massive stars in the galaxy and the Magellanic clouds. // *ApJ*. — 1984. — Vol. 284. — P. 565–577.
128. *Humphreys R. M., Nichols M., Massey P.* On the initial masses and evolutionary origins of Wolf-Rayet stars. // *AJ*. — 1985. — Vol. 90. — P. 101–108.
129. *Jansen F., Lumb D., Altieri B., Clavel J., et al.* XMM-Newton observatory. I. The spacecraft and operations // *A&A*. — 2001. — Vol. 365. — P. L1–L6.
130. *Jeffries R. D., Thurston M. R., Pye J. P.* An X-ray survey of the young open cluster NGC 2516 // *MNRAS*. — 1997. — Vol. 287, no. 2. — P. 350–380.
131. *Kaastra J. S., Mewe R., Nieuwenhuijzen H.* SPEX: a new code for spectral analysis of X & UV spectra. // *UV and X-ray Spectroscopy of Astrophysical and Laboratory Plasmas*. — 1996. — P. 411–414.
132. *Kallman T., McCollough M., Koljonen K., Liedahl D., et al.* Photoionization Emission Models for the Cyg X-3 X-Ray Spectrum // *ApJ*. — 2019. — Vol. 874, no. 1. — P. 51.
133. *Kalrath J., Milone E. F.* Eclipsing Binary Stars: Modeling and Analysis. — 2009. — P. 224.
134. *Kaltcheva N. T., Georgiev L. N.* Stromgren and H-beta photometry of OB associations and open clusters - II. TR 16 and CAR OB2. // *MNRAS*. — 1993. — Vol. 261. — P. 847–854.

135. *Khaliullin K. F., Cherepashchuk A. M.* Interpretation of eclipses at emission-line frequencies in Wolf-Rayet binaries // *Soviet Ast.* — 1976. — Vol. 20. — P. 186.
136. *Kitamoto S., Hirano A., Kawashima K., Miyamoto S., et al.* Orbital Period Changes of Cygnus X-3 // *PASJ.* — 1995. — Vol. 47. — P. 233–238.
137. *Kitamoto S., Miyamoto S., Matsui W., Inoue H.* 4.8-hour modulation of X-rays from Cygnus X-3. // *PASJ.* — 1987. — Vol. 39. — P. 259–285.
138. *Kitamoto S., Mizobuchi S., Yamashita K., Nakamura H.* Time Variations in the X-Rays from Cygnus X-3 Observed with GINGA // *ApJ.* — 1992. — Vol. 384. — P. 263.
139. *Knill O., Dgani R., Vogel M.* A new approach to Abel's integral operator and its application to stellar winds // *A&A.* — 1993. — Vol. 274. — P. 1002.
140. *Koch-Miramond L., Ábrahám P., Fuchs Y., Bonnet-Bidaud J. M., et al.* A 2.4–12 μm spectrophotometric study with ISO of Cygnus X-3 in quiescence // *A&A.* — 2002. — Vol. 396. — P. 877–884.
141. *Koenigsberger G.* The Fe V/Fe VI ionization structure in WNE Wolf-Rayet winds. // *A&A.* — 1990. — Vol. 235. — P. 282.
142. *Koljonen K. I. I., Maccarone T. J.* Gemini/GNIRS infrared spectroscopy of the Wolf-Rayet stellar wind in Cygnus X-3 // *MNRAS.* — 2017. — Vol. 472, no. 2. — P. 2181–2195.
143. *Kudritzki R. P., Palsa R., Feldmeier A., Puls J., et al.* The X-ray emission from O stars. // *Roentgenstrahlung from the Universe / ed. by H. U. Zimmermann, J. Trümper, H. Yorke.* — 1996. — P. 9–12.
144. *Kurucz R. L.* Model atmospheres for G, F, A, B, and O stars. // *ApJS.* — 1979. — Vol. 40. — P. 1–340.
145. *Lamb R. C., Dower R. G., Finkle R. K.* The period derivative of Cygnus X-3. // *ApJ.* — 1979. — Vol. 229. — P. L19–L22.
146. *Lamers H. J. G. L. M., Cassinelli J. P.* Introduction to Stellar Winds. — 1999.
147. *Lamontagne R., Moffat A. F. J., Drissen L., Robert C., et al.* Photometric Determination of Orbital Inclinations and Mass Loss Rates for Wolf-Rayet Stars in WR+O Binaries // *AJ.* — 1996. — Vol. 112. — P. 2227.
148. *Langer N.* Evolution of massive stars in the Large Magellanic Cloud : models with semi-convection. // *A&A.* — 1991. — Vol. 252. — P. 669–688.

149. *Langer S. H., Chanmugam G., Shaviv G.* Thermal instability in accretion flows onto degenerate stars // *ApJ*. — 1981. — Vol. 245. — P. L23–L26.
150. *Le Bouquin J. .-, Sana H., Gosset E., De Becker M., et al.* Resolved astrometric orbits of ten O-type binaries // *A&A*. — 2017. — Vol. 601. — A34.
151. *Leach R. W., Murray S. S., Schreier E. J., Tananbaum H. D., et al.* Further observations of Cygnus X-3 with the Uhuru satellite. // *ApJ*. — 1975. — Vol. 199. — P. 184–188.
152. *Leggett S. K., Currie M. J., Varricatt W. P., Hawarden T. G., et al.* JHK observations of faint standard stars in the Mauna Kea Observatories near-infrared photometric system // *MNRAS*. — 2006. — Vol. 373, no. 2. — P. 781–792.
153. *Leitherer C., Chapman J. M., Koribalski B.* Radio Continuum Measurements of Southern Early-Type Stars // *ApJ*. — 1995. — Vol. 450. — P. 289.
154. *Lenoir-Craig G., Antokhin I. I., Antokhina E. A., St-Louis N., et al.* On the nature of the single eclipse per 80d orbit of the H-rich luminous WN star WR22 // *MNRAS*. — 2022. — Vol. 510, no. 1. — P. 246–259.
155. *Leonard P. J. T., Duncan M. J.* Runaway Stars from Young Star Clusters Containing Initial Binaries. II. A Mass Spectrum and a Binary Energy Spectrum // *AJ*. — 1990. — Vol. 99. — P. 608.
156. *Lépine S., Moffat A. F. J.* Is Clumping Universal in Hot Star Winds? — 1999. — NOAO Proposal.
157. *Lépine S., Moffat A. F. J.* Wind Inhomogeneities in Wolf-Rayet Stars. II. Investigation of Emission-Line Profile Variations // *ApJ*. — 1999. — Vol. 514, no. 2. — P. 909–931.
158. *Lépine S., Moffat A. F. J.* Direct Spectroscopic Observations of Clumping in O-Star Winds // *AJ*. — 2008. — Vol. 136, no. 2. — P. 548–553.
159. *Lépine S., Moffat A. F. J., St-Louis N., Marchenko S. V., et al.* Wind Inhomogeneities in Wolf-Rayet Stars. IV. Using Clumps to Probe the Wind Structure in the WC8 Star HD 192103 // *AJ*. — 2000. — Vol. 120, no. 6. — P. 3201–3217.
160. *Leutenegger M. A., Kahn S. M., Ramsay G.* X-Ray Spectroscopy of η Carinae with XMM-Newton // *ApJ*. — 2003. — Vol. 585, no. 2. — P. 1015–1023.
161. *Levato H., Malaroda S., Morrell N., Garcia B., et al.* Spectroscopic Binaries in the Open Cluster Trumpler 16 // *ApJS*. — 1991. — Vol. 75. — P. 869.

162. *Levine A. M., Bradt H., Cui W., Jernigan J. G., et al.* First Results from the All-Sky Monitor on the Rossi X-Ray Timing Explorer // *ApJ*. — 1996. — Vol. 469. — P. L33.
163. *Li Q., Cassinelli J. P., Brown J. C., Waldron W. L., et al.* X-Ray Emission from Magnetically Torqued Disks of Oe/Be Stars // *ApJ*. — 2008. — Vol. 672, no. 2. — P. 1174–1182.
164. *LIGO Scientific Collaboration, Aasi J., Abbott B. P., Abbott R., et al.* Advanced LIGO // *Classical and Quantum Gravity*. — 2015. — Apr. — Vol. 32, no. 7. — P. 074001.
165. *Ling Z., Zhang S. N., Tang S.* Determining the Distance of Cyg X-3 with its X-Ray Dust Scattering Halo // *ApJ*. — 2009. — Vol. 695, no. 2. — P. 1111–1120.
166. *Lloyd Evans T.* The spectroscopic binary HD 159176. // *MNRAS*. — 1979. — Vol. 186. — P. 13–20.
167. *Long K. S., White R. L.* A survey of soft X-ray emission from hot stars. // *ApJ*. — 1980. — Vol. 239. — P. L65–L68.
168. *St-Louis N., Moffat A. F. J., Lapointe L., Efimov Y. S., et al.* Polarization Eclipse Model of the Wolf-Rayet Binary V444 Cygni with Constraints on the Stellar Radii and an Estimate of the Wolf-Rayet Mass-Loss Rate // *ApJ*. — 1993. — Vol. 410. — P. 342.
169. *Lucy L. B., Solomon P. M.* Mass Loss by Hot Stars // *ApJ*. — 1970. — Vol. 159. — P. 879.
170. *Luo D., McCray R., Mac Low M.-M.* X-Rays from Colliding Stellar Winds // *ApJ*. — 1990. — Vol. 362. — P. 267.
171. *Lyskova N., Churazov E., Moiseev A., Sil'chenko O., et al.* Stellar kinematics of X-ray bright massive elliptical galaxies // *MNRAS*. — 2014. — Vol. 441, no. 3. — P. 2013–2033.
172. *Massey P., Johnson J.* Massive Stars Near ETA Carinae: The Stellar Content of TR 14 and TR 16 // *AJ*. — 1993. — Vol. 105. — P. 980.
173. *Maeda Y., Koyama K., Yokogawa J., Skinner S.* X-Ray Evidence for Wind-Wind Collision in the Wolf-Rayet Binary V444 Cygni // *ApJ*. — 1999. — Vol. 510, no. 2. — P. 967–973.
174. *Manzo G., Molteni D., Robba N. R.* Evidence of a Continuous Change in the Period of Cygnus X-3 // *A&A*. — 1978. — Vol. 70. — P. 317–318.
175. *Marchenko S. V., Moffat A. F. J., Crowther P. A., Chené A. .-, et al.* Hydrogen in the atmosphere of the evolved WN3 Wolf-Rayet star WR 3: defying an evolutionary paradigm? // *MNRAS*. — 2004. — Vol. 353, no. 1. — P. 153–161.

176. *Marchenko S. V., Rauw G., Antokhina E. A., Antokhin I. I., et al.* Coordinated monitoring of the eccentric O-star binary Iota Orionis: optical spectroscopy and photometry // MNRAS. — 2000. — Vol. 317, no. 2. — P. 333–342.
177. *Martí J., Paredes J. M., Peracaula M.* Development of a two-sided relativistic jet in Cygnus X-3 // A&A. — 2001. — Vol. 375. — P. 476–484.
178. *Martins F., Schaerer D., Hillier D. J.* A new calibration of stellar parameters of Galactic O stars // A&A. — 2005. — Vol. 436, no. 3. — P. 1049–1065.
179. *Mason K. O., Sanford P. W.* The 4.8 hour modulation of Cyg X-3. // MNRAS. — 1979. — Vol. 189. — 9P–14.
180. *Massey P., Puls J., Pauldrach A. W. A., Bresolin F., et al.* The Physical Properties and Effective Temperature Scale of O-Type Stars as a Function of Metallicity. II. Analysis of 20 More Magellanic Cloud Stars and Results from the Complete Sample // ApJ. — 2005. — Vol. 627, no. 1. — P. 477–519.
181. *Massey P., Waterhouse E., DeGioia-Eastwood K.* The Progenitor Masses of Wolf-Rayet Stars and Luminous Blue Variables Determined from Cluster Turnoffs. I. Results from 19 OB Associations in the Magellanic Clouds // AJ. — 2000. — Vol. 119, no. 5. — P. 2214–2241.
182. *Matsuoka M., Kawasaki K., Ueno S., Tomida H., et al.* The MAXI Mission on the ISS: Science and Instruments for Monitoring All-Sky X-Ray Images // PASJ. — 2009. — Vol. 61. — P. 999.
183. *Matz S. M., Fender R. P., Bell Burnell S. J., Grove J. E., et al.* Hard X-ray and IR observations of Cygnus X-3. // A&AS. — 1996. — Vol. 120. — P. 235–238.
184. *McCullough M., Koljonen K., Hannikainen D., Pooley G. G., et al.* Understanding Cygnus X-3 Through Multi-Wavelength Studies // Eighth Integral Workshop. The Restless Gamma-ray Universe (INTEGRAL 2010). — 2010. — P. 25.
185. *Metropolis N., Rosenbluth A. W., Rosenbluth M. N., Teller A. H., et al.* Equation of State Calculations by Fast Computing Machines // J. Chem. Phys. — 1953. — Vol. 21, no. 6. — P. 1087–1092.
186. *Mewe R., Gronenschild E. H. B. M., van den Oord G. H. J.* Calculated X-Radiation from Optically Thin Plasmas - Part Five // A&AS. — 1985. — Vol. 62. — P. 197.
187. *Mewe R., Kaastra J. S., Liedahl D. A.* Update of meka: mekal. // Legacy. — 1995. — Vol. 6. — P. 16–19.

188. *Mewe R., Lemen J. R., van den Oord G. H. J.* Calculated X-radiation from optically thin plasmas. VI - Improved calculations for continuum emission and approximation formulae for nonrelativistic average Gaunt factors. // *A&AS*. — 1986. — Vol. 65. — P. 511–536.
189. *Meynet G., Maeder A.* Stellar evolution with rotation. V. Changes in all the outputs of massive star models // *A&A*. — 2000. — Vol. 361. — P. 101–120.
190. *Meynet G., Maeder A.* Stellar evolution with rotation. XI. Wolf-Rayet star populations at different metallicities // *A&A*. — 2005. — Vol. 429. — P. 581–598.
191. *Meynet G., Maeder A., Schaller G., Schaerer D., et al.* Grids of massive stars with high mass loss rates. V. From 12 to 120 M_{sun} at $Z=0.001, 0.004, 0.008, 0.020$ and 0.040 // *A&AS*. — 1994. — Vol. 103. — P. 97–105.
192. *Miller-Jones J. C. A., Blundell K. M., Duffy P.* Jet Evolution, Flux Ratios, and Light-Travel Time Effects // *ApJ*. — 2004. — Vol. 603, no. 1. — P. L21–L24.
193. *Mioduszewski A. J., Rupen M. P., Hjellming R. M., Pooley G. G., et al.* A One-sided Highly Relativistic Jet from Cygnus X-3 // *ApJ*. — 2001. — Vol. 553, no. 2. — P. 766–775.
194. *Moffat A. F. J.* In intrinsically bright Wolf-Rayet stars of type WN7. II. The probable single star HD 93162 in the extremely young Carina cluster Trumpler 16. // *A&A*. — 1978. — Vol. 68. — P. 41–45.
195. *Moffat A. F. J.* Asymmetries and inhomogeneities in Wolf-Rayet winds // *Liege International Astrophysical Colloquia*. Vol. 33 / ed. by J. M. Vreux, A. Detal, D. Fraipont-Caro, E. Gosset, et al. — 1996. — P. 199. — (Liege International Astrophysical Colloquia).
196. *Moffat A. F. J., Seggewiss W.* The intrinsically bright Wolf-Rayet stars of type WN7. I. The binary HD 92740 and the probable single star HD 93131 in Carina. // *A&A*. — 1978. — Vol. 70. — P. 69–78.
197. *Mohammadi A., Asadi H., Mohamed S., Nelson K., et al.* OpenGA, a C++ Genetic Algorithm Library // *Systems, Man, and Cybernetics (SMC), 2017 IEEE International Conference on*. — IEEE. 2017. — P. 2051–2056.
198. *Molnar L. A., Reid M. J., Grindlay J. E.* VLBI Observations of Expansion in Cygnus X-3 // *ApJ*. — 1988. — Vol. 331. — P. 494.
199. *Motch C., Herent O., Guillout P.* The source content of low galactic latitude XMM-Newton surveys // *Astronomische Nachrichten*. — 2003. — Vol. 324, no. 1/2. — P. 61–64.

200. *Myasnikov A. V., Zhekov S. A.* Modelling of X-ray emission from WR+O binary systems. // MNRAS. — 1993. — Vol. 260. — P. 221–240.
201. *Myasnikov A. V., Zhekov S. A., Belov N. A.* Radiative steady-state colliding stellar wind models: are they correct? // MNRAS. — 1998. — Vol. 298, no. 4. — P. 1021–1029.
202. *Nadjip A. E., Tatarnikov A. M., Toomey D. W., Shatsky N. I., et al.* ASTRONIR-CAM—the infrared camera-spectrograph for the 2.5-m telescope of SAI Caucasian observatory // Astrophysical Bulletin. — 2017. — Vol. 72, no. 3. — P. 349–362.
203. *Nandra K.* X-ray variability of AGN and correlations with spectral properties // Advances in Space Research. — 2001. — Vol. 28, no. 2/3. — P. 295–306.
204. *Nazé Y., Antokhin I. I., Sana H., Gosset E., et al.* Optical spectroscopy of X-Mega targets - V. The spectroscopic binary HD 93161 A and its visual companion HD 93161 B* // MNRAS. — 2005. — Vol. 359, no. 2. — P. 688–698.
205. *Nelder J. A., Mead R.* A Simplex Method for Function Minimization // The Computer Journal. — 1965. — Vol. 7, no. 4. — P. 308–313. — ISSN 0010-4620.
206. *Niemela V. S., Barba R. H., Shara M. M.* The radial velocity variations of WR46 (WN3p) // Wolf-Rayet Stars: Binaries; Colliding Winds; Evolution. Vol. 163 / ed. by K. A. van der Hucht, P. M. Williams. — 1995. — P. 245.
207. *Niemela V. S., Morrell N. I., Fernández Lajús E., Barbá R., et al.* Optical spectroscopy of X-Mega targets in the Carina nebula - VI. FO15: a new O-type double-lined eclipsing binary // MNRAS. — 2006. — Vol. 367, no. 4. — P. 1450–1456.
208. *Nugis T., Lamers H. J. G. L. M.* Mass-loss rates of Wolf-Rayet stars as a function of stellar parameters // A&A. — 2000. — Vol. 360. — P. 227–244.
209. *Ogley R. N., Bell Burnell S. J., Fender R. P.* Cygnus X-3 with ISO: investigating the wind // MNRAS. — 2001. — Vol. 322, no. 1. — P. 177–186.
210. *Owocki S. P., Gayley K. G.* The Importance of Radiative Braking for the Wind Interaction in the Close WR+O Binary V444 Cygni // ApJ. — 1995. — Vol. 454. — P. L145.
211. *Owocki S. P., Puls J.* Nonlocal Escape-Integral Approximations for the Line Force in Structured Line-driven Stellar Winds // ApJ. — 1996. — Vol. 462. — P. 894.
212. *Owocki S. P., Puls J.* Line-driven Stellar Winds: The Dynamical Role of Diffuse Radiation Gradients and Limitations to the Sobolev Approach // ApJ. — 1999. — Vol. 510, no. 1. — P. 355–368.

213. *Owocki S. P., Rybicki G. B.* Instabilities in line-driven stellar winds. I. Dependence on perturbation wavelength. // *ApJ*. — 1984. — Vol. 284. — P. 337–350.
214. *Owocki S. P., Rybicki G. B.* Instabilities in line-driven stellar winds. II - Effect of scattering. // *ApJ*. — 1985. — Vol. 299. — P. 265–276.
215. *Owocki S.* Theory of Winds from Hot, Luminous Massive Stars // *Bulletin de la Societe Royale des Sciences de Liege*. — 2011. — Vol. 80. — P. 16–28.
216. *Owocki S. P., Cohen D. H.* A Simple Scaling Analysis of X-Ray Emission and Absorption in Hot-Star Winds // *ApJ*. — 1999. — Vol. 520, no. 2. — P. 833–840.
217. *Pablo H., Whittaker G. N., Popowicz A., Mochacki S. M., et al.* The BRITE Constellation Nanosatellite Mission: Testing, Commissioning, and Operations // *PASP*. — 2016. — Vol. 128, no. 970. — P. 125001.
218. *Pachoulakis I.* HD 159176: photospheric and wind-dominated light-curve analyses coupled to wind modelling // *MNRAS*. — 1996. — Vol. 280, no. 1. — P. 153–166.
219. *Pallavicini R., Golub L., Rosner R., Vaiana G. S., et al.* Relations among stellar X-ray emission observed from Einstein, stellar rotation and bolometric luminosity. // *ApJ*. — 1981. — Vol. 248. — P. 279–290.
220. *Parkin E. R., Pittard J. M., Corcoran M. F., Hamaguchi K.* Spiraling Out of Control: Three-dimensional Hydrodynamical Modeling of the Colliding Winds in η Carinae // *ApJ*. — 2011. — Vol. 726, no. 2. — P. 105.
221. *Parsignault D. R., Gursky H., Kellogg E. M., Matilsky T., et al.* Observations of Cygnus X-3 by Uhuru // *Nature Physical Science*. — 1972. — Vol. 239, no. 95. — P. 123–125.
222. *Parsignault D. R., Schreier E., Grindlay J., Gursky H.* On the stability of the period of Cygnus X-3. // *ApJ*. — 1976. — Vol. 209. — P. L73–L75.
223. *Penny L. R.* Projected Rotational Velocities of O-Type Stars // *ApJ*. — 1996. — Vol. 463. — P. 737.
224. *Pfeiffer R. J., Pachoulakis I., Koch R. H., Stickland D. J.* The winds of hot close binaries. Paper 3: HD 159176 // *The Observatory*. — 1997. — Vol. 117. — P. 301–309.
225. *Pittard J. M., Stevens I. R., Williams P. M., Pollock A. M. T., et al.* High-resolution X-ray imaging of the colliding wind shock in WR 147 // *A&A*. — 2002. — Vol. 388. — P. 335–345.

226. *Pittard J. M.* Hydrodynamic simulations of the colliding winds in IOTA Orionis // MNRAS. — 1998. — Vol. 300, no. 2. — P. 479–492.
227. *Pittard J. M., Stevens I. R.* Theoretical X-ray properties of colliding stellar winds in O+O star binaries // MNRAS. — 1997. — Vol. 292, no. 2. — P. 298–316.
228. *Pittard J. M., Stevens I. R., Corcoran M. F., Gayley K. G., et al.* Coordinated monitoring of the eccentric O-star binary Iota Orionis: the X-ray analysis // MNRAS. — 2000. — Vol. 319, no. 1. — P. 137–153.
229. *Plummer H. C.* On the problem of distribution in globular star clusters // MNRAS. — 1911. — Vol. 71. — P. 460–470.
230. *Pollock A. M. T.* The Einstein View of the Wolf-Rayet Stars // ApJ. — 1987. — Vol. 320. — P. 283.
231. *Pollock A. M. T.* The X-ray view of the Wolf-Rayet stars (Invited) // Wolf-Rayet Stars: Binaries; Colliding Winds; Evolution. Vol. 163 / ed. by K. A. van der Hucht, P. M. Williams. — 1995. — P. 429.
232. *Pollock A. M. T., Haberl F., Corcoran M. F.* The ROSAT PSPC survey of the Wolf-Rayet stars // Wolf-Rayet Stars: Binaries; Colliding Winds; Evolution. Vol. 163 / ed. by K. A. van der Hucht, P. M. Williams. — 1995. — P. 512.
233. *Poniatowski L. G., Sundqvist J. O., Kee N. D., Owocki S. P., et al.* Dynamically inflated wind models of classical Wolf-Rayet stars // A&A. — 2021. — Vol. 647. — A151.
234. *Poutanen J., Zdziarski A. A., Ibragimov A.* Superorbital variability of X-ray and radio emission of Cyg X-1 - II. Dependence of the orbital modulation and spectral hardness on the superorbital phase // MNRAS. — 2008. — Vol. 389, no. 3. — P. 1427–1438.
235. *Preibisch T., Zinnecker H.* X-Ray Properties of the Young Stellar and Substellar Objects in the IC 348 Cluster: The Chandra View // AJ. — 2002. — Vol. 123, no. 3. — P. 1613–1628.
236. *Prestwich A. H., Kilgard R., Crowther P. A., Carpano S., et al.* The Orbital Period of the Wolf-Rayet Binary IC 10 X-1: Dynamic Evidence that the Compact Object Is a Black Hole // ApJ. — 2007. — Vol. 669, no. 1. — P. L21–L24.
237. *Prinja R. K., Barlow M. J., Howarth I. D.* Terminal Velocities for a Large Sample of O Stars, B Supergiants, and Wolf-Rayet Stars // ApJ. — 1990. — Vol. 361. — P. 607.
238. *Qiu Y., Soria R., Wang S., Wiktorowicz G., et al.* CG X-1: An Eclipsing Wolf-Rayet ULX in the Circinus Galaxy // ApJ. — 2019. — Vol. 877, no. 1. — P. 57.

239. *Raassen A., van der Hucht K., Mewe R., Antokhin I., et al.* XMM-newton high-resolution Xray - spectroscopy of WR 25 // 34th COSPAR Scientific Assembly. Vol. 34. — 2002. — id. 1592. — 3 pp.
240. *Raassen A. J. J., van der Hucht K. A., Mewe R., Antokhin I., et al.* XMM-Newton high-resolution X-ray spectroscopy of the Wolf-Rayet object WR25 (WN6HA+04F) // *Advances in Space Research.* — 2003a. — Vol. 32, no. 6. — P. 1161–1165.
241. *Raassen A. J. J., van der Hucht K. A., Mewe R., Antokhin I. I., et al.* XMM-Newton high-resolution X-ray spectroscopy of the Wolf-Rayet object WR 25 in the Carina OB1 association // *A&A.* — 2003c. — Vol. 402. — P. 653–666.
242. *Raww G., De Becker M., Gosset E., Pittard J. M., et al.* An XMM-Newton observation of the very young open cluster NGC 6383 // *A&A.* — 2003. — Vol. 407. — P. 925–934.
243. *Raww G., Nazé Y., Fernández Lajús E., Lanotte A. A., et al.* Optical spectroscopy of X-Mega targets in the Carina nebula - VII. On the multiplicity of Tr16-112, HD93343 and HD93250 // *MNRAS.* — 2009. — Vol. 398, no. 3. — P. 1582–1592.
244. *Raww G., Nazé Y., Gosset E., Stevens I. R., et al.* An XMM-Newton observation of the Lagoon Nebula and the very young open cluster NGC 6530 // *A&A.* — 2002a. — Vol. 395. — P. 499–513.
245. *Raww G., Sana H., Antokhin I. I., Morrell N. I., et al.* Optical spectroscopy of XMEGA targets in the Carina Nebula - III. The multiple system Tr 16-104 (\equiv CPD -59° 2603) // *MNRAS.* — 2001. — Vol. 326, no. 3. — P. 1149–1160.
246. *Raww G., Vreux J. M., Gosset E., Hutsemekers D., et al.* WR22: the most massive Wolf-Rayet star ever weighed. // *A&A.* — 1996. — Vol. 306. — P. 771.
247. *Raww G., Vreux J. M., Stevens I. R., Gosset E., et al.* Phase-resolved X-ray and optical spectroscopy of the massive binary HD 93403 // *A&A.* — 2002b. — Vol. 388. — P. 552–562.
248. *Raymond J. C., Cox D. P., Smith B. W.* Radiative cooling of a low-density plasma. // *ApJ.* — 1976. — Vol. 204. — P. 290–292.
249. *Raymond J. C., Smith B. W.* Soft X-ray spectrum of a hot plasma. // *ApJS.* — 1977. — Vol. 35. — P. 419–439.
250. *Rosen J. B.* The Gradient Projection Method for Nonlinear Programming. Part I. Linear Constraints // *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics.* — 1960. — Vol. 8, no. 1. — P. 181–217.

251. *Russell H. N., Merrill J. E.* The determination of the elements of eclipsing binaries. — 1952.
252. *Saha P., Bicknell G. V., McGregor P. J.* A Varying Mass-to-Light Ratio in the Galactic Center Cluster? // *ApJ*. — 1996. — Vol. 467. — P. 636.
253. *Sana H., Antokhina E., Royer P., Manfroid J., et al.* The massive binary CPD - 41° 7742. II. Optical light curve and X-ray observations // *A&A*. — 2005. — Vol. 441, no. 1. — P. 213–229.
254. *Sana H., Rauw G., Nazé Y., Gosset E., et al.* An XMM-Newton view of the young open cluster NGC 6231 - II. The OB star population // *MNRAS*. — 2006. — Vol. 372, no. 2. — P. 661–678.
255. *Sana H., Rauw G., Sung H., Gosset E., et al.* An XMM-Newton view of the young open cluster NGC 6231 - III. Optically faint X-ray sources // *MNRAS*. — 2007. — Vol. 377, no. 3. — P. 945–956.
256. *Sana H., Stevens I. R., Gosset E., Rauw G., et al.* A phase-resolved XMM-Newton campaign on the colliding-wind binary HD 152248 // *MNRAS*. — 2004. — Vol. 350, no. 3. — P. 809–828.
257. *Sanchawala K., Chen W.-P., Lee H.-T., Chu Y.-H., et al.* An X-Ray and Near-Infrared Study of Young Stars in the Carina Nebula // *ApJ*. — 2007. — Vol. 656, no. 1. — P. 462–473.
258. *Sander A. A. C., Fürst F., Kretschmar P., Oskinova L. M., et al.* Coupling hydrodynamics with comoving frame radiative transfer. II. Stellar wind stratification in the high-mass X-ray binary Vela X-1 // *A&A*. — 2018. — Vol. 610. — A60.
259. *Sander A. A. C., Hamann W. R., Todt H., Hainich R., et al.* Coupling hydrodynamics with comoving frame radiative transfer. I. A unified approach for OB and WR stars // *A&A*. — 2017. — Vol. 603. — A86.
260. *Sander A. A. C., Vink J. S., Hamann W. R.* Driving classical Wolf-Rayet winds: a Γ - and Z -dependent mass-loss // *MNRAS*. — 2020. — Vol. 491, no. 3. — P. 4406–4425.
261. *Sander A. A. C., Vink J. S.* On the nature of massive helium star winds and Wolf-Rayet-type mass-loss // *MNRAS*. — 2020. — Vol. 499, no. 1. — P. 873–892.
262. *Say A. C., Nircan A. K.* Random generation of monotonic functions for Monte Carlo solution of qualitative differential equations // *Automatica*. — 2005. — Vol. 41, no. 5. — P. 739–754.

263. *Schalinski C. J., Johnston K. J., Witzel A., Spencer R. E., et al.* VLBI Observations of Cygnus X-3 during the 1985 October Radio Outburst // *ApJ*. — 1995. — Vol. 447. — P. 752.
264. *Schild H., Güdel M., Mewe R., Schmutz W., et al.* Wind clumping and the wind-wind collision zone in the Wolf-Rayet binary γ^2 Velorum observations at high and low state. XMM-Newton observations at high and low state // *A&A*. — 2004. — Vol. 422. — P. 177–191.
265. *Schild H., Maeder A.* Wolf-Rayet stars in clusters : the initial stellar masses and evolutionary connections between subtypes. // *A&A*. — 1984. — Vol. 136. — P. 237–242.
266. *Schlegel D. J., Finkbeiner D. P., Davis M.* Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds // *ApJ*. — 1998. — Vol. 500, no. 2. — P. 525–553.
267. *Schweickhardt J., Schmutz W., Stahl O., Szeifert T., et al.* Revised mass determination of the super massive Wolf-Rayet star WR 22 // *A&A*. — 1999. — Vol. 347. — P. 127–136.
268. *Seggewiss W., de Groot M.* New elements of the double-line spectroscopic binary HD 159176. // *A&A*. — 1976. — Vol. 51. — P. 195–198.
269. *Seward F. D., Chlebowski T.* X-ray emission from the Carina Nebula and the associated early stars. // *ApJ*. — 1982. — Vol. 256. — P. 530–542.
270. *Seward F. D., Forman W. R., Giacconi R., Griffiths R. E., et al.* X-rays from Eta Carinae and the surrounding nebula. // *ApJ*. — 1979. — Vol. 234. — P. L55–L58.
271. *Shakura N., Postnov K., Kochetkova A., Hjalmarsdotter L.* Theory of quasi-spherical accretion in X-ray pulsars // *MNRAS*. — 2012. — Vol. 420, no. 1. — P. 216–236.
272. *Silverman J. M., Filippenko A. V.* On IC 10 X-1, the Most Massive Known Stellar-Mass Black Hole // *ApJ*. — 2008. — Vol. 678, no. 1. — P. L17.
273. *Singh N. S., Naik S., Paul B., Agrawal P. C., et al.* New measurements of orbital period change in Cygnus X-3 // *A&A*. — 2002. — Vol. 392. — P. 161–167.
274. *Skinner S. L., Nagase F., Koyama K., Maeda Y., et al.* ASCA X-ray observations of the Wolf-Rayet stars HD 193793 and HD 93162 // *Wolf-Rayet Stars: Binaries; Colliding Winds; Evolution*. Vol. 163 / ed. by K. A. van der Hucht, P. M. Williams. — 1995. — P. 471.

275. *Skinner S. L., Zhekov S. A., Güdel M., Schmutz W.* XMM-Newton Detection of Hard X-Ray Emission in the Nitrogen-Type Wolf-Rayet Star WR 110 // *ApJ*. — 2002. — Vol. 572, no. 1. — P. 477–486.
276. *Skrutskie M. F., Schneider S. E., Stiening R., Strom S. E., et al.* The Two Micron All Sky Survey (2MASS): Overview and Status. // *The Impact of Large Scale Near-IR Sky Surveys*. Vol. 210 / ed. by F. Garzon, N. Epchtein, A. Omont, B. Burton, et al. — 1997. — P. 25. — (Astrophysics and Space Science Library).
277. *Smith H. J.* Southern Wolf-Rayet stars. // *AJ*. — 1955. — Vol. 60. — P. 180.
278. *Smith L. F., Shara M. M., Moffat A. F. J.* A three-dimensional classification for WN stars // *MNRAS*. — 1996. — Vol. 281, no. 1. — P. 163–191.
279. *Smith S. W.* *The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing*. — California Technical Publishing, 1997.
280. *Solivella G. R., Niemela V. S.* The massive binaries in Car OB1 association. // *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*. Vol. 8 / ed. by N. I. Morrell, V. S. Niemela, R. H. Barbá. — 1999. — P. 145–147. — (Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series).
281. *Steiner J. F., Walton D. J., García J. A., McClintock J. E., et al.* On the Spin of the Black Hole in IC 10 X-1 // *ApJ*. — 2016. — Vol. 817, no. 2. — P. 154.
282. *Stephenson C. B., Sanduleak N.* Luminous stars in the Southern Milky Way // *Publications of the Warner & Swasey Observatory*. — 1971. — Vol. 1. — P. 1.
283. *Stevens I. R., Pollock A. M. T.* Stagnation-point flow in colliding-wind binary systems. // *MNRAS*. — 1994. — Vol. 269. — P. 226–234.
284. *Stevens I. R., Blondin J. M., Pollock A. M. T.* Colliding Winds from Early-Type Stars in Binary Systems // *ApJ*. — 1992. — Vol. 386. — P. 265.
285. *Stickland D. J., Koch R. H., Pachoulakis I., Pfeiffer R. J.* Spectroscopic binary orbits from ultraviolet radial velocities. Paper 12: HD 159176 // *The Observatory*. — 1993. — Vol. 113. — P. 204–209.
286. *Strutz T.* *Data Fitting and Uncertainty (2nd edition)*. — 2016. — ISBN 978-3-658-11455-8.
287. *Sumner D. B.* Abel's integral equation as a convolution transform // *Proceedings of the American Mathematical Society*. — 1956. — Vol. 7. — P. 82–86.

288. *Sundqvist J. O., Owocki S. P., Puls J.* 2D wind clumping in hot, massive stars from hydrodynamical line-driven instability simulations using a pseudo-planar approach // *A&A*. — 2018. — Vol. 611. — A17.
289. *Szostek A., Zdziarski A. A.* Effects of the stellar wind on X-ray spectra of Cygnus X-3 // *MNRAS*. — 2008. — Vol. 386, no. 2. — P. 593–607.
290. *Tapia M., Roth M., Vázquez R. A., Feinstein A.* Imaging study of NGC 3372, the Carina nebula - I. UBVRIJHK photometry of Tr 14, Tr 15, Tr 16 and Car I // *MNRAS*. — 2003. — Vol. 339, no. 1. — P. 44–62.
291. *Thomas J. C., Pachoulakis I. V* and UV Photometry of HD 159176 // *Information Bulletin on Variable Stars*. — 1994. — Vol. 4115. — P. 1.
292. *Todt H., Sander A., Hainich R., Hamann W. R., et al.* Potsdam Wolf-Rayet model atmosphere grids for WN stars // *A&A*. — 2015. — Vol. 579. — A75.
293. *Tout C. A., Hall D. S.* Wind driven mass transfer in interacting binary systems. // *MNRAS*. — 1991. — Vol. 253. — P. 9–18.
294. *Tovmassian H. M., Navarro S. G., Cardona O.* OB Stellar Associations in Crux. II. Analysis and Discussion // *AJ*. — 1996. — Vol. 111. — P. 306.
295. *Trushkin S., McCollough M., Nizhelskij N., Tsybulev P.* The Giant Flares of the Microquasar Cygnus X-3: X-Rays States and Jets // *Galaxies*. — 2017. — Vol. 5, no. 4. — ISSN 2075-4434.
296. *Tudose V., Fender R. P., Garrett M. A., Miller-Jones J. C. A., et al.* First e-VLBI observations of Cygnus X-3 // *MNRAS*. — 2007. — Vol. 375, no. 1. — P. L11–L15.
297. *Turner M. J. L., Abbey A., Arnaud M., Balasini M., et al.* The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton: The MOS cameras // *A&A*. — 2001. — Vol. 365. — P. L27–L35.
298. *Usov V. V.* Stellar Wind Collision and X-Ray Generation in Massive Binaries // *ApJ*. — 1992. — Vol. 389. — P. 635.
299. *van der Hucht K. A., Cassinelli J. P., Williams P. M.* Influence of abundances on mass-loss determination for WC stars. // *A&A*. — 1986. — Vol. 168. — P. 111–117.
300. *van der Hucht K. A., Hidayat B., Admiranto A. G., Supelli K. R., et al.* The galactic distribution and subtype evolution of Wolf-Rayet stars. III. // *A&A*. — 1988. — Vol. 199. — P. 217–234.

301. *van der Hucht K. A., Raassen A. J. J., Mewe R., Antokhin I. I., et al.* XMM-Newton Studies of the Wolf-Rayet Colliding-Wind Binaries WR 25 (WN6h+O4f) and WR 11 (WC8+O7.5III) // *Massive Stars in Interactive Binaries*. Vol. 367 / ed. by N. St-Louis, A. F. J. Moffat. — 2007. — P. 159–163. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
302. *van der Hucht K. A.* The VIIth catalogue of galactic Wolf-Rayet stars // *New A Rev.* — 2001. — Vol. 45, no. 3. — P. 135–232.
303. *van der Klis M., Bonnet-Bidaud J. M.* A change in light curve asymmetry and the ephemeris of CYG X-3. // *A&A.* — 1981. — Vol. 95. — P. L5–L7.
304. *van der Klis M., Bonnet-Bidaud J. M.* The X-ray ephemeris of Cygnus X-3. // *A&A.* — 1989. — Vol. 214. — P. 203–208.
305. *van Hamme W.* New Limb-Darkening Coefficients for Modeling Binary Star Light Curves // *AJ.* — 1993. — Vol. 106. — P. 2096.
306. *van Hoof P. A. M., Martin P. G., Ferland G. J.* Current Development of Cloudy // *Cosmic Evolution and Galaxy Formation: Structure, Interactions, and Feedback*. Vol. 215 / ed. by J. Franco, L. Terlevich, O. López-Cruz, I. Aretxaga. — 2000. — P. 220. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
307. *van Kerkwijk M. H.* Spectroscopic and photometric variability of Cygnus X-3. // *A&A.* — 1993. — Vol. 276. — P. L9–L12.
308. *van Kerkwijk M. H., Charles P. A., Geballe T. R., King D. L., et al.* Infrared helium emission lines from Cygnus X-3 suggesting a Wolf-Rayet star companion // *Nature.* — 1992. — Vol. 355, no. 6362. — P. 703–705.
309. *van Kerkwijk M. H., Geballe T. R., King D. L., van der Klis M., et al.* The Wolf-Rayet counterpart of Cygnus X-3. // *A&A.* — 1996. — Vol. 314. — P. 521–540.
310. *Vanbeveren D., De Loore C.* The evolution of the mass gainer in massive close binaries. // *A&A.* — 1994. — Vol. 290. — P. 129–132.
311. *Veen P. M., van Genderen A. M., Crowther P. A., van der Hucht K. A.* The enigmatic WR46: A binary or a pulsator in disguise. II. The spectroscopy // *A&A.* — 2002a. — Vol. 385. — P. 600–618.
312. *Veen P. M., van Genderen A. M., van der Hucht K. A.* The enigmatic WR46: A binary or a pulsator in disguise. III. Interpretation // *A&A.* — 2002. — Vol. 385. — P. 619–631.

313. *Veen P. M., van Genderen A. M., van der Hucht K. A., Allen W. H., et al.* The enigmatic WR46: A binary or a pulsator in disguise. I. The photometry // *A&A*. — 2002b. — Vol. 385. — P. 585–599.
314. *Vilhu O., Hakala P., Hannikainen D. C., McCollough M., et al.* Orbital modulation of X-ray emission lines in Cygnus X-3 // *A&A*. — 2009. — Vol. 501, no. 2. — P. 679–686.
315. *Vilhu O., Hannikainen D. C.* Modeling the X-ray light curves of Cygnus X-3. Possible role of the jet // *A&A*. — 2013. — Vol. 550. — A48.
316. *Vilhu O., Kallman T. R., Koljonen K. I. I., Hannikainen D. C.* Wind suppression by X-rays in Cygnus X-3 // *A&A*. — 2021. — Vol. 649. — A176.
317. *Vink J. S., de Koter A., Lamers H. J. G. L. M.* Mass-loss predictions for O and B stars as a function of metallicity // *A&A*. — 2001. — Vol. 369. — P. 574–588.
318. *von Zeipel H.* Radiative equilibrium of a double-star system with nearly spherical components // *MNRAS*. — 1924. — Vol. 84. — P. 702.
319. *Vuong M. H., Montmerle T., Grosso N., Feigelson E. D., et al.* Determination of the gas-to-dust ratio in nearby dense clouds using X-ray absorption measurements // *A&A*. — 2003. — Vol. 408. — P. 581–599.
320. *Walborn N. R.* Some characteristics of the eta CAR complex. // *ApJ*. — 1973. — Vol. 179. — P. 517.
321. *Walborn N. R.* The Stellar Content of the Carina Nebula (Invited Paper) // *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*. Vol. 2 / ed. by V. Niemela, N. Morrell, A. Feinstein. — 1995. — P. 51. — (*Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*).
322. *Walborn N. R., Nichols-Bohlin J., Panek R. J.* International Ultraviolet Explorer Atlas of O-type Spectra from 1200 to 1900 Å. // *NASA Reference Publication*. — 1985. — Vol. 1155.
323. *Walborn N. R., Blades J. C.* Spectral Classification of the 30 Doradus Stellar Populations // *ApJS*. — 1997. — Vol. 112, no. 2. — P. 457–485.
324. *Walborn N. R., Howarth I. D., Lennon D. J., Massey P., et al.* A New Spectral Classification System for the Earliest O Stars: Definition of Type O2 // *AJ*. — 2002. — Vol. 123, no. 5. — P. 2754–2771.

325. *Walder R.* Simulations of colliding winds in 3 dimensions // *Wolf-Rayet Stars: Binaries; Colliding Winds; Evolution*. Vol. 163 / ed. by K. A. van der Hucht, P. M. Williams. — 1995. — P. 420.
326. *Walder R., Folini D.* On the Stability of Colliding Flows: Radiative Shocks, Thin Shells, and Supersonic Turbulence // *Ap&SS*. — 2000. — Vol. 274. — P. 343–352.
327. *Walder R., Folini D.* 3D-hydrodynamics of colliding winds in massive binaries // *A Massive Star Odyssey: From Main Sequence to Supernova*. Vol. 212 / ed. by K. van der Hucht, A. Herrero, C. Esteban. — 2003. — P. 139.
328. *Waldron W. L., Corcoran M. F., Drake S. A., Smale A. P.* X-Ray and Radio Observations of the Cygnus OB2 Association // *ApJS*. — 1998. — Vol. 118, no. 1. — P. 217–238.
329. *Wallenquist Å.* Researches based on the space distribution of stars in stellar clusters // *Annals of the Bosscha Observatory Lembang (Java) Indonesia*. — 1933. — Vol. 5. — P. 47–72.
330. *Waltman E. B., Foster R. S., Pooley G. G., Fender R. P., et al.* Quenched Radio Emission in Cygnus X-3 // *AJ*. — 1996. — Vol. 112. — P. 2690.
331. *Weiss W. W., Rucinski S. M., Moffat A. F. J., Schwarzenberg-Czerny A., et al.* BRITTE-Constellation: Nanosatellites for Precision Photometry of Bright Stars // *PASP*. — 2014. — Vol. 126, no. 940. — P. 573.
332. *Wessolowski U.* X-ray emission from (putatively) single WN-type W-R stars. // *Roentgenstrahlung from the Universe* / ed. by H. U. Zimmermann, J. Trümper, H. Yorke. — 1996. — P. 75–76.
333. *Wessolowski U., Hamann W. R., Koesterke L., Hillier D. J., et al.* X-ray emission from Wolf-Rayet stars // *Wolf-Rayet Stars: Binaries; Colliding Winds; Evolution*. Vol. 163 / ed. by K. A. van der Hucht, P. M. Williams. — 1995. — P. 174.
334. *Whitney B. A., Wood K., Bjorkman J. E., Wolff M. J.* Two-dimensional Radiative Transfer in Protostellar Envelopes. I. Effects of Geometry on Class I Sources // *ApJ*. — 2003. — Vol. 591, no. 2. — P. 1049–1063.
335. *Wilson R. E.* Eccentric orbit generalization and simultaneous solution of binary star light and velocity curves. // *ApJ*. — 1979. — Vol. 234. — P. 1054–1066.
336. *Wilson R. E.* Binary Star Light-Curve Models // *PASP*. — 1994. — Vol. 106. — P. 921.
337. *Wilson R. E., Devinney E. J.* Realization of Accurate Close-Binary Light Curves: Application to MR Cygni // *ApJ*. — 1971. — Vol. 166. — P. 605.

338. *Young A. T., Genet R. M., Boyd L. J., Borucki W. J., et al.* Precise Automatic Differential Stellar Photometry // PASP. — 1991. — Vol. 103. — P. 221.
339. *Zdziarski A. A., Mikolajewska J., Belczynski K.* Cyg X-3: a low-mass black hole or a neutron star. // MNRAS. — 2013. — Vol. 429. — P. L104–L108.
340. *Zdziarski A. A., Maitra C., Frankowski A., Skinner G. K., et al.* Energy-dependent orbital modulation of X-rays and constraints on emission of the jet in Cyg X-3 // MNRAS. — 2012. — Vol. 426, no. 2. — P. 1031–1042.
341. *Zdziarski A. A., Malyshev D., Dubus G., Pooley G. G., et al.* A comprehensive study of high-energy gamma-ray and radio emission from Cyg X-3 // MNRAS. — 2018. — Vol. 479, no. 4. — P. 4399–4415.
342. *Zdziarski A. A., Misra R., Gierliński M.* Compton scattering as the explanation of the peculiar X-ray properties of Cyg X-3 // MNRAS. — 2010. — Vol. 402, no. 2. — P. 767–775.
343. *Zhekov S. A., Skinner S. L.* X-Ray Emission from Colliding Wind Shocks in the Wolf-Rayet Binary WR 140 // ApJ. — 2000. — Vol. 538, no. 2. — P. 808–817.
344. *Антохин И. И.* Тесные двойные системы: лаборатории, созданные природой // Научные труды Института астрономии РАН. — 2023. — Т. 8, № 2. — С. 75–85.
345. *Антохин И. И., Черпащук А. М.* UBV фотометрия комплекса Eta Carina в 1980 и 1991 гг. // Астрономический журнал. — 1993. — Т. 70. — С. 292–306.
346. *Антохин И. И., Черпащук А. М.* Интерпретация кривой блеска затменной двойной системы V444 Cyg на множестве выпукло-вогнутых функций // Астрономический журнал. — 2001a. — Т. 78, № 5. — С. 432–443.
347. *Антохин И. И., Черпащук А. М.* Поле скоростей в ветре звезды Вольфа-Райе в затменной системе V444 Cyg: Параметрическая модель // Астрономический журнал. — 2001b. — Т. 78, № 4. — С. 313–326.
348. *Антохин И. И., Черпащук А. М.* Затменная двойная система WN3(h)+O5V BAT99-129: Анализ кривой блеска MACHO и характеристики компонент // Астрономический журнал. — 2007. — Т. 84, № 6. — С. 542–556.
349. *Антохина Э. А., Антохин И. И.* Звезды Вольфа-Райе в двойных системах: моделирование кривых блеска // Научные труды Института астрономии РАН. — 2023a. — Т. 8, № 2. — С. 58–62.

350. Антохина Э. А., Антохин И. И. Определение параметров тесных двойных систем методами синтеза: от белых карликов до звезд Вольфа-Райе и черных дыр // *Астрономический журнал*. — 2023b. — Т. 100, № 9. — С. 772—784.
351. Антохина Э. А., Антохин И. И., Черепашук А. М. Синтез кривых блеска двойных систем: учет влияния звездного ветра // *Известия Крымской Астрофизической Обсерватории*. — 2013. — Т. 109, № 1. — С. 85—91.
352. Гончарский А. В., Черепашук А. М., Ягола А. Г. Численные методы решения обратных задач астрофизики. — Издательство Наука, 1978.
353. Гончарский А. В., Черепашук А. М., Ягола А. Г. Некорректные задачи астрофизики. — Издательство Наука, 1985.
354. Масевич А. Г., Тутуков А. В. Эволюция звезд: теория и наблюдения. — М. Наука, 1988.
355. Прилутский О. Ф., Усов В. В. Рентгеновское излучение двойных систем Вольфа-Райе // *Астрономический журнал*. — 1976. — Т. 53. — С. 6.
356. Степанов В. В. // *Астрономический циркуляр*. — 1980. — Т. 1090. — С. 5.
357. Тихонов А. Н. О регуляризации некорректно поставленных задач // *Доклады Академии Наук СССР*. — 1963. — Т. 153, № 1. — С. 49—52.
358. Тихонов А. Н., Гончарский А. В., Степанов В. В., Ягола А. Г. Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. — Издательство Наука, 1983.
359. Тутуков А. В., Юнгельсон Л. Г., Кляйман А. Я. Эволюция главных компонент массивных двойных систем // *Научн. Информации Астросовета АН СССР*. — 1973. — Т. 27. — С. 3.
360. Халиуллин Х. Ф. Потеря массы звездами Вольфа-Райе // *Астрономический журнал*. — 1974. — Т. 51. — С. 395.
361. Черепашук А. М. О единственности решения кривой блеска затменной системы, содержащей компоненту с протяженной сферической атмосферой // *Астрономический журнал*. — 1973. — Т. 50. — С. 879—881.
362. Черепашук А. М. Фотометрические элементы затменной двойной системы V444 Cygni и природа компоненты Вольфа-Райе // *Астрономический журнал*. — 1975. — Т. 52. — С. 81.

363. *Черепашук А. М.* Возможность открытия двойных систем среди звезд Вольфа-Райе с использованием их рентгеновского излучения. // Письма в *Астрономический журнал*. — 1976. — Т. 2. — С. 356—360.
364. *Черепашук А. М., Халиуллин Х. Ф.* Фотоэлектрические узкополосные наблюдения в континууме затменной переменной Вольфа-Райе V444 Cyg (4244, 4789, 5806, 6320, 7512Å // *Переменные звезды*. — 1972. — Т. 18. — С. 321—342.