

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В.ЛОМОНОСОВА  
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Шапошников Иван Андреевич

**Спектральные исследования звезд Вольфа-Райе в  
двойных системах типа  $WR+OB$  как эволюционных  
предшественников релятивистских объектов**

Специальность 1.3.1. Физика космоса, астрономия

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

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

Москва — 2026

## Оглавление

	Стр.
<b>Введение</b> . . . . .	5
<b>Глава 1. Спектральные наблюдения двойных систем типа WR+OB на 2.5-метровом телескопе КГО ГАИШ МГУ</b>	22
1.1 Характеристики аппаратуры . . . . .	22
1.2 Наблюдательная программа и ход ее реализации . . . . .	25
1.3 Измерение лучевых скоростей и анализ спектроскопических орбит	26
1.4 Уточнения масс звезд WR в исследованных системах . . . . .	28
<b>Глава 2. Спектроскопический поиск эволюционных изменений орбитального периода ТДС типа WR+OB</b> . . . . .	31
2.1 Цели и постановка задачи . . . . .	31
2.2 Обзор фотометрических исследований наиболее изученных затменных ТДС типа WR+OB . . . . .	33
2.2.1 V444 Cyg . . . . .	33
2.2.2 CQ Cep . . . . .	34
2.2.3 CX Cep . . . . .	37
2.3 Обзор спектроскопических исследований наиболее изученных ТДС типа WR+OB . . . . .	40
2.3.1 V444 Cyg . . . . .	40
2.3.2 CQ Cep . . . . .	41
2.3.3 CX Cep . . . . .	45
2.3.4 Hen 3-1772 . . . . .	46
2.3.5 V2183 Cyg . . . . .	48
2.4 Динамическая оценка темпа эволюционного изменения орбитального периода наиболее изученных ТДС типа WR+OB . .	49
2.4.1 Метод «O-C» . . . . .	49
2.4.2 Оценки темпа изменения орбитального периода по кривым блеска и кривым лучевых скоростей в случае затменных ТДС типа WR+OB . . . . .	51

2.4.3	Оценки темпа изменения орбитального периода только по кривым лучевых скоростей . . . . .	56
2.5	Результаты и выводы . . . . .	56
<b>Глава 3. Исследование крупномасштабной структуры ветра WR на основе спектральных наблюдений двойных типа WR+OB . . . . .</b>		
		59
3.1	Цели и постановка задачи . . . . .	59
3.2	Наблюдательные данные . . . . .	60
3.3	Об измерении угла наклона плоскости орбиты двойных систем типа WR+OB . . . . .	61
3.4	Измерения доплеровских ширин эмиссий WR . . . . .	65
3.5	Исследование корреляции доплеровских ширин эмиссий WR в двойных типа WR+OB и угла наклона плоскости орбиты двойной системы . . . . .	71
3.5.1	Случай систем WN+OB . . . . .	71
3.5.2	Случай систем WC+OB . . . . .	77
3.6	Выводы . . . . .	80
<b>Глава 4. Эмпирическая зависимость темпа потери массы звездой WR от ее массы . . . . .</b>		
		83
4.1	Цели и постановка задачи . . . . .	83
4.2	О вычислении темпа потери массы звездой WR по эволюции орбитального периода ТДС типа WR+OB . . . . .	84
4.2.1	Классические моды орбитальной эволюции ТДС . . . . .	84
4.2.2	Учет конечных размеров звезд . . . . .	86
4.2.3	Оценка вклада конечных размеров звезд и возможного массообмена в орбитальную эволюцию для исследуемых ТДС типа WR+OB . . . . .	89
4.3	Эмпирическая зависимость темпа потери массы звездой WR от ее массы . . . . .	93
4.4	Выводы . . . . .	95

<b>Глава 5. Наблюдательная связь распределений масс СО-ядер звезд WR и черных дыр . . . . .</b>	<b>96</b>
5.1 Цели и постановка задачи . . . . .	96
5.2 Наблюдательные данные и оценивание масс . . . . .	97
5.2.1 Звезды WR в двойных системах типа WR+OB . . . . .	97
5.2.2 Черные дыры в двойных звездных системах . . . . .	99
5.3 О методах исследования наблюдательных распределений . . . . .	102
5.4 Сравнение распределений масс звезд WR и их СО-ядер в конце эволюции с распределением масс черных дыр в двойных звездных системах . . . . .	107
5.5 Выводы . . . . .	109
<b>Заключение . . . . .</b>	<b>110</b>
<b>Благодарности . . . . .</b>	<b>112</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>113</b>
<b>Приложение А. Спектрограммы двойных систем типа WR+OB, полученные в ходе наблюдений в КГО ГАИШ МГУ . . . . .</b>	<b>139</b>
<b>Приложение Б. Кривые лучевых скоростей двойных систем типа WR+OB, полученные в ходе спектральных наблюдений в КГО ГАИШ МГУ . . . . .</b>	<b>148</b>

## Введение

### Актуальность и степень разработанности темы исследования

Массивным звездам отведена особая роль в природе. Как следует из распределения звезд по массам после их образования (начальная функция масс, НФМ), Вселенная населена в основном маломассивными звездами с массой около 1 массы Солнца и менее. Однако именно стремительная (по масштабам Вселенной) и бурная эволюция массивных звезд приводит к образованию уникальных астрофизических объектов, называемых компактными или релятивистскими - нейтронных звезд (НЗ) и черных дыр (ЧД). Важность их изучения трудно переоценить: экстремальные состояния вещества, физических полей и самого пространства-времени ставят наблюдательные исследования релятивистских объектов на передний фронт науки, поставляя уникальные данные, получение которых иным образом не представляется возможным.

Многие массивные звезды входят в состав двойных и кратных систем. Факт двойственности, с одной стороны, поставляет дополнительные данные о звездах, не зависящие от теоретических моделей звездных структур и атмосфер. С другой стороны, эволюция звезд в тесных двойных системах (ТДС) оказывается более разнообразной и зачастую запутанной – в этом случае уместнее говорить не о строгих теоретических моделях эволюции тесных двойных звезд, а об эволюционных сценариях ТДС [1–3].

Массивные звезды, потерявшие в ходе своей эволюции внешнюю водородную оболочку, наблюдаются как звезды типа Вольфа-Райе (Wolf-Rayet, WR). Этот редкий тип звезд назван в честь французских астрономов Ш. Вольфа и Ж. Райе, в 1867 году впервые обративших внимание на три звезды в созвездии Лебедя, спектры которых выделялись мощными и широкими эмиссионными линиями [4]. Впоследствии эти линии были отождествлены с излучением атомов и ионов гелия, азота, углерода и кислорода. Они формируются в протяженной атмосфере – основании звездного ветра, истекающего с предельной скоростью скоростью  $\sim 10^3$  км/с при темпе потери массы  $\sim 10^{-5} M_{\odot}$ /год. Наблюдаемые проявления в спектрах, характерные для массивных звезд WR, имеют место и для некоторых других типов астрофизических объектов - например,

для [WR]-ядер планетарных туманностей или интегральных спектров так называемых WR-галактик. В дальнейшем под словами «звезда типа Вольфа-Райе» или под сокращением WR понимается «классическая» звезда типа Вольфа-Райе I типа населения.

Начиная с 70-х годов XX века исследователями стала уверенно утверждаться эволюционная связь звезд Вольфа-Райе в массивных ТДС с ОБ-спутниками (WR+ОБ) с кандидатами в черные дыры в массивных рентгеновских двойных. Эта идея была высказана независимо Тутуковым и Юнгельсоном [5;6], Пачински [7] и ван ден Хьювелом [8;9]. Открытие компактных объектов в паре с маломассивными звездами, таких как маломассивные рентгеновские двойные, дало указание на возможность иного эволюционного пути массивной звезды, когда основная потеря массы осуществляется в ходе стадии с общей оболочкой. При образовании общей оболочки двойная система интенсивно теряет угловой момент, что приводит к очень тесной паре нормальной звезды-карлика и компактного объекта, если только взрыв сверхновой при коллапсе обнажившегося ядра массивной звезды не разрушает гравитационную связанность системы. Дальнейшая эволюция таких систем протекает чрезвычайно медленно (в ядерной шкале маломассивной звезды), а определяющими факторами изменения орбитальных параметров становятся унос углового момента замагниченным слабым звездным ветром и гравитационными волнами. Хотя до сих пор не было получено неоспоримых наблюдательных подтверждений тесных двойных типов ОБ+МК или WR+МК (т. е. пар массивных звезд ОБ/WR с маломассивными звездами спектральных классов К/М), такие системы должны существовать.

В седьмом каталоге галактических звезд WR ван дер Хухта [10] приведены данные о 227 объектах. По состоянию на апрель 2026 года в расширенном онлайн-каталоге [11] галактических Вольфа-Райе звезд числится 705 звезд. Их полная численность в Галактике оценивается в несколько тысяч. Число известных индивидуальных WR-звезд в других галактиках исчисляется сотнями. Около 35% звезд WR из каталога [10] входит в состав двойных WR+ОБ систем, содержащих в качестве спутника массивную звезду спектрального класса О (или В ранних подклассов 0-1). Часть этих звездных систем имеют орбитальные периоды порядка нескольких суток. Известны также системы, состоящие из двух звезд Вольфа-Райе (WR 20a) или из звезды Вольфа-Райе и компактного релятивистского объекта (Cyg X-3, IC 10 X-1, NGC 300 X-1). Среди известных двойных типа WR+О есть несколько систем, показывающих выраженные

затмения. Это V444 Cyg, CQ Cep, CX Cep, CV Ser и LS III +44 21 в нашей Галактике, HD 5980 в Малом Магеллановом облаке и BAT99 129 в Большом Магеллановом облаке.

Коллапсы углеродно-кислородных (CO) ядер звезд WR приводят к образованию релятивистских (компактных) объектов и вспышкам сверхновых типа Ib/c. При прямом гравитационном коллапсе CO-ядра звезды WR с массой, превышающей предел Оппенгеймера-Волкова ( $M_{CO} > M_{OV} \approx 3 M_{\odot}$ ), наиболее вероятным исходом является образование черной дыры.

Под черной дырой (ЧД) понимается область пространства-времени, гравитационное поле которой настолько сильно, что никакой сигнал, даже световой, не может удалиться от нее в пространственную бесконечность будущего [12]. В настоящей работе речь идет об астрофизических черных дырах звездных масс, являющихся конечными продуктами эволюции массивных звезд.

Поскольку сама черная дыра скрыта от внешнего наблюдателя под горизонтом событий, непосредственно наблюдать ее невозможно. Долгое время концепция ЧД оставалась чисто умозрительной. Первые теоретические исследования, в которых была показана возможность наблюдения ЧД в жестком диапазоне электромагнитного спектра по следам их взаимодействия с окружающей материей, были проведены Зельдовичем [13] и Салпитером [14]. В 1973 вышла знаменитая статья Шакуры и Сюняева, в которой была представлена теория дисковой аккреции на компактный объект в тесных двойных системах, называемая в наше время стандартной моделью аккреционного диска [15]. Новиков и Торн [16] дополнили модель Шакуры-Сюняева учетом эффектов ОТО. Этими и другими работами не только была обоснована принципиальная возможность обнаружения черных дыр, но и заложена надежная физическая основа интерпретации астрофизических наблюдений.

Начало наблюдательного исследования ЧД совпало с началом эры рентгеновской астрономии. Первый источник космического рентгеновского излучения Sco X-1=V818 Sco был открыт в 1962 в ходе ракетного эксперимента Aerobee [17] и впоследствии отождествлен с аккрецирующей нейтронной звездой в паре с маломассивным компаньоном [18]. Первым астрономическим источником рентгеновского излучения, отождествленным впоследствии с ЧД, стал источник Cyg X-1, открытый в 1964 году [19]. Лютый, Сюняев и Черепащук [20] показали, что оптическая переменность источника BD +34°3815=V1357 Cyg, отождествленного с Cyg X-1 [21], может быть объяснена эффектом эллипсо-

идальности деформированной видимой компоненты системы, что позволило оценить угол наклона орбиты и на основе известной функции масс  $f(M) = 0.225 M_{\odot}$  [21; 22] дать ограничение на массу невидимого компонента:  $M_x > 7.8 M_{\odot}$ . Несколько позднее этими же авторами [23] на основе UVB-фотометрии V1357 Cyg и ограничения на светимость оптической звезды в системе была получена оценка массы невидимого компонента  $M_x \approx 20 M_{\odot}$ , близкая к современному значению  $M_x = 21.2 \pm 2.2 M_{\odot}$  [24]. Запуск первой специализированной американской рентгеновской обсерватории UHURU в 1971 году положил начало систематическим наблюдениям неба в рентгеновском диапазоне. UHURU было открыто около 300 астрофизических источников рентгеновского излучения, большинство из которых было отождествлено с аккрецирующими компактными объектами в ТДС. Последующее отождествление открытых рентгеновских источников с двойными системами в оптическом диапазоне спектра [25; 26] позволило на основе исследования орбитального движения компонент систем определить массы релятивистских объектов. Современные орбитальные рентгеновские обсерватории, такие как Chandra, XMM-Newton, Спектр-РГ и др., открывают на небе миллионы рентгеновских источников, а число детально исследованных в оптике отождествленных двойных систем с ЧД в настоящее время составляет несколько десятков.

Что касается теоретического понимания популяций этих объектов, то здесь ведущую роль играет метод эволюционного популяционного синтеза [27]. Это комплексное моделирование, которое объединяет наши знания о звездной эволюции, переносе массы в двойных системах и взрывах сверхновых в виде численной симуляции эволюционных сценариев на большой выборке звезд. Принципы популяционного синтеза применительно к эволюции тесных двойных звезд были заложены в пионерских работах Корнилова и Липунова [28; 29], которым удалось на основе своих расчетов объединить общей физической схемой все двойные системы с нейтронными звездами, обладающие подчас кардинально отличающимися наблюдательными проявлениями [28; 30]. Эти принципы были реализованы в программном комплексе «Машина Сценариев» [31].

Несмотря на недостаток прямых наблюдательных сведений о коллапсах ядер массивных звезд, образованные в результате этого процесса объекты и массивные звезды на предшествующих эволюционных стадиях наблюдаемы, а их сравнение основных физических свойств астрофизических объектов до и после коллапса позволяет делать определенные выводы об этом процессе. Опреде-

ленной проблемой является необходимость приведения наблюдаемых свойств объектов сравнения в соответствие с таковыми на момент незадолго до коллапса. Как неоднократно отмечалось выше, звезды WR интенсивно теряют массу в виде звездного ветра, поэтому их массы на момент перед коллапсом должны быть несколько меньше по сравнению с массами наблюдаемых звезд WR. Поэтому возникает необходимость в разработке корректной методики оценки темпов потери массы звездами WR и исследования их корреляции с другими важными физическими параметрами, в первую очередь с текущей массой  $M_{WR}$ .

Массы и радиусы «ядер» звезд WR определяются из анализа кривых лучевых скоростей и кривых блеска тесных двойных WR+OB систем [3]. Для определения темпов потери массы  $\dot{M}_{WR}$  звезд WR применяются как спектроскопические методы анализа профилей эмиссионных линий, так и методы, основанные на анализе теплового радиоизлучения или ИК излучения от звезд WR (в том числе одиночных), а также методы, при которых анализируется орбитальная переменная линейная поляризация излучения двойных WR+OB систем. Однако эти методы оценки  $\dot{M}_{WR}$  являются модельно зависимыми. Значения  $\dot{M}_{WR}$ , оцененные из анализа теплового радиоизлучения или ИК излучения звезд WR отягощены эффектами клочковатости звездного ветра (clumping). Наиболее надежным методом оценки  $\dot{M}_{WR}$  считается динамический метод, основанный на анализе векового изменения орбитального периода WR+OB систем. Впервые динамический метод был применен Халиуллиным [32], что позволило открыть вековое удлинение орбитального периода у затменной двойной системы V444 Cyg (WN5+O6,  $P_{orb} \simeq 4.2$  сут.). Считая, что это удлинение периода  $\dot{P}$  вызвано радиальной потерей массы звездой WR в виде высокоскоростного ветра (Джинсовская мода потери массы), он дал оценку  $\dot{M}_{WR} = 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ . Дальнейшие наблюдения позволили уточнить величину  $\dot{P}$  и дать улучшенную оценку  $\dot{M}_{WR} = 7 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ , которая хорошо согласуется со значением  $\dot{M}_{WR} = 6 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ , оцененным по орбитальной поляризационной переменности системы [33]. При этом оказалось, что найденная таким методом величина  $\dot{M}_{WR}$  в 3-4 раза меньше величины  $\dot{M}_{WR} = 2.4 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ , найденной для V444 Cyg из анализа ее радио- и ИК-потоков [34;35]. Из-за того, что оценки  $\dot{M}_{WR}$  по радио- и ИК-потокам отягощены эффектами клочковатости ветра WR, соответствующая оценка завышена в 3-4 раза. В то же время, величина  $\dot{M}_{WR} = (6 \div 7) \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ , оцененная по изменению орбитального

периода и по орбитальной переменности поляризации излучения системы, от клочковатости ветра WR не зависит и потому является более надежной.

Метод поиска изменений орбитального периода, основанный на анализе кривых блеска WR+OB систем, весьма перспективен для получения динамических оценок величины  $\dot{M}_{WR}$ , но, к сожалению, число затменных двойных систем WR+OB весьма мало: на северном небе для наблюдения доступны только системы V444 Cyg, CX Ser и CQ Ser, а также менее надежные кандидаты GP Ser и CV Ser. В то же время, число спектрально-двойных WR+OB систем, в которых не наблюдаются затмения, составляет несколько десятков [10]. Поэтому представляет интерес разработка методов поиска величин  $\dot{P}$  спектроскопическим путем с использованием кривых лучевых скоростей компонент двойных WR+OB систем, полученных в разные эпохи наблюдений. Поскольку начальные эпохи спектральных наблюдений некоторых WR+OB систем относятся к 1940-1950 гг., можно надеяться, что за прошедшие 70-80 лет спектральные наблюдения позволят заметить изменения их орбитальных периодов. Даже в случае, если имеющихся сейчас данных недостаточно, проведение новых спектральных наблюдений позволит реализовать еще одну эпоху с тем, чтобы обнаружение векового изменения орбитального периода таких WR+OB систем стало возможным с будущим.

## Цели диссертационной работы

**Целью** диссертационной работы является комплексное спектроскопическое исследование звезд WR, входящих в состав двойных систем типа WR+OB, и их эволюционной взаимосвязи с компактными объектами (прежде всего – с черными дырами).

Достижение поставленной цели требует решения следующих задач:

1. Сбор и анализ наблюдательных данных по двойным системам типа WR+OB, доступных в настоящий момент в научной литературе, получение и обработка новых данных по доступным для наблюдений объектам.
2. Исследование возможности использования кривых лучевых скоростей тесных двойных систем типа WR+OB для динамической оценки темпа

- векового изменения орбитального периода  $\dot{P}$  системы путем сравнения графиков «О-С», построенных по кривым блеска и кривым лучевых скоростей хорошо изученных затменных тесных двойных систем типа WR+OB, а в случае подтверждения надежности нового метода - его приложения к тесным двойным системам типа WR+OB, для которых нет возможности оценить  $\dot{P}$  классическим фотометрическим методом «О-С».
3. Исследование эффектов возможной анизотропии ветра WR и его вероятного влияния на орбитальную эволюцию двойных систем, а также уточнение возможности оценки темпов потери массы звездами WR в двойных системах динамическим методом по наблюдениям изменений орбитальных параметров.
  4. Наблюдательная оценка зависимости темпа потери массы звездами WR от их текущей массы и разработка методики оценки массы звезд WR непосредственно перед гравитационным коллапсом.
  5. Сравнение статистических распределений конечных масс звезд WR и их СО-ядер с распределением масс известных ЧД в двойных звездных системах.

### Научная новизна

1. Выполнены новые спектральные наблюдения ряда двойных систем типа WR+OB северного неба. Для короткопериодических двойных систем типа WR+OB WR 155 = CQ Cep, WR 151 = CX Cep, и WR 139 = V444 Cyg, WR 127 = Hen 3-1772 и WR 141 = V2183 Cyg построены новые кривые лучевых скоростей, уточнены орбитальные параметры систем и массы звезд WR.
2. Впервые темп векового изменения орбитального периода  $\dot{P}$  ряда тесных двойных систем типа WR+OB вычислен из сравнения методом «О-С» кривых лучевых скоростей, полученных для одной системы в разные эпохи. Полученные результаты согласуются с результатами аналогичных расчетов по кривым блеска хорошо изученных затменных тесных двойных систем типа WR+OB V444 Cyg, CQ Cep и CX Cep, что по-

- казывает надежность нового («спектроскопического») метода «О-С». Применив метод «О-С» к новым и архивным кривым лучевых скоростей систем WR 127 = Hen 3-1772 и WR 141 = V2183 Cyg, удалось открыть вековое увеличение орбитальных периодов этих систем.
3. На выборке из около 30 двойных систем типа WR+OB было подтверждено отсутствие корреляции между доплеровскими ширинами профилей эмиссионных линий звезд WR и углом наклона плоскости орбиты  $i$  двойной системы, что может говорить о большой степени изотропии крупномасштабной структуры ветров звезд WR.
  4. С применением наиболее надежного метода определения  $\dot{M}_{WR}$  по изменениям орбитальных периодов WR+OB систем удалось оценить темпы потери массы четырех звезд WR в диапазоне масс  $\sim 10 \div 25 M_{\odot}$  и тем самым проверить по динамическим оценкам  $\dot{M}_{WR}$  зависимость  $\dot{M}_{WR}$  от  $M_{WR}$ , имеющую большое значение для астрофизического моделирования эволюции массивных звезд.
  5. На основе этих результатов с использованием распределения масс звезд WR и черных дыр выведена эмпирическая связь между массами звезды WR в конце эволюции и массами ЧД.

### Научная и практическая значимость

Опыт использования спектроскопического подхода к динамической оценке  $\dot{P}$  в перспективе может быть применен к большему числу короткопериодических двойных систем типа WR+OB. Полученные к настоящему времени новые спектральные наблюдения ТДС типа WR+OB реализуют еще одну эпоху в общем массиве наблюдательных данных по этим системам, что позволит в будущем (через 10-20 лет) при реализации новых наблюдательных программ уточнить найденные  $\dot{P}$  и получить оценки для тех систем, для которых сегодня наблюдательных данных недостаточно. При наличии достаточного количества наблюдательных точек и их покрытия по эпохам спектроскопический метод «О-С» также может быть применен для анализа стабильности орбитальных параметров тесных двойных звезд других типов. Соотношения, выражающие установленные

в ходе работы связи  $\dot{M}_{\text{WR}}(M_{\text{WR}})$  и  $M_{\text{BH}}(M_{\text{CO}})$ , могут использоваться в моделях астрофизического популяционного синтеза в расчетах эволюции массивных звезд и уточнения механизмов формирования черных дыр.

## Методология и методы исследования

Наблюдательной основой работы является оптическая длиннощелевая спектроскопия низкого разрешения двойных систем типа WR+OB. Получение и обработка нового наблюдательного материала базируется на стандартных процедурах, применяемых при спектроскопических наблюдениях астрофизических объектов. Архивные спектроскопические данные, включающие в себя измерения лучевых скоростей звезд в изучаемых системах и спектрограммы в районах исследуемых спектральных линий, взяты из научной литературы и электронных научных баз данных. Расчеты, включающие в себя приближение наблюдаемых положений и профилей спектральных линий, сравнение рядов кривых лучевых скоростей и распределений масс, основываются на общепринятых алгоритмах оптимизации и реализованы в виде отдельных программ на языке программирования Python. Зависимость темпа потери массы звездой WR от ее текущей массы выводится на основе надежных динамических оценок по вековому увеличению орбитального периода короткопериодических двойных систем типа WR+OB. Эволюционная связь звезд WR и черных дыр в двойных системах изучается путем сравнения эмпирических распределений их масс при минимуме модельных предположений.

## Степень достоверности результатов

Достоверность результатов гарантируется тщательным подходом к спектральным исследованиям звезд WR, новыми наблюдательными данными и использованием проверенных архивных данных, опубликованных в научной литературе по двойным системам со звездами Вольфа-Райе и черными дырами. Надежность применения кривых лучевых скоростей для оценки темпа векового

изменения орбитального периода двойных систем типа WR+OB методом «О-С» обоснована путем сравнения с результатами применения классического метода «О-С» по моментам минимума блеска. При вычислении темпа потери масс звезды WR по наблюдаемому темпу векового увеличения орбитального периода двойной системы типа WR+OB отдельно исследованы возможные источники систематических ошибок при применении классической формулы джинсовской моды, такие как конечный радиус звезды и возможные эффекты ориентации в звездном ветре. Зависимость темпа потери массы звезды WR  $\dot{M}_{WR}$  от массы звезды  $M_{WR}$  исследована на основе динамических оценок для звезд WR в достаточно широком диапазоне масс ( $\sim 10 - 25 M_{\odot}$ ), не отягощенных трудно учитываемым эффектом клочковатости ветра. Сравнение распределений масс звезд WR и ЧД выполнялось по представительным выборкам объектов данных типов. Использование при сравнении только эмпирических оценок массы с учетом различного рода неопределенностей в их индивидуальных распределениях позволяет получать модельно-независимые результаты.

### Положения, выносимые на защиту

1. Использование кривых лучевых скоростей тесных двойных систем типа WR+OB, подобно кривым блеска затменных систем, позволяет получить динамическую оценку темпа векового изменения орбитального периода  $\dot{P}$  методом «О-С». Для затменных систем V444 Cyg, CQ Ser и CX Ser значения темпа изменения периода  $\dot{P}$ , определённые спектроскопическим методом «О-С», согласуются с оценками  $\dot{P}$ , полученными методом «О-С» из фотометрических кривых блеска. Системы WR 127 = Hen 3-1772 и WR 141 = V2183 Cyg обладают вековым увеличением орбитальных периодов.
2. Эмпирическая зависимость темпа потери массы звезды WR от её текущей массы, построенная по динамическим оценкам  $\dot{P}$  в четырех системах типа WR+OB с массами звезд WR в диапазоне  $M_{WR} \approx 10 - 25 M_{\odot}$ , имеет степенной характер с показателем степени около 1.7.

3. Распределение масс звезд WR перед гравитационным коллапсом связано с распределением масс черных дыр в двойных звездных системах степенным преобразованием, близким к теоретической зависимости массы СО-ядра звезды WR от ее массы.
4. Доплеровские ширины эмиссионных линий WR в спектрах нескольких десятков двойных типа WR+OB не показывают значимой корреляции с углом наклона орбиты ни в случае систем со звездами WR спектрального подкласса WN, ни для систем со звездами WC.

### Апробация работы

Положения диссертационной работы докладывались автором на следующих конференциях и научных школах:

1. Ломоносовские чтения - 2023. Секция астрономии, МГУ имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия, 13 апреля 2023 г. Устный доклад.
2. Всероссийская конференция с международным участием «Физика звезд: теория и наблюдения», МГУ имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия, 27-30 июня 2023 г. Устный доклад.
3. II Всероссийская школа Национального центра физики и математики по экспериментальной лабораторной астрофизике и геофизике, НЦФМ, г. Саров, Нижегородская область, Россия, 1-5 июля 2024 г. Устный доклад.
4. Всероссийская астрономическая конференция ВАК-2024 «Современная астрономия: от ранней Вселенной до экзопланет и черных дыр», САО РАН, п. Нижний Архыз, республика Карачаево-Черкесия, Россия, 25-31 августа 2024 г. Устный доклад.
5. Международная конференция «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра (HEA-2024)», ИКИ РАН, г. Москва, Россия, 23-26 декабря 2024 г. Стендовый доклад.
6. 52-я Всероссийская с международным участием студенческая научная конференция «Физика Космоса», Коуровская астрономическая обсерватория УрФУ, с. Слобода, Свердловская область, Россия, 27-31 января 2025 г. Устный доклад.

7. Всероссийская Школа-конференция молодых астрономов «Космос, Астрофизика, Солнце, Планеты» – КАСП - 2025, ИЗМИРАН, г. Москва, Россия, 19-23 мая 2025 г. Устный доклад.
8. Летняя школа Фонда «БАЗИС» — 2025 «Актуальные вопросы современной теоретической астрофизики», Международный академический центр «Гармония», г. Санкт-Петербург, Россия, 14-22 июля 2025 г. Стендовый доклад.
9. Всероссийская конференция с международным участием «Физика звезд в эпоху многоволновых наблюдений», СПбГУ, г. Санкт-Петербург, Россия, 22-26 сентября 2025 г. Устный доклад.
10. Международная конференция «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра 2025 (HEA-2025)», ИКИ РАН, г. Москва, Россия, 22-25 декабря 2025 г. Устный доклад.

### **Личный вклад**

Результаты диссертационной работы опубликованы в 6 статьях в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности 1.3.1. Физика космоса, астрономия.

В статье 1 (личный вклад 70%) автором был выполнен комплексный анализ архивных и новых фотометрических и спектроскопических наблюдений тесных двойных типа WR+OB CQ Сер и CX Сер, проведены измерения лучевых скоростей, вычислены элементы спектроскопических орбит и оценен темп векового изменения орбитального периода этих двух систем. В статье 2 (личный вклад 70%) автором была проделана аналогичная работа по системе V444 Cyg. В статьях 3 (личный вклад 70%) и 4 (личный вклад 100%) был выполнен анализ архивных и новых спектроскопических наблюдений тесных двойных типа WR+OB WR 127 = Hen 3-1772 и WR 141 = V2183 Cyg, проведены измерения лучевых скоростей, вычислены элементы спектроскопических орбит и оценен темп векового изменения орбитального периода этих двух систем. В статье 5 (личный вклад 70%) автором были проанализированы архивные работы, посвященные спектроскопии двойных систем типа WR+OB и оценками углов наклона орбит этих систем, проведены измерения доплеровских ширин

эмиссионных линий WR в доступных для анализа спектрах двойных систем типа WR+OB и исследованы корреляции ширин линий в спектрах WR с различными орбитальными и физическими параметрами. В статье 6 (личный вклад 70%) автором были проанализированы архивные работы, посвященные оценке масс звезд WR в двойных системах типа WR и черных дыр в двойных звездных системах, а также были разработаны аналитические и численные методы вычисления преобразования между распределениями масс звезд WR и черных дыр в двойных системах. Во всех приведенных работах вклад автора в работу над текстом статей и формулировку основных выводов является решающим.

### Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и двух приложений. Полный объем диссертации составляет 155 страниц, включая 29 рисунков и 37 таблиц. Список литературы содержит 265 наименований.

### Содержание работы

Во **Введении** описана актуальность темы, цели и задачи работы, научная новизна и методология, научная и практическая значимость исследования, достоверность и обоснованность результатов, личный вклад автора, публикации и апробация результатов, а также сформулированы выносимые на защиту положения.

В **главе 1** описывается методика и результаты спектральных наблюдений двойных систем типа WR+OB, проведенные на 2.5-метровом телескопе Кавказской горной обсерватории (КГО) ГАИШ МГУ. Детально описываются результаты наблюдений пяти короткопериодических двойных систем типа WR+OB WR 155 = CQ Cep, WR 151 = CX Cep, WR 139 = V444 Cyg, WR 127 = Hen 3-1772 и WR 141 = V2183 Cyg, приводятся уточненные элементы их спектроскопических орбит и новые оценки масс звезд в этих системах.

В главе 2 описываются результаты поиска эволюционных изменений орбитальных периодов наиболее изученных ТДС типа WR+OB. В первом разделе главы описывается мотивация работы, формулируются цели и постановка задачи. В следующих двух разделах приводится детальный обзор архивных фотометрических и спектроскопических данных, используемых для анализа стабильности орбитальных параметров исследуемых ТДС типа WR+OB. Затем дается описание метода «O-C», используемого для оценки  $\dot{P}$ , и результаты его применения сперва для затменных ТДС типа WR+OB (по кривым блеска и кривым лучевых скоростей), а затем для спектрально-двойных ТДС типа WR+OB (только по лучевым скоростям). В последнем разделе главы приведены итоговые оценки  $\dot{P}$  для пяти исследованных двойных систем.

В главе 3 описаны наблюдательные исследования крупномасштабной структуры ветров звезд WR в двойных системах типа WR. Применимость обобщенной джинсовской моды для корректной оценки темпа потери массы звездой WR в ТДС типа WR+OB по измерению векового изменения орбитального периода предполагает высокую степень изотропии ветра. Эта изотропия гипотетически может нарушаться быстрым вращением звезды WR или влиянием массивного спутника. В приливно-синхронизированных ТДС типа WR+OB эти эффекты должны проявляться в корреляции доплеровских ширин эмиссионных линий WR, формирующихся в ветре, и угла наклона плоскости орбиты  $i$ . С целью поиска этих эффектов было исследовано около 30 двойных систем типа WR+OB с качественными спектральными данными и надежными оценками  $i$ . Отдельный раздел главы посвящен обзору методов измерения наклона орбиты  $i$  в случае двойных систем типа WR+OB и обоснованию выбора лучшей оценки для каждой системы в выборке. Анализ корреляции FWHM спектральных линий WR с  $i$  проводился по двум наборам линий отдельно для звезд WR подтипов WN и WC и включал в себя предварительную редукцию за спектральные классы звезд каждой системы. Проведенный анализ не выявил статистически значимой корреляции ни для систем со звездами WN, ни для случая звезд WC.

Глава 4 посвящена оцениванию темпа потери масс звездами WR в ТДС типа WR+OB. В начале главы обсуждаются теоретические соотношения между темпами потери масс звезд в тесной двойной системе и темпом изменения орбитального периода – классические медленная мода и мода Джинса, а также обобщение джинсовской моды на случай, когда размеры истекающих звезд нель-

зя считать пренебрежимо малыми по сравнению с размерами орбиты. Оценки  $\dot{P}$  четырех систем типа WR+OB, полученные во второй главе, используются для вычисления  $\dot{M}_{\text{WR}}$  и построения эмпирической зависимости  $\dot{M}_{\text{WR}}(M_{\text{WR}})$ . Показано, что эта зависимость имеет вид, близкий к степенному с показателем степени около 1.7. Обсуждается сравнение оценок  $\dot{M}_{\text{WR}}$  и зависимости  $\dot{M}_{\text{WR}}(M_{\text{WR}})$ , полученных разными методами.

В **главе 5** показано соответствие распределения масс СО-ядер звезд WR перед коллапсом с распределением масс черных дыр в двойных системах, обосновывающее эволюционную связь черных дыр со звездами WR. Эта работа выполнялась на основе наблюдаемых масс звезд WR в ТДС типа WR+OB и черных дыр, построенных по данным о приблизительно 30 двойных системах типа WR+OB и около 50 черных дырах, преимущественно в составе рентгеновских двойных систем. Наблюдаемые массы звезд WR скорректированы к их массам в конце эволюционной стадии WR с помощью зависимости  $\dot{M}_{\text{WR}}(M_{\text{WR}})$ , выведенной в четвертой главе. Обсуждаются методы аппроксимации наблюдаемых распределений параметрическим законом (в данном случае логнормальным), а также прямой метод сравнения распределений по квантиль-квантильному графику. Анализ распределений финальных масс звезд WR и масс ЧД показал, что эти два распределения связаны соотношением, близким к зависимости массы СО-ядра гелиевой звезды от ее полной массы. Этот результат подтверждает эволюционную связь звезд WR и ЧД как двух последовательных стадий поздней эволюции массивных звезд, переход между которыми осуществляется через гравитационный коллапс СО-ядра звезды WR.

В **Заключении** подчеркивается важность полученных в работе эмпирических зависимостей  $\dot{M}_{\text{WR}}(M_{\text{WR}})$  и  $M_{\text{BH}}(M_{\text{CO}})$  для моделей астрофизического популяционного синтеза при исследовании поздней эволюции тесных двойных систем с массивными компонентами. При дальнейшем накоплении наблюдательных данных по звездам WR и релятивистским объектам в двойных звездных системах эти соотношения будут уточняться. Обсуждаются перспективы дальнейшей работы с данными спектроскопических наблюдений двойных систем типа WR+OB, уже полученными и запланированными к получению на 2.5-метровом телескопе КГО ГАИШ МГУ.

## Публикации по теме диссертации

Статьи в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности и отрасли наук:

1. **Shaposhnikov, I.A.**, Cherepashchuk, A.M., Dodin, A.V., Postnov, K.A. Spectroscopic searches for evolutionary orbital period changes in WR+OB binaries: the case of CQ Cep and CX Cep // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2023. – Vol. 523, № 1. – pp. 1524-1537. EDN: UDACXY. Импакт-фактор 1.03 (JCI). Личный вклад 70%. Объем 1.68 печатных листов.
2. **Shaposhnikov, I.A.**, Cherepashchuk, A.M., Dodin, A.V., Postnov, K.A. Spectroscopic searches for evolutionary orbital period changes in WR+OB binaries: the case of V444 Cyg // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2023. – Vol. 526, № 3. – pp. 4529-4534. EDN: XNXTKM. Импакт-фактор 1.03 (JCI). Личный вклад 70%. Объем 0.72 печатных листов.
3. **Shaposhnikov, I.A.**, Cherepashchuk, A.M., Dodin, A.V., Postnov, K.A. Spectroscopic searches for evolutionary orbital period changes in WR+OB binaries: The case of WR 127 (Hen 3-1772) // Astronomy and Astrophysics. – 2024. – Vol. 683. – L17. EDN: QFQYOC. Импакт-фактор 1.30 (JCI). Личный вклад 70%. Объем 0.60 печатных листов.
4. **Шапошников, И.А.** Спектроскопический поиск эволюционных изменений орбитального периода в двойных системах типа WR+OB. Случай WR 141 // Астрономический журнал. – 2024. – Т. 101, № 12. – С. 1034-1042. EDN: IDJZMQ. Импакт-фактор 1.08 (РИНЦ). Личный вклад 100%. Объем 0.96 печатных листов.  
**Shaposhnikov, I.A.** Spectroscopic Searches for Evolutionary Orbital Period Changes in WR+OB Binaries: the Case of WR 141 // Astronomy Reports. – 2024. – Vol. 68, № 12. – pp. 1145-1152. EDN: GEXBTH. Импакт-фактор 0.19 (JCI). Личный вклад 100%. Объем 0.96 печатных листов.
5. Черепашук, А.М., **Шапошников, И.А.** Поиск эффектов ориентации в звездном ветре звезд Вольфа-Райе // Астрономический журнал. – 2025. – Т. 102, № 9. – С. 790-809. EDN: DZLJQD. Импакт-фактор 0.48 (РИНЦ). Личный вклад 70%. Объем 2.40 печатных листов.

- Cherepashchuk, A.M., **Shaposhnikov, I.A.** Search for Orientation Effects in the Stellar Winds of Wolf–Rayet Stars // *Astronomy Reports*. – 2025. – Vol. 69, № 7. – pp. 591-608. EDN: AXCBGZ. Импакт-фактор 0.19 (JCI). Личный вклад 70%. Объем 2.16 печатных листов.
6. Postnov, K.A., **Shaposhnikov, I.A.**, Cherepashchuk, A.M. Empirical correlation between masses of black holes and Wolf–Rayet stars derived from their mass distributions in spectroscopic binaries // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2025. – Vol. 544, № 1. – pp. L83-L88. EDN: LZXKJJ. Импакт-фактор 1.03 (JCI). Личный вклад 70%. Объем 0.72 печатных листов.

## Глава 1. Спектральные наблюдения двойных систем типа WR+OB на 2.5-метровом телескопе КГО ГАИШ МГУ

*Данная глава основана на работах 1-4 из списка публикаций по теме диссертации*

### 1.1 Характеристики аппаратуры

Кавказская горная обсерватория Государственного астрономического института им. П.К. Штернберга (КГО ГАИШ МГУ) построена в 2011-2013 гг. Она расположена на высоте 2100 м над уровнем моря на плато Шаджатмаз в 20 км южнее г. Кисловодск на Северном Кавказе (координаты:  $43^{\circ}44'10''$  с.ш.,  $42^{\circ}40'03''$  в.д.). Инструментарий обсерватории включает 2.5-метровый азимутальный рефлектор Ричи-Кретьена, 60-сантиметровый роботизированный рефлектор RC600 и астроклиматический монитор. Первый свет от 2.5-м телескопа был получен 11 ноября 2014 г. Телескоп RC600 непрерывно работает в дистанционном режиме с мая 2019 года. Согласно астроклиматическим исследованиям, проведенным в период строительства и ранней работы обсерватории [36], медианное качество изображения составляет  $\beta_0 = (0.93 - 0.96)''$ .

Основным инструментом КГО является 2.5-метровый рефлектор системы Ричи-Кретьена (рис. 1.1), предназначенный для проведения научных и учебных работ сотрудниками, студентами и аспирантами Московского Государственного Университета. Его спроектировал и построил консорциум во главе с SAGEM REOSC (Франция). Альт-азимутальная монтировка телескопа была изготовлена Нанкинским институтом астрономической оптики и технологий (Китай). Поле зрения телескопа составляет  $10'$ , однако может быть расширено до  $40'$  с помощью трехлинзового кремнезёмного корректора Винна (в настоящей работе не используется). Относительное отверстие телескопа  $F/8$ , чистая апертура – 40 000 кв. см. Телескоп оснащен тремя ротаторами основных портов и двумя внеосевыми ПЗС-автогидами. Он обладает классической (жесткой) оптикой подложки с нулевым расширением, способной передавать изображения с 80% энергии окружности в пределах  $r = 0''.3$ , при этом фактическое качество изоб-

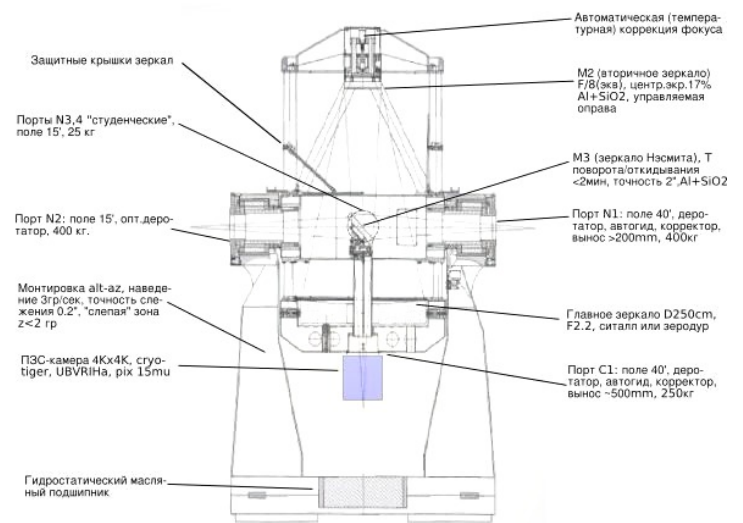
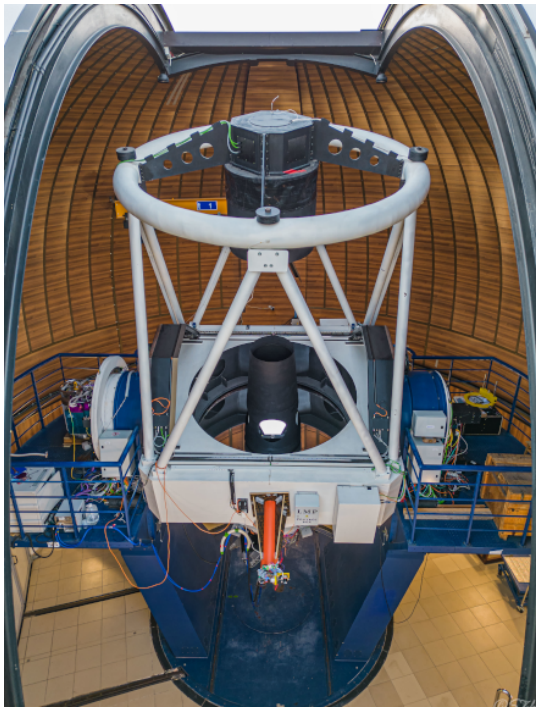


Рисунок 1.1 — Слева - внешний 2.5-метрового телескопа Кавказской горной обсерватории МГУ (автор фото - Сергей Желтоухов). Справа - эскиз схемы 2.5-метрового телескопа КГО (источник изображения - <http://lnfm1.sai.msu.ru/kg0/specs2.5.php>)

ражения с учетом атмосферы в фокусе Кассегрена при хорошей погоде может достигать  $0''.5$  [37]

Телескоп имеет пять портов (фокусов) для навесного оборудования – один порт Кассегрена, два «рабочих» плюс два «студенческих» порта Несмита. В двух «рабочих» фокусах Несмита постоянно установлены ИК-камера АНС и спекл-поляриметр SPP (последний иногда временно заменяется фотометром с перестраиваемым фильтром MaNGaL). Один из «студенческих» портов Несмита занят в настоящее время электрофотометром LMP. Спектрограф TDS постоянно установлен в фокусе Кассегрена 2.5-метрового телескопа вместе с фотометрической  $4k \times 4k$  ПЗС-камерой широкого поля и прототипом спектрографа высокого разрешения HRS (соединяется с фокусом телескопа по оптоволокну). Для направления света на нужный прибор или калибровочный узел в фокусе Кассегрена используется плоское зеркало.

Транзиентный двухлучевой спектрограф TDS (рис. 1.2, слева) – длиннотелевой спектрограф низкого разрешения, один из штатных приборов 2.5-метрового телескопе КГО ГАИШ МГУ. Прибор был полностью сконструирован и собран коллективом ГАИШ МГУ. Спектрограф имеет два канала –

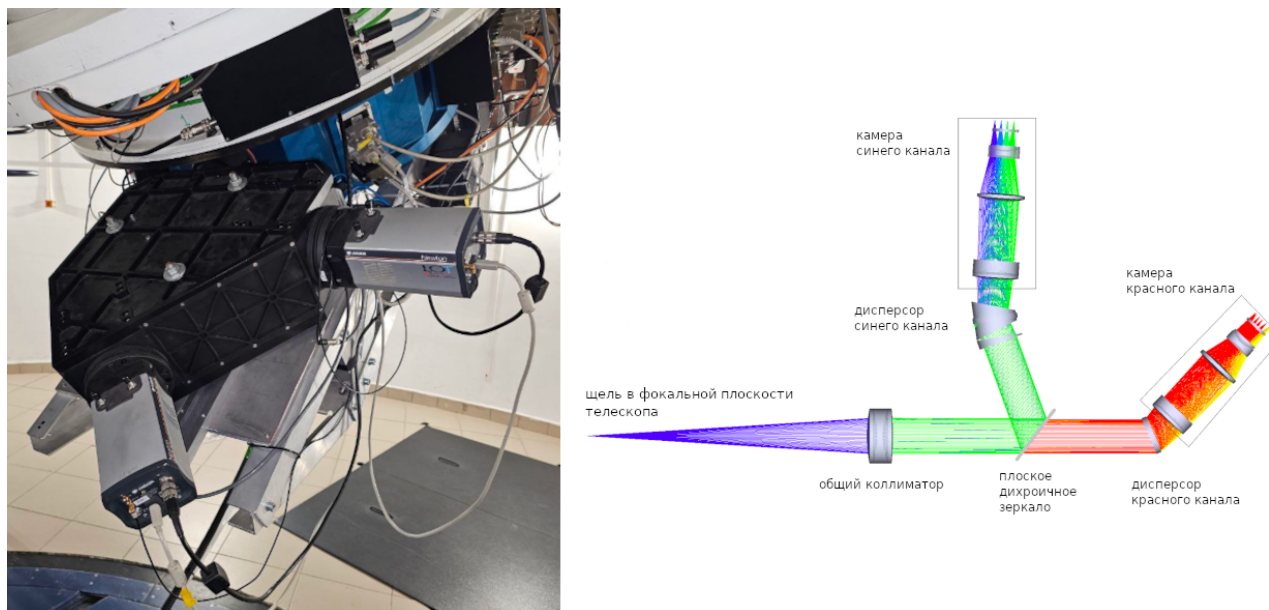


Рисунок 1.2 — Слева - внешний вид спектрографа TDS, установленного в фокусе Кассегрена 2.5-метрового телескопа КГО (автор фото - Сергей Желтоухов). Справа - оптическая схема спектрографа TDS (по статье Потанина и др. [38])

коротковолновый («синий»,  $\lambda \sim 360 - 577$  нм,  $R = 1300$ ) и длинноволновый («красном»,  $\lambda \sim 567 - 746$  нм,  $R = 2500$ ), регистрация спектра в которых происходит одновременно. Свет между каналами распределяется дихроичным зеркалом с 50% уровнем пропускания на длине волны 574 нм (см. схему на рис. 1.2, справа). Приёмниками служат две ПЗС-камеры на основе детекторов E2V 42-10, охлаждаемые до  $-70$  °С и имеющие шум считывания 3 электрона на рабочей скорости считывания 50 кГц. Высота щели спектрографа 3', применяемая в настоящей работе ширина 1". В составе спектрографа имеется камера зацелевого подсмотра и калибровочный узел, позволяющий снимать линейчатый спектр газоразрядной лампы (в настоящее время применяется лампа Ne-Pb), а также светодиодный источник с непрерывным спектром для учета виньетирования и неравномерности ширины щели. Детальные описания стандартных процедур наблюдений на TDS и первичной редукции полученных спектральных данных можно найти в статье, посвященной прибору [38].

## 1.2 Наблюдательная программа и ход ее реализации

Спектроскопические наблюдения двойных звезд типа WR+OB на 2.5-метровом телескопе КГО ГАИШ МГУ были начаты в ноябре 2020 года с двух самых тесных известных систем данного типа – CQ Сер ( $P_{orb} \approx 1.61$  сут.) и CX Сер ( $P_{orb} \approx 2.13$  сут.). Изменение орбитального периода этих систем было ранее открыто на основе сравнения эпох затменных минимумов, однако на основе кривых лучевых скоростей эффект орбитальной эволюции ранее не исследовался. К концу февраля 2022 года было получено в общей сложности 194 спектра CQ Сер в течение 70 ночей и 183 спектра CX Сер в течение 71 ночи. В сентябре 2022 года были начаты наблюдения системы V444 Cyg ( $P_{orb} \approx 4.21$  сут.). К октябрю 2023 года было получено 60 спектров V444 Cyg в течение 20 ночей. Одновременно с V444 Cyg были начаты спектральные наблюдения предполагаемой четверной системы (WR+OB)+(OB+OB) WR 153 = HD 211853 = GP Сер, всего было получено 105 спектров этой системы в течение 35 ночей. Кроме спектральных наблюдений систем CQ Сер, CX Сер и V444 Cyg, проводились также фотометрические наблюдения в фильтрах BVRI на 60-см роботизированном телескопе КГО, что позволило дополнить многолетние ряды наблюдений этих систем и получить более точные оценки  $\dot{P}$  по фотометрическим данным.

Экспозиция при получении спектров CQ Сер и CX Сер выбиралась исходя из яркости объекта и текущих условий наблюдения. По возможности спектры этих двух объектов снимались с перерывами в течение ночи, а измерения лучевых скоростей проводились по каждому индивидуальному спектру. Наблюдения V444 Cyg и последующих объектов программы проводились один раз в ночь усредненной серией из трех последовательных кадров с экспозицией 300 с каждый с целью получения эмиссионного фона неба, линии которого использовались при обработке для уточнения калибровки по длинам волн. Если высокая яркость объекта могла привести к перенасыщению кадра в течение экспозиции, он перемещался вдоль щели на несколько угловых секунд.

Сравнение оценок  $\dot{P}$  для систем CQ Сер, CX Сер, и V444 Cyg, полученных по кривым блеска и кривым лучевых скоростей, показало хорошее согласие результатов применения фотометрического и спектроскопического методов (см. Главу 2), что открыло путь к возможности оценки  $\dot{P}$  для ТДС типа WR+OB со слабо выраженной фотометрической переменностью. Наблюдательная про-

грамма была дополнена целым рядом двойных систем типа WR+OB северного неба. Она была успешно завершена для систем WR 127 = Hen 3-1772 (21 ночь), WR 141 = V2183 Cyg (30 ночей) и WR 145 = AS 422 (23 ночи). Для некоторых систем, например для затменной двойной типа WR+OB WR 113 = CV Ser ( $P_{orb} \approx 29.7$  сут.) наблюдения продолжаются. Несмотря на недостаточное количество спектров для построения кривой лучевых скоростей и анализа стабильности орбитальных параметров, полученные по этим системам данные оказались полезны при исследовании эффектов ориентации ветра WR по доплеровским ширинам эмиссионных линий (см. Главу 3).

Помимо короткопериодических двойных систем типа WR+OB, в ходе наблюдений в КГО были получены спектры нескольких дилогопериодических двойных типа WR+OB: WR 133 = HD 190918 ( $P_{orb} \approx 112.8$  сут.), WR 140 = HD 193793 ( $P_{orb} \approx 7.9$  лет). Планируется дальнейшее наблюдение долгопериодических систем на 2.5-метровом телескопе КГО с использованием спектрографа высокого разрешения, прототип которого позволяет сейчас получать спектры с разрешением  $R \approx 17000$  в диапазоне длин волн 4000-8450 Å.

В 2024-2026 г. на 2.5-метровом телескопе КГО с применением спектрографа ТДС был получен ряд спектроскопических наблюдений, а также узкополосная фотометрия в континууме недавно открытой затменно-двойной системы типа WR+OB LS III +44 21.

В рамках настоящего диссертационного исследования был выполнен детальный анализ полученных спектральных наблюдений следующих пяти ТДС типа WR+OB: WR 155 = CQ Cep, WR 151 = CX Cep, WR 139 = V444 Cyg, WR 127 = Hen 3-1772 и WR 141 = V2183 Cyg. Журналы спектральных наблюдений и полученные в ходе выполнения наблюдательной программы спектрограммы представлены в Приложении А.

### 1.3 Измерение лучевых скоростей и анализ спектроскопических орбит

Измерение лучевых скоростей звезд в двойных системах типа WR+OB по спектрам ТДС производилось путем вписывания гауссианы и локального линейного континуума по ряду спектральных линий. Для получения информации

об орбитальном движении звезды О были выбраны линии водородной серии Бальмера Н I с длинами волн  $\lambda = 3770.633 \approx 3771 \text{ \AA}$ ,  $\lambda = 3797.909 \approx 3798 \text{ \AA}$  и  $\lambda = 3835.397 \approx 3835 \text{ \AA}$  (Н 11-9) в синем канале спектрографа как наименее блендированные эмиссиями WR и достаточно сильные линии поглощения спектров О-звезд. В случае V2183 Cyg профили линий 3771 и 3798  $\text{\AA}$  обнаруживают сильную переменность, затрудняющую измерения их положений, поэтому для определения лучевой скорости звезды О использовались линии Н I 3798  $\text{\AA}$  и  $\lambda = 3889.064 \approx 3889 \text{ \AA}$ , блендированная близкой линией He I  $\lambda = 3888.648 \text{ \AA}$ . В спектре CQ Cep не удалось однозначно выделить следы звезды О (возможность оценки отношения масс звезд по спектрам в этой системе обсуждается в следующем разделе), и расчет проводился только для кривых лучевых скоростей WR.

В качестве источника информации об орбитальном движении звезды WR рассматриваются линии ионов с наибольшим потенциалом ионизации среди наблюдаемых линий, поскольку область их формирования должна располагаться ближе всего к ядру звезды WR. Звезды WR в изученных системах типа WR+OB относятся к азотной последовательности звезд WR (обозначается как WN). Среди спектральных линий WN ранних подклассов (WN3-5) наиболее подходящими для измерения лучевых скоростей представляются линии иона N V ( $E_{NIV \rightarrow NV} = 77.4735 \text{ эВ}$ ), представленные дублетом с длинами волн  $\lambda = 4603.73 \approx 4604 \text{ \AA}$  и  $\lambda = 4619.98 \approx 4620 \text{ \AA}$ , а также линией на длине волны  $\lambda = 4944.56 \approx 4945 \text{ \AA}$ . Для CQ Cep определение лучевых скоростей WR проводилось по измерениям в линии N V 4604  $\text{\AA}$ , также в линии N IV ( $E_{NIII \rightarrow NIV} = 47.4453 \text{ эВ}$ ) с длиной волны  $\lambda = 4057.76 \approx 4058 \text{ \AA}$ , измерения которой широко представлены в архивных работах по данной системе.

В спектрах CX Cep, V444 Cyg, Hen 3-1772 и V2183 Cyg надежно измеряются положения линий обеих звезд системы. Для определения параметров спектроскопической орбиты использовались кривые лучевых скоростей в линиях ионов N V (эмиссии WR) и Н I (абсорбции О). При вычислении элементов спектроскопической орбиты в случае систем CX Cep, V444 Cyg и Hen 3-1772 использовались измерения лучевых скоростей по трем эмиссионным линиям N V и по трем линиям поглощения Н I. Измерение положений линий N V 4620  $\text{\AA}$  и Н I 3770-3798  $\text{\AA}$  в спектре V2183 Cyg оказалось затруднено, поэтому для построения кривых лучевых скоростей звезд WR и О в этом случае использовались по две линии для WR (N V 4604  $\text{\AA}$  и 4945  $\text{\AA}$ ) и О (Н I 3835, 3889  $\text{\AA}$ ).

Результаты измерений лучевых скоростей и построенные на их основе кривые лучевых скоростей приведены в Приложении Б.

В табл. 1 суммированы результаты вычислений параметров спектроскопических орбит перечисленных тесных двойных систем типа WR+OB. Гамма-скорость по кривой лучевых скоростей вычислялись отдельно для каждой линии, а полуамплитуды  $K_{WR}$  и  $K_O$  считались одинаковыми в одной группе линий. Расчет проводился при фиксированном значении орбитального периода и для двух предположений об эксцентриситете: он либо полагался фиксированным  $e = 0$  (случай круговой орбиты), либо вместе с долготой периастра  $\omega$  считался свободным параметром. Во всех случаях расчет с варьируемым эксцентриситетом не привел к статистически значимому отличию  $e$  от нуля, поэтому дальнейшая работа строится в предположении о круговых орбитах исследуемых систем.

#### 1.4 Уточнения масс звезд WR в исследованных системах

Одним из важнейших результатов описанной выше наблюдательной программы ТДС типа WR+OB, полученным к настоящему моменту, является уточнение масс звезд WR в пяти исследованных системах. В нижней части табл. 1 представлены значения масс звезд этих систем, полученные на основе новых спектральных данных, а также оценки размеров орбит. Для систем CX Сер, V444 Cyg, Hen 3-1772 и V2183 Cyg кривые лучевых скоростей были построены сразу для обеих компонент системы, что позволяет вычислить их массы (с точностью до фактора  $\sin^3 i$ ) без каких-либо дополнительных предположений.

Случай CQ Сер выделяется на фоне остальных систем в исследованной выборке. Во-первых, орбитальный период этой системы чрезвычайно короткий (1.6 сут.). Во-вторых, подавляющая часть абсорбционных линий в спектре CQ Сер меняет свое положение синфазно с эмиссиями WR, т.е. эти линии не относятся к фотосфере звезды O двойной системы. Выделение следов звезды O в спектре CQ Сер - известная проблема, неоднократно обсуждавшаяся ранее в работах по этой системе (см. раздел 2.3.2). К сожалению, на полученных спектрах CQ Сер не удалось обнаружить абсорбционных деталей, несомненно отражающих орбитальное движение звезды O. По данным, представленным в

Таблица 1 — Результаты вычислений элементов спектроскопических орбит ТДС типа WR+OB CQ Сер, CX Сер, V444 Cyg, Hen 3-1772 и V2183 Cyg, полученные на основе новых спектральных данных

Система	CQ Сер	CX Сер	V444 Cyg	Hen 3-1772	V2183 Cyg
$P$ , сут.	1.641240 $\pm 0.000050$	2.126920 $\pm 0.000010$	4.212470 (фикс.)	9.55465 (фикс.)	21.68845 (фикс.)
$T_0$ , HJD	2459499.384 $\pm 0.004$	2459869.4747 $\pm 0.0021$	2460082.6279 $\pm 0.0029$	2460099.397 $\pm 0.016$	2460163.43 $\pm 0.04$
$e$	0 (фикс.)	0 (фикс.)	0 (фикс.)	0 (фикс.)	0 (фикс.)
Линия WR (1)	N IV 4058 Å	N V 4604 Å	N V 4604 Å	N V 4604 Å	N V 4604 Å
Линия WR (2)	N V 4603 Å	N V 4620 Å	N V 4620 Å	N V 4620 Å	N V 4945 Å
Линия WR (3)	–	N V 4945 Å	N V 4945 Å	N V 4945 Å	–
Линии OB (1)	–	H I 3770 Å	H I 3770 Å	H I 3770 Å	H I 3835 Å
Линии OB (2)	–	H I 3798 Å	H I 3798 Å	H I 3798 Å	H I 3889 Å
Линии OB (3)	–	H I 3835 Å	H I 3835 Å	H I 3835 Å	–
$\gamma_{WR}^{(1)}$ , км/с	$-75.0 \pm 0.7$	$-47.3 \pm 0.7$	$44.8 \pm 1.3$	$47.4 \pm 1.5$	$-56.1 \pm 2.3$
$\gamma_{WR}^{(2)}$ , км/с	$165.8 \pm 1.5$	$-34.8 \pm 0.9$	$52.6 \pm 1.5$	$87.2 \pm 2.1$	$-213 \pm 3$
$\gamma_{WR}^{(3)}$ , км/с	–	$-106.0 \pm 0.9$	$-33.2 \pm 1.5$	$-24.3 \pm 2.3$	–
$\gamma_{OB}^{(1)}$ , км/с	–	$-42 \pm 3$	$-17.2 \pm 2.7$	$21 \pm 7$	$106 \pm 5$
$\gamma_{OB}^{(2)}$ , км/с	–	$-93.5 \pm 2.2$	$-41.1 \pm 2.8$	$-35 \pm 5$	$29 \pm 7$
$\gamma_{OB}^{(3)}$ , км/с	–	$-89.4 \pm 1.9$	$-35.3 \pm 2.3$	$13 \pm 4$	–
$K_{WR}$ , км/с	$297.4 \pm 1.1$	$326.7 \pm 0.7$	$307.9 \pm 1.0$	$184.5 \pm 1.3$	$129.3 \pm 2.6$
$K_{OB}$ , км/с	–	$159.6 \pm 1.8$	$121.5 \pm 1.9$	$98 \pm 4$	$138 \pm 6$
$f_{WR}(M)$ , $M_{\odot}$	$4.48 \pm 0.05$	$7.70 \pm 0.05$	$12.76 \pm 0.12$	$6.23 \pm 0.13$	$4.9 \pm 0.3$
$f_{OB}(M)$ , $M_{\odot}$	–	$0.90 \pm 0.03$	$0.78 \pm 0.04$	$0.93 \pm 0.11$	$5.9 \pm 0.8$
$q = M_{WR}/M_{OB}$	$(0.58 \pm 0.03)^*$	$0.489 \pm 0.023$	$0.39 \pm 0.04$	$0.53 \pm 0.08$	$1.06 \pm 0.04$
$M_{WR} \sin^3 i$ , $M_{\odot}$	$6.5 \pm 0.4$	$8.3 \pm 0.5$	$9.8 \pm 1.1$	$7.8 \pm 1.4$	$22.2 \pm 1.9$
$M_{OB} \sin^3 i$ , $M_{\odot}$	$11.2 \pm 0.4$	$17.1 \pm 0.5$	$24.8 \pm 1.4$	$14.6 \pm 1.5$	$20.8 \pm 1.5$
$a_{WR} \sin i$ , $R_{\odot}$	$9.66 \pm 0.03$	$13.75 \pm 0.02$	$25.65 \pm 0.08$	$34.88 \pm 0.25$	$55.5 \pm 1.1$
$a_{OB} \sin i$ , $R_{\odot}$	$5.60 \pm 0.29$	$6.7 \pm 0.3$	$10.1 \pm 1.0$	$18.5 \pm 2.7$	$59.2 \pm 2.8$
$i$ , °	$68.8 \pm 0.6$ [39]	$61.1 \pm 0.7$ [40]	$78.3 \pm 0.3$ [41]	$55 \pm 5$ [42]	$71.7 \pm 1.4$ [42]
$M_{WR}$ , $M_{\odot}$	$8.0 \pm 0.5$	$12.4 \pm 0.8$	$10.4 \pm 1.2$	$14 \pm 4$	$25.9 \pm 2.3$
$M_{OB}$ , $M_{\odot}$	$13.8 \pm 0.6$	$25.4 \pm 1.0$	$26.4 \pm 1.6$	$27 \pm 6$	$24.3 \pm 1.9$
$a_{WR}$ , $R_{\odot}$	$10.35 \pm 0.06$	$15.70 \pm 0.11$	$26.20 \pm 0.09$	$42.6 \pm 2.6$	$58.4 \pm 1.3$
$a_{OB}$ , $R_{\odot}$	$6.0 \pm 0.3$	$7.7 \pm 0.4$	$10.3 \pm 1.2$	$23 \pm 6$	$62.4 \pm 2.9$

\*Примечание: значение  $q$  для CQ Сер взято из работы [43]

верхней части табл. 1, можно вычислить только функцию масс звезды WR:  $f_{WR} = 4.48 \pm 0.05 M_{\odot}$ ,

В спектре CQ Сер имеется ряд линий He I, показывающих нестабильную и сильно смещенную в фиолетовую область абсорбцию и, возможно, слабую эмиссию. В то же время обращает на себя наличие противофазной эмиссионной детали в профилях линий He II. У профилей линий ионов N IV и N V,

обладающих более высоким потенциалом ионизации по сравнению с He II, подобная противофазная деталь отсутствует. Следуя работе [44], в которой было заявлено о выделении слабых фотосферных абсорбций Si IV 4089 и 4116 Å на фоне сложной бленды в районе длины волны  $\sim 4100$  Å, в работе [45] также была проанализирована данная бленда и были обнаружены аналогичные спектральные детали. Отношение масс  $q = M_{\text{WR}}/M_{\text{O}}$ , оцененное по выделенным деталям, оказывается приблизительно равным 0.6, что ближе всего к значению  $q = 0.58 \pm 0.03$  из работы [43]. Используя это значение  $q$ , а также вычисленную выше функцию масс, можно оценить массу обеих звезд системы. В табл. 1 эти оценки для CQ Ser также представлены.

Стоит отметить, что подобная трактовка бленды в районе 4100 Å в спектре CQ Ser не представляется окончательной. Так, абсорбционная деталь, отождествленная с линией Si IV 4116 Å, может представлять собой смещенную абсорбцию от слабой линии He I 4131 Å, а деталь, отождествленная с линией Si IV 4089 Å – аналогичную He I смещенную абсорбцию, но от линии  $H_{\delta}$  4101 Å. В окрестности других сильных линий Si IV 4654 Å и 6668 Å также наблюдаются сложные бленды, в которых подобным образом линии поглощения Si IV выделить не удастся. Кроме того, в спектре CQ Ser не удалось выделить других уединенных линий, характерных для O звезд, например O III 5592 Å. Наличие смещенных эмиссий He I интерпретировалось некоторыми авторами как газовые потоки вокруг звезд системы [44; 46]. Подобные структуры наблюдаются и в спектрах других исследуемых в настоящей работе ТДС типа WR+OB, а их положения не отражают орбитального движения ни одной из звезд системы. Наличие в спектре слабых эмиссий He II и He I может являться признаком спектрального подкласса WN8-9. Таким образом, звезда O (O9 II-Ib по [44] или O9 V по [45]) может обладать признаками WN, тем самым являясь звездой на переходной стадии эволюции  $O \rightarrow WN$ . Система CQ Ser требует дальнейшего изучения, и накопленный спектральный материал позволит провести еще не одну работу по этой интереснейшей системе. Для этого сейчас разрабатывается методика разделения спектров, корректно учитывающая сложную переменность положения и профилей спектральных линий в системе CQ Ser.

## Глава 2. Спектроскопический поиск эволюционных изменений орбитального периода ТДС типа WR+OB

*Данная глава основана на работах 1-4 из списка публикаций по теме диссертации*

### 2.1 Цели и постановка задачи

Наблюдение векового изменения орбитального периода ТДС в случае двойной типа WR+OB предоставляет надежную основу для оценки темпа потери массы звезды WR, не отягощенную кратковременными нестабильностями в структуре ветра. Для нескольких хорошо изученных затменных ТДС типа WR+OB темп векового изменения орбитального периода был измерен из анализа эпох минимумов блеска (метод «О-С»). К сожалению, число ТДС типа WR+OB с выраженными затмениями и достаточными архивными фотометрическими наблюдениями невелико – это системы V444 Cyg, CQ Ser, CX Ser, а также менее надежные кандидаты GP Ser и CV Ser. С другой стороны, начиная с 1940-х годов звезды WR и в частности двойные системы типа WR+OB активно наблюдаются спектроскопически, и в архивной литературе имеется большое количество работ с кривыми лучевых скоростей звезд в ТДС типа WR+OB, полученных в разные эпохи. Это предоставляет интересную возможность динамической оценки  $\dot{P}$  на основе не измерений блеска, а по кривым лучевых скоростей.

Однако, как известно, относительная точность измерения лучевых скоростей звезд обычно ниже, чем точность измерения блеска. Также проведение и обработка спектроскопических наблюдений сложнее фотометрии, поэтому заполненность наблюдательными точками кривых лучевых скоростей по фазе орбитального периода практически всегда уступает кривым блеска. Поэтому, прежде чем пытаться применить метод «О-С» с кривыми лучевых скоростей вместо кривыми блеска (называемый в настоящей работе также спектроскопическим методом «О-С»), требуется оценить его надежность в сравнении с классическим (называемым также фотометрическим) методом «О-С». Для этой

цели прекрасно подходят системы V444 Cyg, CQ Ser и CX Ser, поскольку по ним имеется большое количество как фотометрических, так и спектроскопических работ, выполненных на большом интервале времени ( $\sim 80$  лет).

Как будет показано далее, сравнение оценок  $\dot{P}$ , полученных фотометрическим и спектроскопическим методом «О-С» для систем V444 Cyg, CQ Ser и CX Ser, показало хорошее согласие методов. Этим обосновывается надежность спектроскопического метода «О-С» и открывается путь его приложений к системам, для которых оценить  $\dot{P}$  из фотометрических наблюдений не представляется возможным. Наилучшими кандидатами для спектроскопического поиска вековой эволюции орбитального периода среди двойных систем типа WR+OB оказались системы Hеп 3-1772 и V2183 Cyg.

Цель исследования, которому посвящена настоящая глава диссертации – оценка темпа векового изменения орбитального  $\dot{P}$  пяти ТДС типа WR+OB: WR 155 = CQ Ser, WR 151 = CX Ser, WR 139 = V444 Cyg, WR 127 = Hеп 3-1772 и WR 141 = V2183 Cyg. Достижение поставленной цели требует решения следующих задач:

1. Анализ и отбор архивных спектральных и фотометрических (для затменных систем) данных по изучаемым системам.
2. Оценка  $\dot{P}$  затменных ТДС типа WR+OB CQ Ser, CX Ser и V444 Cyg по кривым блеска и кривым лучевых скоростей методом «О-С», а также сравнение полученных оценок с целью выяснения надежности спектроскопического метода «О-С».
3. В случае подтверждения надежности спектроскопического метода «О-С» – оценка  $\dot{P}$  ТДС типа WR+OB Hеп 3-1772 и V2183 Cyg по кривым лучевых скоростей.

В разделе 2.2 представлен обзор основных работ, посвященных фотометрии систем V444 Cyg, CQ Ser и CX Ser, оценкам  $\dot{P}$  для этих систем. В разделе 2.3 представлен обзор спектроскопических работ по пяти исследуемым системам, в которых имеются пригодные для дальнейшего анализа кривые лучевых скоростей. В разделе 2.4 описываются методы и результаты расчетов  $\dot{P}$ . В разделе 2.5 суммированы основные выводы главы.

## 2.2 Обзор фотометрических исследований наиболее изученных затменных ТДС типа WR+OB

### 2.2.1 V444 Cyg

V444 Cyg (HD 193576) – затменная двойная звёздная система с компонентами WN5+O6II-V и орбитальным периодом 4.21247 сут, наиболее изученная система подобного типа. Существует большое количество работ, посвященных спектроскопии и фотометрии V444 Cyg. V444 Cyg – первая двойная система типа WR+OB, у которой на основе анализа моментов минимума блеска методом «О-С» было открыто вековое увеличение орбитального периода и получена на его основе оценка темпа потери массы звездой WR [32].

Кривые блеска V444 Cyg в оптическом диапазоне спектра публиковались неоднократно, как и работы по интерпретации этих кривых. Наиболее ранние фотографические данные, полученные в 1916-1917 годах, были опубликованы в 1941 году Гапошкиным [47]. Крон и Гордон [48] получили первые фотоэлектрические кривые блеска ( $\lambda_{\text{eff}} = 4500 \text{ \AA}$ ,  $7200 \text{ \AA}$ ). Хилтнер [49] получил кривые блеска в ближнем УФ-диапазоне ( $\lambda_{\text{eff}} = 3550 \text{ \AA}$ ). В 1960-х и 1970-х годах Гусейнзаде [50] и Халиуллин [51] публиковали UBV-фотометрию V444 Cyg. В работе [52] были представлены результаты фотоэлектрической фотометрии V444 Cyg в оптическом континууме ( $\lambda_{\text{eff}} \approx 4786 \text{ \AA}$ ) в и в линии He II 4886  $\text{\AA}$ . Также в 1970-х активные узкополосные фотоэлектрические наблюдения V444 Cyg в длинах волн оптического континуума были начаты сотрудниками ГАИШ [53; 54]. Эти наблюдения в дальнейшем стали основой для ряда плодотворных работ по интерпретации кривых блеска V444 Cyg и определению параметров системы (например, [55]). Несколько наблюдательных точек в полосе В приводилось в работе [56]. Позднее Андерхилл и др. [57] приводили результаты дифференциальной фотометрии V444 Cyg в фильтре V. Кривая блеска V444 Cyg также была среди результатов работы спутника Hipparcos [58]. Из поздних работ с данными наблюдений 2000-х и 2010-х гг. можно отметить работы [41; 59; 60]. В статье [45] приводится кривая блеска V444 Cyg в фильтре V, полученная в 2022-2023 г. на 60-см роботизированном телескопе КГО ГАИШ МГУ.

Первую надежную динамическую оценку  $\dot{P}$  в 1974 году представил Халиуллин:  $\dot{P} = 0.22 \pm 0.04$  с/год [32], которая позднее была уточнена как  $0.202 \pm 0.018$  с/год [61]. Андерхилл и др. [57] получили несколько меньшее значение  $\dot{P} = 0.0866 \pm 0.0011$  с/уг. Яниашвили и Урушадзе [59] приводят значение  $0.202 \pm 0.019$  с/год, совпадающее с результатом работы [61]. В работе [45] на основе всех найденных в научной литературе кривых блеска V444 Cyg была дана оценка  $\dot{P} = 0.119 \pm 0.003$  с/год.

Самым обстоятельным на сегодняшний день исследованием стабильности орбитального периода является недавняя работа Антохина [62]. Им была проведена полная ревизия всех известных фотометрических наблюдений V444 Cyg как с опубликованными кривыми блеска, так и с моментами минимумов. Кроме того, автор использовал результаты собственных наблюдений V444 Cyg, проведенных в 1992-1998 гг. на 60-см телескопе Крымской станции ГАИШ МГУ. В результате было получено значение  $\dot{P} = 0.134 \pm 0.003$  сек/год.

В табл. 2 перечислены кривые блеска V444 Cyg, используемые в настоящей работе для динамической оценки  $\dot{P}$  методом «О-С». Для анализа были отобраны надежные кривые блеска с хорошо прописанным главным минимумом, полученные в диапазоне V или близком к нему, а также узкополосные кривые блеска в частотах континуума в этом диапазоне и УФ кривая блеска, полученная Хилтнером [49].

### 2.2.2 CQ Cep

Первым основательным фотометрическим исследованием HD 214419 = CQ Cep стала работа Гапошкина [65]. Основываясь на 1795 индивидуальных фотографических оценках блеска, полученных в Гарвардской обсерватории в течение 80 лет, были уточнены период и эпоха главного минимума ( $JD_0 = 2422287.501$ ,  $P = 1.641272$  сут.), а также проанализированы смещения фазы минимумов за покрываемую наблюдениями эпоху (график «О-С»), по которым впервые было заподозрено систематическое уменьшение периода. Полученная Гапошкиным кривая блеска была интерпретирована им как кривая блеска затменной тесной двойной звездной системы с протяженной фотосферой одной из компонент (WR), указано сходство с системой V444 Cyg. Несколько позд-

Таблица 2 — Кривые блеска V444 Cyg, используемые в настоящей работе для уточнения  $\dot{P}$  методом «О-С»

Ср. эпоха, HJD	Фильтр	Кол-во точек	Ссылка
2423002	IPg	108	[47]
2430589	$\lambda_{\text{eff}} \approx 4500 \text{ \AA}$	71	[48]
2432449	$\lambda_{\text{eff}} \approx 3550 \text{ \AA}$	81	[49]
2438639	V	51	[50]
2438972	$\lambda_{\text{eff}} \approx 4786 \text{ \AA}$	172	[52]
2441201	B	492	[51]
2441036	$\lambda_{\text{eff}} \approx 4786 \text{ \AA}$	352	[53]
2441268	$\lambda_{\text{eff}} \approx 4786 \text{ \AA}$	58	[63]
2443719	$\lambda_{\text{eff}} \approx 4786 \text{ \AA}$	225	[54]
2445887	B	26	[56]
2447409	V	222	[57]
2448351	H $\gamma$	111	[58]
2448181	V	122	[59]
2454344	V	1800	[41]
2456363	V	934	[60]
2460022	V	246	[64], наст. работа

нее Хилтнер [66] представил фотоэлектрические кривые блеска CQ Сер в двух широкополосных фильтрах с эффективными длинами волн  $\lambda_{\text{eff}} = 3500 \text{ \AA}$  и  $\lambda_{\text{eff}} = 5300 \text{ \AA}$  и в линии 4686 He II, а также сделал первые оценки поляризации излучения данного объекта.

Чугайнов [67] в 1958-1959 гг. получил фотоэлектрические кривые блеска в системе UBВ с помощью фотометра, установленного на 20-см рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Ищенко [68] были опубликованы фотографические наблюдения десяти затменных двойных звёзд, полученные в Ташкентской обсерватории с 1937 по 1954 гг. Среди них была и CQ Сер: в работе приведены 176 индивидуальных оценок блеска. Семенюк в 1968 году [69] опубликовала результаты фотометрических наблюдений CQ Сер и исследование графика «О-С». Её основной вывод состоял в том, что на протяжении около 20 лет (1947-1965) период системы оставался практически неизменным, в то время как в начале XX века он заметно укорачивался.

Карташева [70] представила фотоэлектрические кривые блеска в системе UBВ, полученные в феврале-мае 1969 г. на 45-см рефлекторе обсерватории Уральского университета в Коуровке. Трёхцветную UBВ-фотометрию также

опубликовал [71]. Несколько работ с результатами узкополосной фотометрии CQ Сер в континууме в 1970-х годах представили Халлиулин [51; 72] (средние кривые, журналы наблюдений не приведены) и Карташева [73; 74].

Курочкин [75] произвел исследование изменений блеска CQ Сер по 576 пластинкам фототеки ГАИШ, отснятым с 1899 по 1942 г. Эти наблюдения существенным образом расширяют диапазон эпох фотометрических наблюдений CQ Сер.

Антохина и др. [76] выполнили фотоэлектрические наблюдения CQ Сер в фильтрах U, B, V, R на 60-см рефлекторе Высокогорной среднеазиатской экспедиции ГАИШ на горе Майданак и 48-рефлекторе Алма-Атинской Высокогорной экспедиции ГАИШ в 1980-81 гг. По доступными к тому времени наблюдениями этой системы модифицированным методом Герцшпрунга была построена зависимость «O-C» в квадратичном приближении. Найденная скорость изменения (укорочения) периода составила  $\dot{P} = -0.019 \pm 0.006$  сек/год, соответствующий минимальному темпу потери массы звездой WR  $\dot{M}_{WR} = (0.69 \pm 0.22) \cdot 10^{-5} M_{\odot}$ . Позднее Антохина и др. [77] выполнили новое исследование изменения периода CQ Сер модифицированным методом Герцшпрунга, используя помимо описанных выше данных также наблюдения Крейнера и Тремко [78; 79]. Были уточнены значение периода ( $P = 1.641248$  сут.) и темп его изменения:  $\dot{P} = -0.014 \pm 0.004$  сек/год.

Стикланд и др. [80] публиковали результаты фотометрических наблюдений CQ Сер и CX Сер в полосе V. К сожалению, авторы данной работы не приводят подробных журналов наблюдений, ограничиваясь таблицей с временными рамками отдельных сетов и графиками фазовых кривых блеска. В данной работе приведены определенные авторами моменты минимумов блеска CQ Сер:  $HJD_{pr.min} = 2446684.597 \pm 0.005$  для главного минимума и  $HJD_{sec.min} = 2447120.365 \pm 0.010$  для вторичного.

В 1990-х кривые блеска CQ Сер публиковались в работах [39; 81]. В этих работах уточнялись период и эпоха главного минимума блеска системы, а также проводились решения кривых блеска и сравнения их результатов с предыдущими фотометрическими и спектральными данными. К сожалению, авторы этих работ не приводят журналов наблюдений, а качество печати не позволяют надежно снять измерения с графика фазовой кривой.

В работе [58] имеется кривая блеска CQ Сер, полученная спутником Hipparcos.

Последняя доступная для анализа кривая блеска CQ Сер была получена в 2022-2023 г. на 60-см телескопе КГО ГАИШ МГУ и ранее не публиковалась. Несколько качественных кривых блеска CQ Сер, полученных в 2000-х и 2010-х гг., было найдено в электронных архивах данных AAVSO [82] и VarAstro [83].

В табл. 3 перечислены кривые блеска CQ Сер, используемые в настоящей работе для динамической оценки  $\dot{P}$  методом «О-С». По сравнению с работой [45], в настоящей работе не использовались кривые блеска Ищенко [68], фотометрия ASAS-SN и некоторые наблюдения AAVSO, но были добавлены кривые блеска из работ [74; 80] и одна кривая блеска из архива VarAstro.

Таблица 3 — Кривые блеска CQ Сер, используемые в настоящей работе для уточнения  $\dot{P}$  методом «О-С»

Ср. эпоха, HJD	Фильтр	Кол-во точек	Ссылка
2432452	V	382	[66]
2436611	V	162	[67]
2438845	V	197	[71]
2439699	V	39	[69]
2440291	V	200	[70]
2442891	$\lambda_{\text{eff}} \approx 5000 \text{ \AA}$	283	[74]
2444523	V	82	[76]
2444527	V	567	[78]
2445307	V	398	[79]
2446685	V	199	[80]
2448385	H $\gamma$	122	[58]
2455112	V	165	VarAstro
2458763	V	125	AAVSO
2458950	V	223	AAVSO
2459903	V	227	Наст. работа

### 2.2.3 CX Сер

Первую фотоэлектрическую кривую блеска CX Сер в 1948 г. опубликовал Хилтнер [84]. Представленная в этой работе кривая блеска имеет вид, характерный для затменной двойной звезды с близким к нулю эксцентриситетом, а

именно показывает симметричный глубокий минимум и более слабый вторичный, также симметричный. Глубина главного минимума – около  $0.13^m$ , глубина вторичного – около  $0.04^m$ . Минимумы широкие, что является следствием протажженной атмосферы у одной из звезд.

Анализ большого ряда фотоэлектрических наблюдений представлен в работах Липуновой и Черепашука [85; 86]. В ходе этих наблюдений, выполненных в 1979-1980 гг., было получено около 400 индивидуальных оценок блеска в фильтрах В, V и R. Наблюдения проводились на 60-см рефлекторе Высокогорной среднеазиатской экспедиции ГАИШ на горе Майданак. Использовался электрофотометр на счете фотонов, в качестве приемника излучения выступал фотоумножитель с мультищелочным катодом ФЭУ-119. Кроме того, для анализа кривой блеска использовались наблюдения, выполненные в 1973-1974 гг. в фильтрах В и V. Из условия наилучшего согласия между полученными за четыре сезона наблюдениями период был определен как 2.12687 сут. Было показано, что достаточное условие выполнения неравенства  $\cos i < r_2$  не применимо к системе СХ Сер, т. е. в фазе вторичного минимума при затмении не происходит перекрытия центра Вольфа-Райе звезды диском компаньона.

В работе Курочкина [87] блеск СХ Сер был глазомерно оценен по  $\sim 250$  фотографическим пластинкам, полученным в Московской обсерватории с 1898 по 1981 г. Кроме того, для уточнения периода использовались наблюдения Липуновой и Черепашука [85; 86]. По средним кривым блеска были определены главный и вторичный минимумы, однако положения минимумов относительно принятого нуля-пункта оказалось неуверенным (точность, по оценке автора, не лучше 0.05-0.1 сут). Построение графика О-С позволило уточнить период на 83-летнем интервале ( $P = 2.126897$  сут) и получить в пределах точности ограничение на возможное изменение периода ( $\Delta P/P < 4 \cdot 10^{-5}$ ).

График с кривой блеска СХ Сер в полосе V и оцененный по ней момент главного минимума публиковали Стикланд и др. [80]. Как отмечалось ранее, авторы этой работы не приводят подробных журналов наблюдений, однако графика фазовой кривой блеска и использованных при ее построении элементов оказалось достаточно для реконструкции кривой блеска. Момент главного минимума блеска СХ Сер, найденный в этой работе, составил  $HJD_{pr.min} = 2446714.478 \pm 0.020$ , что в эфемеридах Липуновой и Черепашука [85; 86] дает разницу «О-С» = 0.065 сут.

Последнюю статью, посвященную фотометрии CX Сер, в 2009 году опубликовали Хуттон и др. [40]. Ими было получено около 700 оценок блеска в фильтрах BVRI, и дополнительно 126 оценок только в фильтре V. Основная часть наблюдений была выполнена с использованием роботизированного телескопа с апертурой  $D = 0.35$  м в Исследовательской обсерватории Сонойты, США. К сожалению, авторы этой работы не привели таблиц с журналами наблюдений и кривыми блеска, однако один из соавторов – член AAVSO – выложил в общий доступ в архиве ассоциации часть использованных в работе наблюдений в полосе V.

Последняя доступная для анализа кривая блеска CQ Сер была получена в 2022-2023 г. на 60-см телескопе КГО ГАИШ МГУ и ранее не публиковалась.

В табл. 4 перечислены кривые блеска CQ Сер, используемые в настоящей работе для динамической оценки  $\dot{P}$  методом «О-С». По сравнению с работой [45], в которой для грубой оценки  $\dot{P}$  были использованы только оценки моментов блеска из работы Курочкина [87] и архива «O-C gateway» (сейчас VarAstro), в настоящей работе для анализа использовались именно кривые блеска. Архивные моменты минимума блеска из работы Курочкина [87] показывают большой разброс на графике «О-С» и в настоящей работе не используются.

Таблица 4 — Кривые блеска CX Сер, используемые в настоящей работе для уточнения  $\dot{P}$  методом «О-С»

Ср. эпоха, HJD	Фильтр	Кол-во точек	Ссылка
2431748	V	17	[84]
2432452	V	85	[85]
2446716	V	182	[80]
2454259	V	308	[40], AAVSO
2459903	V	227	Наст. работа

## 2.3 Обзор спектроскопических исследований наиболее изученных ТДС типа WR+OB

### 2.3.1 V444 Cyg

О спектральной двойственности HD 193576 = V444 Cyg впервые сообщил Вильсон в 1940 году [88]. Двойственность системы была подтверждена в работе [89] по 55 измерениям лучевых скоростей. В работе [90] исследовались вариации лучевой скорости и интенсивности различных спектральных деталей затменной системы HD 193576 по серии из 93 спектрограмм, полученных летом 1949 г. Кривая скорости компонента O была определена по измерениям абсорбционных линий Бальмеровской серии водорода H8, H9 и H10, по которой вычислены следующие значения  $\gamma$ -скорости и полуамплитуды:  $\gamma = +10$  км/с и  $K = 120$  км/с. Кривые лучевых скоростей для спектра WR имеют амплитуду  $K = 305$  км/сек, но  $\gamma$ -скорость линий N V оказалась смещена на 60 км/с в красную сторону по отношению к систематической скорости линий H, в то время как  $\gamma$ -скорость для 4058 N IV смещена в синюю сторону на 50 км/сек.

В 1967 году Ганеш и Башпу [91] приводили результаты 28 спектроскопических измерений V444 Cyg и полученные на их основе решения орбит. Андерхилл и др. в 1988 г. [92] опубликовали результаты спектроскопических измерений V444 Cyg в желто-зеленом диапазоне спектра. Аккер и др. [93] представили новые данные о спектроскопической вариации V444 Cyg на основе наблюдений, проводившихся в период с 1979 по 1982 г. при разрешении  $\sim 2 \text{ \AA}$  в красной области спектра.

Результаты накопления большого числа оптических спектров V444 Cyg с высоким отношением сигнал/шум и средним разрешением, полученные в 1990-х годах С. В. Марченко с коллегами, излагаются в двух статьях [94; 95]. В первой работе, помимо полученных кривых лучевых скоростей, приводятся улучшенные элементы орбиты системы и обсуждаются эффекты взаимодействия, наблюдаемые в линиях нейтрального гелия. Во второй работе на основе профилей спектральных линий исследовались параметры ветра звезды WR и физические условия в области столкновения звездных ветров от обеих звезд.

Хирв и др. в своей работе [96] представили результаты спектральных наблюдений V444 Cyg, полученных в период с 1999 по 2006 г. на 1.5-метровом телескопе обсерватории Тарту. Авторы этой работы уделили большое внимание анализу методики измерения лучевых скоростей по совмещению крыльев эмиссионных линий, подтвердив надежность данного метода для искаженных различными эффектами линий звезд WR в спектрах ТДС типа WR+OB.

В работе [97] приводится кривая лучевых скоростей V444 Cyg, построенная по измерениям методом кросс-корреляции по линии N V 4945 Å на последовательности из 34 спектров высокого разрешения. Последние спектроскопические наблюдения V444 Cyg были получены в рамках настоящего диссертационного исследования и публиковались в статье [64].

В табл. 5 перечислены кривые лучевых скоростей V444 Cyg, используемые в настоящей работе для исследования изменения орбитального периода системы.

Таблица 5 — Спектроскопические данные по системе V444 Cyg, используемые в настоящей работе

Ср. эпоха, HJD	Линии	Кол-во точек	Ссылка
2428773	Ср. по эмиссиям	9	[88]
2430307	Ср. по эмиссиям	55	[89]
2433125	N V 4604 Å	91	[90]
2434173	N V 4604 Å	22	[91]
2448327	N V 4604 Å	48	[94]
2452729	N V 4604 Å	98	[96]
2457422	N V 4945 Å	34	[97]
2460022	N V 4604 Å	22	[64], наст. работа

### 2.3.2 CQ Cep

О спектральной двойственности звезды HD 214419 = CQ Cep впервые сообщили МакЛафлин и Хилтнер [98]. Позднее Хилтнер [99] подробно проанализировал 70 спектрограмм, полученных в Анн-Арборе на 82-дюймовом рефлекторе обсерватории МакДональда. Им была также приведена первая

надёжная оценка орбитального периода:  $P = 1.6410$  сут. Полученные по эмиссионным линиям 4058 N IV и 4686 He II кривые лучевых скоростей показали различное поведение: в то время как кривая по 4058 N IV имеет практически синусоидальную форму, 4686 He II соответствует значительному эксцентриситету (0.35 по графическому решению Хилтнера).

Среди ранней спектроскопии CQ Сер можно также отметить наблюдения, проведенные в 1951-1952 гг. на 60-дюймовом телескопе обсерватории Маунт Уилсон [100]. В этой работе приведены лучевые скорости по линиям 4058 N IV и 4686 He II в зависимости от фазы орбитального периода. Полученные элементы оказались близки к полученным Хилтнером [99].

Ниемела [101] опубликовала заметку с кривыми лучевых скоростей ряда двойных звезд с компонентами Вольфа-Райе. Для CQ Сер представлены кривые лучевых скоростей по эмиссионной линии 4058 N IV и противофазной к ней абсорбции 4686 He II, а также оценки полуамплитуд лучевых скоростей, гамма-скоростей и масс компонент. К сожалению, в заметке не было приведено ни журналов наблюдения, ни используемых при построении графика  $P$  и  $HJD_0$ . В работе [102] представлены кривые лучевых скоростей, построенные на основе 26 спектрограмм, полученных в сентябре 1978 года на 90-см телескопе Национальной обсерватории Китт-Пик, США.

В работе [103] был проведен анализ наблюдений CQ Сер в широком спектральном диапазоне. В работе изучались ультрафиолетовые спектры, полученные спутником IUE, UVVJKL-фотометрия, а по оригинальным пластинкам, анализировавшимся Хилтнером [99], были заново измерены лучевые скорости по ряду линий. Спектральный класс звезды Вольфа-Райе определен как WN7. Надежных следов второго компонента обнаружено не было. Межзвездные линии, изученные по ультрафиолетовым спектрам высокого разрешения, позволили надежно отнести CQ Сер к молодому звёздному скоплению Сер OB1.

Система CQ Сер наблюдалась спектроскопически на 6-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории в 1981 и 1982 г. [43]. Всего было отснято 16 спектров. На основе этих данных были получены лучевые скорости по эмиссии N IV 4058 Å и ряду других линий (как эмиссионных, так и абсорбционных), по элементам из работы [72] построены кривые лучевых скоростей, а также вычислены массы компонент и размеры орбит в предположении нулевого эксцентриситета.

Результаты спектрофотометрических и спектроскопических наблюдений CQ Ser в диапазоне 3800-6800 Å изложены в статье [104]. Кроме новых наблюдений, в этой работе анализировались также архивные спектрограммы [100], полученные в 1951-1952 гг. За исключением 4603 N V, потоки эмиссионных линий показали усиление в минимумах блеска. Различные кривые лучевых скоростей излучения и поглощения дали разные орбитальные решения с общим положительным сдвигом ( $\gamma$ -скоростью). Отмечено влияние геометрических эффектов на вариации потока в линии N IV 4058 Å. Следов O-компаньона обнаружено не было.

Андерхилл и др. [46] представили измерения лучевых скоростей и профилей спектральных линий на основе 22 спектров CQ Ser в спектральном диапазоне 5200-6000 Å. Противофазные эмиссиям WR линии звезды O не были обнаружены. У линий He I 5876 Å и He II 5412 Å обнаружены сложно изменяющиеся по фазе смещённые в синюю часть абсорбционные компоненты, трактованные авторами как проецирующиеся на ядро WR-звезды потоки плазмы, в которые «погребены» звёзды системы.

Спектроскопические ПЗС-наблюдения CQ Ser впервые были представлены в работе [44]. Эти наблюдения проводились в 1986-1994 гг. в обсерваториях Монт Мегантик (Канада) и Сан Педро Мартир (Мексика). Все наиболее заметные эмиссионные детали спектра показывали смещение, происходящее в фазе с эмиссиями WR, однако путём тщательного анализа полученных данных авторам удалось выделить несколько слабых абсорбционных линий, ассоциированных с O-звездой. Прежде всего внимание исследователей обратила сложная переменность профиля бленды на длине  $\lambda \simeq 4100$  Å, которую они разложили на сравнительно сильный и широкий эмиссионный компонент He II 4100 Å с наложением трёх слабых абсорбций, идентифицированных как Si IV 4089=4116 Å и H $\delta$ . Кроме того, линии поглощения, противофазные колебаниям эмиссий, были найдены у He I (4471, 5876 Å) и He II (5412 Å). По положениям всех указанных линий были построены кривые лучевых скоростей. Полуамплитуда колебаний лучевой скорости в линии Si IV 4116 Å, найденная по синусоидальному фиту свернутого с периодом ряда её измерений, показала существенно меньшую величину в сравнении со всеми прочими, потому линии Si IV не учитывались при расчете элементов орбиты. Для поиска элементов орбиты WR-компонента использовалась только линия иона N IV 4058 Å.

Проблема видимости линий O-звезды в спектре системы CQ Сер и определения отношения светимостей  $L_{\text{WR}}/L_{\text{O}}$  обсуждается в статье [105]. Применяв к своим наблюдениям 80-х годов метод Билза [106], автор вычислила отношение светимостей звёзд в системе:  $L_{\text{WR}}/L_{\text{O}} = 1.81$ . В рамках гипотезы тройственности системы CQ Сер в последующих работах это отношение было переопределено и составило  $L_{\text{WR}}/L_{\text{O}} = 2.7$  [107].

В августе 1995 года на 4.2-м телескопе Уильяма Гершеля (WHT) проводились высокоточные спектрополяриметрические наблюдения CQ Сер [108]. По линии N IV 4058, являющейся лучшей спектральной диагностикой орбитального движения WR в этой системе, получены полуамплитуда  $K_{\text{WR}} = 290 \pm 1$  км/с и систематическая скорость  $\gamma_{\text{WR}} = -72 \pm 1$  км/с, хорошо согласующиеся с результатами предыдущих спектроскопических исследований. В этой работе авторам удалось выделить ассоциированную с O-звездой спектральную особенность, идентифицированную как линия He I 4143 Å. Полуамплитуда её вариации составила  $\gamma_{\text{O}} = 360 \pm 18$  км/с, откуда следует величина отношения  $q = M_{\text{WR}}/M_{\text{O}} = 1.24 \pm 0.16$ , совпадающее с результатом [101]. Спектрополяриметрические измерения в сочетании с опубликованными фотополяриметрическими данными позволили ещё раз переопределить наклонение орбиты ( $i = 82^{\circ}.0 \pm 0^{\circ}.5$ ). Отмечается, что наклонения, полученные на основе фотометрического анализа затменных двойных систем WR+O, систематически ниже, чем рассчитанные на основе поляриметрических измерений.

Спектроскопические наблюдения CQ Сер, полученные в рамках настоящего диссертационного исследования, публиковались в статье [45].

В табл. 6 перечислены кривые лучевых скоростей CQ Сер, используемые в настоящей работе для исследования изменения орбитального периода системы. Таблица 6 — Спектроскопические данные по системе CQ Сер, используемые в настоящей работе

Ср. эпоха, HJD	Линии	Кол-во точек	Ссылка
2431044	N IV 4058 Å	50	[99]
2434012	N IV 4058 Å	58	[100]
2443770	N IV 4058 Å	26	[102]
2444968	N IV 4058 Å	16	[43]
2448446	N IV 4058 Å	32	[44]
2449939	N IV 4058 Å	56	[108]
2459482	N IV 4058 Å	190	[45], наст. работа

### 2.3.3 CX Cep

CX Cep как звезда Вольфа-Райе была отождествлена в обсерватории Линдера Маккормика в 1945 году в числе 6 новых объектов, у которых при наблюдении с объективной призмой обнаружилось сильные эмиссионные линии [109]. Вывод о спектральной двойственности звезды, причём с наблюдаемыми деталями обеих компонент (SB2), был сделан в работе Хилтнера [110]. Также им было дано определение спектрального класса звезды WR – WN5.

Наиболее ранней работой, в которой были представлены обширные фотометрические и спектральные наблюдения этой звезды, была работа [84]. В ней приведена кривая лучевых скоростей, построенная по яркой эмиссионной линии He II 4686 Å, измеренной на 70 спектрограммах, а также фотоэлектрическая кривая блеска. Спектры были получены в период с октября 1945 г. по сентябрь 1947 г., фотометрические измерения – в августе и сентябре 1947. Наблюдения проводились в обсерватории Макдональда, США. В этой работе впервые были оценены период ( $P = 2.1267$  сут) и полуамплитуда лучевой скорости орбитального движения звезды Вольфа-Райе ( $K_{WR} = 290$  км/с).

Брэчер в своей диссертации «Исследование некоторых спектроскопических двойных систем Вольфа-Райе» [111], основываясь на полученных Хилтнером [84] кривой лучевых скоростей и периоде, оценила параметры орбиты двойной системы CX Cep. Полуамплитуда лучевой скорости звезды Вольфа-Райе составила 302 км/с, функция масс  $f(M_{WR}) \simeq 6 M_{\odot}$ ,  $a \cdot \sin i \simeq 8.8 \cdot 10^6$  км  $\simeq 12.6 R_{\odot}$ ,  $\gamma \simeq +12$  км/с.

После упомянутой выше работы [84] до начала 1980-х гг. не было опубликовано ни одной статьи с подробными фотометрическими или спектральными наблюдениями CX Cep. В 1981 году вышел цикл статей Месси и Конти, посвященных спектроскопическим исследованиям звезд WR с абсорбционными линиями в спектрах, одна из которых была посвящена исследованию CX Cep [112]. В сентябре 1978 г. и сентябре-октябре 1979 г. авторами данной статьи было получено 8 спектров CX Cep в диапазоне 3700-4900 Å. По наличию абсорбции в линии He II 4200 Å, наблюдавшейся поверх эмиссии, и слабой абсорбционной детали He I 4471 Å, относящихся ко второй звезде, авторы определили её спектральный класс как близкий к O8 при классе светимости V. Спектральный класс WN определен как WN4. С использованием метода Вильсона [113]

авторы также смогли оценить отношение масс компонент двойной системе:  $M_O/M_{WR} = 2.34 \pm 0.21$ . Кроме того, они оценили полуамплитуды лучевых скоростей звезд в системе:  $K_{WR} \simeq 300$  км/с,  $K_O \simeq 130$  км/с. Принимая во внимание значительное наклонение орбиты системы ( $i \geq 50^\circ$ ), они также обозначили возможный диапазон масс как  $M_{WR} \simeq 5 - 12 M_\odot$ ,  $M_O \simeq 12 - 27 M_\odot$ .

В работе [114] представлен анализ 60 спектров СХ Сер с разрешением  $5 \text{ \AA}$ . Они получили полуамплитуды лучевых скоростей  $K_O = 240 \pm 8$  км/с,  $K_{WR} = 340 \pm 10$  км/с, соответствующие массам  $M_O \cdot \sin^3 i = 25.2 \pm 1.9 M_\odot$ ,  $M_{WR} \cdot \sin^3 i = 17.8 \pm 1.4 M_\odot$ . Спутник звезды WR оказался горячее, чем считалось в предыдущих работах, и его спектральный класс был переопределен на O5.

Небольшое число измерений лучевых скоростей СХ Сер в эмиссии N V 4945  $\text{\AA}$  есть в работе [97]. Увы, для этой системы авторы получили всего 6 оценок лучевой скорости, однако они также были использованы в настоящей работе.

Последние спектроскопические наблюдения СХ Сер были получены в рамках настоящего диссертационного исследования и публиковались в статье [45].

В табл. 7 перечислены кривые лучевых скоростей СХ Сер, используемые в настоящей работе для исследования изменения орбитального периода системы. Таблица 7 — Спектроскопические данные по системе СХ Сер, используемые в настоящей работе

Ср. эпоха, HJD	Линии	Кол-во точек	Ссылка
2431747	He II 4686 $\text{\AA}$	70	[84]
2443879	N IV 4058 $\text{\AA}$	7	[112]
2447050	N V 4604 $\text{\AA}$	57	[114]
2458795	N V 4945 $\text{\AA}$	6	[97]
2459496	N V 4604 $\text{\AA}$	182	[45], наст. работа

### 2.3.4 Hen 3-1772

О спектральной двойственности звезды Вольфа-Райе HD 186943 = Henize 3-1772 = WR 127 в 1941 г. сообщил Вильсон [115]. Хилтнер [116] представил первое подробное спектроскопическое исследование данной системы. Здесь приведены лучевые скорости звезды WR (классифицированной как

WN5) в линиях He II 4686 Å, N V (среднее по 4604 и 4620 Å) и скорости звезды O в абсорбциях водорода (среднее по H $\beta$ , H $\gamma$ , H8-11).

Измерения лучевых скоростей HD 186943 в эмиссионных линиях He II 4686 Å, N V 4604 Å и N IV 4058 Å по 10 спектрограммам публиковали в 1967 г. Ганеш и Бапцу [117]. Более детальные кривые лучевых скоростей и таблицы измерений в тех же линиях, а также в абсорбциях, публиковал Месси [118]. Он классифицировал систему как WN4+O9V и дал оценку элементов орбиты, а также указал на возможность слабых фотометрических затмений WR 127.

В статье [119] был представлен анализ 23 спектров WR 127. В этой работе приводятся измерения лучевых скоростей в эмиссионных линиях N V (4604, 4620, 4945 Å) и абсорбциях H I (3835, 3798, 3770 Å). Здесь принята классификация системы WN5o+O8.5V. Помимо уточнения элементов орбиты, авторы этой работы также изучили параметры зоны взаимодействия звёздных ветров.

Несколько измерений лучевых скоростей WR 127 в эмиссии N V 4945 Å есть в работе [97].

Последние спектроскопические наблюдения данной системы были получены в рамках настоящего диссертационного исследования и частично публиковались в статье [120].

Надежные данные о характере фотометрической переменности WR 127 были получены значительно позднее первых надежных спектроскопических исследований этой системы. Наблюдения, проведённые Липуновой летом 1984 года [121;122], выявили слабую переменность блеска, не противоречащую орбитальному периоду, но надёжность этих результатов была поставлена автором под сомнение. Широкий, но неглубокий минимум (всего около  $0.03^m$ ) на сфазированных кривых блеска этой системы отмечали [56]. Позднее в работе [42] было найдено решение этой кривой со значением  $i = 55.3^\circ \pm 4.7^\circ$ . Большое количество измерений блеска этой системы за последние годы есть также в базе автоматического обзора ASAS-SN. По этим данным просматривается затменная кривая блеска с максимальной глубиной около  $0.03^m$  при ошибке единичного измерения блеска в районе  $0.008^m - 0.01^m$ .

Таким образом, слабость изменения блеска при затмениях и малое количество архивных фотометрических данных делают неприменимым к системе WR 127 классический метод «O-C», основанный на кривых блеска. С другой стороны, наличие нескольких работ с качественными кривыми лучевых ско-

ростей позволяет сделать эту систему идеальным кандидатом для применения спектроскопического метода «О-С».

В табл. 8 перечислены кривые лучевых скоростей WR 127 = Hen 3-1772, используемые в настоящей работе для исследования изменения орбитального периода системы.

Таблица 8 — Спектроскопические данные по системе WR 127 = Hen 3-1772, используемые в настоящей работе

Ср. эпоха, HJD	Линии	Кол-во точек	Ссылка
2431281	N V 4604 Å	31	[116]
2434201	N V 4604 Å	10	[117]
2434201	N V 4604 Å	29	[118]
2453195	N V 4604 Å	23	[119]
2458256	N V 4945 Å	11	[97]
2460170	N V 4604 Å	21	[120], наст. работа

### 2.3.5 V2183 Cyg

О спектральной двойственности звезды Вольфа-Райе HD 193928 сообщил Вильсон [115]. Хилтнер [116] представил первое подробное спектроскопическое исследование данной системы. Спектральный класс звезды WR здесь указан как WN5 или WN6. На основе 30 спектрограмм Хилтнер построил кривые лучевых скоростей в линиях He II 4686 Å, N V 4604 Å и N IV 4058 Å, а также в смещенных в синюю сторону абсорбциях He I 3888 и 4471 Å. Кривые лучевых скоростей HD 193928 в тех же эмиссиях получили авторы работы [117].

Позднее спектроскопические измерения лучевых скоростей HD 193928 и расчеты на их основе параметров орбиты проводили Марченко и др. [123].

Иванов и др. [124] получили 123 ПЗС-спектрограммы WR 141 в районе сильной линии He II 5412 Å и по измерениям скорости звезды WR по этой линии построили кривую лучевых скоростей.

Несколько измерений лучевых скоростей WR 141 в эмиссии N V 4945 Å представлено в работе [97].

Последние спектроскопические наблюдения данной системы были получены в рамках настоящего диссертационного исследования и частично публиковались в статье [125].

В табл. 9 перечислены кривые лучевых скоростей WR 141 = V2183 Cyg, используемые в настоящей работе для исследования изменения орбитального периода системы.

Таблица 9 — Спектроскопические данные по системе WR 141 = V2183 Cyg, используемые в настоящей работе

Ср. эпоха, HJD	Линии	Кол-во точек	Ссылка
2431284	N V 4604 Å	30	[116]
2434184	N V 4604 Å	17	[117]
2448828	N V 4604 Å	19	[123]
2458255	N V 4945 Å	14	[97]
2460138	N V 4604 Å	25	[125], наст. работа

## 2.4 Динамическая оценка темпа эволюционного изменения орбитального периода наиболее изученных ТДС типа WR+OB

### 2.4.1 Метод «О-С»

При анализе изменений периодов переменных звёзд различных типов (в частности - орбитальных периодов тесных двойных звездных систем) широко используется метод построения диаграммы «О-С» [126]. Суть метода заключается в сравнении наблюдаемых эпох, порожденных исследуемым периодическим процессом, с эпохами, рассчитанными при некоторых фиксированных элементах. Пусть имеется ряд наблюдаемых эпох, например, моментов главного минимума блеска ТДС  $T_i$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ), и пусть  $P = (T_N - T_1)/N$  – средний приближённый период. Тогда для каждой  $i$ -й эпохи минимума можно вычислить теоретический момент минимума  $T_i^c$ , соответствующий среднему периоду  $P$ , и сравнить его с реально наблюдаемым для того же значения  $i$  моментом минимума  $T_i$ . Разность  $T_i - T_i^c$  представляет собой отклонение момента наблюдаемого минимума от вычисленного (лат. *observatus minus computatus*, сокр. «О-С»).

Нанеся на график все невязки  $T_i - T_i^c \equiv (O - C)_i$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ) в зависимости от  $T_i$ , получим диаграмму «О-С».

При условии достаточной точности используемых эпох минимумов поведение такого графика отражает эволюцию периода. Если период неизменен, то зависимость «О-С» будет линейной, причем знак наклона говорит о равномерном запаздывании или более раннем наступлении наблюдаемых минимумов относительно расчетных, т.е. о завышенном или заниженном значении среднего периода в сравнении с реальным. Наличие систематического изменения  $P$  приводит к появлению квадратичного члена в зависимости «О-С», знак коэффициента при котором соответствует знаку  $\dot{P}$ . Таким образом,

$$(O - C)(E) = A \cdot E^2 + B \cdot E + C, \quad (2.1)$$

причем  $\dot{P} = 2 \cdot A$ , а коэффициенты  $B$  и  $C$  отражают систематическое отличие примененных при расчете элементов  $P$  и  $T_0$  от средних. При точно определенных средних элементах  $P_{mean}$  и  $T_{0,mean}$  график «О-С» коэффициенты  $B$  и  $C$  зануляются, а график «О-С» принимает вид симметричной параболы с тем же коэффициентом  $A$ :  $(O - C)(E_{mean}) = A \cdot E_{mean}^2$ , т. к.  $(O - C) = T_i - T_i^c = T_i - (T_{0,mean} + P_{mean} \cdot E_{mean})$ .

Диаграмма «О-С», построенная только по указанным в разных источниках моментам наблюдений, может содержать большие систематические и случайные ошибки, и потому давать искаженную информацию о поведении периода со временем. Для кривых лучевых скоростей использование только приведенных в литературе средних эпох также может приводить к ошибкам. Поэтому для корректного построения диаграммы «О-С» разумно уточнить эти эпохи непосредственно по наблюдательным данным с помощью метода Герцшпрунга [127]. Именно Герцшпрунг впервые предложил использовать для исследования стабильности периодов изменения блеска цефеид не отдельные моменты минимумов, а полученные в наблюдениях «индивидуальные» кривые блеска со «стандартной», в качестве которой может выступать усреднённая по всем эпохам или избранная индивидуальная. Кроме того, такое сравнение позволяет выявить вероятные изменения формы кривой блеска – как на определённых участках, так и в целом. Путём перебора разных сдвигов стандартной кривой по фазе (например, с шагом 0.001) находится положение, наиболее приближающее её к индивидуальной кривой на данной эпохе. Метод Герцшпрунга

впоследствии испытал ряд модификаций, которые удачно применялись для поиска и анализа изменения периода различных переменных звёзд [76; 128].

Важно отметить, что описанная методика не содержит никаких ограничений относительно природы сравниваемых данных, т. е. теоретически возможно её применение не только для сравнения кривых блеска и моментов минимума блеска, но и, например, кривых лучевых скоростей. В случае сильно неравномерных временных рядов, отражающих медленно меняющийся периодический процесс, именно данный метод является наиболее надежным для исследования вариаций периода. Некоторыми авторами (например, в работах [129; 130]) предпринимались попытки исследования вековой переменности периода ТДС путем сравнения прямых оценок периода по небольшим наборам данных, полученных для данной системы в разные эпохи. Этот метод менее надежен, чем «О-С», поскольку прямая оценка периода по небольшому числу зашумленных данных ведет к большим ошибкам в оценках  $P$ . Описанный выше метод «О-С» обходит эту трудность, используя все доступные данные для вычисления среднего периода и оценки его линейной вариации.

#### **2.4.2 Оценки темпа изменения орбитального периода по кривым блеска и кривым лучевых скоростей в случае затменных ТДС типа WR+OB**

Начнем сравнения графиков «О-С», построенных по спектральным и фотометрическим данным, со случая хорошо изученной системы V444 Cyg. В табл. 10 приведены моменты главных минимумов кривых блеска, уточненных по перечисленным в табл. данным, и вычисленные по элементам из табл. 1 значения «О-С». Также в табл. 10 приведены моменты  $T_0$  и «О-С», вычисленные по кривым лучевых скоростей V444 Cyg из табл. 1. На рис. 2.1 показаны графики «О-С» для фотометрического метода (слева) и спектроскопического метода (справа). Для удобства восприятия здесь и далее графики «О-С» приводятся в абсолютных единицах (в сутках). Коэффициенты парабол (в параметризации из формулы 2.1), проведенных на рис. 2.1, и соответствующие им оценки  $\dot{P}$

равны

$$\begin{aligned} A_{phot} &= (8.2 \pm 0.7) \cdot 10^{-9} \text{ сут.}, & A_{spec} &= (9.8 \pm 1.0) \cdot 10^{-9} \text{ сут.}, \\ \dot{P}_{phot} &= 0.123 \pm 0.010 \text{ с/год}, & \dot{P}_{spec} &= 0.147 \pm 0.015 \text{ с/год}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Полученные оценки  $P_{phot}$  и  $P_{spec}$  пересекаются в пределах  $1\sigma$ , что говорит о хорошем согласии результатов. Антохин [62] дает значение  $P_{phot} = 0.134 \pm 0.003$  с/год, находящееся между полученными в настоящей работе оценки и согласующееся каждой из них в пределах  $1\sigma$ . Некоторое отличие полученного в настоящей работе значения  $P_{phot}$  от оценки Антохина может быть связано с большим числом эпох, используемых в работе [62], включающих неопубликованные наблюдения автора и архивные данные фототеки ГАИШ. Согласие результатов настоящей работы с данной оценкой, являющейся в настоящий момент лучшей оценкой  $\dot{P}$  для системы V444 Cyg, позволяет заключить о надежности полученных результатов.

Таблица 10 — Наблюдаемые моменты главного минимума блеска V444 Cyg, уточненные модифицированным методом Герцшпрунга по кривым блеска (в левой части таблицы) и по кривым лучевых скоростей (в правой части таблицы)

$T_0$ , HJD	$(O - C)_{phot}$ , сут.	Ссылка	$T_0$ , HJD	$(O - C)_{spec}$ , сут.	Ссылка
2423000.42±0.03	0.16±0.03	[47]	2428775.58±0.03	0.03±0.03	[88]
2430591.124±0.012	-0.00±0.012	[48]	2430308.819±0.010	-0.071±0.010	[89]
2432448.798±0.007	-0.026±0.007	[49]	2433127.005±0.010	-0.027±0.010	[90]
2438636.873±0.020	-0.070±0.020	[50]	2434171.67±0.03	-0.06±0.03	[91]
2438973.863±0.025	-0.078±0.025	[52]	2448329.708±0.013	-0.128±0.013	[94]
2441037.959±0.010	-0.091±0.010	[51]	2452727.535±0.007	-0.120±0.007	[96]
2441202.251±0.008	-0.086±0.008	[53]	2457424.523±0.009	-0.035±0.009	[97]
2441269.638±0.020	-0.099±0.020	[63]	2459973.103±0.011	0.000±0.011	[64]*
2443717.101±0.013	-0.080±0.013	[54]			
2445886.50±0.04	-0.11±0.04	[56]			
2447407.211±0.005	-0.095±0.005	[57]			
2448182.303±0.008	-0.097±0.008	[58]			
2448350.805±0.020	-0.094±0.020	[59]			
2454345.188±0.007	-0.055±0.007	[41]			
2456362.977±0.017	-0.039±0.017	[60]			
2460023.654±0.017	0.000±0.017	[64]*			

\*Примечание: наблюдения получены в рамках настоящей диссертационной работы

Перейдем теперь к случаю CQ Cep. В табл. 11 перечислены вычисленные модифицированным методом Герцшпрунга эпохи  $T_0$  по кривым блеска и кривым лучевых скоростей и вычисленные по элементам из табл. 1 значения

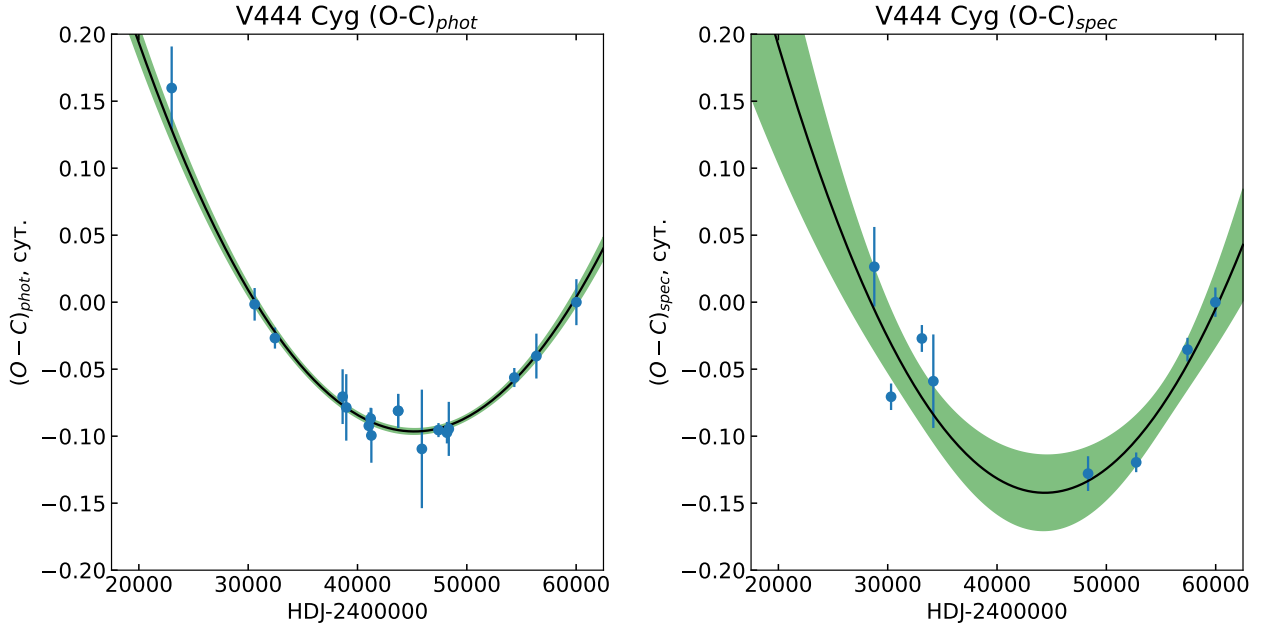


Рисунок 2.1 — Графики «О-С», построенные на основе наблюдательных данных по системе V444 Cyg. Слева – график «О-С», построенный по положениям главного минимума на кривой блеска, справа – график «О-С», полученный из сравнения кривых лучевых скоростей. Сплошная черная кривая - лучшая аппроксимация квадратичной формулой (2.1), зеленая область показывает отклонение от лучшего решения в пределах  $1\sigma$

«О-С». На рис. 2.2 продемонстрированы диаграммы «О-С», построенные на основе фотометрических (слева) и спектроскопических (справа) данных по CQ Ser. Коэффициенты парабол (в параметризации из формулы 2.1), проведенных на рис. 2.2, и соответствующие им оценки  $\dot{P}$  равны

$$\begin{aligned} A_{phot} &= (-3.44 \pm 0.22) \cdot 10^{-10} \text{ сут.}, & A_{spec} &= (-3.46 \pm 0.4) \cdot 10^{-10} \text{ сут.}, \\ \dot{P}_{phot} &= -0.0132 \pm 0.0009 \text{ с/год}, & \dot{P}_{spec} &= -0.0133 \pm 0.0015 \text{ с/год}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Полученные двумя методами оценки  $\dot{P}$  находятся в хорошем согласии друг с другом, однако стоит отметить, что модель с постоянным темпом изменения орбитального периода описывает поведение «О-С» диаграммы. С определенностью можно заключить, что в среднем за все время, охваченное наблюдениями,  $\dot{P} < 0$ , т. е. орбитальный период системы CQ Ser систематически уменьшается со временем.

Обратимся к последнему случаю затменной ТДС типа WR+OB в исследованной выборке - CX Ser. В табл. 12 перечислены найденные с применением обоих методов эпохи и значения «О-С». Как и в двух предыдущих случаях, при

Таблица 11 — То же, что и в табл. 10, но для случая системы CQ Сер

$T_0$ , HJD	$(O - C)_{phot}$ , сут.	Ссылка	$T_0$ , HJD	$(O - C)_{spec}$ , сут.	Ссылка
2432451.7565±0.0013	0.0095±0.0013	[66]	2431045.201±0.003	-0.004±0.003	[99]
2436610.6732±0.0027	0.0241±0.0027	[67]	2434014.219±0.005	0.012±0.005	[100]
2438844.4107±0.0026	0.0339±0.0026	[71]	2443771.405±0.006	0.025±0.006	[102]
2439699.493±0.007	0.030±0.007	[69]	2444974.450±0.010	0.041±0.010	[43]
2440290.3529±0.0025	0.0437±0.0025	[70]	2448483.389±0.005	0.010±0.005	[44]
2442896.6389±0.0026	0.0405±0.0026	[74]	2449940.8247±0.0020	0.0243±0.0020	[108]
2444523.096±0.005	0.029±0.005	[76]	2459482.9698±0.0024	0.0000±0.0024	[45]*
2444528.017±0.006	0.027±0.006	[78]			
2445307.6061±0.0029	0.0263±0.0029	[79]			
2446684.6149±0.0017	0.0347±0.0017	[80]			
2448384.9324±0.0030	0.0275±0.0030	[58]			
2455112.379±0.006	0.031±0.006	[83]			
2458762.475±0.003	0.009±0.003	[82]			
2458949.589±0.014	0.022±0.014	[82]			
2459903.1288±0.0021	0.0016±0.0021	*			

\* *Примечание:* наблюдения получены в рамках настоящей диссертационной работы

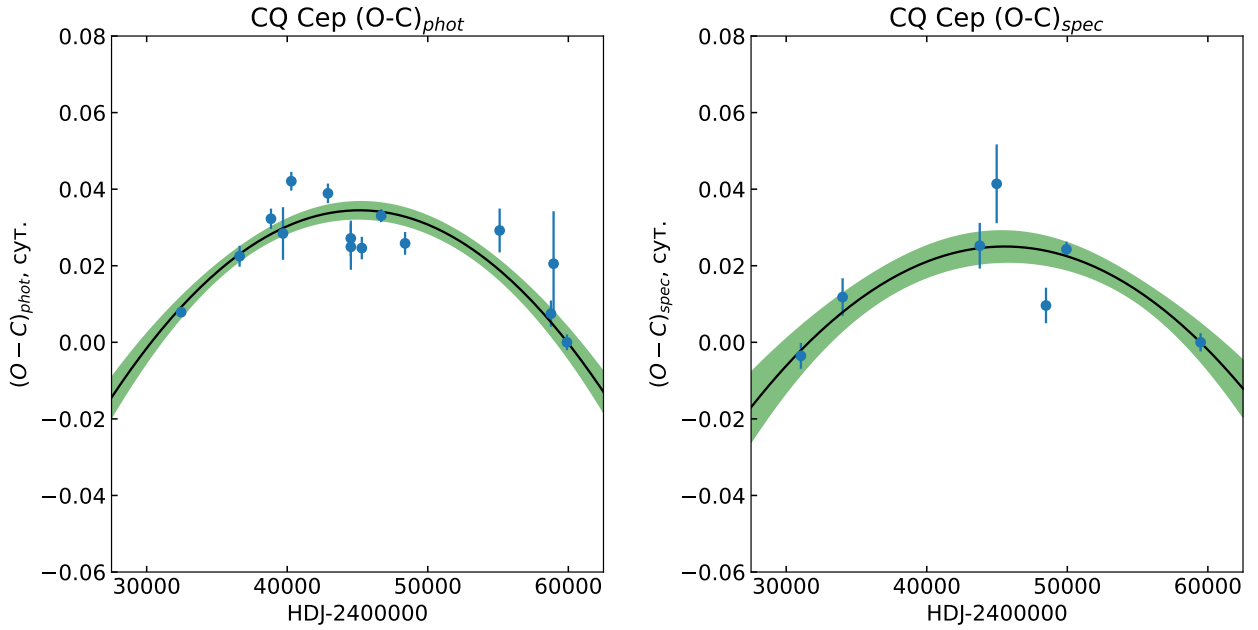


Рисунок 2.2 — То же, что на рис. 2.1, но для случая системы CQ Сер

свертке фазовых кривых использовались элементы из табл. 1. На рис. 2.3 показаны фотометрический и спектроскопический графики «О-С» для случая CQ Сер. Коэффициенты парабол (в параметризации из формулы 2.1), проведенных на рис. 2.3, и соответствующие им оценки  $\dot{P}$  равны

$$\begin{aligned}
 A_{phot} &= (2.57 \pm 0.73) \cdot 10^{-9} \text{ сут.}, & A_{spec} &= (2.63 \pm 0.67) \cdot 10^{-10} \text{ сут.}, \\
 \dot{P}_{phot} &= 0.076 \pm 0.022 \text{ с/год}, & \dot{P}_{spec} &= 0.078 \pm 0.020 \text{ с/год}.
 \end{aligned}
 \tag{2.4}$$

Полученные двумя методами оценки  $\dot{P}$  находятся в хорошем согласии друг с другом, однако малое количество и неоднородность наблюдательных данных приводят к большим погрешностям по сравнению с V444 Cyg и CQ Ser. В случае CX Ser является оправданным объединение фотометрических и спектроскопических эпох и оценка  $\dot{P}$  по объединенному набору данных. Данная оценка имеет вид:

$$A_{phot+spec} = (2.58 \pm 0.34) \cdot 10^{-9} \text{ сут./}P^2, \quad \dot{P}_{phot+spec} = 0.077 \pm 0.010 \text{ с/год.} \quad (2.5)$$

Таблица 12 — То же, что и в табл. 10, но для случая системы CX Ser

$T_0$ , HJD	$(O - C)_{phot}$ , сут.	Ссылка	$T_0$ , HJD	$(O - C)_{spec}$ , сут.	Ссылка
2431747.59±0.06	0.25±0.06	[84]	2431745.420±0.027	0.209±0.027	[84]
2444428.04±0.04	0.00±0.04	[85]	2443919.71±0.12	0.04±0.12	[112]
2446716.609±0.017	0.008±0.017	[80]	2447050.512±0.027	-0.016±0.027	[114]
2454258.601±0.016	-0.059±0.016	[40; 82]	2458925.107±0.014	-0.015±0.014	[97]
2459897.118±0.026	-0.006±0.026	*	2459469.614±0.010	0.000±0.010	[45]*

\*Примечание: наблюдения получены в рамках настоящей диссертационной работы

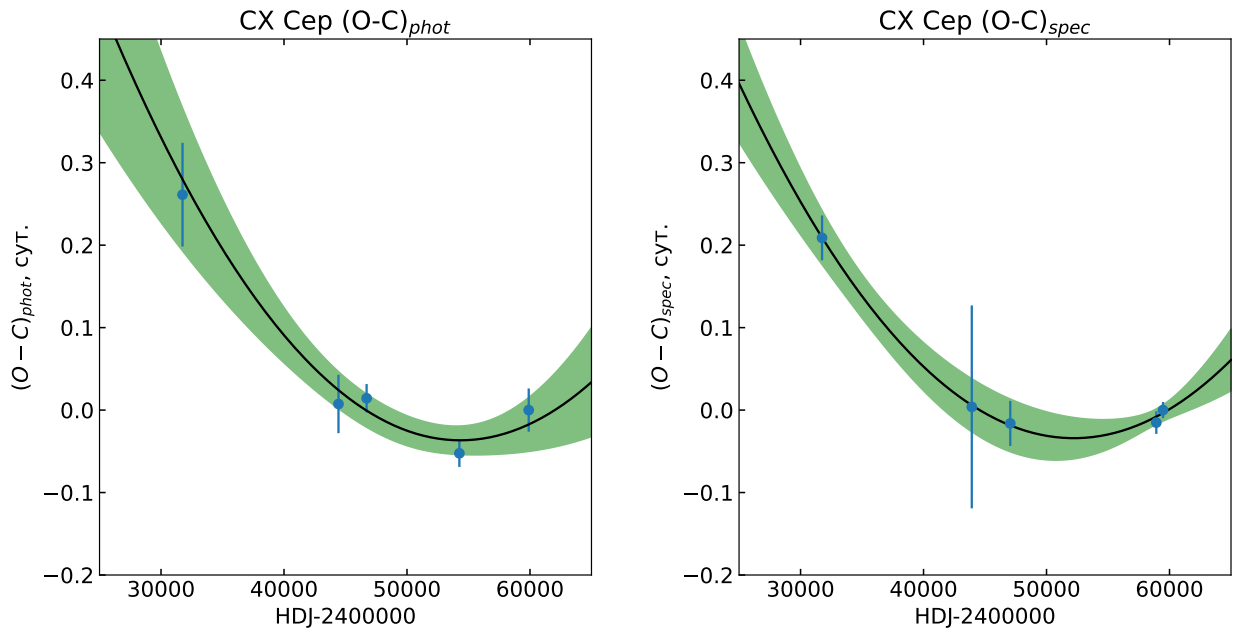


Рисунок 2.3 — То же, что на рис. 2.1, но для случая системы CX Ser

### 2.4.3 Оценки темпа изменения орбитального периода только по кривым лучевых скоростей

Сравнение результатов применения спектроскопического и фотометрического методов «О-С», описанное в предыдущем параграфе, продемонстрировало надежность использования кривых лучевых скоростей для оценки  $\dot{P}$  в случае двойных систем типа WR+OB.

В левых частях табл. 13 и рис. 2.4 показаны результаты вычисления моментов соединения и их невязок с элементами из табл. 1 для случая системы WR 127 = Hen 3-1772. По графику видно, что невязки  $(O - C)_{spec}$  группируются вдоль параболы с положительным главным коэффициентом, что свидетельствует об увеличении орбитального периода данной системы. Коэффициент параболы, проведенной на левой панели рис. 2.4, и соответствующая ей оценка  $\dot{P}$  равны

$$A_{spec} = (9.4 \pm 1.7) \cdot 10^{-8} \text{ сут.}, \quad \dot{P}_{spec} = 0.62 \pm 0.11 \text{ с/год.} \quad (2.6)$$

В правых частях табл. 13 и рис. 2.4 показаны результаты вычисления моментов соединения и их невязок с элементами из табл. 1 для случая системы WR 141 = V2183 Cyg. Лучевые скорости, определенные для этой системы, показывают некоторый разброс относительно средней кривой, поэтому погрешности определения эпох  $T_0$  и «О-С» в случае данной системы несколько выше. Как и в случае WR 127, невязки  $(O - C)_{spec}$  группируются вдоль параболы с положительным главным коэффициентом. Коэффициент параболы, проведенной на правой панели рис. 2.4, и соответствующая ей оценка  $\dot{P}$  равны

$$A_{spec} = (8.5 \pm 3.5) \cdot 10^{-7} \text{ сут.}, \quad \dot{P}_{spec} = 2.5 \pm 1.0 \text{ с/год.} \quad (2.7)$$

## 2.5 Результаты и выводы

В табл. 14 перечисленные полученные в ходе работы оценки  $\dot{P}_{phot}$  и  $\dot{P}_{spec}$  для пяти исследованных короткопериодических ТДС типа WR+OB, а также итоговые оценки. Здесь также приведены уточненные по графикам «О-С» значения  $P$  и  $T_0$  на среднюю эпоху последних наблюдений. В случае V444 Cyg в

Таблица 13 — Моменты соединения, уточненные модифицированным методом Гершпрунга по кривым лучевых скоростей для системы WR 127 = Hen 3-1772 (в левой части таблицы) и WR 141 = V2183 Cyg (в правой части таблицы)

$T_0$ , HJD (WR 127 = Hen 3-1772)	$(O - C)_{spec}$ , сут.	Ссылка	$T_0$ , HJD (WR 141 = V2183 Cyg)	$(O - C)_{spec}$ , сут.	Ссылка
2431273.08±0.05	0.06±0.05	[116]	2431274.10±0.16	-0.25±0.16	[116]
2434196.74±0.21	-0.01±0.21	[117]	2434180.33±0.20	-0.28±0.20	[117]
2444095.123±0.065	-0.236±0.065	[118]	2448819.85±0.13	-0.46±0.13	[123]
2453191.257±0.029	-0.128±0.029	[119]	2458341.46±0.19	-0.10±0.19	[97]
2458436.842±0.027	-0.046±0.027	[97]	2460293.50±0.09	0.00±0.09	[125]*
2460347.821±0.026	0.000±0.026	[120]*			

\*Примечание: наблюдения получены в рамках настоящей диссертационной работы

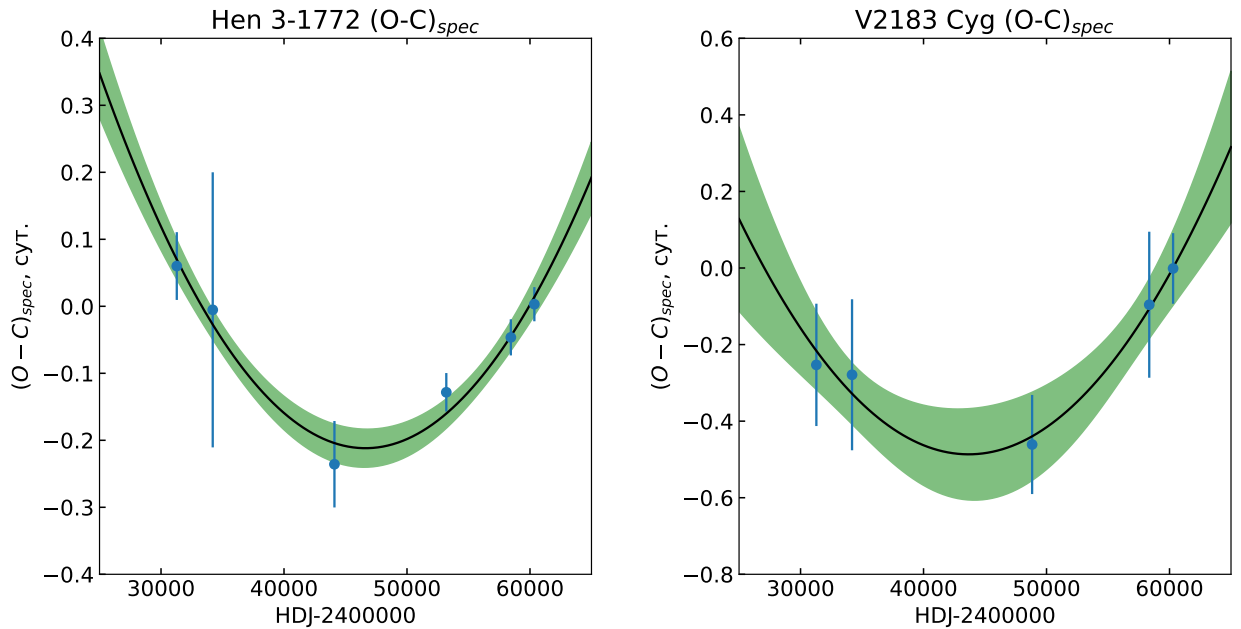


Рисунок 2.4 — Графики «О-С», построенные на основе кривых лучевых скоростей для системы WR 127 = Hen 3-1772 (слева) и WR 141 = V2183 Cyg (справа)

качестве итоговой оценки элементов берутся оценки из последней работы Антохина [62], полученной по большому числу наблюдательных данных. В качестве итоговых значений  $P$ ,  $\dot{P}$  для систем CQ Сер и CX Сер выбраны значения, полученные усреднением результатов расчета по фотометрической и спектроскопической «О-С»-диаграммам. Для систем Hen 3-1772 и V2183 Cyg оценки  $P$ ,  $\dot{P}$  получены только спектроскопическим методом «О-С».

В четырех случаях из пяти было выявлено, что  $\dot{P} > 0$ . Главной причиной, вызывающей вековое увеличение орбитального периода тесных двойных систем

типа WR+OB, является потери массы звездой WR в виде мощного звездного ветра, поэтому вычисленные в настоящей главе значения  $\dot{P}$  позволяют получить оценку темпа потери массы звездой WR  $\dot{M}_{WR}$ , чему будет посвящена глава 4. Однако, прежде чем приступать к оценке темпов потери массы, требуется отдельное исследование некоторых эффектов, способных приводить к нарушению изотропии ветра WR и систематической погрешности в оценке  $\dot{M}_{WR}$  при использовании формул джинсовской моды.

Таблица 14 — Оценки темпов векового изменения орбитального периода  $\dot{P}$  пяти исследованных короткопериодических двойных систем типа WR+OB

Система	Тип оценки	$P$ , сут. (на эпоху посл. наблюдений)	$\dot{P}$ , с/год	Примечания
V444 Cyg	$(O - C)_{phot}$	$4.212526 \pm 0.000006$	$0.123 \pm 0.010$	Из работы [62]
	$(O - C)_{spec}$	$4.212539 \pm 0.000008$	$0.147 \pm 0.015$	
	Итого	$4.2125319 \pm 0.0000015$	$0.134 \pm 0.03$	
CQ Cep	$(O - C)_{phot}$	$1.6412352 \pm 0.0000004$	$-0.0132 \pm 0.0009$	$(O - C)_{phot}$
	$(O - C)_{spec}$	$1.6412356 \pm 0.0000007$	$-0.133 \pm 0.0015$	
	Итого	$1.6412352 \pm 0.0000004$	$-0.0132 \pm 0.0009$	
CX Cep	$(O - C)_{phot}$	$2.126932 \pm 0.000008$	$0.076 \pm 0.022$	$(O - C)_{phot+spec}$
	$(O - C)_{spec}$	$2.126939 \pm 0.000009$	$0.078 \pm 0.021$	
	Итого	$2.126937 \pm 0.000004$	$0.077 \pm 0.010$	
Hen 3-1772	$(O - C)_{spec}$	$9.55492 \pm 0.00005$	$0.62 \pm 0.11$	Итого
V2183 Cyg	$(O - C)_{spec}$	$21.6897 \pm 0.0005$	$2.5 \pm 0.8$	Итого

## Глава 3. Исследование крупномасштабной структуры ветра WR на основе спектральных наблюдений двойных типа WR+OB

*Глава основана на работе 5 из списка публикаций по теме диссертации*

### 3.1 Цели и постановка задачи

Стандартная теория ускорения звездных ветров для горячих массивных звезд [131] не может полностью объяснить чрезвычайно большие темпы потери массы звезд WR ( $\dot{M}_{WR} \sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ ). Рассматриваются различные механизмы ускорения вещества ветров звезд WR, дополнительные по отношению к механизму давления излучения горячего ядра звезды WR за счет поглощения и рассеяния света ядра WR в частотах резонансных линий. В частности, в качестве такого механизма предлагается быстрое вращение ядра звезды WR [132], которое должно приводить к анизотропии звездного ветра WR. В этом случае можно ожидать зависимости ширин эмиссионных линий в спектрах WR+OB двойных систем от наклона их орбит  $i$  к картинной плоскости. Ввиду того, что формированию звезд WR в ТДС предшествовал интенсивный обмен масс между компонентами, можно ожидать, что векторы вращательного момента звезд здесь перпендикулярны плоскости орбиты.

Модель быстро вращающихся ядер звезд WR кажется привлекательной, поскольку при этом центробежные силы частично компенсируют силы гравитационного притяжения, что облегчает силам светового давления ускорять вещество ветра WR. Это позволяет объяснить большие темпы потери массы звездами WR. С другой стороны, данный эффект должен приводить к неравномерному истечению ветра звезды WR в разных направлениях, что может приводить к отклонению орбитальной эволюции WR+OB-системы классических сценариев орбитальной эволюции, предполагающих изотропный ветер. В этом случае темпы потери массы, определенные по формулам классической и обобщенной джинсовской моды (см. Главу 4), могут оказаться ошибочными. Поэтому наблюдательная проверка наличия анизотропии ветра WR представляется важной задачей.

Впервые проверка эффектов вращения в ветре WR на основе спектроскопических наблюдательных данных была выполнена в 1990 году в работе Асланова и Черепашука [133]. Заметной зависимости ширины эмиссионных линий от  $i$  в спектрах звезд WR в WR+OB системах с известными  $i$  найдено не было. Эта работа опиралась на актуальные для своего времени спектроскопические данные и оценки  $i$ , позднее суммированные в Каталоге поздних ТДС [134]. За прошедшие более чем 35 лет были опубликованы новые спектральные данные по WR+OB системам, а также открыто несколько новых объектов подобного типа; в ряде случаев оценены наклонения орбит. Учитывая актуальность задачи, представляет интерес поискать эффекты вращения для ветров звезд WR в WR+OB системах на обновленном наблюдательном материале и с использованием большего числа эмиссионных линий по сравнению с исследованием Асланова и Черепашука [133].

### 3.2 Наблюдательные данные

Для проведения исследования было отобрано 30 известных двойных систем типа WR+OB. В данной выборке представлены системы WR+OB нашей Галактики, а также Малого (SMC) и Большого (LMC) Магеллановых облаков. Условиями для отбора являлись: 1) надежное отождествление спектрального класса как звезды WR, так и ее OB-спутника, 2) наличие пригодных для анализа собственных или архивных спектров. Дополнительным условием являлось наличие независимых оценок угла наклонения орбиты системы.

Спектроскопические наблюдения ряда доступных на северном небе систем типа WR+OB (WR 113, WR 127, WR 139, WR 141, WR 145, WR 151, WR 153 и WR 155) были получены на 2.5-метровом телескопе КГО ГАИШ МГУ с применением спектрографа TDS в рамках программы по исследованию стабильности орбитального периода массивных короткопериодических ТДС с мощными ветрами (подробнее о наблюдательной программе см. Главу 1). Наблюдения долгопериодических систем WR 133 и WR 140 проводятся с целью уточнения параметров орбиты. Спектры других систем были взяты из виртуальных архивов обсерваторий и из научной литературы. При наличии спектров

затменных систем в разных фазах для анализа отбирались спектры, полученные вне затмений.

Эффекты быстрого вращения «ядер» звезд WN должны сильнее всего сказываться на профилях эмиссии N V, поскольку область формирования линий этого иона лежит ближе всего к «ядру» WN. В случае эмиссий N IV и He II эффекты вращения могут искажаться эффектами близости компонентов в WN+OB системах, а также эффектами радиального истечения ветра WN. Аналогично, в WC+OB системах более заметное влияние эффектов ориентации можно ожидать в линиях иона C IV по сравнению с C III.

### 3.3 Об измерении угла наклона плоскости орбиты двойных систем типа WR+OB

Угол наклона плоскости орбиты двойной системы к лучу зрения - это важный орбитальный параметр, который, к сожалению, нельзя надежно определить из одного лишь анализа лучевых скоростей звезд. На помощь здесь обычно приходят дополнительные наблюдения или модельные предположения.

1) Наиболее надежным из методов определения угла наклона орбиты безусловно является совместное построение астрометрической и спектроскопической орбит. К сожалению, данный метод может быть применен лишь к наиболее близким двойным звездам. Звезды WR в Галактике находятся на значительном удалении от нас, не говоря уже о звездах в других галактиках. Определенные возможности предоставляют интерферометрические наблюдения в оптическом диапазоне. Этим методом были построены астрометрические орбиты ряда широких систем [148–152].

2) Вслед за астрометрией надежную методику оценки угла наклона орбиты предоставляет фотометрия. Наблюдения затмений звезд в двойной системе при определенных предположениях о распределении яркости по поверхностям звезд дает возможность решения по кривым блеска обратной задачи построения орбиты двойной звезды и характеристик входящих в эту систему звезд. Определенную трудность здесь представляет наличие у звезд WR протяженной оптически тонкой атмосферы. Методике решения подобной задачи для

Таблица 15 — Выборка двойных систем типа WR+OB, отобранных для исследования эффектов ориентации звездного ветра WR. Для каждой системы приведены ссылки на источники спектров и/или результатов измерения FWHM спектральных линий WR

Система	Доп. обозн.	Спектр. класс	$P_{orb}$ , сут.	Ссылки
SMC AB 6	RMC 31, AzV 322	WN3:h+O5.5V	6.538	[135]
WR 127	Hen 3-1772	WN3+O9.5V	9.55465	[120], наст. работа
BAT99 129	Brey 97	WN3:h+O5.5V	2.7689	[136]
BAT99 19	HD 34169	WN4b+O5:	17.99	[137]
WR 151	CX Cep	WN4+O5V	2.12692	[45], наст. работа
SMC AB 7	AzV 336a	WN4+O6I(f)	19.56	[138]
WR 31	HD 94546	WN4o+O8V	4.8306	[139]
WR 141	V2183 Cyg	WN5-w+O5V-III	21.68845	[125], наст. работа
WR 62a	SMSNPL 11	WN5+O5.5-6	9.1447	[140]
WR 139	V444 Cyg	WN5+O6II-V	4.21247	[64], наст. работа
WR 133	HD 190918	WN5+O9I	112.4	[141], наст. работа
WR 138	HD 193077	WN5o+O9V-III	1527.99	[141], наст. работа
WR 21	HD 90657	WN5o+O4-6	8.2546	[139]
WR 68a	SMSNPL 13	WN6+O5.5/6	5.2207	[142]
WR 155	CQ Cep	WN6+O9.5V	1.64124	[45], наст. работа
WR 35a	SMSP 5	WN6h+O8.5V	41.898	[143]
WR 47	CD Cru	WN6o+O5V	6.2393	[139]
WR 153-A	GP Cep	WN6o+O6I	6.6886	[141], наст. работа
WR 145	AS 422	WN7o/CE+O7V(f)	22.5498	[141], наст. работа
Brey 22	HD 35517	WC4+O5-6III-V	14.93	[144]
Brey 32	HD 36521	WC4+O6V-III	1.92	[144]
WR 9	HD 63099	WC4+O7	14.305	[144]
WR 48	$\theta$ Mus	WC5+B0III	18.341	[145]
WR 30	HD 94305	WC6+O7.5	18.82	[139]
WR 79	HD 152270	WC7+O5-8	8.893	[146]
WR 42	HD 97152	WC7+O7V	7.886	[146]
WR 140	HD 193793	WC7pd+O5.5fc	2896.50	[141], наст. работа
WR 137	HD 192641	WC7pd+O9V	4786.5	[147]
WR 11	$\gamma^2$ Vel	WC8+O7.5III-V	78.519	[145]
WR 113	CV Cer	WC8+O8-9III-V	29.707	[141], наст. работа

систем типа WR+OB посвящено большое количество работ – обзор основных идей можно найти в Главе V монографии Черепашука [3].

3) Помимо фотометрической переменности, можно использовать наблюдения вариаций поляризации излучения. Изменение поляризации в ходе орбитального цикла ТДС типа WR+OB по большей части обусловлено томпсоновским рассеянием света OB-звезды на свободных электронах протяженной атмосферы WR [153]. Данный метод применим в случае небольшого перекрытия дисков, в то время как при решении кривых блеска решение оказывается однозначным лишь в том случае, когда в ходе затмения перекрываются центры дисков звезд [154]. Однако сравнения показывают систематическую завышенность фотометрических оценок угла наклона  $i$  по сравнению с поляриметрическими (см. например [42]). При наличии обоих типов оценок фотометрические оценки  $i$  мы считаем предпочтительными.

4) Модель ударного конуса: столкновение ветров WR и OB звезд формирует вокруг последней ударный конус, детали которого проявляются в спектрах в определенных линиях (например, C III 5696 Å). Анализируя поведение профиля спектральной линии с фазой орбитального движения, можно рассчитать геометрические параметры конуса, в числе которых и угол наклона плоскости орбиты. Впервые данная модель в деталях была развита в работе [155] для интерпретации переменности профиля линии C III 5696 Å в спектре WR 79 = HD 152270 и нашла приложения для спектров других WR+OB систем [146; 156].

5) В случае, когда все описанные выше методы неприменимы за отсутствием наблюдений или недостаточной выраженностью необходимых эффектов, можно дать косвенную оценку угла наклона орбиты по спектроскопическим элементам и модельной массе звезд. Использовать модельные массы звезд WR разных спектральных подтипов здесь не представляется корректным, поскольку ввиду сложной эволюции звезд в ТДС характеристики звезд WR могут отличаться от модельных параметров для одиночной звезды WR с аналогичным спектром. Именно по этой причине при отборе систем для исследования важным пунктом представляется надежное определение спектрального класса и класса светимости спутника WR – нормальной звезды класса O или раннего подкласса B.

Оценки  $i$ , имеющиеся в литературе для известных двойных систем типа WR+OB, позволяют отобрать наиболее надежную для каждой звезды. При наличии фотометрических или интерференционных измерений предпочтение

отдается им, следующий приоритет имеют оценки по поляриметрии и модели ударного конуса, в крайнем случае за лучшую принимается единственно доступная косвенная оценка по массе ОВ-звезды.

Прежде чем приступить к анализу, интересно сравнить имеющиеся оценки  $i$ , а именно как соотносятся оценки, полученные различными методами, с оценками на основе массы (рис. 3.1). На левой панели рис. 3.1 построен график зависимости различных оценок  $i$  от значения, оцененного по массе, где масса оценена из спектрального класса на основе данных работы [157]. Красной прямой проведена биссектриса, близость к которой указывает на согласование оценок.

На центральной панели рис. 3.1 синими точками показано сравнение фотометрических и интерферометрических значений  $i$ , зачастую признанных лучшими, со значениями по массе. Кроме того, оранжевыми точками на центральной панели рис. 3.1 представлено сравнение оценок, полученных фотометрическим и поляриметрическим методом. Видно, что примерно в половине случаев  $i_{pol}$  превосходит  $i_{phot}$  на  $5-10^\circ$ .

Кроме того, представляет интерес и обратная задача – вычисление по известным элементам спектроскопической орбиты (включая принятую оценку  $i$ ) массы ОВ-звезды для сравнения с теоретическим значением. Особую важность это сравнение имеет в контексте известной проблемы т.н. расхождения масс О-звезд («OB-type stars mass discrepancy», см. например [157]). На правой панели рис. 3.1 показаны ОВ-массы, вычисленные на основе элементов спектроскопической орбиты WR+ОВ-системы и принятого значения  $i_{best}$ . Разными цветами здесь помечены точки, соответствующие разным методам получения принятого значения  $i_{best}$  (в соответствии с цветами на рис. 3.1a). Точки красного цвета, лежащие на биссектрису, соответствуют случаям, когда  $i_{best}$  оценено по массе; неидеальное их совпадение с биссектрисой обусловлено ошибками округления. Также красным заполнена зона, обозначающая отклонения от биссектрисы в пределах 50%. Все построенные точки лежат в этой области без какой-либо явной систематики, но разброс в 50% все же следует признать существенным.

Таким образом, не исключена возможность привнесения некоторых систематических ошибок в набор данных  $i_{best}$ , где  $i$  определены разными методами. С другой стороны, значения  $i_{mass}$  не могут быть признаны наиболее удачными ввиду большого диапазона масс звезд в эволюционных моделях, а также ввиду

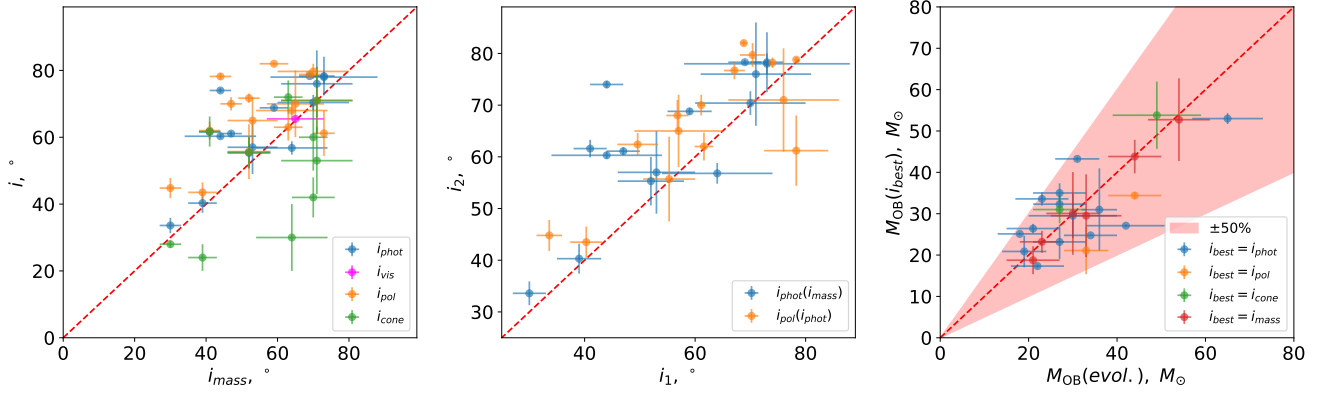


Рисунок 3.1 — Сравнение оценок  $i$ , полученных разными методами (слева и по центру), а также сравнение вычисленных на основе  $i_{best}$  масс ОВ-звезд (справа) по сравнению с модельными из работы [157]

упомянутого выше эффекта расхождения масс О-звезд. Потому исследование корреляций FWHM спектральных линий с углом наклона орбиты с целью поиска анизотропии ветра проводилось для двух наборов данных: 1) в качестве оценки угла наклона орбиты принято значение  $i_{best}$  как наиболее обусловленное наблюдениями, 2) в качестве оценки угла наклона орбиты принято значение  $i_{mass}$  как наиболее доступное и однородное. В табл. 16 суммированы полученные различными методами оценки  $i$  для всех двойных систем типа WR в рассматриваемой выборке, а также для каждой системы приведены значения  $i_{best}$ , выбранные в качестве лучших оценок.

### 3.4 Измерения доплеровских ширин эмиссий WR

В качестве меры доплеровской ширины спектральной линии в настоящей работе использовалась полная ширина профиля линии на половине интенсивности (FWHM). Она определялась на основе параметров аналитической аппроксимации наблюдаемого профиля с учетом инструментального уширения. В качестве базовой аппроксимации профиля линии применялся профиль Фойгта:

$$\varphi(\lambda) = a \cdot V(\lambda - \lambda_0; \sigma, \gamma) = a \cdot \int_{-\infty}^{\infty} G(\lambda' - \lambda_0; \sigma) L(\lambda - \lambda_0 - \lambda'; \gamma) d\lambda', \quad (3.1)$$

где

$$G(x; \sigma) \equiv e^{-x^2/(2\sigma^2)} / \sigma\sqrt{2\pi}, \quad (3.2)$$

Таблица 16 — Оценки углов наклона орбиты для выборки исследованных двойных систем типа WR+ОВ. Представлены оценки, полученные разными методами, и итоговая оценка  $i_{best}$

Система	$i_{phot}, ^\circ$	$i_{vis}, ^\circ$	$i_{pol}, ^\circ$	$i_{spec}, ^\circ$	$i_{mass}, ^\circ$	$i_{best}, ^\circ$
SMC AB 6	57±8 [135]	–	65±7 [158]	–	41 [159], 53±7 [135]	57±8
WR 127	55.3±4.7 [42]	–	55.7±8.2 [33]	55.5±4.7 [119]	90 [118], 52±6	55±5
BAT99 129	78.0±2.0 [160]	–	–	–	73±15 [136]	78.0±2.0
BAT99 19	86±4 [137]	–	–	–	–	86±4
WR 151	61.1±0.7 [40], 53±3 [86]	–	70±2 [161], 68±18 [162]	–	47±3	61.1±0.7
SMC AB 7	–	–	–	60: [138]	70±4 [138]	60±10
WR 31	61.6±1.7 [163]	–	62.0±2.7 [42]	61.7±4.5 [139]	40 [118], 41±3	61.6±1.7
WR 141	–	–	71.7±1.4 [42]	–	52±3	71.7±1.4
WR 62a	–	–	–	–	80: [140]	80±10
WR 139	81.75±1.65 [164], 78.3±0.4 [41]	–	78.8±0.5 [165], 82.8±0.9 [166], 80.8±1.6 [167]	–	69±3	78.3±0.4
WR 133	–	17.9±1.7 [151]	15: [165]	–	19: [159]	17.9±1.7
WR 138	–	84.21±0.06 [149]	–	–	–	84.21±0.06
WR 21	49.6±3.7 [42]	–	62.4±2.2 [42]	68.5±3.3 [139]	48: [118], 54: [159]	49.6±3.7
WR 68a	80±5 [142]	–	–	–	–	80±5
WR 155	68.8±0.6 [39]	–	78.0±1.0 [168], 82.0±0.5 [108]	–	59±4	68.8±0.6
WR 35a	–	–	–	71: [143]	71±10	–
WR 47	67.1±1.9 [169]	–	76.7±1.7 [165]	67±3 [139]	–	67.1±1.9
WR 153	74.0±0.7 [42]	–	78.2±1.0 [165]	–	44±3	78.0±1.0
WR 145	–	–	63±4 [170]	72±5	63±4	–
Brey 22	76: [171]	–	71: [134]	53: [172]	71: [171]	76±10
Brey 32	–	–	–	–	29: [173]	29±10
WR 9	56.8±2.0 [42]	–	68±3 [42]	30: [174]	64 [118], 34-65 [159]	56.8±2.0
WR 48	–	–	–	42±6 [156]	70±6	70±6
WR 30	78.3±5.8 [42]	–	61.2±6.8 [139]	–	90: [118], 73±3	78±6
WR 79	33.6±2.3 [42]	–	44.8±3.0 [165]	28.0±1.1 [155], 24±5 [146], 29±5 [156]	34: [118], 30±3	33.6±2.9
WR 42	40.3±2.9 [42]	–	43.5±3.0 [165]	24±4 [146], 36±7 [156]	38: [118], 39±4	40.3±2.9
WR 140	60.3 ± 0.7 [148]	–	–	–	44: [173]	60.3 ± 0.7
WR 137	–	82.86±0.06 [150]	–	–	–	82.86±0.06
WR 11	–	65.5±0.4 [152]	70: [165]	–	65±8 [175], 53: [159]	65.5±0.4
WR 113	67±3 [176], 70.4±2.3 [42]	–	79.7±2.3 [42]	–	90: [118], 70: [159]	70.4±2.3

$$L(x; \gamma) \equiv \gamma / \pi(x^2 + \gamma^2). \quad (3.3)$$

В некоторых отдельных случаях (низкое спектральное разрешение или сильная Р Суг абсорбция) использовался профиль Гаусса:

$$\varphi(\lambda) = a \cdot G(\lambda - \lambda_0; \sigma) = \frac{a}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-x^2/(2\sigma^2)}. \quad (3.4)$$

FWHM на основе вписанного профиля Фойгта вычислялся по формуле

$$\text{FWHM} \equiv f_V \approx 0.5346 f_L + \sqrt{0.2166 f_L^2 + f_G^2}, \quad (3.5)$$

где  $f_G = 2\sigma\sqrt{2 \ln 2}$  и  $f_L = 2\gamma - \text{FWHM}$  гауссовой и лоренцевой частей профиля Фойгта соответственно.

Для аппроксимации профиля с плоской вершиной для линии С III 5696 Å использовалась другая функция – разность двух сигмоид:

$$\varphi(\lambda) = a \cdot \Sigma(\lambda - \lambda_0 + \Delta\lambda/2; \alpha) - a \cdot \Sigma(\lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda/2; \alpha), \quad (3.6)$$

где под «сигмоидой» понимается функция

$$\Sigma(x; \alpha) \equiv 1/(1 + e^{-\alpha x}), \quad (3.7)$$

а параметр  $\Delta\lambda$  задает расстояние между центральными точками сигмоид и является по своей сути искомым FWHM.

После вычисления FWHM линии по спектрограмме полученная величина должна быть переведена в единицах скорости с учетом инструментального уширения. Для гауссового профиля эта поправка вычисляется по формуле

$$\text{FWHM}_0 [km/s] \equiv c/\lambda_{lab} \cdot \text{FWHM}_0 = c \cdot \sqrt{(\text{FWHM}/\lambda_{lab})^2 - (1/R)^2}, \quad (3.8)$$

где  $\lambda_{lab}$  - несмещенная длина волны исследуемой линии,  $R$  - спектральное разрешение прибора, на котором получен исследованный спектр,  $c = 299792.458$  км/с – скорость света в вакууме. При аппроксимации профилем Фойгта эта поправка применялась только к ширине гауссовской части профиля  $f_G$ . Для широких профилей линии С III 5696 Å влияние инструментального уширения на профиль линии является пренебрежимо малым.

На рис. 3.2 и 3.3 приведены последовательности профилей спектральных линий в спектрах исследованных систем типа WN+OB, нормализованные на максимум потока в соответствующей линии. На рис. 3.4 приведены аналогичные иллюстрации для спектров систем типа WC+OB. В табл. 17 суммированы

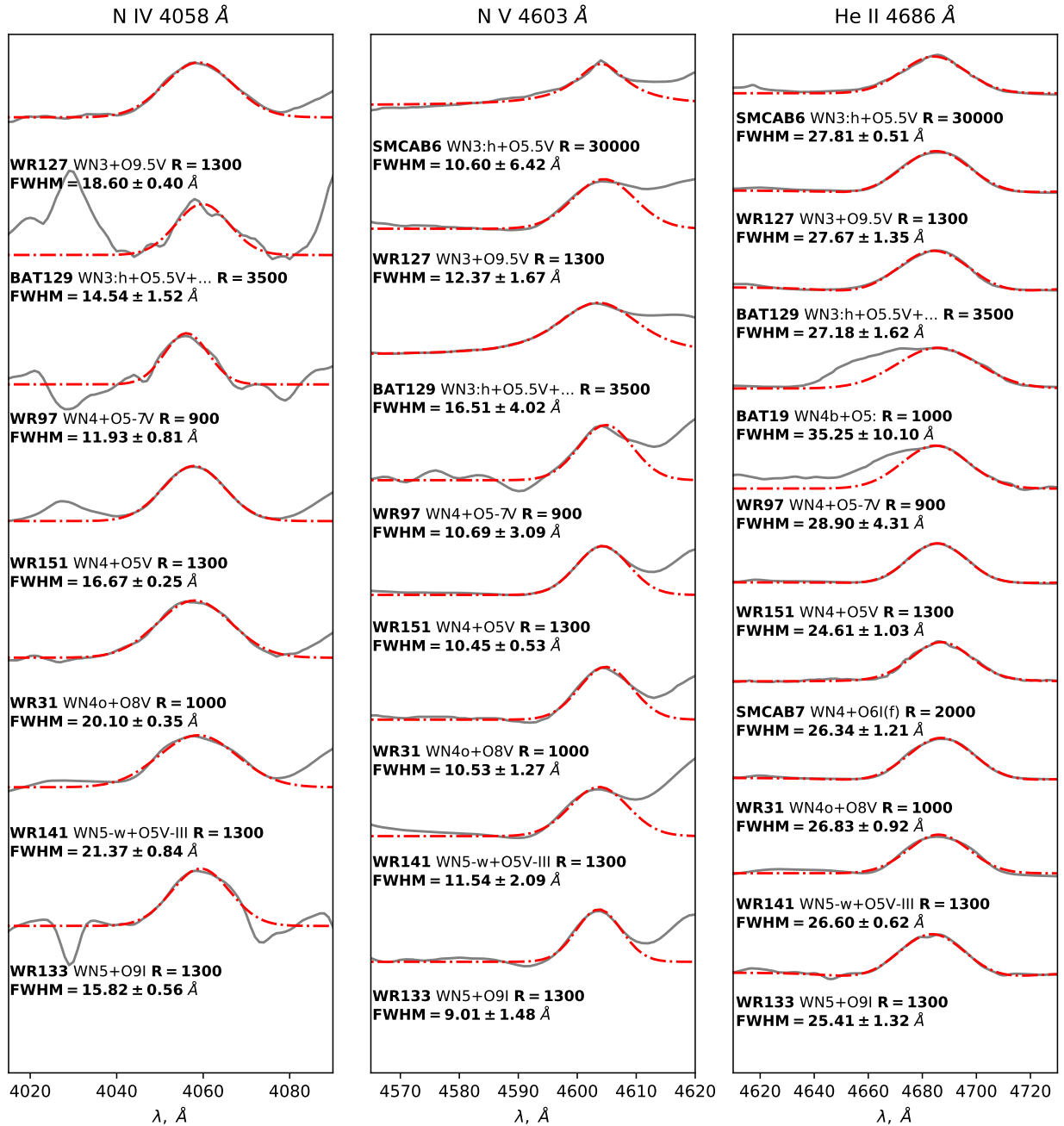


Рисунок 3.2 — Профили эмиссионных линий N IV 4058 Å, N V 4604 Å и He II 4686 Å в спектрах двойных WR+OB систем с компонентами WN

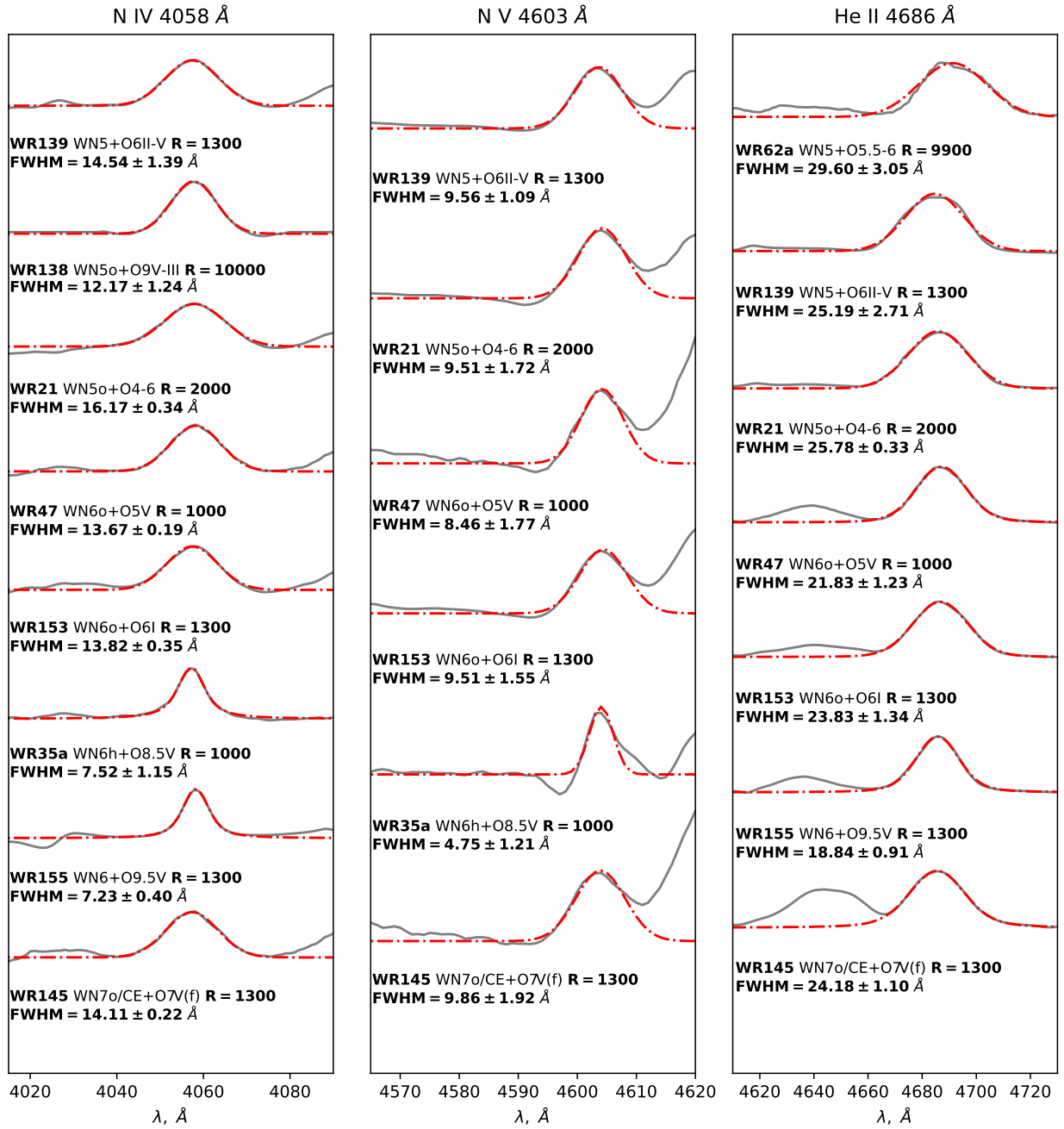


Рисунок 3.3 — Профили эмиссионных линий N IV 4058 Å, N V 4604 Å и He II 4686 Å в спектрах двойных WR+OB систем с компонентами WN (продолжение)

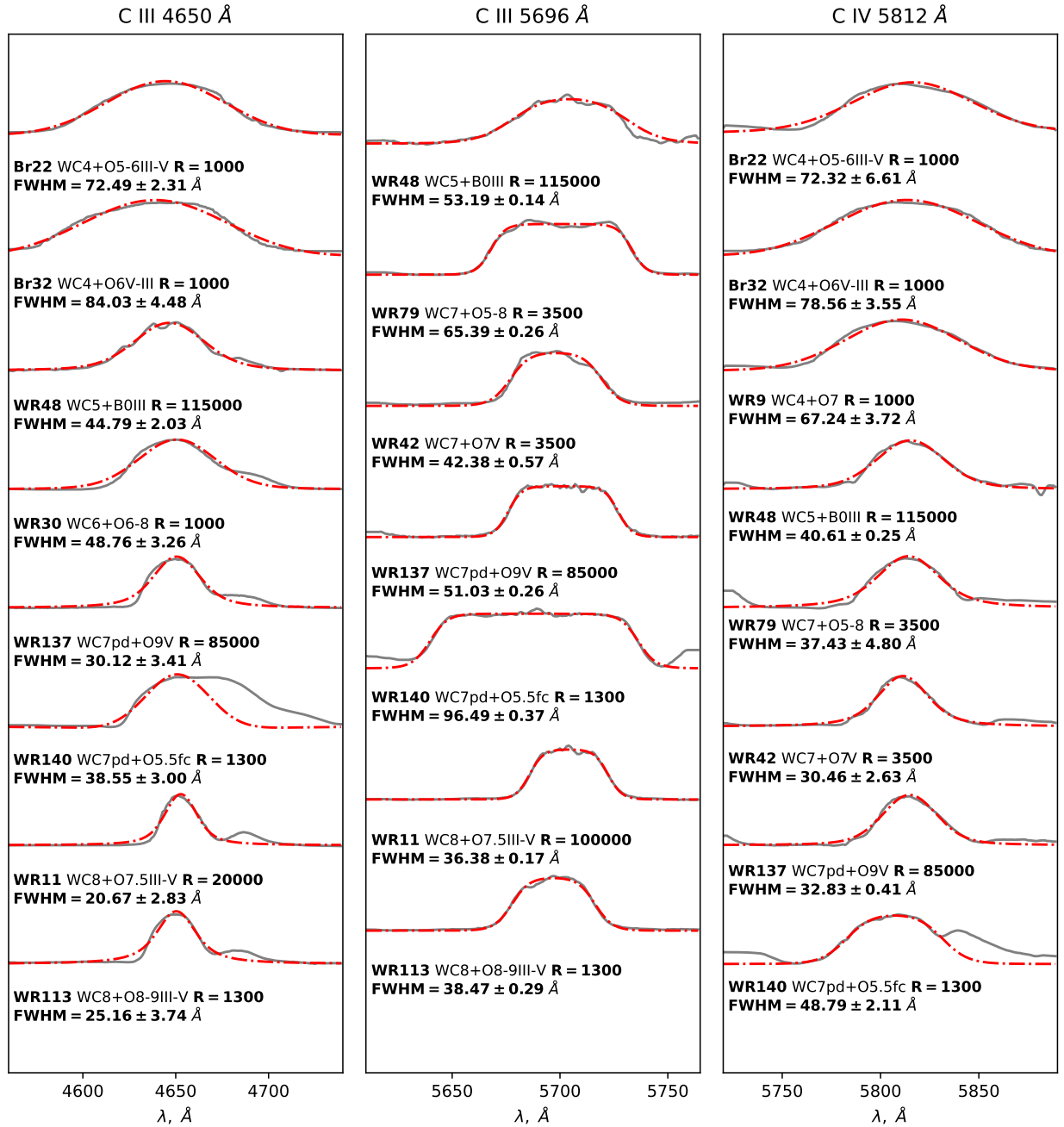


Рисунок 3.4 — Профили эмиссионных линий в спектрах двойных WR+OB систем с компонентами WC

Таблица 17 — Измерения FWHM линий в спектрах WR+OB систем: в левой части таблицы — результаты измерений для двойных систем с компонентами WN, в правой части таблицы — измерения для двойных систем с компонентами WC

Система	$\text{FWHM}_{N\ IV}^{4058}$	$\text{FWHM}_{N\ V}^{4603}$	$\text{FWHM}_{He\ II}^{4686}$	Система	$\text{FWHM}_{C\ III}^{4650}$	$\text{FWHM}_{C\ III}^{5696}$	$\text{FWHM}_{C\ IV}^{5811}$
SMC AB 6	—	$700 \pm 400$	$1780 \pm 30$	Brey 22	$4660 \pm 150$	—	$3720 \pm 340$
WR 127	$1360 \pm 30$	$770 \pm 110$	$1760 \pm 90$	Brey 32	$5410 \pm 290$	—	$4040 \pm 180$
BAT99 129	$1070 \pm 110$	$1070 \pm 260$	$1740 \pm 100$	WR 9	—	—	$3460 \pm 190$
BAT99 19	—	—	$2240 \pm 650$	WR 48	$2890 \pm 130$	$2799 \pm 7$	$2095 \pm 13$
WR 151	$1210 \pm 18$	$640 \pm 40$	$1550 \pm 70$	WR 30	$3130 \pm 210$	—	—
SMC AB 7	—	—	$1680 \pm 80$	WR 79	—	$3440 \pm 14$	$1930 \pm 250$
WR 31	$1454 \pm 26$	$720 \pm 80$	$1690 \pm 60$	WR 42	—	$2230 \pm 30$	$1570 \pm 140$
WR 141	$1560 \pm 60$	$720 \pm 140$	$1690 \pm 40$	WR 140	$2480 \pm 190$	$5073 \pm 20$	$2510 \pm 110$
WR 62a	—	—	$1770 \pm 590$	WR 137	$1940 \pm 220$	$2686 \pm 14$	$1693 \pm 21$
WR 139	$1050 \pm 100$	$580 \pm 70$	$1600 \pm 170$	WR 11	$1330 \pm 180$	$1915 \pm 9$	—
WR 133	$1150 \pm 40$	$540 \pm 100$	$1610 \pm 80$	WR 113	$1610 \pm 240$	$2011 \pm 15$	—
WR 138	$900 \pm 90$	—	—				
WR 21	$1185 \pm 25$	$600 \pm 110$	$1642 \pm 21$				
WR 68a	$1080 \pm 100$	—	$1440 \pm 100$				
WR 155	$482 \pm 29$	—	$1180 \pm 60$				
WR 35a	$470 \pm 90$	$210 \pm 40$	—				
WR 47	$964 \pm 14$	$460 \pm 120$	$1369 \pm 80$				
WR 153-A	$995 \pm 26$	$580 \pm 100$	$1510 \pm 90$				
WR 145	$1017 \pm 17$	$600 \pm 130$	$1530 \pm 70$				

получены измерения ширины спектральных линий в спектрах исследуемых систем с учетом инструментальных поправок.

### 3.5 Исследование корреляции доплеровских ширин эмиссий WR в двойных типа WR+OB и угла наклона плоскости орбиты двойной системы

#### 3.5.1 Случай систем WN+OB

Рассмотрим вначале простой анализ полученных нами данных по ширинам линий WR и наклонениям орбит двойных систем типа WR+OB,

аналогичный подходу Асланова и Черепашука [133]. Для этого рассмотрим зависимость FWHM от  $i$  для звезд WN одного спектрального подкласса. На рис. 3.5 построены зависимости FWHM линий в спектрах WN+OB двойных систем от угла наклона орбиты  $i$  для измерений, сгруппированных по спектральным подклассам WN. За недостатком наблюдений WN+OB систем со звездами WN ранних и поздних классов мы объединили данные в интервалах подклассов 3-4 и 6-7. Как обсуждалось в разделе 3.3, для анализа применялось два набора оценок  $i$ :  $i_{best}$  и  $i_{mass}$ . Каждый набор значений  $i$  использовался для одного и того же набора измерений ширин эмиссионных линий, что позволяет проверить чувствительность наших результатов к ошибкам в определении  $i$ . Коэффициенты наклона прямых, аппроксимирующих зависимости FWHM( $i$ ) для разных наборов  $i$ , практически во всех случаях оказываются близки к нулю (в пределах одного-двух среднеквадратичных отклонений). В некоторых случаях, например для линии N IV 4058 Åи спектральных классов WN 6-7 (левая нижняя панель на рис. 3.5) наклоны прямых, соответствующих аппроксимации зависимости FWHM( $i$ ) при выборе  $i_{best}$  или  $i_{mass}$ , имеют противоположные направления. Все это свидетельствует о незначительном характере зависимости FWHM( $i$ ).

Теперь исследуем вариации FWHM линий в зависимости от  $i$  для всего диапазона спектральных подклассов WN. Ожидается, что наиболее существенно доплеровские ширины эмиссионных линий в спектрах двойных WN+OB звезд будут чувствительны к спектральному подклассу WN, поэтому имеет смысл рассматривать зависимости FWHM от номера подкласса WN и  $i$  одновременно. На рис. 3.6 построены двумерные зависимости FWHM от числового спектрального подкласса WN и двух вариантов оценок  $i$ . Методом наименьших квадратов на каждом графике проведена оптимальная плоскость. В подзаголовке каждого графика приведены коэффициенты соответствующей плоскости и ошибки их определения. Во всех случаях коэффициент при  $i$  оказывается весьма мал, а его погрешность превосходит сам коэффициент. Это свидетельствует об отсутствии значимой зависимости ширин линий от наклона орбиты  $i$ .

Перейдем к более тонкому анализу данных, принимая во внимание также спектральный класс спутника звезды WN (классом светимости OB-звезды и дополнительными спектральными характеристиками WR и OB мы пренебрегаем). Поскольку визуализировать зависимость FWHM сразу от трех параметров проблематично, а также ввиду того, что возможная зависимость от  $i$  имеет меньшую выраженность по сравнению с влиянием спектрального класса,

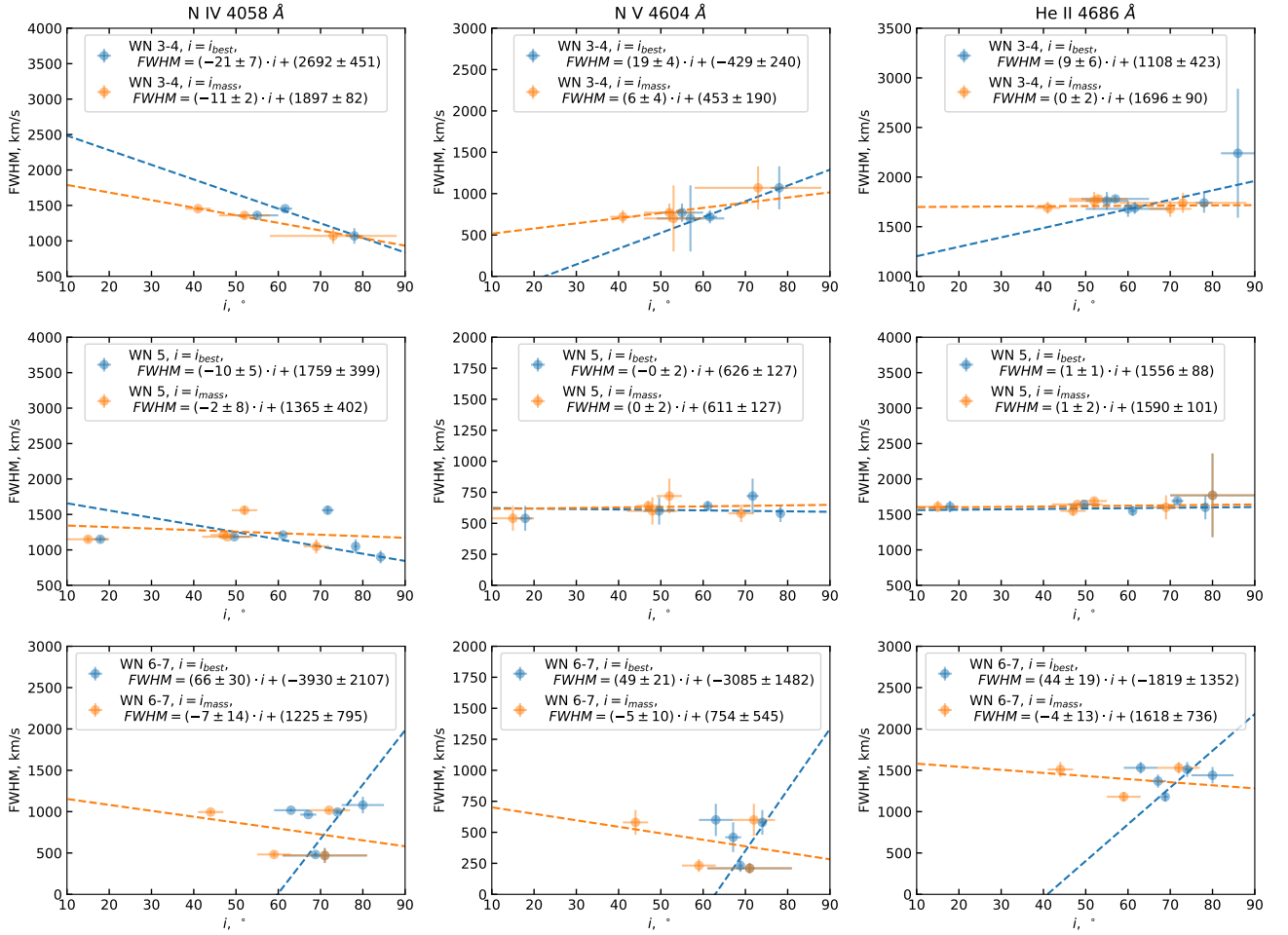


Рисунок 3.5 — Зависимости FWHM линий в спектрах WN+OB двойных систем от угла наклона орбиты  $i$  для измерений, сгруппированных по спектральным подклассам WN. На каждом графике приведен один набор ширин линий FWHM в зависимости от выбора значения  $i$ :  $i = i_{best}$  (синие точки),  $i = i_{mass}$  (оранжевые точки); коричневым показаны точки, совпадающие в обоих наборах (т. е. когда принято  $i_{best} = i_{mass}$ )

Таблица 18 — Коэффициенты плоскостей  $FWHM = A + B \cdot WN + C \cdot OB \equiv \langle WN + OB \rangle$ , проведенных на рис. 3.7.  $R(X,Y)$  обозначен коэффициент корреляции Пирсона величин  $X$  и  $Y$

Линия	A	B	C	$R(FWHM,WC)$	$R(FWHM,OB)$	$R(FWHM,\langle WN + OB \rangle)$
N IV 4058 Å	2286±6	-150±63	-64±45	-0.510	-0.299	0.630
N V 4604 Å	1486±6	-118±34	-43±33	-0.700	-0.373	0.791
He II 4686 Å	2509±6	-121±37	-44±34	-0.642	-0.315	0.718

представляется логичным следующий подход: сперва на основе измеренных значений FWHM мы строим двумерную зависимость от спектральных подклассов WN и OB в виде оптимальной плоскости, а затем анализируем корреляции с

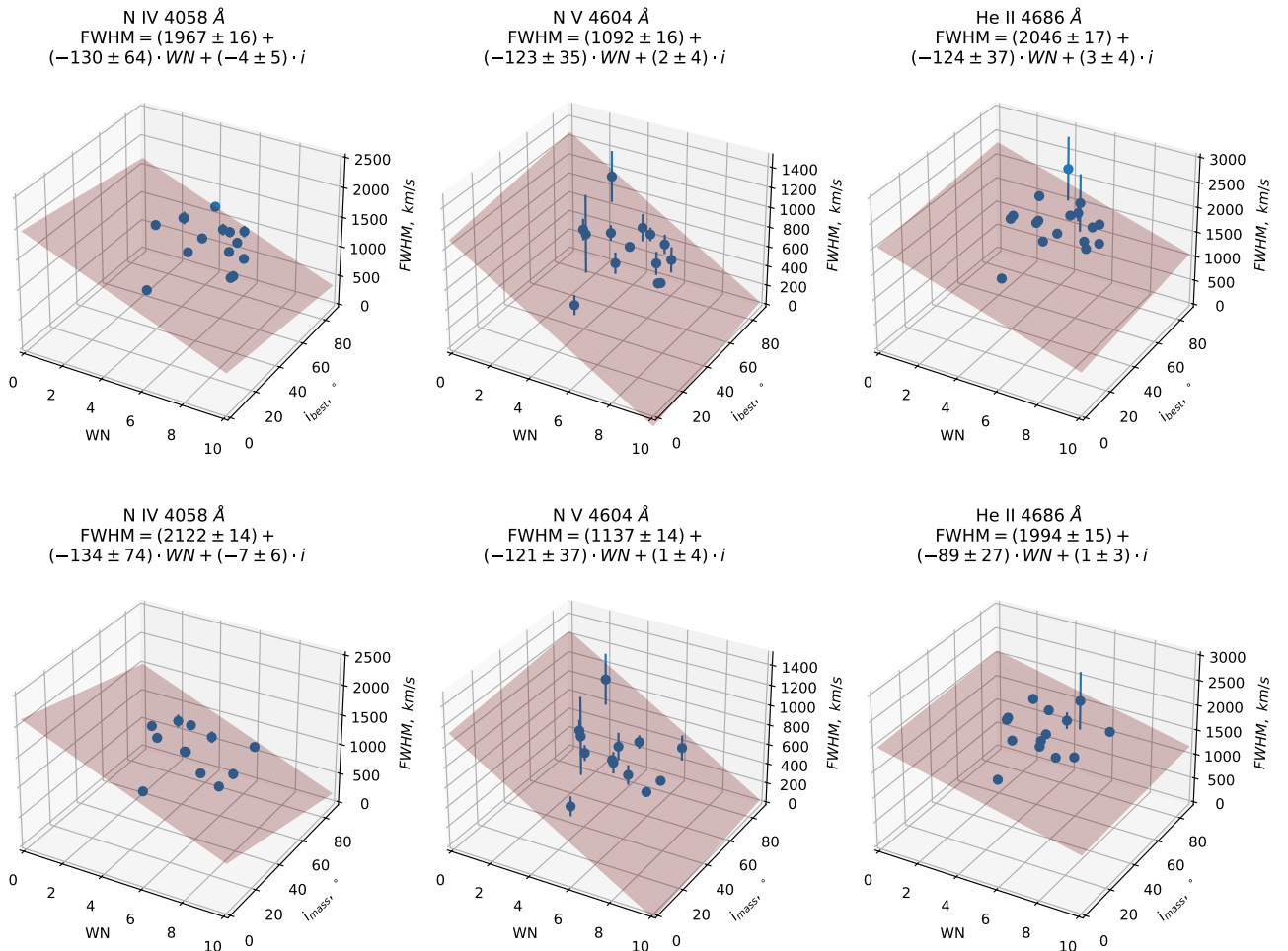


Рисунок 3.6 — Двумерные зависимости FWHM линий в спектрах WN+OB двойных систем от числового значения спектрального подкласса WN и угла наклона орбиты  $i$ : сверху -  $i = i_{best}$ , снизу -  $i = i_{mass}$ . Для каждого случая методом наименьших квадратов (МНК) проведена оптимальная плоскость

углом наклона орбиты для остаточных уклонений от плоскости «WN-OB» (т. е. для значений FWHM, редуцированных за спектральный класс системы).

На рис. 3.7 показаны проекции трехмерных графиков зависимости FWHM линий от числовых подклассов WN и OB звезды. Видно, что эти распределения группируются вблизи выделенных плоскостей (на рис. 3.7 показаны плоскости, проведенные методом наименьших квадратов). В табл. 18 перечислены найденные по МНК коэффициенты для данных плоскостей.

На рис. 3.8 показаны зависимости FWHM от угла наклона  $i$  для измеренных значений FWHM (вверху) и для остаточных отклонений от проведенных на рис. 3.7 плоскостей (внизу). На графиках рис. 3.8, соответствующих нередуцированным за плоскость WN-OB значениям FWHM, можно увидеть

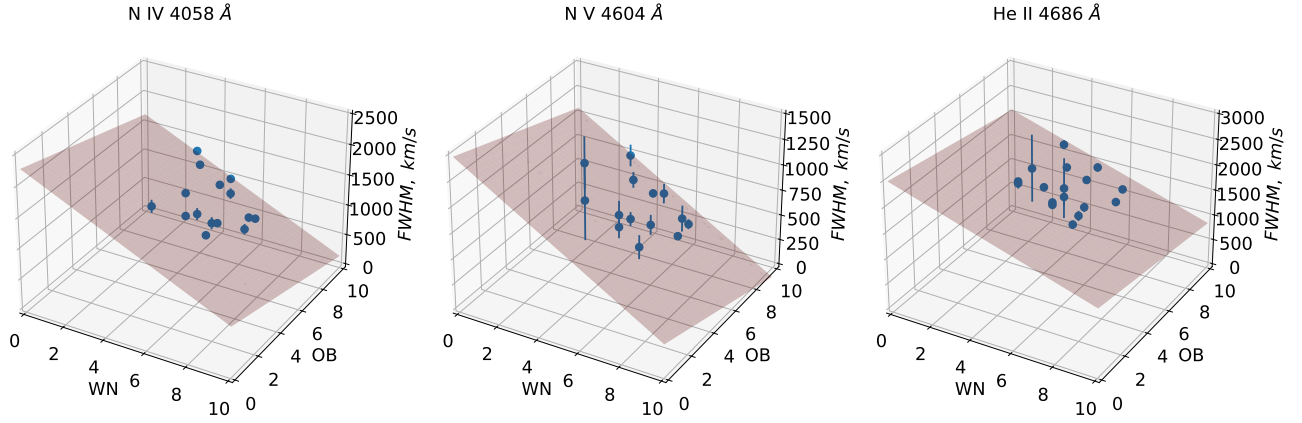


Рисунок 3.7 — Зависимости FWHM линий в спектрах WN+OB двойных систем от числового значения спектрального подкласса WN и OB. Для каждой линии методом наименьших квадратов (МНК) проведена оптимальная плоскость, используемая для дальнейшей редукции данных за спектральный класс

некоторую систематику: FWHM имеет выраженный максимум в районе  $i \simeq 50^\circ - 55^\circ$ , особенно заметный на графике для линии N V 4604 Å. В то же время на графиках, при построении которых из FWHM была вычтена построенная на рис. 3.7 плоскость, не показывают столь выраженной «волны», а разброс точек можно считать укладывающимся в ошибки измерения. Таким образом, после редукции за спектральный класс зависимость FWHM трех сильных линий разных ионов в спектрах WN не показывает поведения, которое можно было бы явно отождествить с эффектом ориентации несимметричного звездного ветра.

Таблица 19 — Коэффициенты корреляции для зависимостей, построенных на рис. 3.8: FWHM - для измеренных значений,  $rFWHM$  - для редуцированных за спектральный класс.

Оценка $i$	$FWHM_{N IV}$	$FWHM_{N V}$	$FWHM_{He II}$	$rFWHM_{N IV}$	$rFWHM_{N V}$	$rFWHM_{He II}$
$i_{best}$	-0.218	0.070	-0.036	-0.386	0.003	0.057
$i_{mass}$	-0.404	0.006	0.097	-0.543	0.004	-0.128

В табл. 19 суммированы результаты данного раздела в виде коэффициентов корреляции Пирсона для угла наклона орбиты  $i$  (для двух наборов данных:  $i = i_{best}$  и  $i = i_{mass}$ ) и 1) наблюдаемых значений FWHM 2) остаточных уклонений FWHM от плоскости «WN-OB» (которые мы называем «редуцированными» ширинами и обозначаем  $rFWHM$ ). Коэффициенты корреляции для

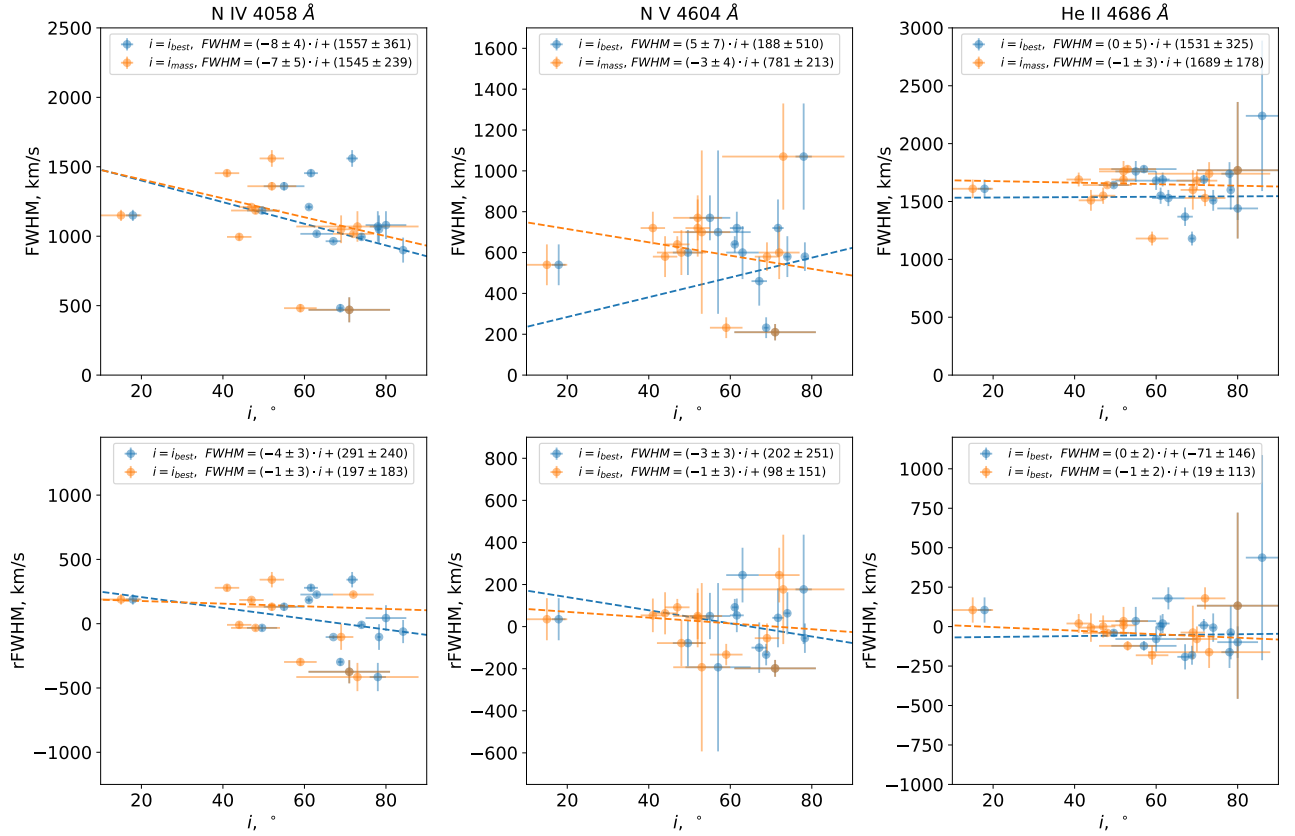


Рисунок 3.8 — Зависимости FWHM линий в спектрах WN+OB двойных систем от угла наклона орбиты: сверху - для измеренных значений FWHM, внизу - для значений FWHM, редуцированных за спектральный класс WN+OB системы путем вычитания плоскости, построенной на рис. 3.7. Синим показаны точки, построенные по значению  $i = i_{best}$ , оранжевым – по значению  $i = i_{mass}$ , коричневым – точки, совпадающие в обоих наборах измеренных значений FWHM от спектральных подклассов WN и OB по отдельности и от соответствующей оптимальной плоскости линейной комбинации подклассов WN и OB также даны в табл. 18. Видно, что во всех случаях коэффициенты корреляции ширин линий со значениями  $i_{best}$  и  $i_{mass}$  по модулю существенно меньше 0.5, что свидетельствует о незначительном характере этих корреляций.

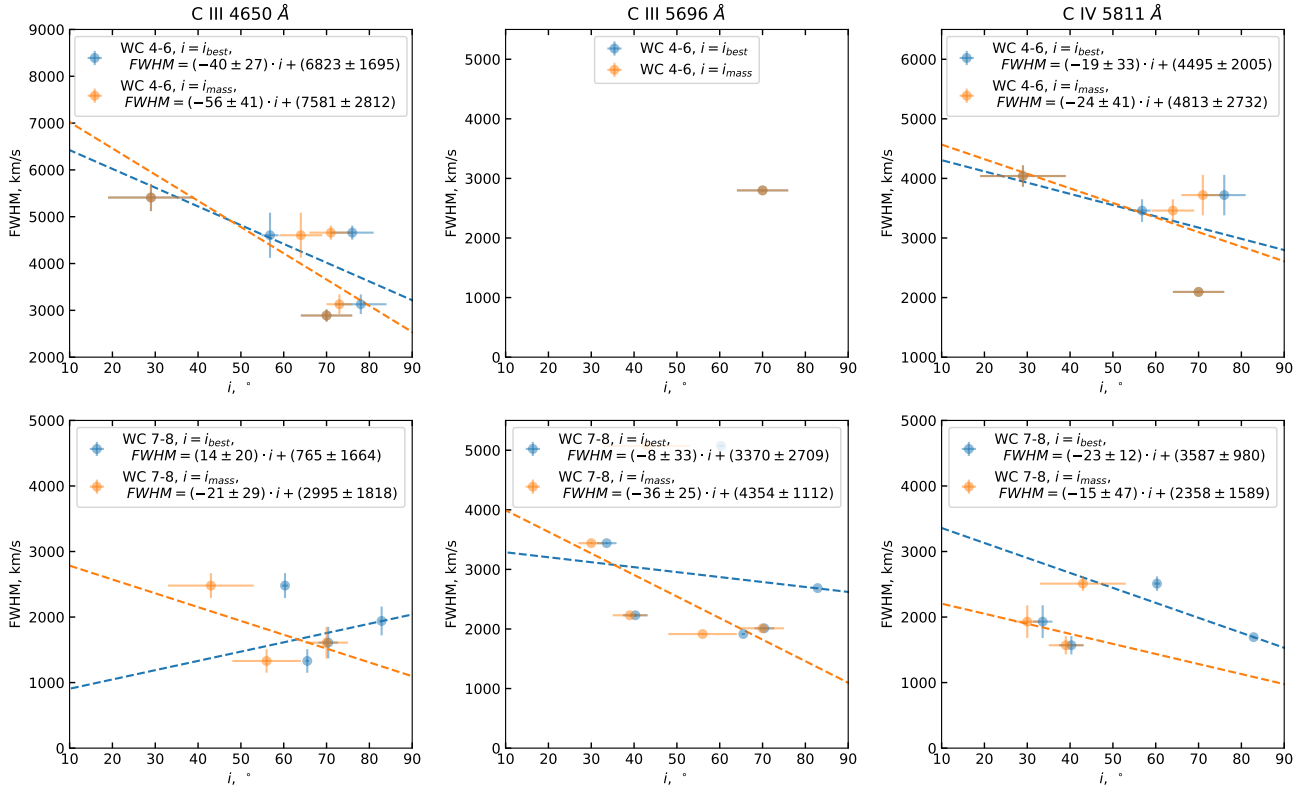


Рисунок 3.9 — Зависимости FWHM линий в спектрах WC+OB двойных систем от угла наклона орбиты  $i$  для измерений, сгруппированных по спектральным подклассам WC. Синим показаны точки, построенные по значению  $i = i_{best}$ , оранжевым — по значению  $i = i_{mass}$ , коричневым — точки, совпадающие в обоих наборах

### 3.5.2 Случай систем WC+OB

Анализ результатов измерений FWHM линий в спектрах систем типа WC+OB начнем, как и в предыдущем разделе, с простой группировки по спектральным классам. На рис. 3.9 построены зависимости FWHM линий в спектрах WC+OB двойных систем от угла наклона орбиты  $i$  для измерений, сгруппированных по спектральным подклассам WC (4-6 и 7-9). На рис. 3.10 построены двумерные зависимости FWHM линий в спектрах WC+OB двойных систем от спектрального подкласса WC угла наклона орбиты  $i$ . Простой анализ, также как и в случае WN+OB систем, не выявляет какой-либо существенной корреляции между ширинами линий и ориентацией орбиты.

Продолжим более детальное рассмотрение влияния спектрального класса системы. На рис. 3.11 построены графики зависимости FWHM трех измеренных

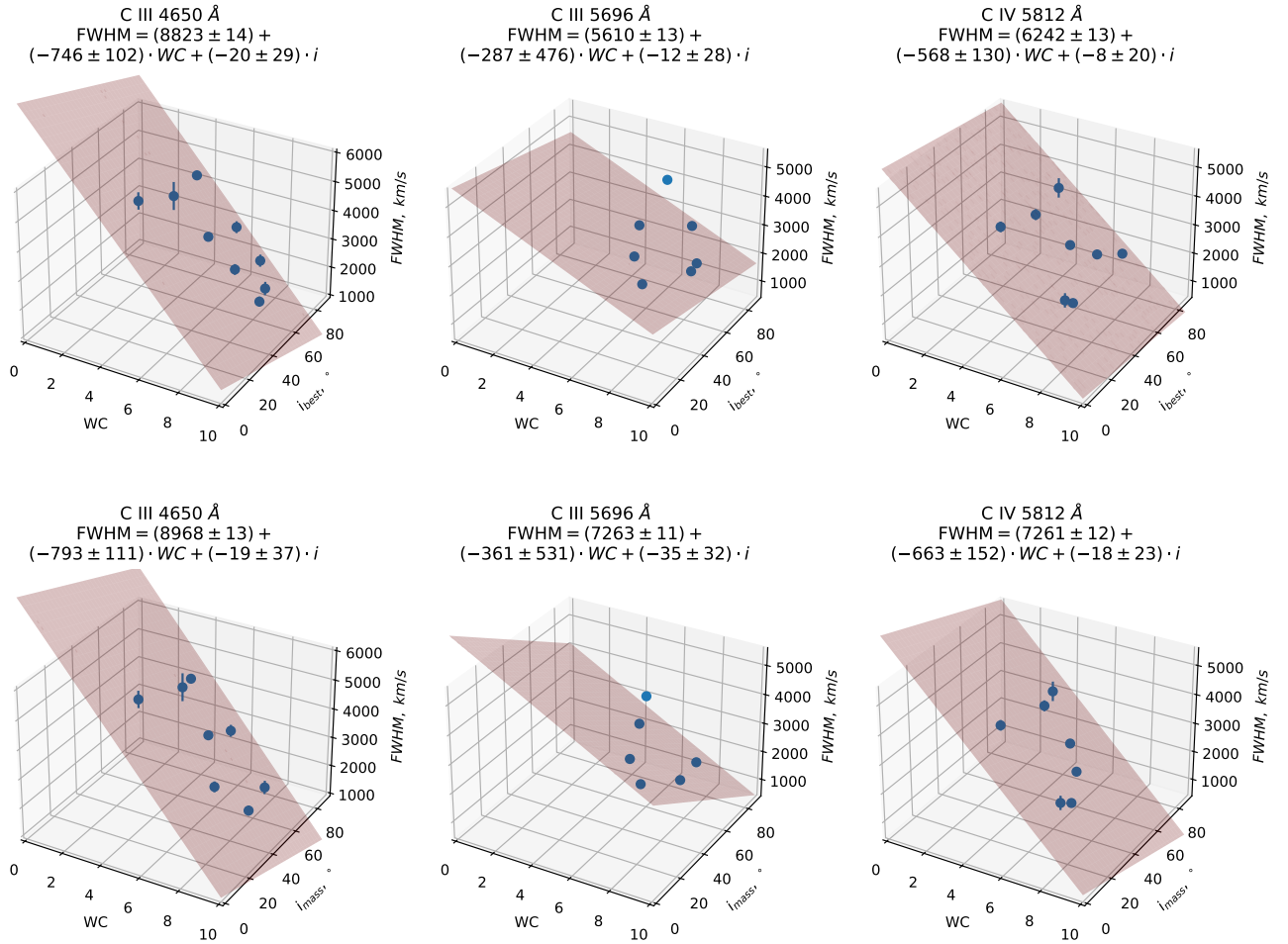


Рисунок 3.10 — Двумерные зависимости FWHM линий в спектрах WC+OB двойных систем от числового значения спектрального подкласса WN и угла наклона орбиты  $i$ : сверху -  $i = i_{best}$ , снизу -  $i = i_{mass}$ . Для каждого случая методом наименьших квадратов (МНК) проведена оптимальная плоскость

Таблица 20 — Коэффициенты плоскостей  $FWHM = A + B \cdot WC + C \cdot OB \equiv \langle WC + OB \rangle$ , проведенных на рис. 3.11

Линия	A	B	C	$R(FWHM, WC)$	$R(FWHM, OB)$	$R(FWHM, \langle WC + OB \rangle)$
C III 4650 Å	$8987 \pm 5$	$-780 \pm 100$	$-180 \pm 270$	-0.950	-0.409	0.975
C III 5696 Å	$11045 \pm 5$	$-620 \pm 480$	$-510 \pm 180$	-0.253	-0.717	0.891
C IV 5812 Å	$7346 \pm 5$	$-560 \pm 130$	$-230 \pm 190$	-0.871	-0.448	0.976

линий от числовых значений спектральных подклассов WC и OB и методом наименьших квадратов проведены оптимальные плоскости, коэффициенты которых представлены в табл. 20. Здесь мы видим практически полную обусловленность значения FWHM спектральным классом системы ( $R \gtrsim 0.9$ ), причем для линий C III 4650 Å и C IV 5812 Å в эту обусловленность подавляющий вклад

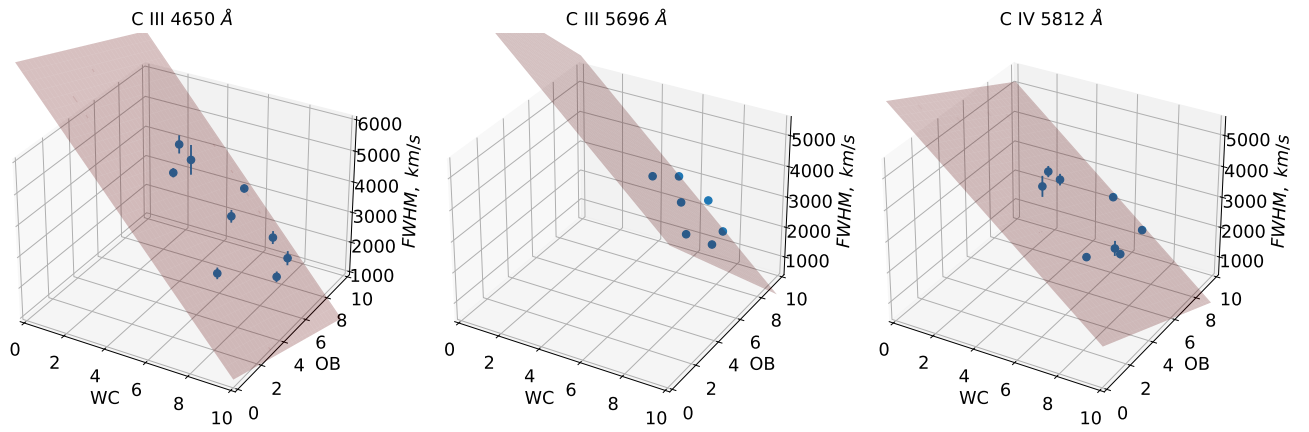


Рисунок 3.11 — Зависимости FWHM линий в спектрах WC+OB двойных систем от числового значения спектрального подкласса WC и OB. Для каждой линии методом наименьших квадратов (МНК) проведена оптимальная плоскость, используемая для дальнейшей редукции данных за спектральный класс

Таблица 21 — Коэффициенты корреляции для зависимостей, построенных на рис. 3.12: FWHM - для измеренных значений, rFWHM - для редуцированных за спектральный класс

Оценка $i$	$FWHM_{C III}^{\lambda 4650}$	$FWHM_{C III}^{\lambda 5696}$	$FWHM_{C IV}^{\lambda 5811}$	$rFWHM_{C III}^{\lambda 4650}$	$rFWHM_{C III}^{\lambda 5696}$	$rFWHM_{C IV}^{\lambda 5811}$
$i_{best}$	-0.507	-0.166	0.114	-0.515	0.572	-0.015
$i_{mass}$	-0.281	-0.442	0.197	-0.388	0.233	-0.531

вносит спектральный подкласс WC, в то время как ширина линии C III 5696 Å более чувствительна к спектральному подклассу «нормальной» звезды OB.

На рис. 3.12 построены графики зависимости FWHM линий WC от значения угла наклона орбиты  $i$  (обозначения аналогичны таковым на рис. 3.8). Ни измеренные значения FWHM, ни редуцированные за спектральный класс ни в одном из случаев не показывают существенной корреляции с  $i$ .

В табл. 21 суммированы результаты данного раздела (аналогично табл. 19 в разделе 3.5.1). Как и для систем типа WN+OB, коэффициенты корреляции для всех измерений оказываются меньше 0.5 по модулю.

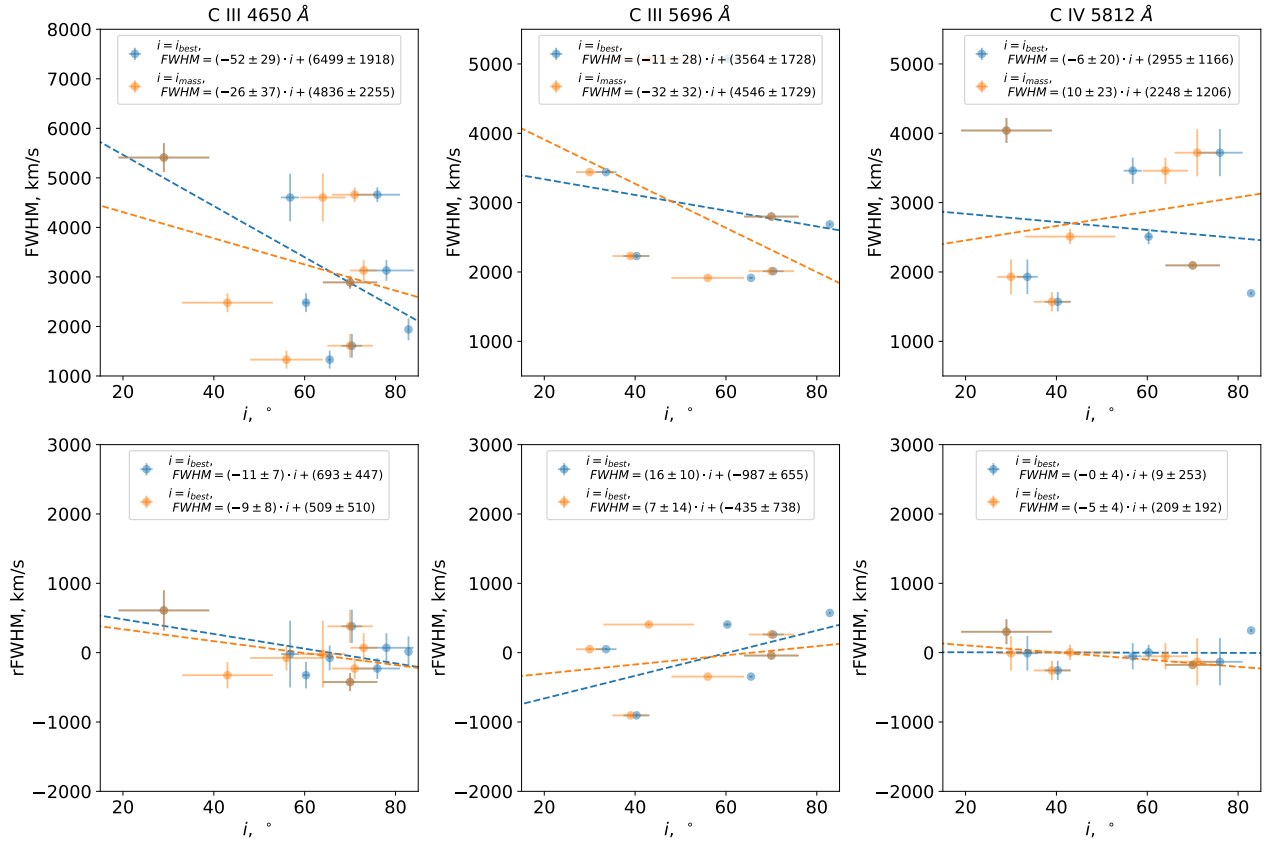


Рисунок 3.12 — Зависимости FWHM линий в спектрах WC+OB двойных систем от угла наклона орбиты: сверху - для измеренных значений FWHM, внизу - для значений FWHM, редуцированных за спектральный класс WC+OB системы путем вычитания плоскости, построенной на рис. 3.11. Синим показаны точки, построенные по значению  $i = i_{best}$ , оранжевым – по значению  $i = i_{mass}$ , коричневым – точки, совпадающие в обоих наборах

### 3.6 Выводы

Темп потери массы звездами WR является важнейшим физическим параметром, определяющим эволюцию этой и дальнейших стадий существования массивных звезд. Для корректного его определения из наблюдений требуется модель, учитывающая структуру звездного ветра. Для методов, использующих для оценки  $\dot{M}_{WR}$  профили спектральных линий или длинноволновый континуум, для верной интерпретации важен правильный учет клочковатости звездного ветра (т. н. «clumping», см. [177–179]). Метод, использующий для оценки темпа потери массы звездами WR наблюдения медленной эволюции орбиты тесных двойных систем (ТДС) с компонентами WR [32; 45], свободен от влияния мел-

комасштабных неоднородностей, однако может оказаться чувствительным к крупномасштабной сферической асимметрии ветра WR. Причинами возможной анизотропии истечения ветра с поверхности звезды WR могут выступать быстрое вращение или сильные магнитные поля, измерение которых затруднено оптически-толстой протяженной атмосферой, а также влияние гравитационного поля второй звезды в системе. Совокупное влияние нескольких факторов (а также взаимодействие с межзвездной средой, МЗС) может приводить к сложной кинематике звездного ветра и нетривиальной морфологии, как это имеет место, например, для планетарных туманностей с [WR] и wels-ядрами [180]. Для ТДС с «классическими» звездами WR с темпом потери массы  $\dot{M}_{WR} \sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$  и терминальными скоростями  $v_{\infty} \gtrsim 1500$  км/с взаимодействием с МЗС на масштабе орбиты можно пренебречь.

Влияние быстрого вращения WR на кинематику ветра с формированием экваториальной дископодобной структуры неоднократно обсуждалось ранее, особенно в рамках гипотезы о природе звезд WR как молодых массивных аккрецирующих звезд [181] и проблемы дополнительного источника ускорения ветра WR [132]. Эти соображения побудили к поиску эффектов ориентации ветров WR как в ранней работе Асланова и Черепашука [133], так и в рамках настоящего исследования. Что касается влияния ОВ-спутника на структуру ветра, то обычно им можно пренебречь, за исключением небольшой области столкновения звездных ветров. Эта область, как указывалось выше, может быть аппроксимирована конусом [155], характерные углы раскрытия которого лежат в пределах  $5^{\circ}$ - $35^{\circ}$  [146; 155; 156]. Для долгопериодических WR+ОВ и WR+WR систем ( $P \gtrsim 1000$  сут.) в области столкновения ветров может конденсироваться пыль, а анизотропия сталкивающихся ветров в совокупности с орбитальным движением звезд может приводить к довольно причудливой морфологии наблюдаемого в ИК пылевого шлейфа [182]. В короткопериодических системах типа WR+ОВ столкновение ветров приводит к выделению электромагнитного излучения в рентгеновском диапазоне спектра [183], за исключением некоторых тесных ТДС типа WR+ОВ, например CQ Cep [184] или недавно открытой системы LS III +44 21.

Описанный в этой главе детальный анализ зависимости  $\text{FWHM}(i)$  для эмиссионных линий различных ионов, наблюдающихся в спектрах двойных типа WR+ОВ со звездами WR различных спектральных подклассов, не выявил однозначной корреляции ни для измеренных значений FWHM, ни для их значе-

ний, редуцированных по спектральному классу. Таким образом, можно сделать вывод о том, что на исследованной выборке звезд WR их ветер не обнаруживает крупномасштабной анизотропии.

## Глава 4. Эмпирическая зависимость темпа потери массы звездой WR от ее массы

*Данная глава основана на работах 1-4 из списка публикаций по теме диссертации*

### 4.1 Цели и постановка задачи

Получение надежных оценок  $\dot{P}$  для нескольких звезд WR и расчет на их основе темпов потери массы  $\dot{M}_{WR}$  позволяет исследовать зависимость темпа потери массы звезды WR от ее массы  $M_{WR}$ . Знание этой зависимости чрезвычайно важно для нашего понимания поздних стадий эволюции массивных звезд. В частности, соотношение  $\dot{M}_{WR} - M_{WR}$  дает возможность на основе наблюдаемого спектра масс звезд WR оценить распределение масс звезд WR и их углеродно-кислородных ядер в самом конце этой стадии перед гравитационным коллапсом ядра (см. следующую главу). Целью настоящей главы является проверка корреляции темпа потери массы звездами WR с их массами и численная аппроксимация этой зависимости на основе динамических оценок  $\dot{M}_{WR}$ . Ключевой задачей, решение которой требуется для достижения поставленной цели, является вычисление  $\dot{M}_{WR}$  на основе оценок  $\dot{P}$ , полученных для нескольких двойных систем типа WR+OB в главе 2.

Исследование корреляции доплеровских ширин эмиссионных линий в спектрах WR и углов наклона орбит систем типа WR+OB, описанное в главе 3, не выявило существенной анизотропии ветра, что обосновывает применимость классических формул джинсовской моды для оценки  $\dot{M}_{WR}$ . С другой стороны, в работе [45] было показано, что в случае наиболее тесных систем типа WR+OB, когда источник ветра нельзя считать точечным, учет размера истекающей звезды может вносить большой вклад в расчет величины  $\dot{M}_{WR}$ . Кроме того, в случае CQ Cep  $\dot{P} < 0$ , что не может быть объяснено в рамках модели джинсовской моды и требует отдельного рассмотрения.

В разделе 4.2, следуя работам [3] и [45], приводится описание классических мод орбитальной эволюции ТДС и их обобщение на случай звезд с конечными

радиусами, а также оценивается вклад обобщающих эффектов в величину  $\dot{P}$  для исследуемых в настоящей диссертационной работе двойных систем типа WR+OB. В разделе 4.3 приведены полученные оценки  $\dot{M}_{\text{WR}}$  для четырех исследованных систем типа WR+OB, в случае которых было зафиксировано вековое увеличение орбитального периода. Данные оценки вместе с оценками масс звезд WR в этих системах накладываются на степенную зависимость  $\dot{M}_{\text{WR}}$  от  $M_{\text{WR}}$  с показателем степени около 1.7. Также в разделе 4.3 приводится сравнение с оценками  $\dot{M}_{\text{WR}}$ , полученными другими методами. В разделе 4.4 формулируются выводы главы.

## 4.2 О вычислении темпа потери массы звездой WR по эволюции орбитального периода ТДС типа WR+OB

### 4.2.1 Классические моды орбитальной эволюции ТДС

Рассмотрим задачу об изменении орбитальных параметров тесной двойной звездной системы (ТДС) при наличии истечения вещества с одной из звезд (звездный ветер). Для простоты будем считать орбиту круговой. В случае разных характерных скоростей этого истечения приходится рассматривать три различные абстрактные модели эволюции (моды), в которых параметры орбиты звездной системы изменяются различным образом [1; 3]. Для орбитальной эволюции ТДС типа WR+OB наиболее характерна т. н. джинсовская мода, но для наиболее тесных систем возможен также перенос массы между компонентами, приводящий к орбитальной эволюции в медленной моде. Случай промежуточной моды с образованием околозвездного кольца требует более медленного истечения вещества из системы, но может реализовываться частично в виде неконсервативного массообмена.

## Джинсовская мода

Данная модель предполагает сферически-симметричный высокоскоростной отток вещества от одной из компонент (скорость значительно превышает вторую космическую). Она применима и в том случае, когда истечение происходит в виде двух симметричных противоположно направленных коллимированных джетов. При этом уносимый из системы угловой момент составляет долю полного орбитального момента, пропорциональную массе истекающей звезды (в пренебрежении собственным вращением звёзд):

$$\Delta J_{orb} = \frac{M_1}{M_1 + M_2} J_{orb}. \quad (4.1)$$

Можно показать, что в случае джинсовской моды существует следующий интеграл движения:

$$(M_1 + M_2)a(1 - e^2) = const, \quad (4.2)$$

который в случае круговой орбиты ( $e = 0$ ) сводится к выражению

$$(M_1 + M_2)a = const. \quad (4.3)$$

Из последнего выражения следует, если реализуется потеря массы системой в виде джинсовской моды, радиус орбиты  $a$  возрастает со временем. Начальные («0») и конечные («f») значения  $a$  и  $(M_1 + M_2)$  связаны соотношением

$$\frac{a_f}{a_0} = \frac{(M_1 + M_2)_0}{(M_1 + M_2)_f}. \quad (4.4)$$

Используя связь  $a$  и  $P$  (третий закон Кеплера), получим формулу для векового возрастания орбитального периода:

$$\frac{dP}{P} = -2 \frac{d(M_1 + M_2)}{M_1 + M_2}. \quad (4.5)$$

## Медленная мода

Если скорости выбрасываемого вещества меньше скорости убегания из системы, вся выброшенная материя захватывается вторым компонентом. Поэтому

в медленной моде суммарная масса компонент сохраняется:

$$M_1 + M_2 = \text{const.} \quad (4.6)$$

Поскольку потери углового момента также отсутствуют, можно, пренебрегая спин-орбитальным взаимодействием, считать орбитальный угловой момент системы постоянным:

$$J_{orb} = G^{1/2} \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^{1/2}} a^{1/2} (1 - e^2)^{1/2} = \text{const}, \quad (4.7)$$

Для чисто кругового движения ( $e = 0$ ) отсюда легко можно выразить радиус орбиты:

$$a = \frac{J_{orb}^2}{G} \frac{M_1 + M_2}{M_1^2 M_2^2} \quad (4.8)$$

Продифференцируем это выражение по времени:

$$\frac{da}{dt} = \frac{J_{orb}^2 (M_1 + M_2)}{G} \left( -2M_1^{-3} M_2^{-2} \frac{dM_1}{dt} - 2M_2^{-3} M_1^{-2} \frac{dM_2}{dt} \right) \quad (4.9)$$

Поскольку все вещество, покинувшее первую звезду, в итоге падает на вторую, мы имеем:

$$\frac{dM_1}{dt} = -\frac{dM_2}{dt} \quad (4.10)$$

После несложных преобразований можно получить формулу для относительного изменения радиуса орбиты системы:

$$\frac{da}{a} = -2 \frac{M_2 - M_1}{M_1 M_2} dM_1 \quad (4.11)$$

Используя третий закон Кеплера, можно перейти от изменений радиуса орбиты к изменениям орбитального периода (доступная из астрономических наблюдений величина):

$$\frac{dP}{P} = -3 \frac{M_2 - M_1}{M_1 M_2} dM_1 \quad (4.12)$$

#### 4.2.2 Учет конечных размеров звезд

Очевидно, что описанные выше классические моды эволюции ТДС пренебрегают размерами звезд по сравнению с размером орбиты. Это приближение

может оказаться слишком грубым для наиболее тесных систем, поэтому корректная оценка темпов потери и переноса массы на основе наблюдаемого изменения орбитального периода требует учета конечных размеров звезд. Это расширение было предложено в Приложении к статье [45] и описывается в настоящем параграфе.

Рассмотрим две сферические звезды с массами  $M_1$ ,  $M_2 = qM_1$  ( $q$  — отношение масс) и радиусами  $R_1$ ,  $R_2$  на круговой орбите с расстоянием  $a$ . Период обращения равен  $P$ . Мы предполагаем, что главный компонент  $M_1$  теряет массу из-за сферически-симметричного звездного ветра со скоростью  $\dot{M}_{1,w}$ . Если радиус  $R_1$  главного компонента достаточно близок к полости Роша, то возможен также перенос массы на вторичный компонент через внутреннюю точку Лагранжа с темпом  $\dot{M}_{1,t}$ . Вторичный компонент аккрецирует массу, переданную от первичного компонента, и может иметь сферически-симметричный звездный ветер со скоростью  $\dot{M}_{2,w}$ . При предположении об отсутствии потери массы системой из внешних точек Лагранжа баланс массы выглядит следующим образом:

$$\dot{M}_1 = \dot{M}_{1,w} + \dot{M}_{1,t} = \alpha \dot{M}_1 + \beta \dot{M}_1, \quad \alpha + \beta = 1, \quad (4.13)$$

$$\dot{M}_2 = \dot{M}_{2,w} - \dot{M}_{1,t} = x \dot{M}_1 - \beta \dot{M}_1. \quad (4.14)$$

Орбитальный угловой момент равен

$$J = \frac{M_1 M_2}{M} \omega a^2 = \frac{M_1 M_2}{M} \sqrt{GMa}, \quad M = M_1 + M_2. \quad (4.15)$$

Здесь орбитальная частота  $\omega = 2\pi/P$  связана с  $M$  и  $a$  третьим законом Кеплера  $\omega^2 = GMa^{-3}$ . Баланс углового момента:

$$\frac{\dot{J}}{J} = \frac{\dot{M}_1}{M_1} + \frac{\dot{M}_2}{M_2} - \frac{\dot{M}}{M} + \frac{1}{2} \frac{\dot{a}}{a} = \frac{\dot{J}_{\text{out}}}{J} \quad (4.16)$$

где  $\dot{J}_{\text{out}}$  — скорость потери углового момента системой из-за звездного ветра. В терминах относительного изменения орбитального периода, используя третий закон Кеплера, мы можем написать:

$$\frac{\dot{P}}{P} = -\frac{1}{2} \frac{\dot{M}}{M} + \frac{3}{2} \frac{\dot{a}}{a} = \frac{\dot{M}}{M} - 3 \frac{\dot{M}_1}{M_1} - 3 \frac{\dot{M}_2}{M_2} + 3 \frac{\dot{J}_{\text{out}}}{J}. \quad (4.17)$$

Требуется вычислить  $\dot{J}_{\text{out}}$ . Если рассматривать звезды как точечные массы, то угловой момент, уносимый сферически-симметричным ветром, будет

равен  $\dot{J}_i = \dot{M}_i \omega a_i^2$ ,  $a_i = a(M_{3-i}/M)$  для  $i$ -й компоненты ( $i = 1, 2$ ). Однако с учетом радиусов компонент в случае синхронного вращения (что уместно в тесной двойной системе) следует интегрировать удельный момент импульса от каждого элемента по всей поверхности,  $\dot{J}_{\text{out},i} = \int dS (d\dot{M}_i/dS) \omega \rho_i^2$ . Здесь  $\rho_i$  — расстояние от элемента до оси вращения двойной, проходящей через барицентр системы. Возьмем сферические координаты от центров звезд  $(r, \theta, \varphi)$  такие, что  $dS = R_i^2 \cos \theta d\varphi d\theta$ . Обратите внимание, что  $\rho^2(\theta, \varphi) = a_i^2 + R_i^2 \cos^2 \theta - 2a_i R_i \cos \theta \cos \varphi$  по теореме косинусов. После интегрирования по всей поверхности получим

$$\dot{J}_{\text{out},i} = \dot{M}_{i,w} \omega \left( a_i^2 + \frac{2}{3} R_i^2 \right). \quad (4.18)$$

Ясно, что второе слагаемое важно, когда радиусы звезд не малы по сравнению с расстоянием до барицентра системы. Используя (4.13)-(4.18) и производя алгебраические перестановки, мы окончательно приходим к уравнению, связывающему относительное изменение орбитального периода  $\dot{P}/P$  с потерей массы главной компонентой  $\dot{M}_1/M_1$ :

$$\frac{\dot{P}}{P} = -\frac{\dot{M}_1}{M_1} \left\{ 3 + 3 \frac{x-\beta}{q} - \frac{\alpha+x}{1+q} - 3 \frac{1+q}{q} \left( \alpha \left[ \left( \frac{q}{1+q} \right)^2 + \frac{2}{3} \left( \frac{R_1}{a} \right)^2 \right] + x \left[ \left( \frac{1}{1+q} \right)^2 + \frac{2}{3} \left( \frac{R_2}{a} \right)^2 \right] \right) \right\} \quad (4.19)$$

Условия во второй строке уравнения (4.19) ответственны за потерю углового момента из-за сферически-симметричного звездного ветра от синхронно вращающихся компонентов. Подстановка  $\alpha = 0$ ,  $x = 0$  (отсутствие потери массы звездного ветра) и  $\beta = 1$  сокращает уравнение (4.19) до стандартного выражения для консервативного массообмена:  $\dot{P}/P = -3(\dot{M}_1/M_1)(1 - 1/q)$ . Подстановка  $\beta = 0$ ,  $R_1 = R_2 = 0$  и  $\alpha = 1$  приводит уравнение (4.19) к стандартному выражению для сферически-симметричной потери массы ветра точечными звездами (мода Джинса):  $\dot{P}/P = -2\dot{M}/M$ .

Без обмена массой ( $\beta = 0$ ,  $\alpha = 1$ ) относительное изменение периода обращения из-за потери массы звёздным ветром сферическими синхронно вращающимися компонентами с конечными размерами выглядит следующим образом:

$$\frac{\dot{P}}{P} = -2 \frac{\dot{M}_1}{M_1} \frac{1+x}{1+q} \left\{ 1 - \frac{(1+q)^2}{q(1+x)} \left[ \left( \frac{R_1}{a} \right)^2 + x \left( \frac{R_2}{a} \right)^2 \right] \right\}. \quad (4.20)$$

Второй член в изогнутых скобках исчезает для точечных масс. Для звезд с конечными радиусами он может превышать единицу как при больших, так и

малых  $q$ , приводя к отрицательным значениям  $\dot{P}$ . Это резко контрастирует со стандартной трактовкой сферически-симметричной потери массы ветром через моду Джинса для точечных звезд (положительный  $\dot{P}$ ). Например, в предельном случае  $x \ll 1$  (незначительная потеря массы от вторичного компонента)  $\dot{P} > 0$  при  $R_1/a < 1/2$  для любого  $q$ . Если  $R_1/a > 1/2$ , существуют отношения критических масс, ниже и выше которых производная периода отрицательна:  $q_{1,2}^{(cr)} = -1 + (1/2)(a/R_1)^2 \pm (a/R_1)^2 \sqrt{(1/4)(a/R_1)^2 - 1}$ .

Если размер главного компонента близок к полости Роша,  $R_1 = af(q)$ , где  $f(q)$  – стандартная функция отношения масс: например, в приближении Эгглтона [185]

$$f(q) = \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}. \quad (4.21)$$

Тогда уравнение (4.20) превращается в

$$\frac{\dot{P}}{P} = -2 \frac{\dot{M}_1}{M_1} \frac{1+x}{1+q} \left\{ 1 - \frac{(1+q)^2}{q(1+x)} f^2(q) \left[ 1 + x \left( \frac{R_2}{R_1} \right)^2 \right] \right\}. \quad (4.22)$$

### 4.2.3 Оценка вклада конечных размеров звезд и возможного массообмена в орбитальную эволюцию для исследуемых ТДС типа WR+OB

Основываясь на теории, изложенной в предыдущем параграфе, можно на основе полученных в главе 2 оценок  $\dot{P}$  вычислить темп потери массы звездами WR в исследованных ТДС типа WR+OB. Соотнесем индекс «1» в формулах из предыдущего параграфа со звездой WR, а также переобозначим  $q$  на  $1/q \equiv M_{OB}/M_{WR}$  и перегруппируем слагаемые в фигурных скобках с учетом  $\alpha = 1 - \beta$ . Тогда основная формула (4.19) примет вид

$$\frac{\dot{P}}{P} = -\frac{\dot{M}_{WR}}{M_{WR}} \left\{ \frac{2q(1+x-\beta)}{1+q} + 3\beta(1-q) - 2(1+q) \left[ (1-\beta) \left( \frac{R_{WR}}{a} \right)^2 + x \left( \frac{R_{OB}}{a} \right)^2 \right] \right\} \quad (4.23)$$

Первое слагаемое в фигурных скобках соответствует классической джинсовской моде, второе соответствует классической медленной моде, а третье выражает поправку за радиусы звезд.

В случае, когда влиянием радиальной потери массы звездой ОВ на орбитальную эволюцию можно пренебречь, т. е. когда  $x \rightarrow 0$ , формула (4.23) принимает вид

$$\frac{\dot{P}}{P} = -\frac{\dot{M}_{\text{WR}}}{M_{\text{WR}}} \left\{ \frac{2q(1-\beta)}{1+q} + 3\beta(1-q) - 2(1+q)(1-\beta) \left( \frac{R_{\text{WR}}}{a} \right)^2 \right\} \quad (4.24)$$

Если  $\beta < 0$ , т. е. когда в двойной системе типа WR+ОВ реализуется перетекание вещества со звезды ОВ на звезду WR, формула (4.24) остается справедливой в том случае, если захваченное в результате аккреции звездой WR вещество тут же покидает ее вместе с собственным изотропным ветром WR (случай т. н. «изотропного переизлучения», см. [1; 3]). Если же аккрецируемое вещество не покидает звезду WR, то фактор  $\beta$  останется только во втором слагаемом формулы (4.24):

$$\frac{\dot{P}}{P} = -\frac{\dot{M}_{\text{WR}}}{M_{\text{WR}}} \left\{ \frac{2q}{1+q} + 3\beta(1-q) - 2(1+q) \left( \frac{R_{\text{WR}}}{a} \right)^2 \right\} \quad (4.25)$$

Если можно пренебречь массообменом ( $\beta = 0$ ), формула (4.23) принимает вид

$$\frac{\dot{P}}{P} = -\frac{\dot{M}_{\text{WR}}}{M_{\text{WR}}} \left\{ \frac{2q(1+x)}{1+q} - 2(1+q) \left[ \left( \frac{R_{\text{WR}}}{a} \right)^2 + x \left( \frac{R_{\text{ОВ}}}{a} \right)^2 \right] \right\} \quad (4.26)$$

Формула для классической джинсковской моды без учета радиусов звезд сводится к выражению с единственным слагаемым в фигурных скобках

$$\frac{\dot{P}}{P} = -\frac{\dot{M}_{\text{WR}}}{M_{\text{WR}}} \left\{ \frac{2q(1+x)}{1+q} \right\} \quad (4.27)$$

Для системы CQ Сер, у которой  $\dot{P} < 0$  и заведомо  $R_{\text{WR}}/a < 1/2$ , учет массообмена необходим. Используя оценки элементов спектроскопической орбиты CQ Сер, полученные в главе 1 при значении  $q = 0.58 \pm 0.03$  [43] и оценке угла наклона орбиты  $i = 68.8 \pm 0.6$  [39], получаем следующие оценки массы звезды WR и расстояния между звездами в системе:  $M_{\text{WR}} = 8.0 \pm 0.5 M_{\odot}$ ,  $a = a_{\text{WR}} + a_{\text{ОВ}} = 16.4 \pm 0.4 R_{\odot}$ . Согласно решению кривых блеска CQ Сер, полученному Антохиной и Черепашуком [186] в предположении  $q = 0.7$  (близкому к  $q \approx 0.6$ , принятому в настоящей работе), радиусы звезд в данной системе составляют  $R_{\text{WR}} = 6.8 M_{\odot}$ ,  $R_{\text{ОВ}} = 8.0 M_{\odot}$ . Радиальным ветром звезды O9.5V

по сравнению с ветром звезды WR можно пренебречь, поэтому для описания орбитальной эволюции CQ Сер подходит формула (4.24). Неизвестными в этой формуле остаются параметры  $\dot{M}_{WR}$  и  $\beta$ , причем в данном случае  $\beta < 0$ . Кроме того, наблюдаемые спектроскопические проявления звездного ветра WR дают основания полагать, что  $\dot{M}_{WR} < 0$ . На рис. 4.1 показана область значений параметров  $|\dot{M}_{WR}|$ ,  $|\dot{M}_{ОВ}|$  и  $|\beta|$ , при которых уравнение (4.24) при подстановке всех перечисленных параметров и наблюдаемых величин может быть обращено в тождество. К сожалению, в случае CQ Сер на основе имеющихся данных нельзя дать однозначную оценку темпа потери массы звездой WR, однако его можно связать с темпом аккреции  $-\dot{M}_{ОВ}$ . Минимальный темп аккреции  $|\dot{M}_{ОВ}|$ , обеспечивающий наблюдаемую орбитальную эволюцию при «выключенном» собственном ветре WR, составляет около  $6 \cdot 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ , или, если это вещество полностью «переизлучается» ветром WR, около  $7 \cdot 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$  (рис. 4.1, левая панель). При наличии собственного ветра звезды WR, компенсирующего сближение компонентов системы, наблюдаемая орбитальная эволюция реализуется при большем темпе аккреции  $|\dot{M}_{ОВ}|$ , причем, как следует из графика на правой панели рис. 4.1, отношение темпа аккреции к темпу потери массы звезды WR, т. е. параметр  $|\beta|$ , не менее 0.2 (асимптотически стремится к значению  $|\beta| \sim 0.15$  без учета изотропного переизлучения или  $|\beta| \sim 0.17$  при полном переизлучении аккрецируемого вещества ветром WR). Оранжевым цветом показаны результаты расчетов для случая, когда радиусом звезды WR пренебрегается. В этом случае угловой момент, уносимый ветром от «точечной» звезды, оказывается при том же темпе  $\dot{M}_{WR}$  существенно больше, что приводит к сильному влиянию классической джинсовской моды. Для того, чтобы обеспечить наблюдаемое значение  $\dot{P}$ , темп аккреции  $|\dot{M}_{ОВ}|$  должен быть того же порядка, что и  $|\dot{M}_{WR}|$  – как следует из правой панели рис. 4.1, параметр  $|\beta|$  при реалистичных значениях  $|\dot{M}_{WR}|$  оказывается не менее 60%. Таким образом, наблюдательные данные позволяют существенным образом ограничить диапазон возможных значений неизвестных параметров в модели (4.24), что может быть использовано в будущих работах по газодинамическому моделированию системы CQ Сер.

В случае систем CX Сер и V444 Cyg, показывающих признаки столкновения звездных ветров, можно пренебречь аккрецией, а полный темп потери массы звездой O можно считать не превосходящим 10% от темпа потери массы звездой WR, т. е.  $x \leq 0.1$ . Для случая CX Сер с параметрами  $M_{WR} = 10.4 \pm 1.2 M_{\odot}$ ,  $q = 0.489 \pm 0.023 R_{WR} \approx 73 R_{\odot}$  [55] и  $R_{ОВ} \approx 8.2 R_{\odot}$  [40]

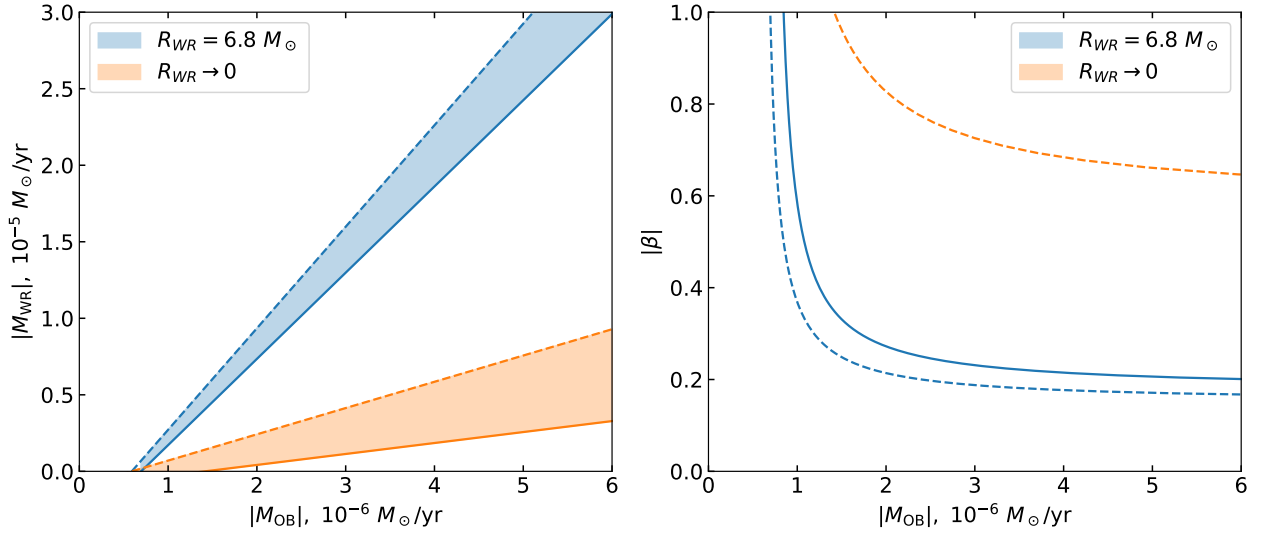


Рисунок 4.1 — Слева – зависимость темпа потери массы звездой WR  $|\dot{M}_{\text{WR}}|$  от темпа аккреции  $|\dot{M}_{\text{OB}}|$  вещества, перетекающего со звезды OB на WR, при которой обеспечивается наблюдаемый темп векового укорочения орбитального периода  $\dot{P} = -0.0132 \pm 0.0009$  с/год тесной двойной системы CQ Сер. Справа представлена соответствующая зависимость параметра  $|\beta|$  от темпа аккреции  $|\dot{M}_{\text{OB}}|$ . Синим показана область, занимаемая параметрами с учетом радиуса звезды WR  $R_{\text{WR}} = 6.8 R_{\odot}$  [186], оранжевым – в случае, когда размером звезд WR пренебрегается. Сплошной линией показана граница области параметров, соответствующая случаю мгновенного и полного «переизлучения» аккрецированного вещества ветром звезды WR, штриховой же линией показана граница для случая, когда аккрецированное вещество не покидает звезду WR

фактор в фигурных скобках формулы (4.26) равен  $0.419 \pm 0.028$  при  $x = 0.1$  и  $0.390 \pm 0.025$  при  $x = 0$ , а фактор в фигурных скобках формулы (4.27) равен  $0.722 \pm 0.023$  при  $x = 0.1$  и  $0.657 \pm 0.021$  при  $x = 0$ . Из представленных значений видно, что для системы CX Сер вклад конечных размеров звезд оказывается существенным: при учете радиуса звезды звезды WR темп потери массы, обеспечивающих наблюдаемый темп увеличения орбитального периода  $\dot{P}$ , оказывается приблизительно на 40% выше того темпа  $\dot{M}_{\text{WR}}$ , которое получается при использовании формулы классической джинсовской моды.

Для случая V444 Cyg с параметрами  $M_{\text{WR}} = 12.4 \pm 0.8 M_{\odot}$ ,  $q = 0.39 \pm 0.04$ ,  $R_{\text{WR}} \approx 3 R_{\odot}$  [55] и  $R_{\text{OB}} \approx 8.5 R_{\odot}$  [55] фактор в фигурных скобках формулы (4.26) равен  $0.57 \pm 0.05$  при  $x = 0.1$  и  $0.53 \pm 0.04$  при  $x = 0$ , а фактор в

фигурных скобках формулы (4.27) равен  $0.62 \pm 0.05$  при  $x = 0.1$  и  $0.56 \pm 0.04$  при  $x = 0$ . Таким образом, в случае V444 Cyg поправка за радиус звезды WR к оценке темпа потери массы  $\dot{M}_{\text{WR}}$  не превосходит 6%, что несколько меньше неопределенности, обусловленной погрешностями  $M_{\text{WR}}$  и  $\dot{P}$ .

Что касается разделенных систем Hen 3-1772 и V2183 Cyg с расстоянием между компонентами  $a = 56 \pm 9 R_{\odot}$  и  $a = 111 \pm 4 R_{\odot}$  соответственно, то для них вкладом размеров звезд можно пренебречь.

### 4.3 Эмпирическая зависимость темпа потери массы звездой WR от ее массы

В табл. 22 приведены итоговые динамические оценки темпов потери массы звездой WR  $\dot{M}_{\text{WR}}$  в системах CX Ser, V444 Cyg, Hen 3-1772 и V2183 Cyg, а также оценки масс звезд WR в этих системах и десятичные логарифмы перечисленных величин. При получении итоговых оценок  $\dot{M}_{\text{WR}}$  было принято, что ветер звезды OB в орбитальной эволюции несущественные (т. е. в формулах из предыдущего раздела положено  $x = 0$ ), а для систем CX Ser и V444 Cyg был выполнен учет радиуса звезды WR. На рис. 4.2 крупными синими точками показан график зависимости  $\dot{M}_{\text{WR}}$  от  $M_{\text{WR}}$  в логарифмических координатах, построенных на основе уточненных в настоящей работе массах звезд WR в четырех ТДС типа WR+OB и соответствующих им динамических оценках  $\dot{M}_{\text{WR}}$ . Видно, что данные четыре точки ложатся на линейную зависимость в логарифмических координатах с коэффициентами

$$\log_{10}(\dot{M}_{\text{WR}}/M_{\odot} \text{ год}^{-1}) = (1.70 \pm 0.13) \cdot \log_{10}(M_{\text{WR}}/M_{\odot}) - (6.82 \pm 0.15), \quad (4.28)$$

что равносильно степенной зависимости темпа потери массы WR от массы с показателем степени  $1.70 \pm 0.13$ . На рис. 4.2 также нанесены также оценки  $\dot{M}_{\text{WR}}$ , полученные другими методами: на основе поляризационных измерений [165], по измерениям потоков в ИК- и радиодиапазоне [187] и на основе модельно-зависимого решения профиля линий [188]. Как видно из рисунка, качественно корреляция темпа потери массы звездой WR с массой WR обнаруживается по результатам измерений всеми методами. Как отмечалось во введении, значения  $\dot{M}_{\text{WR}}$ , найденные по измерениям потоков в ИК- и радиодиапазоне без

учета клочковатости ветра WR, оказываются систематически выше оценок, неотягощенных данным эффектом. В самом деле, несмотря на то, что авторы работы [187] постарались учесть влияния клочковатости ветра WR, как видно из рис. 4.2, зависимость  $\dot{M}_{\text{WR}}(M_{\text{WR}})$  по результатам измерений [187] (зеленые точки на рис. 4.2) проходит несколько выше, чем зависимость, полученная в настоящей работе по динамическим оценкам (синие точки и прямая линия на рис. 4.2).

Таблица 22 — Оценки массы звезды WR и темпа потери массы звездой WR для систем CX Cep, V444 Cyg, Hen 3-1772 и V2183 Cyg

Система	$M_{\text{WR}}, M_{\odot}$	$\dot{M}_{\text{WR}}, M_{\odot} \text{ год}^{-1}$	$\log_{10}(M_{\text{WR}}/M_{\odot})$	$\log_{10}(\dot{M}_{\text{WR}}/M_{\odot} \text{ год}^{-1})$
CX Cep	$12.4 \pm 0.8$	$(1.11 \pm 0.22) \cdot 10^{-5}$	$1.093 \pm 0.028$	$-4.96 \pm 0.09$
V444 Cyg	$10.4 \pm 1.2$	$(7.2 \pm 1.9) \cdot 10^{-6}$	$1.02 \pm 0.05$	$-5.14 \pm 0.12$
Hen 3-1772	$14 \pm 4$	$(1.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}$	$1.15 \pm 0.12$	$-4.82 \pm 0.15$
V2183 Cyg	$23.9 \pm 2.3$	$(3.2 \pm 1.1) \cdot 10^{-5}$	$1.38 \pm 0.04$	$-4.50 \pm 0.15$

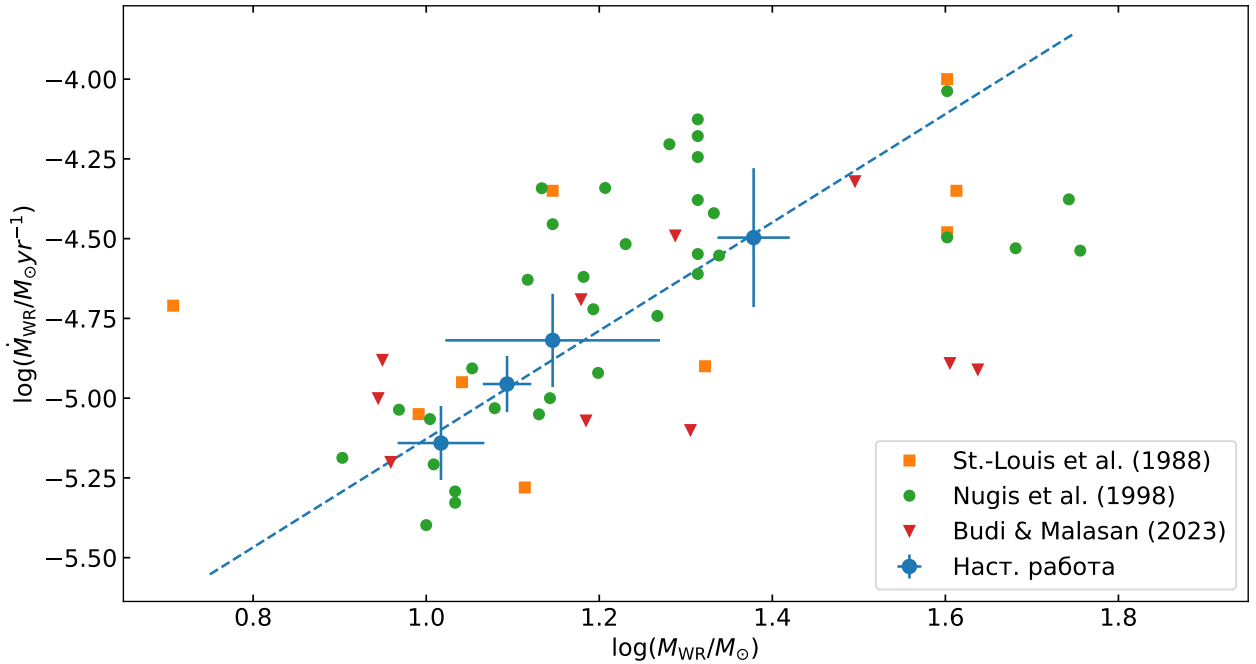


Рисунок 4.2 — Зависимость темпа потери массы звездой WR от ее массы. Синие крупные точки — полученные в настоящей работе динамические оценки  $M_{\text{WR}}$  для четырех систем (CX Cep, V444 Cyg, Hen 3-1772 и V2183 Cyg), зеленые точки — оценки  $\dot{M}_{\text{WR}}$  по ИК/радиопотокам из работы [187], оранжевые квадраты —  $\dot{M}_{\text{WR}}$  на основе поляриметрических наблюдений звезд WR [165], красные треугольники — оценки на основе аппроксимации профилей спектральных линий WR [188]

#### 4.4 Выводы

Важнейшим результатом настоящей главы является обоснованная оценка темпов потери массы звезд WR в четырех короткопериодических двойных системах типа WR+OB (CX Ser, V444 Cyg, Hen 3-1772 и V2183 Cyg) и построенная на их основе эмпирическая зависимость темпа потери массы звезды WR от ее массы. Показано, что эта зависимость имеет степенной вид  $\dot{M}_{\text{WR}} = kM_{\text{WR}}^{\alpha}$  с показателем  $\alpha = 1.70 \pm 0.13$ . В предыдущих исследованиях этот показатель либо варьировался в широких пределах, либо был отягощен дополнительными факторами и систематическими погрешностями, вносимых методиками измерений. Динамический метод, пусть и требует большого количества качественных данных на большом интервале времени, дает при правильном учете особенностей исследуемых систем самые надежные оценки  $\dot{M}_{\text{WR}}$ . Полученная в настоящей главе эмпирическая зависимость  $\dot{M}_{\text{WR}}(M_{\text{WR}})$  открывает возможность учета полной потери массы звездой WR за время до конца данной стадии, а значит, и возможность сравнения масс наблюдаемых звезд WR с массами релятивистских объектов в массивных двойных системах.

## Глава 5. Наблюдательная связь распределений масс СО-ядер звезд WR и черных дыр

*Глава основана на работе 6 из списка публикаций по теме диссертации*

### 5.1 Цели и постановка задачи

Эволюционные сценарии эволюции ТДС предсказывают, что черные дыры (ЧД) в массивных двойных системах, наблюдаемые как массивные или маломассивные рентгеновские двойные системы (НМХВ/LMXB), должны были пройти стадию Вольфа-Райе (WR) до коллапса ядра исходного первичного компонента [1; 5; 6].

Современные результаты численного исследования образования ЧД при коллапсе ядра остаются модельно-зависимыми [189–191]. Хотя теоретически ожидается, что образование ЧД происходит при коллапсе звездных СО-ядер с массами  $\gtrsim 6.6 - 8 M_{\odot}$  [191; 192], результат коллапса ядра (образование черной дыры или нейтронной звезды) может зависеть не только от массы СО-ядра [189; 193].

Наблюдательные данные по нескольким десяткам звезд WR в массивных двойных системах WR+OB (которые считаются непосредственными предшественниками НМХВ) и ЧД в рентгеновских двойных системах позволяют исследовать их статистические свойства, особенно их массы. К настоящему моменту получены десятки оценок масс для звезд WR и ЧД, находящихся преимущественно в составе спектроскопических двойных. Это предоставляет интересную возможность непосредственного сопоставления распределений масс звезд на двух последовательных стадиях их эволюции — до и после коллапса ядра. Подобное сравнение, выполненное для распределений масс WR и ЧД, позволяет исследовать взаимосвязь масс чёрных дыр с массой СО-ядер звезд перед коллапсом. Ранее подобное сравнение проводилось в работе [194], однако наблюдательные данные того времени позволяли надежно судить только о средних значениях. Кроме того, показатель степени в соотношении  $\dot{M}_{WR}(M_{WR}) = kM_{WR}^{\alpha}$  не был известен точно, поэтому автор использовал значения  $\alpha = 1$  и  $\alpha = 2$ .

Таким образом, соотношение масс WR-ЧД, полученное из современных эмпирических данных, представляется интересным и потенциально может быть проверено в будущих модельных расчетах и более подробных наблюдениях. В предположении, что звезды WR с массами  $\gtrsim 6M_{\odot}$  и черные дыры в двойных системах в эволюционно связаны, их распределения масс могут быть использованы для поиска эмпирического закона преобразования массы звезды WR в массу черной дыры после коллапса. Это можно сделать довольно просто, если оба распределения допускают хорошо известную параметрическую аппроксимацию. Помимо классических методов исследования распределений, построенных по наблюдательным данным, далее будут обсуждаться также непараметрические прямые методы оценивания функции распределения по выборке значений массы с индивидуальными распределениями и сравнения двух распределений по квантиль-квантильному графику.

Целью исследования, описанного в настоящей главе, является анализ вида и связи наблюдаемых распределений масс звезд WR и ЧД. Этот анализ основывается на двух допущениях: 1) распределения масс звезд WR (как наблюдаемых, так и финальных) и масс ЧД могут быть описаны логнормальным законом, и 2) математическое преобразование, связывающее распределения масс звезд WR и ЧД, имеет физическое обоснование, если WR и ЧД являются последовательными стадиями эволюции массивной звезды. В этой связи показательным было бы сравнение этого преобразования с известной теоретической зависимостью массы СО-ядра гелиевой звезды от ее полной массы [195; 196].

## 5.2 Наблюдательные данные и оценивание масс

### 5.2.1 Звезды WR в двойных системах типа WR+OB

Наиболее надежным методом определения масс звезд в двойных системах является решение спектроскопической орбиты с учетом значения угла наклона орбиты  $i$ , который определяется другими методами. Именно оценка угла наклона орбиты оказывается «слабым звеном» в цепочке расчетов масс

звезд в двойных системах, однако для ТДС типа WR+OB существуют специфические методы определения  $i$  (см. обзор в разделе 3.3).

Распределение масс звезд WR в ТДС типа WR+OB построено на основе изученных систем подобного типа в нашей Галактике и Большом и Малом Магеллановых облаках. Обязательным условием для отбора являлись наличие в спектре системы линий от обеих компонент (SB2) и наличие оценки угла наклона орбиты. Также мы не используем в нашем анализе данные по системам с наиболее известными массивными звездами WR (более 50 масс Солнца), поскольку свойства таких звезд отличаются от «обычных» звезд WR. Оценки углов наклона орбит для WR+OB систем подробно обсуждались в разделе 3.3 Главы 3, там же приведены ссылки на работы по отдельным системам и обосновывается выбор наиболее надежных определений  $i$ . В итоговой выборке оказалось 30 ТДС типа WR+OB с измеренными массами звезд WR.

Как неоднократно подчеркивалось в настоящей работе, звезды WR обладают существенным темпом потери массы в виде звездного ветра. Это приводит к разнице до нескольких масс Солнца между массами звезды WR в начале этой стадии и в ее конце, т. е. непосредственно перед гравитационным коллапсом ядра WR в черную дыру. Таким образом, для корректного сравнения масс WR и ЧД требуется учет разности между наблюдаемыми массами WR и их ожидаемыми массами в конце стадии WR.

Будем считать, что полное время эволюции звезды на стадии WR определяется ее конечной массой. Оно может быть оценено по формуле (см. [3])

$$T = T(M_{\text{WR},f}) = C_T / \sqrt{M_{\text{WR},f}}, \quad C_T \approx 1.74 \cdot 10^6 \text{ [лет]} \cdot M_{\odot}^{1/2} \quad (5.1)$$

При степенной зависимости темпа потери массы звезды WR от ее текущей массы

$$\dot{M}_{\text{WR}} = k M_{\text{WR}}^{\alpha}, \quad k < 0 \quad (5.2)$$

зависимость конечной массы звезды WR  $M_{\text{WR},f}$  от начальной массы на этой стадии  $M_{\text{WR},i}$  выражается в виде

$$M_{\text{WR},f}^{1-\alpha} = M_{\text{WR},i}^{1-\alpha} + k(1-\alpha)T \quad (5.3)$$

Очевидно, что наблюдаемые на сегодняшний день звезды WR уже находятся какое-то время на этой стадии. Кроме того, звезды WR углеродно-кислородной последовательности (WC/WO) по сравнению со звездами WR азотной последовательности (WN) являются более проэволюционировавшими. Определение

возраста каждой отдельной звезды WR требует трудоемких эволюционных расчетов, не гарантирующих хорошую точность, поэтому в настоящей работе принимается следующее грубое приближение: считается, что звезды WN находятся в самом начале стадии WR, а звезды WC/WO - точно на середине возраста. Таким образом, при заданных параметрах  $\alpha$  и  $k$  можно оценить массу каждой наблюдаемой звезды WR перед коллапсом. В статье [197] на основе темпов векового увеличения орбитальных периодов четырех тесных WR+O-систем приведены следующие оценки параметров  $\alpha$  и  $k_{\log} = \log_{10}(k)$ :  $\alpha = 1.61 \pm 0.29$ ,  $k_{\log} = -6.8 \pm 0.3$ . Глава 4 настоящей диссертационной работы посвящена уточнению коэффициентов этой зависимости на основе исследования орбитальной эволюции ТДС типа WR+OB, и в ней были получены уточненные значения:  $\alpha = 1.74 \pm 0.18$ ,  $k_{\log} = -6.87 \pm 0.21$ .

## 5.2.2 Черные дыры в двойных звездных системах

Распределение индивидуальных значений масс ЧД в большинстве случаев предполагается нормальным с дисперсией, соответствующей ошибке определения. Распределение индивидуальных значений масс при существенно несимметричных погрешностях вычислялось путем симуляции большого числа ( $10^5$ ) значений массы на основе значений наблюдаемых параметров:  $M_{\text{WR}} \sin^3 i$ ,  $i$  для WR и  $f_v(M) = M_{\text{BH}} \sin^3 i / (1 + q)^2$ ,  $q = M_v / M_{\text{BH}}$ ,  $i$  для ЧД ( $M_v$  – масса оптической звезды,  $f_v$  – её функция масс) по методике из работы [202]. Полученные распределения сглаживались фильтром с гауссовым ядром и применялись в дальнейшем для оценки эмпирической функции распределения. При составлении выборки черных дыр использовались данные каталогов [134; 203–207].

Распределение массы чёрной дыры в случае объекта SS 433 рассчитывалось отдельно. Спектроскопическая регистрация движения оптической звезды в этой системе затруднена, хотя угол наклона орбиты  $i = 78^\circ.88$  хорошо определён по наблюдениям релятивистских джетов [208]. На основе фотометрических наблюдений и эволюционных соображений Горанским [209] была получена оценка массы оптической звезды:  $M_v = 9 - 12 M_\odot$ . Дополнительную информацию о возможной массе компактного объекта (точнее – об отношении масс  $q$ ) в этой системе также дает наблюдаемое увеличение орбитального пе-

Таблица 23 — Наблюдательные оценки текущих и финальных масс звезд Вольфа-Райе в двойных системах типа WR+ОВ.

Система	Тип WR	$M_{WR} \sin^3 i, M_{\odot}$	$i, ^{\circ}$	$M_{WR}, M_{\odot}$	$M_{WR,f}, M_{\odot}$	Ссылки
SMC AB 6	WN	$9.2 \pm 0.5$	$57.0 \pm 8.0$	$16.7 \pm 1.0$	$13.5 \pm 0.8$	[135]
WR 127	WN	$7.8 \pm 1.4$	$55.0 \pm 5.0$	$14_{-3}^{+5}$	$15.7_{-1.9}^{+2.5}$	[42; 120]
BAT99 129	WN	$14.3 \pm 1.5$	$78.0 \pm 2.0$	$15.1 \pm 1.6$	$12.3 \pm 1.3$	[137; 160]
BAT99 019	WN	$22.1 \pm 2.6$	$82 \div 90$	$22 \pm 3$	$17.0 \pm 2.3$	[137]
WR 151	WN	$8.3 \pm 0.5$	$61.1 \pm 0.7$	$12.4 \pm 0.8$	$10.2 \pm 0.7$	[40; 45]
SMC AB 7	WN	$18.0 \pm 2.0$	$60.0 \div 70.0$	$15.1_{-1.8}^{+3.2}$	$11.7_{-1.4}^{+2.4}$	[138]
WR 141	WN	$22.2 \pm 1.9$	$71.7 \pm 1.4$	$25.0 \pm 2.3$	$19.8 \pm 2.0$	[42; 125]
WR 62a	WN	$22 \pm 5$	$70 \div 90$	$23 \pm 6$	$18 \pm 4$	[140]
WR 139	WN	$9.8 \pm 1.1$	$78.3 \pm 0.4$	$10.4 \pm 1.2$	$8.6 \pm 1.0$	[41; 64]
WR 133	WN	$0.27 \pm 0.05$	$17.9 \pm 1.7$	$9.3 \pm 1.6$	$7.3 \pm 1.2$	[151]
WR 138	WN	$13.7 \pm 1.5$	$84.21 \pm 0.06$	$13.9 \pm 1.5$	$10.8 \pm 1.1$	[149]
WR 21	WN	$7.8 \pm 0.6$	$49.6 \pm 3.7$	$16.6_{-1.4}^{+2.7}$	$12.9_{-1.1}^{+2.0}$	[42; 139]
WR 68a	WN	$15 \pm 5$	$80 \pm 5$	$16 \pm 5$	$12 \pm 4$	[142]
WR 155	WN	$6.5 \pm 0.4$	$68.8 \pm 0.6$	$8.0 \pm 0.5$	$6.7 \pm 0.5$	[39; 45]
WR 35a	WN	$14.9 \pm 1.0$	$71 \pm 10$	$17.7 \pm 1.1$	$13.7 \pm 0.8$	[143]
WR 47	WN	$33.7 \pm 4.7$	$67.0 \pm 3.0$	$42.6_{-4.0}^{+5.0}$	$32.1_{-2.9}^{+3.6}$	[139]
WR 153	WN	$5.7 \pm 0.7$	$78.0 \pm 1.0$	$6.4 \pm 0.8$	$5.1 \pm 0.6$	[42; 198]
WR 145	WN	$12.5 \pm 0.7$	$63 \pm 4$	$17.3_{-1.1}^{+1.6}$	$13.4_{-0.8}^{+1.2}$	[170]
Brey 22	WC	$10.2 \pm 0.5$	$60.0 \div 80.0$	$11.3_{-0.23}^{+1.58}$	$10.0_{-0.2}^{+1.4}$	[173]
WR 9	WC	$18.8 \pm 1.4$	$56.8 \pm 2.0$	$31.7_{-1.8}^{+2.5}$	$27.7_{-1.6}^{+2.2}$	[42; 173]
WR 48	WC	$7.7 \pm 0.7$	$70.0 \pm 6.0$	$9.05_{-0.45}^{+0.91}$	$8.0_{-0.4}^{+0.8}$	[156]
WR 30	WC	$15.4 \pm 1.0$	$78.0 \pm 6.0$	$16.2_{-0.7}^{+1.1}$	$14.3_{-0.6}^{+1.0}$	[42; 139]
WR 79	WC	$1.8 \pm 0.3$	$33.6 \pm 2.9$	$9.8_{-1.4}^{+2.3}$	$8.7_{-1.2}^{+2.0}$	[42; 173]
WR 42	WC	$3.7 \pm 0.3$	$40.3 \pm 2.9$	$13.2_{-1.4}^{+2.0}$	$11.7_{-1.2}^{+1.7}$	[42; 173]
WR 140	WC	$6.75 \pm 0.29$	$60.3 \pm 0.7$	$10.31 \pm 0.45$	$9.2 \pm 0.4$	[150]
WR 137	WC	$9.3 \pm 3.3$	$82.86 \pm 0.06$	$9.49 \pm 3.41$	$8.4 \pm 3.0$	[148]
WR 11	WC	$6.8 \pm 0.5$	$65.5 \pm 0.4$	$23.4 \pm 1.4$	$20.6 \pm 1.2$	[152]
WR 113	WC	$9.1 \pm 0.5$	$67 \pm 3$	$11.7 \pm 0.6$	$10.4 \pm 0.5$	[42; 199]
SMC AB 8	WO	$5.0 \pm 1.3$	$37.0 \div 50.0$	$13.9_{-2.7}^{+4.1}$	$12.3_{-2.4}^{+3.6}$	[200]
WR 30a	WO	$0.69 \pm 0.12$	$25.0 \pm 5.0$	$9.4_{-1.4}^{+3.6}$	$8.4_{-1.2}^{+3.2}$	[201]

риода с темпом  $\dot{P} = (1.14 \pm 0.25) \cdot 10^{-7}$  сек/сек [210]. Из модели увеличения орбитального периода вследствие изотропного дискового ветра с возможным истечением вещества с оптической звезды через околосвёздную оболочку следует соотношение, связывающее отношение масс  $q$  с наблюдаемыми параметрами [211]:

$$(3 - A)q^2 + (2 - A)q - 3\beta - 3K(1 - \beta)(1 + q)^{5/3} = 0, \quad A = \left( \frac{\dot{P}_b}{P_b} \right) \cdot \left( -\frac{M_v}{\dot{M}_v} \right), \quad (5.4)$$

где  $P_b$  и  $\dot{P}_b$  – орбитальный период системы SS 433 и темп его изменения,  $M_v$  и  $\dot{M}_v < 0$  – масса оптической звезды и темп её потери,  $0 \leq \beta \leq 1$  – доля  $\dot{M}_v$ , приходящаяся на джинсовскую моду потери массы,  $K$  – безразмерный параметр,

характеризующий потери углового момента аккреционного диска. Наибольшую неопределенность вносит параметр  $\beta$ . Фиксируя значения  $\dot{M}_v = -10^{-4} M_\odot/\text{год}$  [212],  $P_b = 13.082$  сут.,  $K = 4.7$ , и варьируя  $M_v$  (равномерным распределением в пределах  $M_v = 9 - 12 M_\odot$ ),  $\dot{P}_b = (1.14 \pm 0.25) \cdot 10^{-7}$  с/с (нормальным распределением) и  $\beta$  (равномерным распределением от 0.5 до 1), возможно оценить распределение возможных значений  $q$  путём численного решения уравнения (5.4). Расчеты показывают, что уравнение (5.4) имеет положительный действительный корень относительно  $q$  при  $\beta = 0.8 \div 1.0$ , причем  $q \geq 0.8$  в полном соответствии с результатами работы [211]. Для значения массы компактного объекта в SS 433 получается асимметричное распределение с максимумом около  $10 M_\odot$  при полном диапазоне возможных масс от 7 до  $36 M_\odot$  с квантилями  $11.6 M_\odot$  (25 %),  $16.2 M_\odot$  (50 %) и  $22.7 M_\odot$  (75 %). Кроме SS 433, вековое увеличение орбитального периода и соответствующая оценка темпа потери массы оптической звезды существенными образом использованы при оценке массы компактного объекта в системе Cyg X-3 в работе [213].

Большое значение для определения параметров тесных двойных систем с черными дырами имеют многоцветные фотометрические наблюдения, в частности, ИК-фотометрия. Особенно важны эти данные оказываются для маломассивных рентгеновских двойных, в которых оптическая звезда представляет собой красный карлик спектрального класса К-М. Кривые блеска таких систем, полученные в инфракрасном диапазоне спектра (в фильтрах I, Ic или более дальнем ИК), несут в себе информацию о фигуре приливно-деформированной оптической звезды. Применяя модель Роша к анализу этих кривых блеска, на основе наблюдаемых эффектов эллипсоидальности и по вращательному уширению линий поглощения в спектре оптической звезды удастся оценить важнейшие параметры – угол наклона орбиты  $i$  и отношение масс  $q$  (подробнее о приложениях модели Роша к анализу кривых блеска ТДС см. [126]). Коллективом ГАИШ МГУ в последние годы достигнут большой прогресс как в получении наблюдательных данных о рентгеновских двойных в ИК-диапазоне на телескопах КГО ГАИШ МГУ, так и в разработке методов интерпретации этих данных. Для ряда двойных систем с ЧД в исследуемой выборке на основе этих работ были получены надежные оценки  $q$  и масс ЧД [213–216].

Астрометрическим спутником Gaia за время его работы, включающей к настоящему времени (2026 г.) три релиза данных, было накоплено достаточно наблюдений для открытия нескольких кандидатов в ЧД в составе широких

двойных систем с орбитальными периодами в несколько лет. Вычисление орбитальных параметров двойной системы на основе разрешенной астрометрической орбиты дает очень точные оценки масс звезд. Сейчас по данным Gaia подтверждено три двойных системы, содержащих массивный и при этом невидимый компонент. Массы двух первых открытых таким образом кандидатов в ЧД, получивших обозначения Gaia BH1 и Gaia BH2, составляют около  $9 M_{\odot}$  [217;218], что является вполне характерным значением массы для звездной ЧД в нашей Галактике. Масса третьей открытой по данным Gaia черной дыры, получившей обозначение Gaia BH3, оказалась неожиданной высокой:  $M_{\text{BH}} = 32.7 \pm 0.82 M_{\odot}$  [219]. Эти три ЧД были включены в исследуемую выборку вместе с ЧД из рентгеновских двойных систем, причем масса Gaia BH3 оказалась наибольшей во всей выборке.

### 5.3 О методах исследования наблюдательных распределений

Наиболее простым методом визуальной оценки плотности распределения вероятности некоторой величины на основе массива ее наблюдаемых значений (реализаций) является построение гистограммы. Гистограмма представляет собой столбчатую диаграмму, высота столбцов которой пропорциональна количеству точек из массива данных, попадающих в соответствующий данному столбцу диапазон значений. Ширина столбцов («бинов») обычно берется одинаковой, а их количество определяется размером наблюдаемой выборки. Согласно правилу Фридмана-Диакониса [260], оптимальная ширина бина гистограммы («binwidth») может быть оценена по формуле

$$\text{binwidth} = 2 \cdot IQR \cdot N^{-1/3}, \quad (5.5)$$

где  $N$  есть размер выборки, а  $IQR$  задает т. н. межквартильное расстояние (промежуток между 25%-м и 75%-м перцентилями распределения).

Гистограммный подход в контексте задачи анализа распределений масс звезд WR и ЧД и их сравнения друг с другом использовался Черепашуком [194]. В этой работе были построены гистограммы распределений масс звезд WR и компактных объектов в тесных двойных системах на основе известных в то время 23 динамических оценок масс звезд WR, 17 оценок масс нейтронных

Таблица 24 — Наблюдательные оценки масс чёрных дыр в двойных звездных системах. У систем, для которых распределения  $M_{\text{ВН}}$  рассчитывались в настоящей работе, приведены используемые при расчете значения  $f_v(M)$ ,  $q$  и  $i$

Система	Тип	$f_v(M)$ , $M_{\odot}$	$q$ , $M_v/M_{\text{ВН}}$	$i$ , $^{\circ}$	$M_{\text{ВН}}$ , $M_{\odot}$	Ссылки
HD 96670	HMXB	—	—	—	$6.2 \pm 0.8$	[220]
1E 1740.7-2942	HMXB	—	—	—	$5.1 \pm 0.4$	[221]
SAX J1819.3-2525	HMXB	$2.74 \pm 0.12$	$1.5 \pm 0.08$	$60.0 \div 70.7$	$10.2 \pm 0.8$	[222]
SS 433	HMXB	—	—	—	$10.0^{+7.0}_{-1.5}$	[210]
Cyg X-1	HMXB	—	—	—	$21.2 \pm 2.2$	[24]
Cyg X-3	HMXB	—	—	—	$7.2 \pm 1.0$	[213]
M33 X-7	HMXB	$0.46 \pm 0.08$	$4.47 \pm 0.61$	$74.6 \pm 1.0$	$11.4^{+3.3}_{-1.7}$	[223]
NGC 300 X-1	HMXB	$2.6 \pm 0.3$	$1.05 \div 1.65$	$60.0 \div 75.0$	$17.0 \pm 4.0$	[224]
IC 10 X-1	HMXB	$7.64 \pm 1.26$	$0.7 \div 1.7$	$75.0 \div 90.0$	$15.0^{+10.0}_{-3.0}$	[225]
LMC X-1	HMXB	$0.148 \pm 0.004$	$2.91 \pm 0.49$	$36.38 \pm 2.02$	$10.91 \pm 1.41$	[226]
LMC X-3	HMXB	—	—	—	$6.98 \pm 0.56$	[227]
V518 Per	LMXB	$1.21 \pm 0.06$	$0.045 \div 0.25$	$36.5 \pm 5.9$	$6.5^{+3.0}_{-2.9}$	[215]
1A 0620-00	LMXB	—	—	—	$5.86 \pm 0.24$	[228]
MAXI J0637-430	LMXB	—	—	—	$5.1 \pm 1.6$	[229]
KV UMa	LMXB	$6.1 \pm 0.3$	$0.012 \div 0.024$	$74.0 \pm 4.0$	$7.06^{+0.87}_{-0.69}$	[214]
GU Mus	LMXB	$3.02 \pm 0.06$	$0.079 \pm 0.007$	$43.5 \pm 2.4$	$11.0^{+2.1}_{-1.4}$	[230]
MAXI J1305-704	LMXB	—	—	—	$8.9 \pm 1.6$	[231]
MAXI J1348-630	LMXB	—	—	—	$14.8 \pm 0.9$	[232]
CRTS J135716.8-093238	LMXB	—	—	—	$12.4 \pm 3.6$	[233]
KY TrA	LMXB	$3.2 \pm 1.0$	$< 0.31$	$57.0 \pm 13.0$	$5.8 \pm 3.0$	[234]
MAXI J1535-571	LMXB	—	—	—	$10.39 \pm 0.62$	[235]
MAXI J1543-564	LMXB	—	—	—	$13.0 \pm 1.0$	[236]
IL Lup	LMXB	$0.25 \pm 0.01$	$0.25 \div 0.31$	$20.7 \pm 1.5$	$5.0 \pm 2.5$	[237]
V381 Nor	LMXB	—	—	—	$9.4 \pm 1.4$	[238]
X Nor X-1	LMXB	—	—	—	$10.0 \pm 0.1$	[239]
V1033 Sco	LMXB	—	—	—	$5.31 \pm 0.066$	[240]
MAXI J1659-152	LMXB	$4.4 \pm 1.4$	$0.02 \div 0.07$	$70.0 \div 80.0$	$5.4 \pm 2.1$	[241]
V821 Ara	LMXB	$1.91 \pm 0.08$	$0.18 \pm 0.05$	$37.0 \div 78.0$	$5.9 \pm 3.6$	[242]
V2107 Oph	LMXB	—	—	—	$6.65 \pm 0.25$	[243]
[KRL2007b] 222	LMXB	—	—	—	$12.2 \pm 3.5$	[244]
V2293 Oph	LMXB	$4.1 \pm 1.2$	$< 0.25$	$61.0 \pm 12.0$	$6.4 \pm 3.2$	[245]
XTE J17464-321	LMXB	—	—	—	$11.2 \pm 1.96$	[246]
XTE J1752-223	LMXB	—	—	—	$9.6 \pm 0.9$	[247]
2XMM J180112.4-254436	LMXB	—	—	—	$7.0 \pm 2.4$	[248]
MAXI J1820+070	LMXB	—	—	—	$8.48 \pm 0.79$	[249]
MAXI J1836-194	LMXB	—	—	—	$8.5 \pm 3.5$	[250]
V406 Vul	LMXB	—	—	—	$7.8 \pm 1.9$	[251]
MAXI J1910-057	LMXB	—	—	—	$9.98 \pm 3.67$	[252]
Granat 1915+105	LMXB	—	—	—	$10.1 \pm 0.6$	[253]
V1408 Aql	LMXB	—	—	—	$5.0 \pm 1.0$	[254]
QZ Vul	LMXB	$4.97 \pm 0.1$	$0.033 \div 0.038$	$61.0 \div 66.0$	$7.34^{+0.86}_{-0.54}$	[216]
V404 Cyg	LMXB	—	—	—	$10.0 \pm 2.0$	[255]
MM Vel	LMXB	$3.17 \pm 0.12$	$0.0264 \pm$ $0.004$	$37.0 \div 80.0$	$4.4 \pm 0.5$	[203]
MAXI J1728-360	LMXB	—	—	—	$4.6 \pm 0.5$	[256]
XTE J1818-245	LMXB	—	—	—	$4.0 \pm 0.5$	[257]
MAXI J1828-249	LMXB	—	—	—	$4.0 \pm 0.5$	[258]
EXO 1846-031	LMXB	—	—	—	$3.24 \pm 0.20$	[259]
Gaia BH1	Gaia ЧД	—	—	—	$9.62 \pm 0.18$	[217]
Gaia BH2	Gaia ЧД	—	—	—	$8.94 \pm 0.34$	[218]
Gaia BH3	Gaia ЧД	—	—	—	$32.7 \pm 0.82$	[219]

звезд и 13 оценках масс черных дыр. Поправка за потерю массы на стадии WR вычислялась автором на основе полного времени стадии WR и степенной зависимости  $\dot{M}_{\text{WR}}(M_{\text{WR}}) = kM_{\text{WR}}^\alpha$  двух предположениях:  $\alpha = 1$  и  $\alpha = 2$ , при этом коэффициент  $k$  вычислялся на основе оценок  $M_{\text{WR}}$  и  $\dot{M}_{\text{WR}}$  для звезды WR в системе V444 Cyg. Автор показал, что среднее значение массы СО-ядра звезды WR перед коллапсом  $\bar{M}_{\text{CO}} \approx 7-10 M_\odot$  близко к характерному значению массы ЧД, в то время как часть СО-ядер при определенных условиях может попадать в промежуток  $\sim 2-4 M_\odot$ , разделяющий известные нейтронные звезды и черные дыры (т. н. «mass gap»).

В работе [261] построение гистограмм наблюдаемых распределений масс WR и ЧД и их аппроксимация логнормальным законом для плотности вероятности использовалось в качестве первого приближения.

В работах [262] и [263] развит строгий статистический подход к проблеме анализа распределения масс черных дыр в рентгеновских двойных системах (см. также [3]). Авторы работ [262] и [263] исследовали распределение масс ЧД в транзиентных маломассивных рентгеновских двойных. Авторы этих работ обратили внимание на то, что наиболее надежно из наблюдений определяется функция масс оптической звезды  $f_v(M)$ , в то время как параметры  $q$  и  $i$ , требуемые для оценки массы ЧД  $M_{\text{BH}}$  определяются менее надежно. Авторы работы [263] предложили метод построения индивидуальной функции распределения значения массы ЧД в конкретной системе, в которой отражены неопределенности параметров  $i$  и  $q$ . Функция масс  $f_v(M)$  полагается распределенной по закону Гаусса со средним  $f_{v,0}$  и дисперсией, соответствующей ошибке определения  $\sigma_f$ . Отношение масс  $q$  предполагается распределенным равномерно в интервале  $[q_{\min}, q_{\max}]$ , ограниченным из наблюдений. Для систем, в которых рентгеновский источник не затмевается оптической звездой, предполагается равномерное распределение  $\cos i$  в пределах  $[(\cos i)_{\min}, 1]$ , где  $(\cos i)_{\min} = 0.462 \cdot \left(\frac{q}{1+q}\right)^{1/3}$ . При этих предположениях распределение индивидуального значения массы может быть вычислено по формуле

$$P(M_{\text{BH}}) = C \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} dq \int_{(\cos i)_{\min}}^1 \frac{d(\cos i)}{1 - (\cos i)_{\min}} \exp\left(-\frac{[f_{v,0} - M_{\text{BH}} \sin^3 i / (1+q)^2]^2}{2\sigma_f^2}\right). \quad (5.6)$$

В случае, когда угол наклона орбиты  $i$  можно считать распределенным по Гауссу со средним  $i_0$  дисперсией  $\sigma_i^2$ , от аргумента экспоненты в формуле (5.6) дополнительно отнимается величина  $[i - i_0]^2 / 2\sigma_i^2$ .

Полученные таким образом распределения масс могут использоваться для оценки общего распределения масс ЧД в смысле байесовского подхода. Общее распределение, максимизирующее функцию правдоподобия, может быть получено путем сложения всех индивидуальных функций распределения:

$$P_{\text{type}}(M) = \frac{1}{N_{\text{type}}} \sum_{j=1}^{N_{\text{type}}} f_{\text{type}}^{(j)}(M), \quad (5.7)$$

где под индексом *type*, подразумевающим в контексте работы [263] черные дыры в маломассивных рентгеновских двойных, может выступать любой тип объектов.

В работе [202] анализ распределения масс ЧД проводился схожим образом, но с привлечением данных также о массах ЧД в пяти массивных рентгеновских двойных. Важным отличием работы [202] от работы [263] является иной подход к оценке индивидуальных функций распределения. Авторы работы [202] строят эти функции на основе распределений значений  $f_v(M)$ ,  $q$  и  $i$  методом Монте-Карло, т. е. путем генерации большого числа наборов этих значений ( $10^5$  в данном случае) и вычисления для каждого набора своей оценки  $M_{\text{ВН}}$ . Этот метод является более гибким по отношению к виду распределений  $q$  и  $i$ , а объединение наборов значений  $M_{\text{ВН}}$  для всех объектов выборки позволяет судить об общем распределении масс. Еще одним важным шагом в работе [202] является попытка параметрической аппроксимации полученного распределения масс ЧД, в данном случае степенным законом вида

$$P_{\text{pow}}(M|\alpha, M_{\text{min}}) = \begin{cases} \alpha M_{\text{min}}^{\alpha} \cdot M^{-(\alpha+1)}, & M > M_{\text{min}}, \\ 0, & M < M_{\text{min}}, \end{cases} \quad (5.8)$$

продиктованным видом начальной функции масс звезд. Используя генетический алгоритм оптимизации, авторы получили значения  $\alpha = 1.55$  и  $M_{\text{min}} = 5.20 M_{\odot}$ .

Основной анализ распределений масс звезд WR и ЧД, представленный в работе [261], во многом основан на принципах из работы [202]. Индивидуальные распределения масс считались таким же образом на основе симуляции методом Монте-Карло, но для удобства дальнейших расчетов сглаживались с гауссовским ядром. В отличие от работы [202], в работе [261] аппроксимация построенных наблюдательных распределений масс WR и ЧД выполнялась не

степенным законом (5.8), а логнормальным с плотностью распределения вида

$$P_{LN}(M|s, M_0) = \frac{1}{M\sqrt{2\pi}s} \exp\left(-\frac{\ln^2(M/M_0)}{2s^2}\right), \quad (5.9)$$

где  $M > 0$ ,  $s > 0$ ,  $M_0 > 0$ . Поиск параметров распределения (5.9) для наблюдаемых распределений масс WR и ЧД проводился методом максимального правдоподобия на основе двух приближений наблюдаемых функций распределения – по гистограммам и по непрерывным суммам индивидуальных распределений (5.7). Подобная аппроксимация лучше описывает наблюдательные данные, а связь величин, распределенных по логнормальному закону с двумя наборами параметров, оказывается степенным преобразованием (см. следующий раздел).

В настоящей работе оценивание функции распределения, помимо описанных выше классических методов, производится также прямым методом на основе индивидуальных распределений значений масс. Для текущего значения массы  $M$  для каждого элемента выборки вычисляется  $p_i(M_{obj} < M) \equiv p_i$ , т. е. значение кумулятивной функции распределения в точке  $M$ . Затем для каждого значения  $N = 0, 1, \dots, N_{type}$  ( $N_{type}$  - размер полной выборки объектов данного типа) вычисляется вероятность  $P(N)$  того, что из  $N_{type}$  объектов  $N$  окажутся имеющими массу, не превосходящую  $M$ . Эта статистика соответствует распределению вероятности того, что значение  $M$  отвечает  $p = (N/N_{type})$ -ому квантилю общего распределения, и подчиняется пуассоновскому биномиальному распределению (Poisson binomial distribution, [264]):

$$P(N) = \sum_{A \in F_N} \prod_{i \in A} p_i \prod_{j \in A^c} (1 - p_j), \quad (5.10)$$

где  $F_N$  - множество всех упорядоченных подмножеств  $N$  номеров, выбранных из ряда  $1, 2, \dots, N_{type}$ ,  $A^c$  - дополнение к множеству  $A$ . При сравнительно небольших числах  $N$  эта статистика вычисляется быстро. Прделав описанную процедуру для множества значений  $M$ , получим оценку функции распределения  $P(M, p)$  масс объектов данного типа.

Удобным методом сравнения распределений является так называемый квантиль-квантильный график (Q-Q plot). Построенные оценки распределений WR и ЧД позволяют легко получить оценку квантиль-квантильного графика с учетом размывающей его неопределенности: для этого после интерполяции оценок распределений масс WR и ЧД к одинаковым значениям  $p$  необходимо матричным образом перемножить эти два графика вдоль оси  $p$ . Для

явного выделения областей на графиках, наиболее богато покрываемых наблюдательными данными, уместно провести нормировку полученных оценок распределений масс WR и ЧД по значениям квантиля распределения  $p$  вдоль оси значений массы  $M$ .

#### 5.4 Сравнение распределений масс звезд WR и их СО-ядер в конце эволюции с распределением масс черных дыр в двойных звездных системах

На рис. 5.1 показаны распределения масс звезд WR (левые панели) и ЧД (правые панели) в виде гистограмм с ячейками шириной  $1 M_{\odot}$  (верхние панели) и кумулятивными функциями распределения (нижние панели). Наиболее вероятные значения массы выделены синим цветом, непрерывные оценки распределений показаны черными кривыми, логарифмически нормальные соответствия (см. ниже) показаны красными кривыми. Параметры аппроксимирующих распределений (5.9) получились следующие:  $s_{\text{WR,final}} = 0.400 \pm 0.011$ ,  $M_{0,\text{WR,final}} = 10.82 \pm 0.07 M_{\odot}$ ,  $s_{\text{BH}} = 0.507 \pm 0.010$ ,  $M_{0,\text{BH}} = 8.09 \pm 0.05 M_{\odot}$ .

То, что оба распределения масс звезд WR (предполагаемых прародителей компактных звезд) и ЧД имеют сходную форму, позволяет сделать вывод об изменении массы WR в процессе формирования компактного объекта. Несложно показать, что если значения  $x$  и  $y$  распределены логарифмически нормально с параметрами  $M_0 = M_1, s = s_1$  и  $M_0 = M_2, s = s_2$  соответственно, то закон преобразования  $x \rightarrow y$  имеет вид

$$y = M_2 \left( \frac{x}{M_1} \right)^{\frac{s_2}{s_1}} \equiv C x^p \quad (p = s_2/s_1, C = M_2 M_1^{-p}). \quad (5.11)$$

Для распределений  $M_{\text{WR,final}}$  и  $M_{\text{BH}}$  с указанными выше параметрами получим:

$$M_{\text{BH}} \simeq (0.40 \pm 0.03) M_{\text{WR,final}}^{1.27 \pm 0.04} \quad (5.12)$$

Степенное преобразование, приведенное в формуле (5.12), оказывается близким к теоретической зависимости массы СО-ядра гелиевой звезды  $M_{\text{CO}} \approx 0.38 M_{\text{He}}^{1.25}$  из работы [196]. Пачински в работе 1971 года [195] приводил выражение  $M_{\text{CO}} \approx 0.45 M_{\text{He}}^{1.2}$ . В любом случае, полученное при минимуме модельных

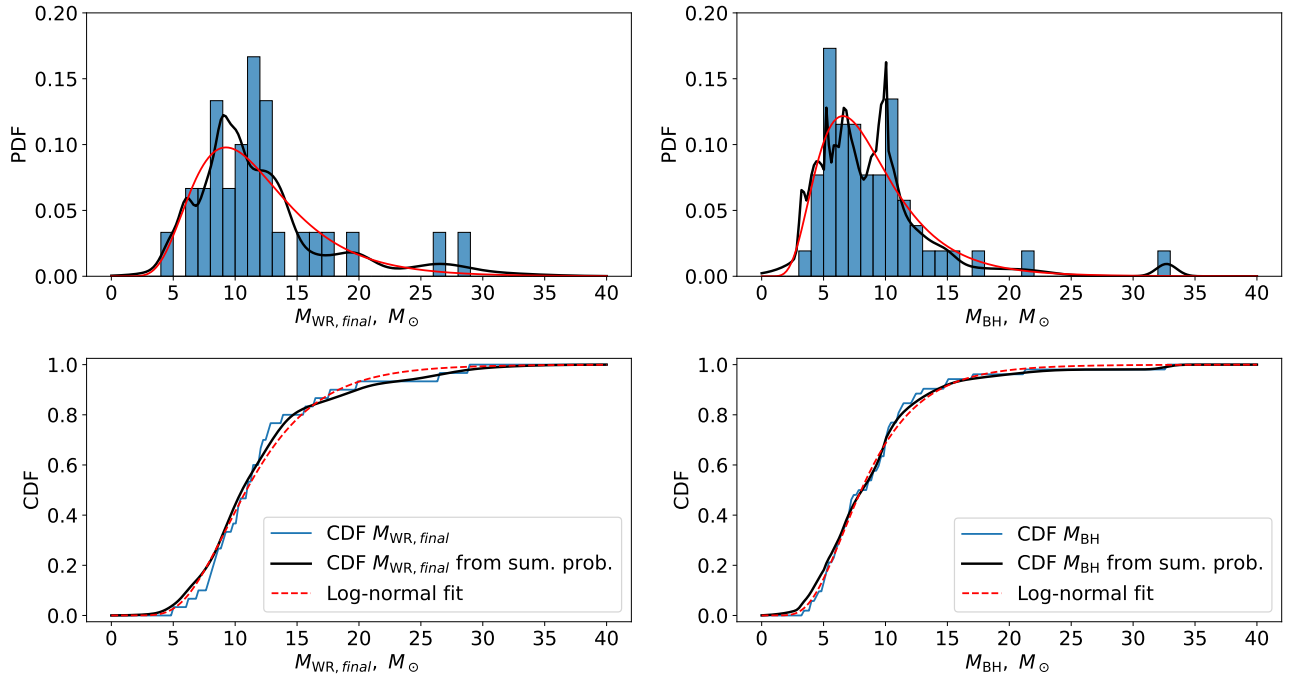


Рисунок 5.1 — Дифференциальные (верхние панели) и кумулятивные (нижние панели) распределения финальных масс звезд WR (слева) и ЧД (справа), основанные на данных, приведенных в табл. 23 и 24. Синим показаны дискретные распределения на основе центральных оценок, черным — распределения, полученные путем суммирования индивидуальных функций распределения, красным — лучшие аппроксимации логнормальным законом предположений эмпирическое преобразование распределений  $M_{\text{WR},\text{final}} \rightarrow M_{\text{BH}}$  оказывается в качественном согласии с оценкой массы СО-ядра звезды WR перед коллапсом.

На рис. 5.2 показана попытка прямого оценивания распределений финальных масс звезд WR и масс ЧД на основе формулы (5.10). На левой панели рис. 5.2 показано получившееся эмпирическое распределение финальных масс звезд WR, на центральной панели — аналогичное распределение масс ЧД в двойных системах. На правой панели рис. 5.2 продемонстрирован квантиль-квантильный график сравнения этих двух распределений. Также к построенным распределениям  $M_{\text{WR},\text{final}}$  и  $M_{\text{BH}}$  применена дополнительная нормировка по вертикальной оси, благодаря которой наиболее отчетливо на графиках проступают области, лучше всего представленные наблюдательными данными. Красными кривыми на рис. 5.2 нанесены описанные выше аппроксимирующие логнормальные распределения и степенное преобразование (5.12) на квантиль-квантильном гра-

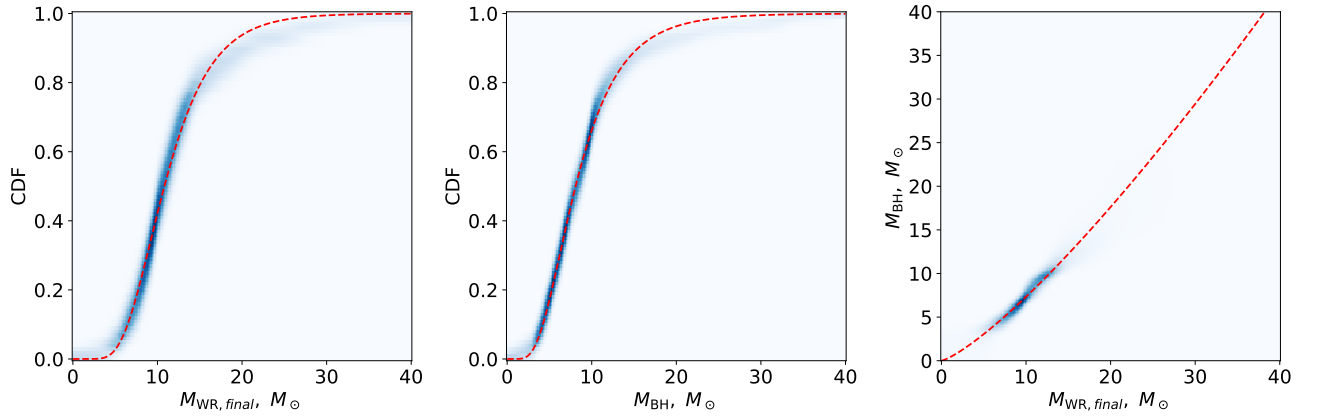


Рисунок 5.2 — Эмпирические распределения финальных масс звезд WR (слева) и масс ЧД (по центру), полученные по наблюдательным данным из табл. 23 и 24 по формуле (5.10), и квантиль-квантильные график сравнения распределений финальных масс WR и масс ЧД (справа). При построении графиков использована дополнительная нормировка, учитывающая заполненность наблюдательными данными. Красными кривыми показаны лучшие аппроксимации законом (5.9) и степенное преобразование (5.12)

фике. Рис. 5.2 демонстрирует хорошее согласие результатов параметрического и непараметрического методов поиска преобразования  $M_{\text{WR},\text{final}} \rightarrow M_{\text{BH}}$ .

## 5.5 Выводы

Продемонстрированная в настоящей главе диссертации эмпирическая корреляция между массами ЧД в двойных звездных системах и массами звездами WR перед коллапсом подтверждает тесную эволюционную связь между двумя данными типами астрофизических объектов. Стоит отметить, что данную связь все же нельзя считать однозначной: как демонстрирует рис. 5.2, данная корреляция хорошо прописывается в диапазоне финальных масс WR  $5 - 15 M_{\odot}$ , в то время как часть звезд WR в процессе ходе потери массы может опуститься ниже этой области. В работе [265] продемонстрировано, что часть нейтронных звезд в тесных двойных системах обладает большой массой (до  $\sim 2 M_{\odot}$ ) уже в момент образования, одним из возможных каналов которого как раз могут выступать коллапсы ядер самых легких звезд WR.

## Заключение

Основные результаты диссертационной работы сводятся к следующему.

1. Применение кривых лучевых скоростей тесных двойных WR+OB, аналогично использованию кривых блеска затменных систем, даёт возможность динамически оценивать вековое изменение орбитального периода методом «О–С». Для затменных систем V444 Cyg, CQ Cep и CX Cep величины  $\dot{P}$ , полученные спектроскопическим методом «О–С», согласуются с оценками из фотометрических кривых блеска. У систем WR 127 = Hen 3-1772 и WR 141 = V2183 Cyg обнаружено вековое увеличение орбитальных периодов.
2. Доплеровские ширины эмиссионных линий WR в спектрах нескольких десятков двойных WR+OB не обнаруживают значимой корреляции с наклоном орбиты – как для звёзд подтипа WN, так и для звёзд подтипа WC.
3. Эмпирическая зависимость темпа потери массы звезды WR от её текущей массы, полученная по динамическим оценкам  $\dot{P}$  для четырёх систем WR+OB в диапазоне масс WR от 10 до 25  $M_{\odot}$ , имеет степенной вид с показателем  $1.70 \pm 0.19$ .
4. Знание зависимости темпа потери массы звезды WR от её текущей массы позволяет оценить полное количество массы, которое будет потеряно звездой до конца стадии WR, а тем самым и массу звезды WR перед гравитационным коллапсом. В настоящей работе было показано, что распределение масс звёзд WR перед гравитационным коллапсом связано с распределением масс чёрных дыр в двойных системах степенным преобразованием, которое хорошо согласуется с теоретической зависимостью массы СО-ядра WR от её полной массы.

Все выводы, сделанные в настоящей работе, были получены на основе анализа простых наблюдательных данных при минимально необходимом количестве модельных предположений. Подобная методология имеет свои достоинства, однако она не всегда позволяет выявить и корректно сложные взаимосвязи в данных, доступные детальным модельным расчетам. Теоретическое осмысление моделей эволюции массивных двойных звездных систем должно проходить параллельно с расширением массива доступных наблюдательных

данных. Выявленные и параметризованные в настоящей диссертационной работе зависимости темпа потери массы звезды WR от массы WR и статистическая связь масс черных дыр с массами СО-ядер звезд WR перед их коллапсом обладают огромной ценностью как для моделей внутренней структуры и эволюции массивных звезд, так и для популяционных исследований. Польза этих соотношений двоякая: они могут выступать как составные части рецептов для эволюционных моделей, так и использоваться для их валидации. Таким образом, логичным продолжением проделанной работы представляется применение найденных соотношений в моделях астрофизического популяционного синтеза массивных тесных двойных звезд.

Спектральный материал по двойным системам типа WR+OB, собранный к настоящему моменту и запланированный к получению в ближайшее время, может быть использован не только для анализа спектроскопических орбит данных систем и оценки ширин эмиссионных линий. Продвинутая кросс-корреляционная техника с учетом фазовой переменности потоков звезд в континууме позволит разделить смешанные спектры WR+OB-системы на отдельные спектры звезд WR и OB, которые могут быть использованы для решения еще одной важной задачи – наблюдательного вычисления отношения  $L_{WR}/L_{OB}$ . Возможность независимой оценки светимостей звезд WR+OB при сравнении с параметрами известных одиночных массивных звезд может прояснить особенности эволюционного пути звезд в двойных системах, а исследование корреляции темпа потери массы звезды WR с ее светимостью – уточнить роль радиативного механизма в ускорении ветров WR. Большой интерес представляет также сравнение спектральных данных с новейшими результатами газодинамического моделирования массивных двойных звезд со сталкивающимися ветрами и взаимодействующих звезд, таких как CQ Ser. В работе было обращено внимание на некоторые особенности спектров двойных систем типа WR+OB, формируемых на периферии системы, такие как смещенные в фиолетовую область спектра абсорбции He I. Исследование этих спектральных деталей и характера их переменности в зависимости от параметров системы представляет собой отдельную увлекательную задачу.

## Благодарности

Автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю, академику РАН Черепашуку Анатолию Михайловичу, за ценные советы и наставления на всех этапах работы. Автор благодарит своих соавторов – члена-корреспондента РАН Постнова Константина Александровича, высказавшему многие ключевые идеи работы, и к.ф.-м.н. Додина Александра Владимировича, оказавшего неоценимую помощь в организации и обработке спектральных наблюдений двойных систем типа WR+OB на 2.5-метровом телескопе КГО ГАИШ МГУ. Автор выражает благодарность д.ф.-м.н. Антохину Игорю Ивановичу, критические замечания которого позволили привести результаты к должному уровню статистической строгости, а также сделать их представление яснее.

Реализация масштабной программы спектроскопических наблюдений двойных систем типа WR+OB была бы невозможной без многолетней слаженной работы коллектива наблюдателей и инженеров Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ. Отдельную благодарность автор выражает к.ф.-м.н. Иконниковой Наталие Петровне и к.ф.-м.н. Бурлак Марине Андреевне за предоставленные фотометрические наблюдения затменных систем типа WR+OB, полученные на телескопе RC600 КГО ГАИШ МГУ.

## Список литературы

1. *Postnov K.A., Yungelson L.R.* The Evolution of Compact Binary Star Systems // *Living Reviews in Relativity*. — 2014. — Vol. 17, no. 1. — P. 3.
2. *Масевич А.Г., Тутуков А.В.* Эволюция звезд: теория и наблюдения. — изд. 2, испр. изд. — М. : УРСС, 2025.
3. *Черепашук А.М.* Тесные двойные звезды : в 2 ч. — М. : Физматлит, 2013. — Т. 2.
4. *Wolf C.J.E., Rayet G.* Spectroscopie stellaire // *Academie des Sciences Paris Comptes Rendus*. — 1867. — Vol. 65. — Pp. 292–296.
5. *Тутуков А.В., Юнгельсон Л.Р.* Эволюция первичных компонент тесных двойных звезд большой массы // *Научные информации Астросовета АН СССР*. — 1973. — Т. 27. — С. 284–292.
6. *Тутуков А.В., Юнгельсон Л.Р.* Эволюция массивных тесных двойных систем // *Научные информации Астросовета АН СССР*. — 1973. — Т. 27. — С. 284–292.
7. *Paczynski B.* Evolutionary Aspects of Wolf-Rayet Stars // *Wolf-Rayet and High-Temperature Stars* / Ed. by M.K.V. Bappu, Jorge Sahade; Cambridge University Press. — Vol. 49 of *IAU Symposium*. — 1973. — Pp. 141–162.
8. *van den Heuvel E.P.J.* Wolf-Rayet Systems and the Origin of Massive X-ray Binaries // *Nature Physical Science*. — 1973. — Vol. 242, no. 118. — Pp. 71–72.
9. *van den Heuvel E.P.J.* Late Stages of Close Binary Systems // *Structure and Evolution of Close Binary Systems* / Ed. by Peter Eggleton, Simon Mitton, John Whelan. — Vol. 73 of *IAU Symposium*. — 1976. — Pp. 35–61.
10. The Sixth Catalogue of Galactic Wolf-Rayet Stars - Their Past and Present / K.A. van der Hucht, P.S. Conti, I. Lundstrom, B. Stenholm // *Sp. Sci. Rev.* — 1981. — Vol. 28, no. 3. — Pp. 227–306.
11. Galactic Wolf-Rayet Catalogue. — URL: <https://pacrowther.staff.shef.ac.uk/WRCat/Description.php>.

12. *Новиков И.Д., Фролов В.П.* Физика черных дыр. — М. : Наука, 1986.
13. *Зельдович Я.Б.* Судьба звезды и выделение гравитационной энергии при аккреции // *Доклады Академии наук.* — 1964. — Т. 155. — С. 67–69.
14. *Salpeter E.E.* Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects // *Astrophys. J.* — 1964. — Vol. 140. — Pp. 796–800.
15. *Shakura N.I., Sunyaev R.A.* Black holes in binary systems. Observational appearance // *Astron. Astrophys.* — 1973. — Vol. 24. — Pp. 337–355.
16. *Novikov I.D., Thorne K.S.* Black holes / Ed. by C. DeWitt, B. DeWitt. — New York : Gordon and Breach, 1973.
17. Evidence for X-Rays From Sources Outside the Solar System / R. Giacconi, H. Gursky, F.R. Paolini, B.B. Rossi // *Phys. Rev. Lett.* — 1962. — Vol. 9, no. 11. — Pp. 439–443.
18. *Shklovskii I.S.* The Nature of the X-Ray Source Sco X-1. // *Soviet Astronomy.* — 1968. — Vol. 11. — P. 749.
19. Cosmic X-ray Sources / S. Bowyer, E.T. Byram, T.A. Chubb, H. Friedman // *Science.* — 1965. — Vol. 147, no. 3656. — Pp. 394–398.
20. *Лютый В.М., Сюняев Р.А., Черепашук А.М.* Природа оптической переменности HZ Геркулеса = Геркулес X-1 и BD+34°3815 = Лебедь X-1 // *Астрон. журнал.* — 1973. — Т. 50. — С. 3–11.
21. *Bolton C.T.* Identification of Cygnus X-1 with HDE 226868 // *Nature.* — 1972. — Vol. 235, no. 5336. — Pp. 271–273.
22. *Brucato R., Kristian J.* Spectroscopic Observations of the Optical Candidate for Cygnus X-1 // *Astrophys. J. Let.* — 1973. — Vol. 179. — P. L129.
23. *Лютый В.М., Сюняев Р.А., Черепашук А.М.* Природа оптической переменности HZ Геркулеса = Геркулес X-1 и V1357 Лебеда = Лебедь X-1. II // *Астрон. журнал.* — 1974. — Т. 51. — С. 1150–1161.
24. *Krawczynski H., Beheshtipour B.* New Constraints on the Spin of the Black Hole Cygnus X-1 and the Physical Properties of its Accretion Disk Corona // *Astrophys. J.* — 2022. — Vol. 934, no. 1. — P. 4.

25. On the Nature of the Optical Variations of HZ Her = Her X1 / A.M. Cherepashchuk, Yu.N. Efremov, N.E. Kurochkin et al. // *Information Bulletin on Variable Stars*. — 1972. — Vol. 720. — P. 1.
26. Bahcall J.N., Bahcall N.A. The period and light curve of HZ Herculis // *Astrophys. J.* — 1972. — Vol. 178. — Pp. L1–L4.
27. Попов С.Б., Прохоров М.Е. Популяционный синтез в астрофизике // *Успехи физических наук*. — 2007. — Т. 117. — С. 1179–1206.
28. Корнилов В.Г., Липунов В.М. Нейтронные звезды в массивных двойных системах. I. Классификация и эволюция // *Астрон. журнал*. — 1983. — Т. 60. — С. 284–292.
29. Корнилов В.Г., Липунов В.М. Нейтронные звезды в массивных двойных системах. II. Численное моделирование // *Астрон. журнал*. — 1983. — Т. 60. — С. 574–583.
30. Липунов В.М. Астрофизика нейтронных звезд. — М. : Наука, 1987.
31. Описание «Машины сценариев» / В.М. Липунов, К.А. Постнов, М.Е. Прохоров, А.И. Богомазов // *Астрон. журнал*. — 2009. — Т. 86, № 10. — С. 985–1013.
32. Khaliullin Kh.F. Mass loss by Wolf-Rayet stars // *Soviet Astronomy*. — 1974. — Vol. 18. — P. 229.
33. Polarization Variability among Wolf-Rayet Stars. III. A New Way to Derive Mass-Loss Rates for Wolf-Rayet Stars in Binary Systems / N. St.-Louis, A.F.J. Moffat, L. Drissen et al. // *Astrophys. J.* — 1988. — Vol. 330. — Pp. 286–304.
34. Prinja R.K., Barlow M.J., Howarth I.D. Terminal Velocities for a Large Sample of O Stars, B Supergiants, and Wolf-Rayet Stars // *Astrophys. J.* — 1990. — Vol. 361. — P. 607.
35. Howarth I.D., Schmutz W. Near-infrared spectroscopy of galactic Wolf-Rayet stars. // *Astron. Astrophys.* — 1992. — Vol. 261. — Pp. 503–522.

36. Метеорологические условия в Кавказской обсерватории ГАИШ МГУ по результатам кампании 2007–2015 годов / В.Г. Корнилов, М.В. Корнилов, Н.И. Шатский и др. // *Астрон. журнал.* — 2016. — Т. 42, № 9. — С. 678–693.
37. Исследование оптики 2.5-метрового телескопа ГАИШ МГУ / С.А. Потанин, И.А. Горбунов, А.В. Додин и др. // *Письма в Астрон. журнал.* — 2020. — Т. 46, № 12. — С. 894–912.
38. Двухлучевой спектрограф для 2.5-м телескопа КГО ГАИШ МГУ / С.А. Потанин, А.А. Белинский, А.В. Додин и др. // *Письма в Астрон. журнал.* — 2020. — Т. 46, № 12. — С. 894–912.
39. UVB photometry of the WR binary CQ Cephei / O. Demircan, H. Ak, S. Ozdemir et al. // *Astronomische Nachrichten.* — 1997. — Vol. 318, no. 5. — Pp. 267–272.
40. *Hutton K., Henden A., Terrell D.* BVRI Photometry of the CX Cephei System (WR 151) // *PASP.* — 2009. — Vol. 121, no. 881. — P. 708.
41. *Eriş F.Z., Ekmekçi F.* A 2007 photometric study and UV spectral analysis of the Wolf-Rayet binary V444 Cyg // *Astronomische Nachrichten.* — 2011. — Vol. 332, no. 6. — Pp. 616–625.
42. Photometric Determination of Orbital Inclinations and Mass Loss Rates for Wolf-Rayet Stars in WR+O Binaries / R. Lamontagne, A.F.J. Moffat, L. Drissen et al. // *Astron. J.* — 1996. — Vol. 112. — P. 2227.
43. *Kartashova T.A., Snezhko L.I.* Spectroscopic investigation of the Wolf-Rayet eclipsing binary CQ Cep. Spectroscopic orbit and spectral classification of the companion // *Soviet Astronomy.* — 1985. — Vol. 29. — Pp. 440–444.
44. Wind-Wind Interaction in the Close Wolf-Rayet Binary CQ Cephei (WN6+O9 II–Ib) / S.V. Marchenko, A.F.J. Moffat, P.R.J. Eenens et al. // *Astrophys. J.* — 1995. — Vol. 450. — P. 811.
45. Spectroscopic searches for evolutionary orbital period changes in WR + OB binaries: the case of CQ Cep and CX Cep / I. Shaposhnikov, A. Cherepashchuk, A. Dodin, K. Postnov // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2023. — Vol. 523, no. 1. — Pp. 1524–1537.

46. *Underhill A.B., Gilroy K.K., Hill G.M.* About the Eclipsing Wolf-Rayet Binary HD 214419, CQ Cephei // *Astrophys. J.* — 1990. — Vol. 351. — Pp. 651–665.
47. *Gaposchkin S.* The Absolute Dimensions of a Wolf-Rayet Eclipsing Binary: HV 11111=BD +38° 4010=HD 193576. // *Astrophys. J.* — 1941. — Vol. 93. — P. 202.
48. *Kron G.E., Gordon K.C.* A Photoelectric Light-Curve for the Wolf-Rayet Eclipsing Binary HD 193576. // *Astrophys. J.* — 1943. — Vol. 97. — P. 311.
49. *Hiltner W.A.* An Ultraviolet Light-Curve of V 444 Cygni. // *Astrophys. J.* — 1949. — Vol. 110. — P. 95.
50. *Гусейнзаде А.А.* Трехцветная фотоэлектрическая фотометрия затменно-двойной звезды Вольфа-Райе V 444 Лебеда // *Переменные звезды.* — 1965. — Т. 15. — С. 555–568.
51. *Khaliullin Kh.F.* Wolf-Rayet Eclipsing Binary CQ Cephei in Monochromatic Emissions and the Continuum. // *Soviet Astronomy.* — 1973. — Vol. 16. — P. 636.
52. *Kuhi L.V.* Wolf-Rayet Stars. III. The Eclipsing System V444 Cygni // *Astrophys. J.* — 1968. — Vol. 152. — P. 89.
53. *Черепашук А.М., Халиуллин Х.Ф.* Узкополосная фотоэлектрическая фотометрия затменной двойной звезды Вольфа-Райе V444 Лебеда в континууме ( $\lambda\lambda$  4244–7512 Å) // *Астрон. журнал.* — 1973. — Т. 50. — С. 516–525.
54. *Корнилов В.Г.* Узкополосные наблюдения V444 Лебеда в ультрафиолетовом континууме // *Переменные звезды.* — 1983. — Т. 21, № 6. — С. 835–539.
55. *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.* — 2001. — Vol. 45, no. 4. — Pp. 269–280.
56. *Moffat A.F.J., Shara M.M.* Photometric variability of a complete sample of northern Wolf-Rayet stars. // *Astron. J.* — 1986. — Vol. 92. — Pp. 952–975.
57. *Underhill A.B., Grieve G.R., Louth H.* The Period of V444 Cygni and its Rate of Change // *PASP.* — 1990. — Vol. 102. — P. 749.

58. Wolf-Rayet stars and O-star runaways with HIPPARCOS. II. Photometry / S. V. Marchenko, A. F. J. Moffat, K. A. van der Hucht et al. // *Astron. Astrophys.* — 1998. — Vol. 331. — Pp. 1022–1036.
59. *Janiashvili E.B., Urushadze T.V.* A 2007 photometric study and UV spectral analysis of the Wolf-Rayet binary V444 Cyg // *Astronomy and Astrophysics (Caucasus)*. — 2016. — Vol. 1. — Pp. 17–23.
60. Variability survey of brightest stars in selected OB associations / J. Laur, I. Kolka, T. Eenmäe et al. // *Astron. Astrophys.* — 2017. — Vol. 598. — P. A108.
61. *Khaliullin K. F., Khaliullina A. I., Cherepashchuk A. M.* Period Lengthening in the V444-CYgni System and the Mass Loss by the Wolf-Rayet Component // *Soviet Astronomy Letters*. — 1984. — . — Vol. 10. — P. 250.
62. *Antokhin I.I.* Period Change of the Binary System WR+ O V444 Cyg: Updated Ephemeris Formula // *Astronomy Reports*. — 2025. — Vol. 69, no. 12. — Pp. 1307–1314.
63. *Cherepashchuk A.M., Eaton J.A., Khaliullin Kh. 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. // *Astrophys. J.* — 1984. — Vol. 281. — Pp. 774–788.
64. Spectroscopic searches for evolutionary orbital period changes in WR+OB binaries: the case of V444 Cyg / I. Shaposhnikov, A. Cherepashchuk, A. Dodin, K. Postnov // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2023. — Vol. 526, no. 3. — Pp. 4529–4534.
65. *Gaposchkin S.* The Wolf-Rayet Eclipsing Variable HV 11086 = HD 214419. // *Astrophys. J.* — 1944. — Vol. 100. — P. 242.
66. *Hiltner W.A.* Photometric Investigations of the Wolf-Rayet Binary CQ Cephei. // *Astrophys. J.* — 1950. — Vol. 112. — P. 477.
67. *Чугайнов П.Ф.* Трехцветные фотоэлектрические наблюдения затменно-двойной CQ Цефея // *Переменные звезды*. — 1960. — Т. 13. — С. 146–156.

68. *Ищенко И.М.* Некоторые затменные двойные звезды в созвездиях Лебедя, Ящерицы и Цефея // *Труды Ташкентской астрономической обсерватории.* — 1963. — Т. 28.
69. *Semeniuk I.* Period behaviour in WR eclipsing binaries // *Acta Astronomica.* — 1968. — Vol. 18. — P. 313.
70. *Карташева Т.А.* Трехцветные фотоэлектрические наблюдения затменно-двойной типа Вольфа-Райе CQ Цефея // *Переменные звезды.* — 1972. — Т. 18. — С. 459–467.
71. *Гусейнзаде А.А.* Трехцветная фотоэлектрическая кривая блеска затменно-двойной типа Вольфа-Райе CQ Цефея // *Переменные звезды.* — 1969. — Т. 16, № 5. — С. 488–499.
72. *Халиуллин Х.Ф., Черепашук А.М.* Узкополосная электрофотометрия затменно-двойной звезды типа Вольфа-Райе CQ Cep // *Астрон. циркуляр.* — 1969. — Т. 551. — С. 5–7.
73. *Карташева Т.А.* Узкополосные фотоэлектрические наблюдения затменно-двойной CQ Цефея // *Письма в Астрон. журнал.* — 1976. — Т. 2. — С. 197.
74. *Карташева Т.А.* Узкополосные фотоэлектрические наблюдения 1975-1976 гг. затменно-двойной типа Вольфа-Райе CQ Цефея и возможная их интерпретация // *Астрофизические исследования.* — 1987. — Т. 24. — С. 35–45.
75. *Курочкин Н.Е.* Узкополосные фотоэлектрические наблюдения затменно-двойной CQ Цефея // *Астрон. циркуляр.* — 1979. — Т. 1063. — С. 1–4.
76. *Антохина Э.А., Липунова Н.А., А.М. Черепашук.* Изменение периода и потеря массы звездой Вольфа-Райе в затменной системе CQ Цефея // *Астрон. циркуляр.* — 1981. — Т. 1191. — С. 1–4.
77. The Changing Period of the Eclipsing Binary CQ Cephei / E.A. Antokhina, J.M. Kreiner, J. Tremko, A.M. Cherepashchuk // *Soviet Astronomy Letters.* — 1987. — Vol. 13. — P. 170.

78. *Kreiner J.M., Tremko J.* Period Changes and the Distortion of the Light Curve of the Eclipsing Variable CQ CEP with a WR Component // *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*. — 1983. — Vol. 34. — P. 341.
79. *Kreiner J.M., Tremko J.* Further investigation of the eclipsing binary system CQ Cephei with a Wolf-Rayet component // *Abastumanskaia Astrofizicheskaia Observatoriia Byulleten*. — 1985. — Vol. 58. — Pp. 35–44.
80. Times of minima of two WR eclipsing binaries / D.J. Stickland, C.D. Pike, C. Lloyd, J. Ells // *The Observatory*. — 1988. — Vol. 108. — Pp. 151–154.
81. *Kilinş B.* Photoelectric Photometry of the Eclipsing Binary Star CQ Cephei // *Information Bulletin on Variable Stars*. — 1994. — Vol. 3998. — P. 1.
82. The American Association of Variable Star Observers (AAVSO). — URL: <https://www.aavso.org/>.
83. VarAstro, a unique portal for the publication and sharing of photometric data, run by the Czech Astronomical Society, Variable Star and Exoplanet Section. — URL: <https://var.astro.cz/en>.
84. *Hiltner W.A.* Spectroscopic and Photometric Observations of a Faint Wolf-Rayet Spectroscopic Binary. // *Astrophys. J.* — 1948. — Vol. 108. — P. 56.
85. *Липунова Н.А., Черепашук А.М.* Характеристики звезды Вольфа-Райе в затменной системе CX Cep // *Астрон. циркуляр*. — 1981. — Т. 1190. — С. 3–5.
86. *Липунова Н.А., Черепашук А.М.* Кривая блеска затменной системы CX Cep и характеристики звезды Вольфа-Райе // *Астрон. журнал*. — 1982. — Т. 59, № 1. — С. 73–86.
87. *Курочкин Н.Е.* Исследования двух малоамплитудных затменных систем больших масс V729 Лебеда и CX Цефея // *Переменные звезды*. — 1985. — Т. 22, № 2. — С. 219–224.
88. *Wilson O.C.* The Wolf-Rayet Spectroscopic Binary HD 193576. // *Astrophys. J.* — 1940. — Vol. 91. — P. 379.

89. *Keeping E.S.* A Re-Determination of Spectrographic Orbit of H.D. 193576 // *Publications of the Dominion Astrophysical Observatory Victoria*. — 1947. — Vol. 7. — Pp. 349–360.
90. *Münch G.A.* A Spectrographic Study of HD 193576 // *Astrophys. J.* — 1950. — Vol. 112. — P. 266.
91. *Ganesh K.S., Bappu M.K.V., Natarajan V.* The Wolf-Rayet eclipsing binary HD 193576 // *Kodaikanal Observatory Bulletin*. — 1976. — Vol. 184. — Pp. A93–A102.
92. *Underhill A.B., Yang S., Hill G.M.* The Orbit of the Wolf-Rayet Spectroscopic Binary HD 193576, V444 Cygni // *PASP*. — 1988. — Vol. 100. — P. 741.
93. *Acker A., Prevot M.-L., Prevot L.* Spectroscopic variations of the V444 Cyg system // *Astron. Astrophys.* — 1989. — Vol. 226. — Pp. 137–144.
94. *Marchenko S.V., Moffat A.F.J., Koenigsberger G.* The Wolf-Rayet Binary V444 Cygni under the Spectroscopic Microscope. I. Improved Characteristics of the Components and Their Interaction Seen in He I // *Astrophys. J.* — 1994. — Vol. 422. — Pp. 810–822.
95. The Wolf-Rayet Binary V444 Cygni Under the Spectroscopic Microscope. II. Physical Parameters of the Wolf-Rayet Wind and the Zone of Wind Collision / S.V. Marchenko, A.F.J. Moffat, P.R.J. Eenens et al. // *Astrophys. J.* — 1997. — Vol. 485, no. 2. — Pp. 826–838.
96. Orbital Elements and Mass-Loss Rate of V 444 Cyg / A. Hirv, K. Annuk, T. Eenmäe et al. // *Baltic Astronomy*. — 2006. — Vol. 15. — Pp. 405–412.
97. A spectroscopic multiplicity survey of Galactic Wolf-Rayet stars. II. The northern WNE sequence / K. Dsilva, T. Shenar, H. Sana, P. Marchant // *Astron. Astrophys.* — 2022. — Vol. 664. — P. A93.
98. *Mclaughlin D.B., Hiltner W.A.* A Wolf-Rayet Spectroscopic Binary, HD 214419 // *PASP*. — 1941. — Vol. 53, no. 316. — Pp. 328–330.
99. *Hiltner W.A.* The Wolf-Rayet Spectroscopic Binary HD 214419 // *Astrophys. J.* — 1944. — Vol. 99. — P. 273.

100. *Bappu M.K.V., Visvanadham P.* The Wolf-Rayet spectroscopic binary HD 214419 // *Kodaikanal Observatory Bulletin, Series A.* — 1977. — Vol. 2. — Pp. 89–94.
101. *Niemala V.S.* Observations of Wolf-Rayet binaries // *Close Binary Stars: Observations and Interpretation* / Ed. by M.J. Plavec, D.M. Popper, R.K. Ulrich. — Vol. 88 of *IAU Symposium.* — 1980. — Pp. 177–180.
102. *Leung K.C., Moffat A.F.J., Seggewiss W.* Spectroscopic and photometric analysis of the WN7 eclipsing binary CQ Cephei. // *Astrophys. J.* — 1983. — Vol. 265. — Pp. 961–971.
103. Ultraviolet, optical and infrared observations of the Wolf-Rayet contact-eclipsing binary CQ Cephei. / D.J. Stickland, G.E. Bromage, E. Budding et al. // *Astron. Astrophys.* — 1984. — Vol. 134. — Pp. 45–76.
104. *Shylaja B.S.* Spectrophotometric Studies of CQ Cephei // *Journal of Astrophysics and Astronomy.* — 1986. — Vol. 7, no. 3. — Pp. 171–194.
105. *Kartasheva T.A.* Brightness ratio of the WR eclipsing binary CQ Cep components. // *Bulletin of the Special Astrophysics Observatory.* — 1996. — Vol. 39. — Pp. 78–83.
106. *Beals C.S.* Some results of a spectrophotometric study of the Wolf-Rayet binary HD 193576 // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 1944. — Vol. 104. — P. 205.
107. *Kartasheva T.A., Svechnikov M.A.* CQ Cep - a close Wolf-Rayet binary system + a third body ? // *Bulletin of the Special Astrophysics Observatory.* — 2000. — Vol. 49. — Pp. 101–109.
108. *Harries T.J., Hilditch R.W.* Time-series spectropolarimetry of the short-period Wolf-Rayet+O star binary CQ Cephei // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 1997. — Vol. 291, no. 3. — Pp. 544–556.
109. *Vyssotsky A.N., Miller W.J., Walther Miriam E.* New Planetaries, Wolf-Rayet Stars, and a Be Star // *PASP.* — 1945. — Vol. 57, no. 339. — P. 314.
110. *Hiltner W.A.* Spectra of Two Wolf-Rayet Stars, One a New Spectroscopic Binary // *PASP.* — 1946. — Vol. 58, no. 342. — Pp. 215–217.

111. *Bracher K.* A Study of Some Wolf-Rayet Spectroscopic Binaries.: Ph.D. thesis / Indiana University, Bloomington. — 1966.
112. *Massey P., Conti P.S.* Spectroscopic studies of Wolf-rayet stars with absorption lines. IV. The mass of CX CEP (WN5+0). // *Astrophys. J.* — 1981. — Vol. 244. — Pp. 169–172.
113. *Wilson O.C.* On the Determination of Mass Ratios of Spectroscopic Binaries. // *Astrophys. J.* — 1941. — Vol. 93. — P. 29.
114. A Spectroscopic Study of the Short-Period Eclipsing Wolf-Rayet Binary CX Cephei (WN5+O5 V) / D. Lewis, A.F.J. Moffat, J.M. Matthews et al. // *Astrophys. J.* — 1993. — Vol. 405. — Pp. 312–326.
115. *Wilson O.C.* Three Wolf-Rayet Spectroscopic Binaries // *PASP.* — 1941. — Vol. 53, no. 315. — P. 295.
116. *Hiltner W.A.* The Wolf-Rayet Spectroscopic Binaries HD 186943, HD 193928, and HD 211853 // *Astrophys. J.* — 1945. — Vol. 101. — P. 356.
117. *Ganesh K.S., Bappu M.K.V.* Three Wolf-Rayet binaries // *Kodaikanal Observatory Bulletin, Series A.* — 1967. — Vol. 185. — Pp. A104–A119.
118. *Massey P.* Spectroscopic studies of Wolf-rayet stars with absorption lines. III. New orbits for HD 186943 (WN4) and HD 211853 (WN6). // *Astrophys. J.* — 1981. — Vol. 244. — Pp. 157–168.
119. *de La Chevrotière A., Moffat A.F.J., Chené A.-N.* Spectroscopic study of the short-period WN5o + O8.5V binary system WR127 (HD 186943) // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2011. — Vol. 411, no. 1. — Pp. 635–643.
120. Spectroscopic searches for evolutionary orbital period changes in WR+OB binaries: The case of WR 127 (Hen 3-1772) / I.A. Shaposhnikov, A.M. Cherepashchuk, A.V. Dodin, K.A. Postnov // *Astron. Astrophys.* — 2024. — Vol. 683. — P. L17.
121. *Липунова Н.А.* О регулярных повышениях блеска звезды HD 186943 типа Вольфа-Райе // *Астрон. циркуляр.* — 1984. — Т. 1346. — С. 3–5.

122. *Лупунова Н.А.* Фотометрический поиск затмений в спектрально-двойной системе HD 186943, содержащей звезду WR // *Астрон. циркуляр.* — 1986. — Т. 1463. — С. 1–2.
123. *Marchenko S.V., Moffat A.F.J., Eenens P.R.J.* The Wolf-Rayet Binary WR 141 (WN5O + O5 V-III) Revisited // *PASP.* — 1998. — Vol. 110, no. 754. — Pp. 1416–1422.
124. Refined Orbital Parameters of HD 193928 / *M.M. Ivanov, T.S. Valchev, L.N. Georgiev et al.* // *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica.* — 1999. — Vol. 35. — P. 2529.
125. *Shaposhnikov I.A.* Spectroscopic Searches for Evolutionary Orbital Period Changes in WR + OB Binaries: the Case of WR 141 // *Astronomy Reports.* — 2024. — Vol. 68, no. 12. — Pp. 1145–1152.
126. *Черепашук А.М.* Тесные двойные звезды : в 2 ч. — М. : Физматлит, 2013. — Т. 1.
127. *Hertzsprung E.* Bearbeitung der J.F.J. Schmidtschen Beobachtungen und Bestimmung der Periode von  $\delta$  Cephei // *Astronomische Nachrichten.* — 1919. — Vol. 210, no. 2. — P. 17.
128. *Kwee K.K., van Woerden H.* A method for computing accurately the epoch of minimum of an eclipsing variable // *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherland.* — 1956. — Vol. 12. — P. 327.
129. Constraining the overcontact phase in massive binary evolution. II. Period stability of known O+O overcontact systems / *M. Abdul-Masih, A. Escorza, A. Menon et al.* // *Astron. Astrophys.* — 2022. — Vol. 666. — P. A18.
130. Constraining the overcontact phase in massive binary evolution: III. Period stability of known B+B and O+B overcontact systems / *J. Vrancken, M. Abdul-Masih, A. Escorza et al.* // *Astron. Astrophys.* — 2024. — Vol. 691. — P. A150.
131. *Lamers H.J.G.L.M., Cassinelli J.P.* Introduction to Stellar Winds. — Cambridge University Press, 1999.

132. *Meynet G., Maeder A.* Wind anisotropies and GRB progenitors // *Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 464, no. 2. — Pp. L11–L15.
133. *Асланов А.А., А.М. Черепашчук.* Поиск эффектов ориентации в излучении звезд Вольфа-Райе // *Астрон. журнал.* — 1990. — Т. 67, № 6. — С. 1195–1203.
134. Highly Evolved Close Binary Stars. Part I: Catalog / A.M. Cherepashchuk, N.A. Katysheva, T.S. Khruzina, S.Yu. Shugarov. — Brussels: Gordon and Breach Publications, 1996.
135. The shortest-period Wolf-Rayet binary in the Small Magellanic Cloud: Part of a high-order multiple system. Spectral and orbital analysis of SMC AB 6 / T. Shenar, R. Hainich, H. Todt et al. // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 616. — P. A103.
136. *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 // *Astron. Astrophys.* — 2006. — Vol. 447, no. 2. — Pp. 667–680.
137. The Wolf-Rayet binaries of the nitrogen sequence in the Large Magellanic Cloud. Spectroscopy, orbital analysis, formation, and evolution / T. Shenar, D.P. Sablowski, R. Hainich et al. // *Astron. Astrophys.* — 2019. — Vol. 627. — P. A151.
138. The massive Wolf-Rayet binary SMC WR7 / V.S. Niemela, P. Massey, G. Testor, S. Giménez Benítez // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2002. — Vol. 333, no. 2. — Pp. 347–352.
139. *Fahed R., Moffat A.F.J.* Colliding winds in five WR+O systems of the Southern hemisphere // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2012. — Vol. 424, no. 3. — Pp. 1601–1613.
140. *Collado A., Gamen R., Barbá R.H.* The new Wolf-Rayet binary system WR62a // *Astron. Astrophys.* — 2013. — Vol. 552. — P. A22.
141. *Cherepashchuk A.M., Shaposhnikov I.A.* Search for Orientation Effects in the Stellar Winds of Wolf-Rayet Stars // *Astronomy Reports.* — 2025. — Vol. 69, no. 7. — Pp. 591–608.

142. A new massive double-lined spectroscopic binary system: The Wolf-Rayet star WR 68a / A. Collado, R. Gamen, R.H. Barbá, N. Morrell // *Astron. Astrophys.* — 2015. — Vol. 581. — P. A49.
143. WR 35a: A new double-lined spectroscopic binary / R. Gamen, A. Collado, R. Barbá et al. // *Astron. Astrophys.* — 2014. — Vol. 562. — P. A13.
144. *Bartzakos P., Moffat A.F.J., Niemela V.S.* Magellanic Cloud WC/WO Wolf-Rayet stars - I. Binary frequency and Roche lobe overflow formation // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2001. — Vol. 324, no. 1. — Pp. 18–32.
145. Design, construction, and performance of UVES, the echelle spectrograph for the UT2 Kueyen Telescope at the ESO Paranal Observatory / H. Dekker, S. D’Odorico, A. Kaufer et al. // *Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors* / Ed. by Masanori Iye, Alan F. Moorwood. — Vol. 4008 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. — 2000. — Pp. 534–545.
146. Modelling the spectra of colliding winds in the Wolf-Rayet WC7+O binaries WR 42 and WR 79 / G.M. Hill, A.F.J. Moffat, N. St-Louis, P. Bartzakos // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2000. — Vol. 318, no. 2. — Pp. 402–410.
147. MELCHIORS. The Mercator Library of High Resolution Stellar Spectroscopy / P. Royer, T. Merle, K. Dsilva et al. // *Astron. Astrophys.* — 2024. — Vol. 681. — P. A107.
148. Visual Orbits of Wolf-Rayet Stars. I. The Orbit of the Dust-producing Wolf-Rayet Binary WR 137 Measured with the CHARA Array / N.D. Richardson, G.H. Schaefer, J.J. Eldridge et al. // *Astrophys. J.* — 2024. — Vol. 977, no. 1. — P. 78.
149. Visual Orbits of Wolf-Rayet Stars. II. The Orbit of the Nitrogen-rich Wolf-Rayet Binary WR 138 Measured with the CHARA Array / A. Holdsworth, N. Richardson, G.H. Schaefer et al. // *Astrophys. J.* — 2024. — Vol. 977, no. 2. — P. 185.
150. The orbit and stellar masses of the archetype colliding-wind binary WR 140 / J.D. Thomas, N.D. Richardson, J.J. Eldridge et al. // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 504, no. 4. — Pp. 5221–5230.

151. The First Dynamical Mass Determination of a Nitrogen-rich Wolf-Rayet Star Using a Combined Visual and Spectroscopic Orbit / N.D. Richardson, L. Lee, G. Schaefer et al. // *Astrophys. J. Let.* — 2021. — Vol. 908, no. 1. — P. L3.
152.  $\gamma^2$  Velorum: orbital solution and fundamental parameter determination with SUSI / J.R. North, P.G. Tuthill, W.J. Tango, J. Davis // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2007. — Vol. 377, no. 1. — Pp. 415–424.
153. *Brown J.C., McLean I.S., Emslie A.G.* Polarisation by Thomson scattering in optically thin stellar envelopes. II. Binary and multiple star envelopes and the determination of binary inclinations. // *Astron. Astrophys.* — 1978. — Vol. 68. — Pp. 415–427.
154. *Черепашук А.М.* Определение элементов затменных систем, содержащих компоненту с протяженной сферической атмосферой // *Астрон. журнал.* — 1966. — Т. 43. — С. 517.
155. *Lührs S.* A Colliding-Wind Model for the Wolf-Rayet System HD 152270 // *PASP.* — 1997. — Vol. 109. — Pp. 504–513.
156. *Hill G.M., Moffat A.F.J., St-Louis N.* Modelling the colliding-winds spectra of the 19-d WR + OB binary in the massive triple system  $\theta$  Muscae // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2002. — Vol. 335, no. 4. — Pp. 1069–1078.
157. *Weidner C., Vink J.S.* The masses, and the mass discrepancy of O-type stars // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 524. — P. A98.
158. *Foellmi C., Moffat A.F.J., Guerrero M.A.* Wolf-Rayet binaries in the Magellanic Clouds and implications for massive-star evolution - II. Large Magellanic Cloud // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2003. — Vol. 338, no. 4. — Pp. 1025–1056.
159. SB<sup>9</sup>: The ninth catalogue of spectroscopic binary orbits / D. Pourbaix, A.A. Tokovinin, A.H. Batten et al. // *Astron. Astrophys.* — 2004. — Vol. 424. — Pp. 727–732.
160. *Антохин И.И., Черепашук А.М.* Затменная двойная (WN3(h)+O5 V)-система ВАТ99-129: анализ кривой блеска и характеристики компонент // *Астрон. журнал.* — 2007. — Т. 84, № 6. — С. 542–556.

161. An Extreme Case of a Misaligned Highly Flattened Wind in the Wolf-Rayet Binary CX Cephei / A. Villar-Sbaffi, N. St-Louis, Anthony F.J. Moffat, Vilpu Piirola // *Astrophys. J.* — 2006. — Vol. 640, no. 2. — Pp. 995–1004.
162. *Schulte-Ladbeck R.E., van der Hucht K.A.* Polarimetry of Four Wolf-Rayet Stars // *Astrophys. J.* — 1989. — Vol. 337. — P. 872.
163. *Lamontagne R., Moffat A.F.J.* Precision Photometric Monitoring of Southern Variable Wolf-Rayet Stars with a Comment on the Overall Continuum Variability of WR Stars // *Astron. J.* — 1987. — Vol. 94. — Pp. 1008–1024.
164. *Hamann W.-R., Schwarz E.* The eclipsing Wolf-Rayet binary V 444 Cygni : modelling the light curve and the helium spectrum consistently. // *Astron. Astrophys.* — 1992. — Vol. 261. — Pp. 523–534.
165. Polarization Variability among Wolf-Rayet Stars. I. Linear Polarization of a Complete Sample of Southern Galactic WC Stars / N. St.-Louis, L. Drissen, A.F.J. Moffat et al. // *Astrophys. J.* — 1987. — Vol. 322. — Pp. 870–887.
166. *Piirola V., Linnaluoto S.* Multicolour polarimetry of Wolf-Rayet binaries // *Polarized Radiation of Circumstellar Origin.* — 1988. — Pp. 655–666.
167. 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 / N. St.-Louis, A.F.J. Moffat, L. Lapointe et al. // *Astrophys. J.* — 1993. — Vol. 410. — Pp. 342–356.
168. Polarimetric Observations of the WN7 Binary CQ Cephei / L. Drissen, A.F.J. Moffat, P. Bastien et al. // *Astrophys. J.* — 1986. — Vol. 306. — P. 215.
169. Photometric and Polarimetric Variability and Mass-Loss Rate of the Massive Binary Wolf-Rayet Star HDE 311884 (WN6+O5:V) / A.F.J. Moffat, L. Drissen, C. Robert et al. // *Astrophys. J.* — 1990. — Vol. 350. — P. 767.
170. The Galactic hybrid Wolf-Rayet WN7o/CE + O7V((f)) binary system WR145 / V. Muntean, A.F.J. Moffat, A.N. Chené, A. de La Chevrotière // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2009. — Vol. 399, no. 4. — Pp. 1977–1987.

171. *Seggewiss W., Moffat A.F.J., Lamontagne R.* Photometric variability study of Wolf-Rayet binaries in the Magellanic Cloud. // *Astron. Astrophys Suppl. Ser.* — 1991. — Vol. 89. — P. 105.
172. Time-Resolved FUSE Spectroscopy of the LMC WC + O Binaries Br 22 and Br 32 / P. Boisvert, S.V. Marchenko, N. St-Louis, A.F.J. Moffat // *Astrophys. J.* — 2008. — Vol. 683, no. 1. — Pp. 449–465.
173. *Moffat A.F.J., Niemela V.S., Marraco H.G.* Wolf-Rayet Stars in the Magellanic Clouds. VI. Spectroscopic Orbits of WC Binaries and Implications for W-R Evolution // *Astrophys. J.* — 1990. — Vol. 348. — P. 232.
174. *Smith L.F., Shara M.M., Moffat A.F.J.* A three-dimensional classification for WN stars // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 1996. — Vol. 281, no. 1. — Pp. 163–191.
175. The orbital motion of gamma<sup>2</sup> Velorum / W. Schmutz, J. Schweickhardt, O. Stahl et al. // *Astron. Astrophys.* — 1997. — Vol. 328. — Pp. 219–228.
176. *Hill G.M.* Is WR 104 a face-on, colliding-wind binary? // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2024. — Vol. 534, no. 3. — Pp. 2184–2195.
177. *Cherepashchuk A.M.* Optical and X-ray observations of stellar winds in Wolf-Rayet binaries (Invited) // *Wolf-Rayet Stars: Binaries; Colliding Winds; Evolution* / Ed. by Karel A. van der Hucht, Peredur M. Williams. — Vol. 163 of *IAU Symposium*. — 1995. — P. 262.
178. *Lepine S.* Effects of wind clumping on colliding winds // *Wolf-Rayet Stars: Binaries; Colliding Winds; Evolution* / Ed. by Karel A. van der Hucht, Peredur M. Williams. — Vol. 163 of *IAU Symposium*. — 1995. — P. 411.
179. Clumping in the Winds of Wolf-Rayet Stars / A.-N. Chené, N. St-Louis, A.F.J. Moffat, K.G. Gayley // *Astrophys. J.* — 2020. — Vol. 903, no. 2. — P. 113.
180. *Danehkar A.* Morpho-kinematic Properties of Wolf-Rayet Planetary Nebulae // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2022. — Vol. 260, no. 1. — P. 14.

181. *Bhatia A.K., Underhill A.B.* The Statistical Equilibrium of Hydrogen and Helium in a Radiation Field, with an Application to Interpreting Wolf-Rayet Spectra // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1986. — Vol. 60. — Pp. 323–356.
182. Anisotropic winds in a Wolf-Rayet binary identify a potential gamma-ray burst progenitor / J.R. Callingham, P.G. Tuthill, B.J.S. Pope et al. // *Nature Astronomy.* — 2019. — Vol. 3. — Pp. 82–87.
183. *Черепашук А.М.* Узкополосная электрофотометрия затменно-двойной звезды типа Вольфа–Райе V444 Лебеда // *Переменные звезды.* — 1972. — Т. 16. — С. 226.
184. A Chandra Observation of the Eclipsing Wolf-Rayet Binary CQ Cep / S.L. Skinner, S.A. Zhekov, M. Güdel, W. Schmutz // *Astrophys. J.* — 2015. — Vol. 799, no. 2. — P. 124.
185. *Eggleton P.P.* Approximations to the radii of Roche lobes. // *Astrophys. J.* — 1983. — Vol. 268. — Pp. 368–369.
186. *Antokhina E.A., Cherepashchuk A.M.* Parameters of the Wolf-Rayet eclipsing binary system CQ Cep // *Soviet Astronomy.* — 1988. — Vol. 65, no. 5. — Pp. 531–536.
187. *Nugis T., Crowther P. A., Willis A. J.* Clumping-corrected mass-loss rates of Wolf-Rayet stars // *Astron. Astrophys.* — 1998. — Vol. 333. — Pp. 956–969.
188. *Budi B.D.S., Malasan H.L.* Spectroscopic Observations of Ten Galactic Wolf-Rayet Stars at Bosscha Observatory: Determination of Stellar Parameters and Mass-Loss Rate // *Preprint SSRN.* — 2023. — no. 4620956.
189. The Progenitor Dependence of Core-collapse Supernovae from Three-dimensional Simulations with Progenitor Models of 12-40  $M_{\odot}$  / C.D. Ott, L.F. Roberts, A. da Silva Schneider et al. // *Astrophys. J. Let.* — 2018. — Vol. 855, no. 1. — P. L3.
190. *Burrows A., Wang T., Vartanyan D.* Channels of Stellar-mass Black Hole Formation // *Astrophys. J.* — 2025. — Vol. 987, no. 2. — P. 164.

191. The fate of rotating massive stars across cosmic times / R. Hirschi, K. Goodman, G. Meynet et al. // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2025. — Vol. 543, no. 3. — Pp. 2796–2815.
192. Properties of OB star-black hole systems derived from detailed binary evolution models / N. Langer, C. Schürmann, K. Stoll et al. // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 638. — P. A39.
193. The landscape of binary core-collapse supernova progenitors and the late emergence of Wolf-Rayet winds / A. Gilkis, E. Laplace, I. Arcavi et al. // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2025. — Vol. 540, no. 4. — Pp. 3094–3120.
194. *Cherepashchuk A.M.* Wolf-Rayet Stars and Relativistic Objects: Distinctions between the Mass Distributions in Close Binary Systems // *Astronomy Reports.* — 2001. — Vol. 45, no. 2. — Pp. 120–137.
195. *Paczyński B.* Evolution of Single Stars. IV. Helium Stars // *Acta Astronomica.* — 1971. — Vol. 21. — P. 1.
196. *Takahashi K., Takiwaki T., Yoshida T.* Monotonicity of the Cores of Massive Stars // *Astrophys. J.* — 2023. — Vol. 945, no. 1. — P. 19.
197. *Shaposhnikov I.A.* Wolf-Rayet stars mass-loss rates determined from spectroscopic measurements of the orbital evolution for close WR+OB binary systems // *Modern Astronomy: From the Early Universe to Exoplanets and Black Holes.* — 2024. — Pp. 550–556.
198. The Quadruple Wolf-Rayet System GP Cephei: Spectral Types, Masses, Mass-Loss Rate, and Colliding Winds / H. Demers, A.F.J. Moffat, S.V. Marchenko et al. // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 577, no. 1. — Pp. 409–421.
199. *Hill G.M., Moffat A.F.J., St-Louis N.* Modelling the colliding-wind spectra of the WC8d+O8-9IV binary CV Ser (WR 113) // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2018. — Vol. 474, no. 3. — Pp. 2987–2999.
200. Wolf-Rayet stars in the Small Magellanic Cloud. II. Analysis of the binaries / T. Shenar, R. Hainich, H. Todt et al. // *Astron. Astrophys.* — 2016. — Vol. 591. — P. A22.

201. A first detailed study of the colliding wind WR+O binary WR 30a / E. Gosset, P. Royer, G. Rauw et al. // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2001. — Vol. 327, no. 2. — Pp. 435–451.
202. *Petrov V.S., Cherepashchuk A.M., Antokhina E.A.* Stability of the parameters of the Stellar black-hole mass distribution estimated using nonparametric methods // *Astronomy Reports.* — 2014. — Vol. 58, no. 3. — Pp. 113–125.
203. *Ritter H., Kolb U.* Catalogue of cataclysmic binaries, low-mass X-ray binaries and related objects (Seventh edition) // *Astron. Astrophys.* — 2003. — Vol. 404. — Pp. 301–303.
204. A catalogue of high-mass X-ray binaries in the Galaxy: from the INTEGRAL to the Gaia era / F. Fortin, F. García, A. Simaz Bunzel, S. Chaty // *Astron. Astrophys.* — 2023. — Vol. 671. — P. A149.
205. A catalogue of low-mass X-ray binaries in the Galaxy: From the INTEGRAL to the Gaia era / F. Fortin, A. Kalsi, F. García et al. // *Astron. Astrophys.* — 2024. — Vol. 684. — P. A124.
206. XRBCats: Galactic High Mass X-ray Binary Catalogue / M. Neumann, A. Avakyan, V. Doroshenko, A. Santangelo // *Astron. Astrophys.* — 2023. — Vol. 677. — P. A134.
207. XRBCats: Galactic low-mass X-ray binary catalogue / A. Avakyan, M. Neumann, A. Zainab et al. // *Astron. Astrophys.* — 2023. — Vol. 675. — P. A199.
208. *Davydov V.V., Esipov V.F., Cherepashchuk A.M.* Spectroscopic monitoring of SS 433: A search for long-term variations of kinematic model parameters // *Astronomy Reports.* — 2008. — Vol. 52, no. 6. — Pp. 487–506.
209. *Goranskij V.P.* Photometric mass estimate for the compact component of SS 433: And yet it is a neutron star // *ArXiv Preprint.* — 2011. — Vol. arXiv:1110.5304.
210. Evolutionary increase of the orbital separation and change of the Roche lobe size in SS433 / A.M. Cherepashchuk, A.A. Belinski, A.V. Dodin, K.A. Postnov // *New Astronomy.* — 2023. — Vol. 103. — P. 102060.

211. Discovery of orbital eccentricity and evidence for orbital period increase of SS433 / A.M. Cherepashchuk, A.A. Belinski, A.V. Dodin, K.A. Postnov // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 507, no. 1. — Pp. L19–L23.
212. *Shklovskii I.S.* Mass loss by SS433 and its effect on the x-ray and radio emission // *Soviet Astronomy.* — 1981. — Vol. 25. — P. 315.
213. Near-IR and X-Ray Variability of Cyg X-3: Evidence for a Compact IR Source and Complex Wind Structures / I.I. Antokhin, A.M. Cherepashchuk, E.A. Antokhina, A.M. Tatarnikov // *Astrophys. J.* — 2022. — Vol. 926, no. 2. — P. 123.
214. Optical, J and K light curves of XTE J1118+480 = KV UMa: the mass of the black hole and the spectrum of the non-stellar component / A.M. Cherepashchuk, N.A. Katysheva, T.S. Khruzina et al. // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 490, no. 3. — Pp. 3287–3308.
215. *Cherepashchuk A.M., Khruzina T.S., Atapin K.E.* I-band photometry of the quiescent black hole X-ray nova GROJ0422 + 32 = V518 Per: modelling of the orbital light curve and estimation of the black hole mass // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2024. — Vol. 531, no. 4. — Pp. 4917–4928.
216. *Cherepashchuk A.M., Khruzina T.S., Atapin K.E.* Ic-Photometry of the X-Ray Nova GS 2000+25 (QZ Vul): Orbital Light Curve Modeling and Black Hole Mass // *Astronomy Reports.* — 2025. — Vol. 69, no. 11. — Pp. 1063–1076.
217. A Sun-like star orbiting a black hole / K. El-Badry, H.-W. Rix, E. Quataert et al. // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2023. — Vol. 518, no. 1. — Pp. 1057–1085.
218. A red giant orbiting a black hole / K. El-Badry, H.-W. Rix, Y. Cendes et al. // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2023. — Vol. 521, no. 3. — Pp. 4323–4348.
219. Discovery of a dormant 33 solar-mass black hole in pre-release Gaia astrometry / Gaia Collaboration, P. Panuzzo, T. Mazeh et al. // *Astron. Astrophys.* — 2024. — Vol. 686. — P. L2.
220. *Gomez S., Grindlay J.E.* Optical Analysis and Modeling of HD96670, a New Black Hole X-Ray Binary Candidate // *Astrophys. J.* — 2021. — Vol. 913, no. 1. — P. 48.

221. Broadband X-ray analysis of 1E 1740.7-2942: constraints on spin, inclination, and a tentative black hole mass / P.E. Stecchini, F. D'Amico, F. Jablonski et al. // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2020. — Vol. 493, no. 2. — Pp. 2694–2705.
222. A Black Hole in the Superluminal Source SAX J1819.3-2525 (V4641 Sgr) / J.A. Orosz, E. Kuulkers, M. van der Klis et al. // *Astrophys. J.* — 2001. — Vol. 555, no. 1. — Pp. 489–503.
223. Phase-resolved spectroscopic analysis of the eclipsing black hole X-ray binary M33 X-7: System properties, accretion, and evolution / V. Ramachandran, L.M. Oskinova, W.-R. Hamann et al. // *Astron. Astrophys.* — 2022. — Vol. 667. — P. A77.
224. The Wolf-Rayet + Black Hole Binary NGC 300 X-1: What is the Mass of the Black Hole? / B.A. Binder, J.M. Sy, M. Eracleous et al. // *Astrophys. J.* — 2021. — Vol. 910, no. 1. — P. 74.
225. IC 10 X-1: A Double Black Hole Progenitor Probably Formed through Stable Mass Transfer / G.-Y. Wang, Y. Shao, J.-G. He et al. // *Astrophys. J.* — 2024. — Vol. 974, no. 2. — P. 184.
226. A New Dynamical Model for the Black Hole Binary LMC X-1 / J.A. Orosz, D. Steeghs, J.E. McClintock et al. // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 697, no. 1. — Pp. 573–591.
227. The Mass of the Black Hole in LMC X-3 / J.A. Orosz, J.F. Steiner, J.E. McClintock et al. // *Astrophys. J.* — 2014. — Vol. 794, no. 2. — P. 154.
228. The mass of the black hole in 1A 0620-00, revisiting the ellipsoidal light curve modelling / T.F.J. van Grunsven, P.G. Jonker, F.W.M. Verbunt, E.L. Robinson // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2017. — Vol. 472, no. 2. — Pp. 1907–1914.
229. A 2-hr binary period for the black hole transient MAXI J0637-430 / R. Soria, R. Ma, L. Tao, S.-N. Zhang // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2022. — Vol. 515, no. 2. — Pp. 3105–3112.

230. The Mass of the Black Hole in the X-ray Binary Nova Muscae 1991 / J. Wu, J.A. Orosz, J.E. McClintock et al. // *Astrophys. J.* — 2016. — Vol. 825, no. 1. — P. 46.
231. Dynamical confirmation of a stellar mass black hole in the transient X-ray dipping binary MAXI J1305-704 / D. Mata Sánchez, A. Rau, A. Álvarez Hernández et al. // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 506, no. 1. — Pp. 581–594.
232. *Titarchuk L., Seifina E.* MAXI J1348-630: Estimating the black hole mass and binary inclination using a scaling technique // *Astron. Astrophys.* — 2023. — Vol. 669. — P. A57.
233. *Casares J.* Mass Ratio Determination from  $H_{\alpha}$  Lines in Black Hole X-Ray Transients // *Astrophys. J.* — 2016. — Vol. 822, no. 2. — P. 99.
234. Evidence for a black hole in the historical X-ray transient A 1524-61 (= KY TrA) / I.V. Yanes-Rizo, M.A.P. Torres, J. Casares et al. // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2024. — Vol. 527, no. 3. — Pp. 5949–5955.
235. Broad-band reflection spectroscopy of MAXI J1535-571 using AstroSat: estimation of black hole mass and spin / N. Sridhar, S. Bhattacharyya, S. Chandra, H.M. Antia // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 487, no. 3. — Pp. 4221–4229.
236. Accretion Flow Properties of MAXI J1543-564 during 2011 Outburst from the TCAF Solution / D. Chatterjee, D. Debnath, S.K. Chakrabarti et al. // *Astrophys. J.* — 2016. — Vol. 827, no. 1. — P. 88.
237. Orbital Parameters for the Soft X-Ray Transient 4U 1543-47: Evidence for a Black Hole / J.A. Orosz, R.K. Jain, C.D. Bailyn et al. // *Astrophys. J.* — 1998. — Vol. 499, no. 1. — Pp. 375–384.
238. Dynamical Evidence for a Black Hole in the Microquasar XTE J1550-564 / J.A. Orosz, P.J. Groot, M. van der Klis et al. // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 568, no. 2. — Pp. 845–861.
239. *Seifina E., Titarchuk L., Shaposhnikov N.* Black Hole Mass Determination in the X-Ray Binary 4U 1630-47: Scaling of Spectral and Variability Characteristics // *Astrophys. J.* — 2014. — Vol. 789, no. 1. — P. 57.

240. Precise mass and spin measurements for a stellar-mass black hole through X-ray timing: the case of GRO J1655-40 / S.E. Motta, T.M. Belloni, L. Stella et al. // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2014. — Vol. 437, no. 3. — Pp. 2554–2565.
241. Delimiting the black hole mass in the X-ray transient MAXI J1659-152 with H $\alpha$  spectroscopy / M.A.P. Torres, P.G. Jonker, J. Casares et al. // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 501, no. 2. — Pp. 2174–2181.
242. The Mass Function of GX 339-4 from Spectroscopic Observations of Its Donor Star / M. Heida, P.G. Jonker, M.A.P. Torres, A. Chiavassa // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 846, no. 2. — P. 132.
243. A Black Hole in the X-Ray Nova Ophiuchi 1997 / A.V. Filippenko, T. Mathe-son, D.C. Leonard et al. // *PASP.* — 1997. — Vol. 109. — Pp. 461–467.
244. *Iyer N., Nandi A., Mandal S.* Determination of the Mass of IGR J17091-3624 from “Spectro-temporal” Variations during the Onset Phase of the 2011 Out-burst // *Astrophys. J.* — 2015. — Vol. 807, no. 1. — P. 108.
245. The orbital period, black hole mass, and distance to the X-ray transient GRS 1716-249 (=N Oph 93) / J. Casares, I.V. Yanes-Rizo, M.A.P. Torres et al. // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2023. — Vol. 526, no. 4. — Pp. 5209–5219.
246. Estimation of Mass of Compact Object in H 1743-322 from 2010 and 2011 Out-bursts using TCAF Solution and Spectral Index-QPO Frequency Correlation / Aslam Ali Molla, Sandip K. Chakrabarti, Dipak Debnath, Santanu Mondal // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 834, no. 1. — P. 88.
247. Discovery and Monitoring of a New Black Hole Candidate XTE J1752-223 with RXTE: Rms Spectrum Evolution, Black Hole Mass, and the Source Distance / N. Shaposhnikov, C. Markwardt, J. Swank, H. Krimm // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 723, no. 2. — Pp. 1817–1824.
248. *Bezayiff N.* Mass estimate of black hole candidates GRS 1758-258 and GX 339-4 based on a transition layer model of the accretion disk and a search for x-ray jets in GRS 1758-258: Ph.D. thesis / University of California, Santa Cruz. — 2006.

249. The Binary Mass Ratio in the Black Hole Transient MAXI J1820+070 / M.A.P. Torres, J. Casares, F. Jiménez-Ibarra et al. // *Astrophys. J. Let.* — 2020. — Vol. 893, no. 2. — P. L37.
250. The face-on disc of MAXI J1836-194 / T.D. Russell, R. Soria, C. Motch et al. // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2014. — Vol. 439, no. 2. — Pp. 1381–1389.
251. A refined dynamical mass for the black hole in the X-ray transient XTE J1859+226 / I.V. Yanes-Rizo, M.A.P. Torres, J. Casares et al. // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2022. — Vol. 517, no. 1. — Pp. 1476–1482.
252. Accretion flow properties of MAXI J1910-057/Swift J1910.2-0546 during its 2012-13 outburst / S.K. Nath, D. Debnath, K. Chatterjee et al. // *Advances in Space Research.* — 2023. — Vol. 71, no. 1. — Pp. 1045–1058.
253. The Not-so-massive Black Hole in the Microquasar GRS1915+105 / D. Steeghs, J.E. McClintock, S.G. Parsons et al. // *Astrophys. J.* — 2013. — Vol. 768, no. 2. — P. 185.
254. Broad-band spectral study of LMXB black hole candidate 4U 1957+11 with NuSTAR / Prince Sharma, Rahul Sharma, Chetana Jain et al. // *Research in Astronomy and Astrophysics.* — 2021. — Vol. 21, no. 9. — P. 214.
255. Periodic Photometric Variability of the Black Hole Binary V404 Cygni / R.M. Wagner, T.J. Kreidl, S.B. Howell, S.G. Starrfield // *Astrophys. J. Let.* — 1992. — Vol. 401. — P. L97.
256. *Saha D., Mandal M., Pal S.* Swift J1728.9-3613 is a black hole X-ray binary: a spectral and timing study using NICER // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2023. — Vol. 519, no. 1. — Pp. 519–529.
257. Ionization Instability Driven Outbursts in SXTs / P. Bagińska, A. Różańska, B. Czerny, A. Janiuk // *Astrophys. J.* — 2021. — Vol. 912, no. 2. — P. 110.
258. X-ray and optical observations of the black hole candidate MAXI J1828-249 / S. Oda, M. Shidatsu, S. Nakahira et al. // *PASJ.* — 2019. — Vol. 71, no. 5. — P. 108.

259. *Strohmayer T.E., Nicer Observatory Science Working Group.* Evidence for High Frequency QPOs in the Black Hole Candidate EXO 1846-031 // American Astronomical Society Meeting Abstracts #235. — Vol. 235 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*. — 2020. — P. 159.02.
260. *Freedman D., Diaconis P.* On the histogram as a density estimator: L2 theory // *Zeitschrift für Wahrscheinlichkeitstheorie und verwandte Gebiete*. — 1981. — Vol. 57, no. 4. — Pp. 453–476.
261. *Postnov K.A., Shaposhnikov I.A., Cherepashchuk A.M.* Empirical correlation between masses of black holes and Wolf-Rayet stars derived from their mass distributions in spectroscopic binaries // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* — 2025. — Vol. 544, no. 1. — Pp. L83–L88.
262. The Mass Distribution of Stellar Black Holes / C.D. Bailyn, R.K. Jain, P. Coppi, J.A. Orosz // *Astrophys. J.* — 1998. — Vol. 499, no. 1. — Pp. 367–374.
263. The Black Hole Mass Distribution in the Galaxy / F. Özel, D. Psaltis, R. Narayan, J.E. McClintock // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 725, no. 2. — Pp. 1918–1927.
264. *Wang Y.H.* On the number of successes in independent trials // *Statistica Sinica*. — 1993. — Pp. 295–312.
265. Determination of the birth-mass function of neutron stars from observations / Z.-Q. You, X. Zhu, X. Liu et al. // *Nature Astronomy*. — 2025. — Vol. 9. — Pp. 552–563.

## Приложение А

## Спектрограммы двойных систем типа WR+OB, полученные в ходе наблюдений в КГО ГАИШ МГУ

Таблица 25 — Журнал спектральных наблюдений CQ Сер. Для каждого индивидуального спектра приведена средняя эпоха, экспозиция и медианная оценка отношения сигнал/шум в двух каналах спектрографа

HJD-2459000	Эксп., с	SNR(B/R)	HJD-2459000	Эксп., с	SNR(B/R)	HJD-2459000	Эксп., с	SNR(B/R)
185.187951	60	217/194	453.508517	100	260/201	185.189791	100	178/147
185.189131	60	210/193	455.236648	100	77/67	185.190971	100	42/46
185.254488	60	286/246	455.238068	100	74/64	185.256326	100	42/42
185.255448	60	282/245	455.240128	100	84/72	185.257286	100	43/46
185.345574	40	150/136	455.241548	100	106/93	185.347408	100	91/86
185.346304	40	169/151	457.436422	100	258/218	185.348138	100	87/83
185.448890	60	242/195	457.437842	100	256/211	185.450719	100	258/215
187.437412	200	40/39	460.440027	100	312/241	187.439155	100	268/214
187.439992	200	76/72	460.441447	100	300/245	187.441735	100	281/247
187.443962	200	39/36	460.442867	100	295/231	187.445704	100	265/255
187.446542	200	71/68	460.444297	100	283/231	187.448284	100	305/316
189.206603	60	218/198	460.445717	100	293/240	189.208266	50	263/237
189.207563	60	219/205	460.543990	100	256/211	189.209226	50	264/223
212.286182	200	318/270	460.545410	100	273/211	212.286693	25	216/209
212.288732	100	278/232	460.546830	100	244/197	212.289243	25	214/201
212.290162	100	276/241	463.562010	100	293/221	212.290673	100	346/343
213.207433	200	370/365	463.563430	100	308/220	213.207895	25	255/226
213.210023	200	342/388	464.556927	100	285/214	213.210485	25	229/219
213.212502	50	270/228	464.558357	100	299/230	213.212965	25	253/225
214.306024	200	333/328	464.559778	100	300/219	214.306428	100	212/198
214.308604	200	360/331	473.427122	100	100/82	214.309008	100	207/203
215.197946	200	342/327	473.428542	100	94/82	215.198303	100	290/255
215.200526	200	333/320	473.429962	100	107/90	215.200883	100	287/255
216.183134	200	316/309	473.431522	100	104/86	216.183437	40	231/204
216.185713	200	313/294	473.432942	100	91/81	216.186017	40	226/213
311.451375	300	172/147	473.434362	100	101/88	311.448290	50	241/226
313.512235	300	257/215	477.353107	100	80/68	313.509150	50	250/234
449.407577	150	192/148	483.502307	100	231/196	449.409693	50	254/231
449.409577	150	148/118	483.503737	100	224/196	449.411694	50	263/248
453.507087	100	275/193	484.565920	100	187/155	453.509355	50	220/215

Таблица 26 — Журнал спектральных наблюдений CQ Сер (продолжение)

HJD-2459000	Эксп., с	SNR(B/R)	HJD-2459000	Эксп., с	SNR(B/R)	HJD-2459000	Эксп., с	SNR(B/R)
516.185650	50	222/208	540.196870	40	230/208	562.357690	40	222/207
516.404740	60	226/215	540.495840	40	217/175	563.239810	40	236/198
516.405700	60	205/190	540.496570	40	225/176	563.240540	40	245/195
517.278130	60	223/202	540.497300	40	215/179	563.241270	40	243/202
517.279100	60	223/210	541.335700	40	246/207	565.147980	40	37/37
517.280180	60	225/195	541.336430	40	227/209	565.148710	40	68/65
518.173890	60	249/238	541.337160	40	221/203	565.403500	40	188/167
518.175470	30	177/164	541.553130	40	194/178	565.404240	40	182/163
518.176090	30	199/184	541.553860	40	209/173	568.152610	40	148/152
519.349120	60	293/234	544.173410	40	181/171	568.153340	40	149/150
519.350080	60	300/222	544.174140	40	211/202	572.280890	40	158/153
519.350940	20	209/178	544.174870	40	238/230	572.281620	40	149/160
519.351440	20	207/173	549.119510	40	221/183	573.286540	40	189/178
536.152210	40	241/225	549.120240	40	212/192	573.287270	40	179/175
536.152940	40	218/233	550.152550	40	162/153	578.235930	40	201/184
536.153660	40	227/216	550.153280	40	167/158	578.236660	40	192/190
536.154410	20	178/179	552.329180	40	260/228	579.124140	40	183/170
536.154900	20	181/178	552.329910	40	264/235	579.124870	40	170/165
537.203980	40	201/193	555.242820	40	207/182	579.125600	40	183/175
537.204710	40	218/215	555.243550	40	206/181	614.183260	40	229/187
537.436140	30	232/192	556.531510	40	136/144	614.184010	40	230/198
537.436760	30	230/186	556.532240	40	136/146	614.184760	40	242/193
537.437370	30	231/180	560.378010	40	242/195	622.635220	40	226/193
537.437980	30	227/185	560.378740	40	227/198	622.635970	40	213/189
539.134310	40	215/198	561.217210	40	268/226	623.210110	40	136/141
539.135850	60	246/224	561.217940	40	270/224	623.210860	40	133/129
539.136810	60	235/209	561.390740	40	244/202	623.211610	40	135/132
539.137770	60	231/204	561.391470	40	241/204	623.212350	40	152/151
539.486100	60	90/84	562.151870	40	184/160	636.202000	100	251/202
539.487060	60	96/99	562.152600	40	177/152	636.203450	100	246/196
540.196140	40	238/203	562.356960	40	247/210			

Таблица 27 — Журнал спектральных наблюдений СХ Сер. Обозначение те же, что и в табл. 25

HJD-2459000	Эксп., с	SNR(B/R)	HJD-2459000	Эксп., с	SNR(B/R)	HJD-2459000	Эксп., с	SNR(B/R)
168.184950	300	134/160	490.567610	300	14/28	555.251990	300	140/148
168.193630	600	170/192	490.571350	300	15/28	556.544200	300	62/96
168.201540	600	175/186	502.558430	300	115/126	556.547940	300	63/91
168.208750	600	177/202	502.562170	300	112/129	556.551680	300	72/98
168.292240	600	186/204	504.356800	300	69/78	560.370900	300	125/134
168.299450	600	193/200	504.360540	300	71/93	560.374640	300	117/139
168.306660	600	220/211	509.232160	300	154/167	561.223360	300	139/152
168.440280	600	149/165	509.235900	300	163/172	561.227100	300	131/148
168.447490	600	149/165	510.269050	300	153/166	561.383400	300	140/145
168.454700	600	155/178	510.272790	300	147/168	561.387140	300	141/148
185.180540	600	149/166	511.167240	200	127/148	562.143480	300	141/148
185.247390	600	103/121	511.169820	200	133/148	562.147220	300	128/144
185.338700	600	140/176	511.172400	200	134/162	562.349050	300	142/150
185.441930	600	182/178	514.205010	300	93/121	562.352790	300	133/150
187.476780	600	85/110	514.208750	300	94/118	563.235080	40	51/67
187.483990	600	95/120	515.149100	300	109/133	563.235810	40	54/72
189.197550	300	118/138	515.152840	300	119/138	563.236540	40	54/68
189.201280	300	111/129	515.514570	300	120/150	563.245660	300	107/119
212.264800	300	86/102	515.518310	300	124/148	563.249400	300	105/117
212.270760	600	122/154	516.188900	300	129/154	565.140790	300	104/128
212.278600	600	126/148	516.192640	300	132/162	565.144530	300	88/111
213.192100	600	189/214	516.410240	300	104/126	565.395920	300	89/108
213.198460	300	144/178	516.413980	300	103/137	565.399660	300	94/116
213.202190	300	148/179	517.270520	300	114/136	568.159390	300	71/95
214.290990	600	147/180	517.274260	300	118/146	568.163130	300	71/96
214.298200	600	158/187	518.164850	300	145/166	572.272830	300	77/105
215.182760	600	185/206	518.168580	300	154/164	572.276570	300	79/109
215.189970	600	169/202	519.342070	300	138/146	573.291720	300	93/120
216.146570	600	147/186	519.345810	300	134/138	573.295460	300	100/123
216.153780	600	148/181	536.158350	300	132/162	578.241980	300	100/126
311.442800	600	40/59	536.162090	300	131/159	578.245710	300	93/123
311.465880	900	66/86	537.191410	300	152/178	579.133130	300	104/123
313.527790	900	104/126	537.200070	300	149/161	579.136870	300	107/135
453.494430	300	119/140	537.427870	300	121/142	581.202090	300	51/59
453.498160	300	126/135	537.431610	300	134/152	586.180500	300	115/127
455.246340	300	21/31	539.144710	600	115/141	586.184240	300	104/116
455.250080	300	34/44	539.151920	600	120/144	589.165160	100	22/28
455.254090	300	30/41	539.490860	300	22/40	589.166580	100	22/28
457.444410	300	118/131	540.202180	300	117/131	589.168000	100	24/29
457.448140	300	132/141	540.205920	300	115/131	589.169430	100	18/25
460.465470	300	107/121	540.488630	300	136/140	589.170850	100	14/19
460.469540	300	94/110	540.492370	300	133/137	589.172270	100	15/20
460.473280	300	100/122	541.328790	300	132/162	589.175810	300	48/54
460.548340	300	101/114	541.332530	300	140/155	589.179550	300	58/69
460.552310	300	102/112	541.545860	300	103/120	614.189300	300	120/131
463.551720	300	125/132	541.549600	300	97/122	614.193060	300	120/128
463.555460	300	114/129	544.159370	300	47/53	614.196810	300	98/110
464.546710	300	112/122	544.163110	300	26/29	618.602230	300	65/84
464.550450	300	105/124	544.167180	300	11/13	618.605990	300	12/19
473.440880	300	107/116	549.129060	300	101/118	622.628120	300	124/148
477.374140	300	108/124	549.132800	300	107/125	622.631880	300	123/150
483.504950	300	68/84	550.158120	300	90/113	623.198920	300	76/106
483.508690	300	66/83	550.161860	300	87/109	623.202680	300	72/103
484.568660	300	94/109	552.311420	300	127/152	623.206430	300	65/94
484.572400	300	94/106	552.315160	300	132/152	636.194130	300	94/104
490.563870	300	39/58	555.248250	300	141/145	636.197890	300	95/102

Таблица 28 — Журнал спектральных наблюдений WR 139 = V444 Cyg, WR 127 = Hen 3-1772 и WR 141 = V2183 Cyg. Каждый индивидуальный спектр соответствует усредненной серии из трех последовательных спектров с экспозицией по 300 с каждый. Как и в табл. 25, для каждого спектра приведена медианная оценка отношения сигнал/шум в двух каналах спектрографа

HJD-2459000 (V444 Cyg)	SNR(B/R)	HJD-2459000 (Hen 3-1772)	SNR(B/R)	HJD-2459000 (V2183 Cyg)	SNR(B/R)
855.325651	238/287	855.334763	95/102	869.351457	273/436
883.224641	71/82	883.296072	24/26	883.290567	39/61
885.219685	424/494	906.138408	137/144	885.227978	216/334
896.367573	376/480	1029.537088	167/178	898.286046	349/539
906.159347	210/248	1061.491959	153/164	906.172797	143/217
913.266479	239/289	1178.316022	83/145	913.278192	124/201
929.254111	292/363	1182.303810	149/169	930.225597	392/626
930.209126	1226/1511	1183.411831	373/429	1061.501553	215/331
931.185384	841/1004	1243.292478	115/121	1177.521702	93/184
932.216813	756/915	1245.194419	232/240	1238.353217	131/395
934.194054	746/922	1290.135352	28/31	1257.282845	188/290
950.146296	374/458	1291.146763	162/178	1273.293594	124/203
964.143145	362/450	1293.117148	139/151	1277.201732	198/309
965.650753	451/574	1298.162908	227/272	1283.224977	352/547
1029.512859	421/515	1310.156000	94/106	1298.173457	266/413
1032.500343	527/644	1316.128936	174/192	1325.640868	144/247
1061.402156	198/248	1330.633753	156/222	1326.637771	165/303
1138.476785	313/368	1844.333911	208/227	1327.641343	258/421
1142.451781	347/425	1876.319130	191/209	1329.641280	260/420
1178.298375	397/365	1888.363594	184/212	1330.623517	224/375
		1919.239698	236/262	1400.542687	277/442
				1401.582051	253/380
				1402.516445	273/415
				1405.572818	263/416
				1417.544524	132/197
				1591.286652	179/389
				1844.437501	189/280
				1888.444727	227/364
				1891.458916	159/253
				1903.423975	185/284

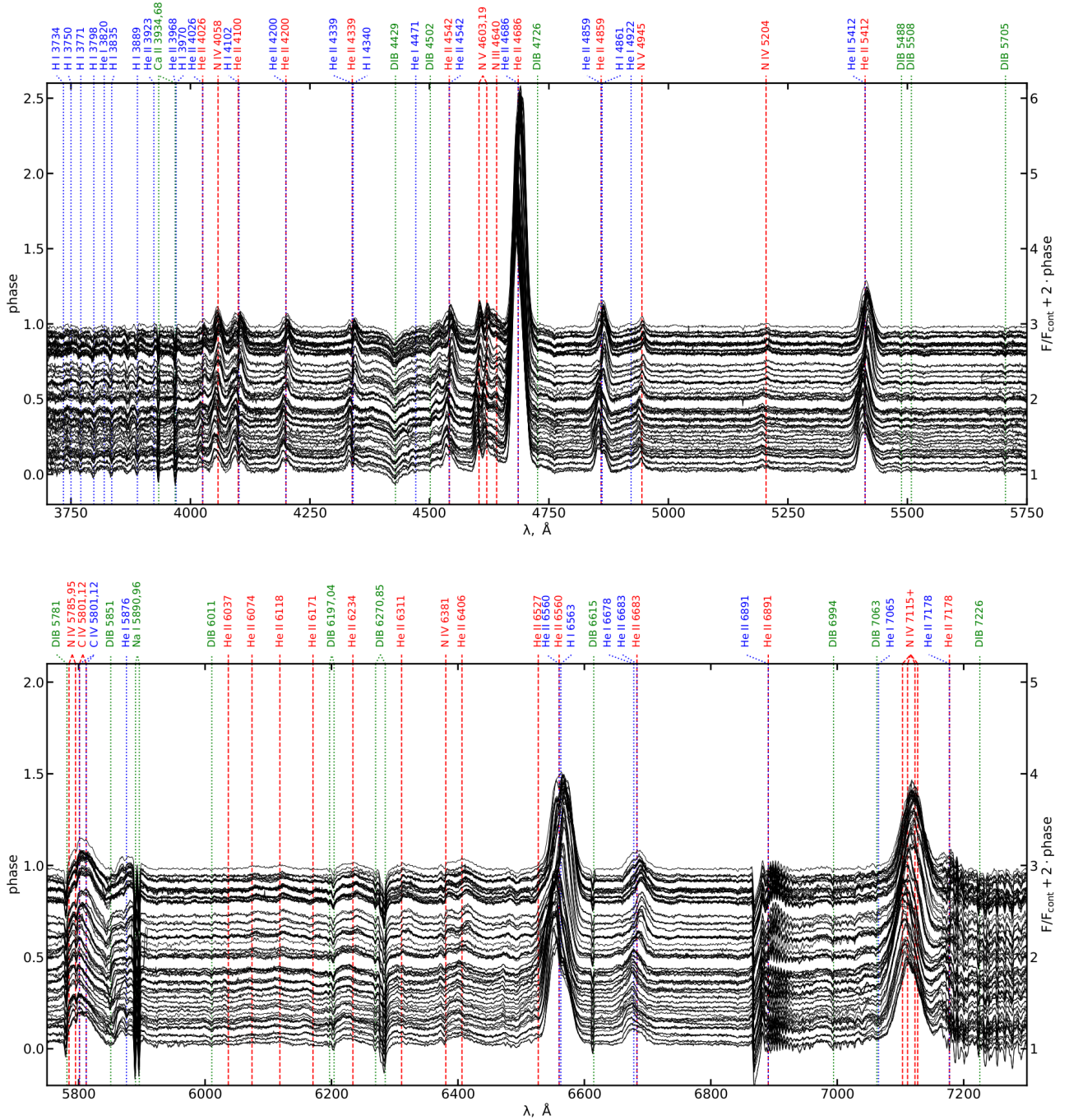


Рисунок А.1 — Спектры CQ Сер, полученные на спектрографе TDS 2.5-метрового телескопа КГО ГАИШ МГУ. Верхняя панель – спектры в диапазоне длин волн 3700 – 5750 Å («синий» канал прибора), нижняя панель – спектры в диапазоне длин волн 5750 – 7300 Å («красный» канал прибора). Синим цветом показаны абсорбционные детали в большинстве своем не отражающие орбитального движения звезды О (за исключением линий Si IV 4089 Å и 4116 Å), красным - эмиссии звезды WR, зеленым - межзвездной среды

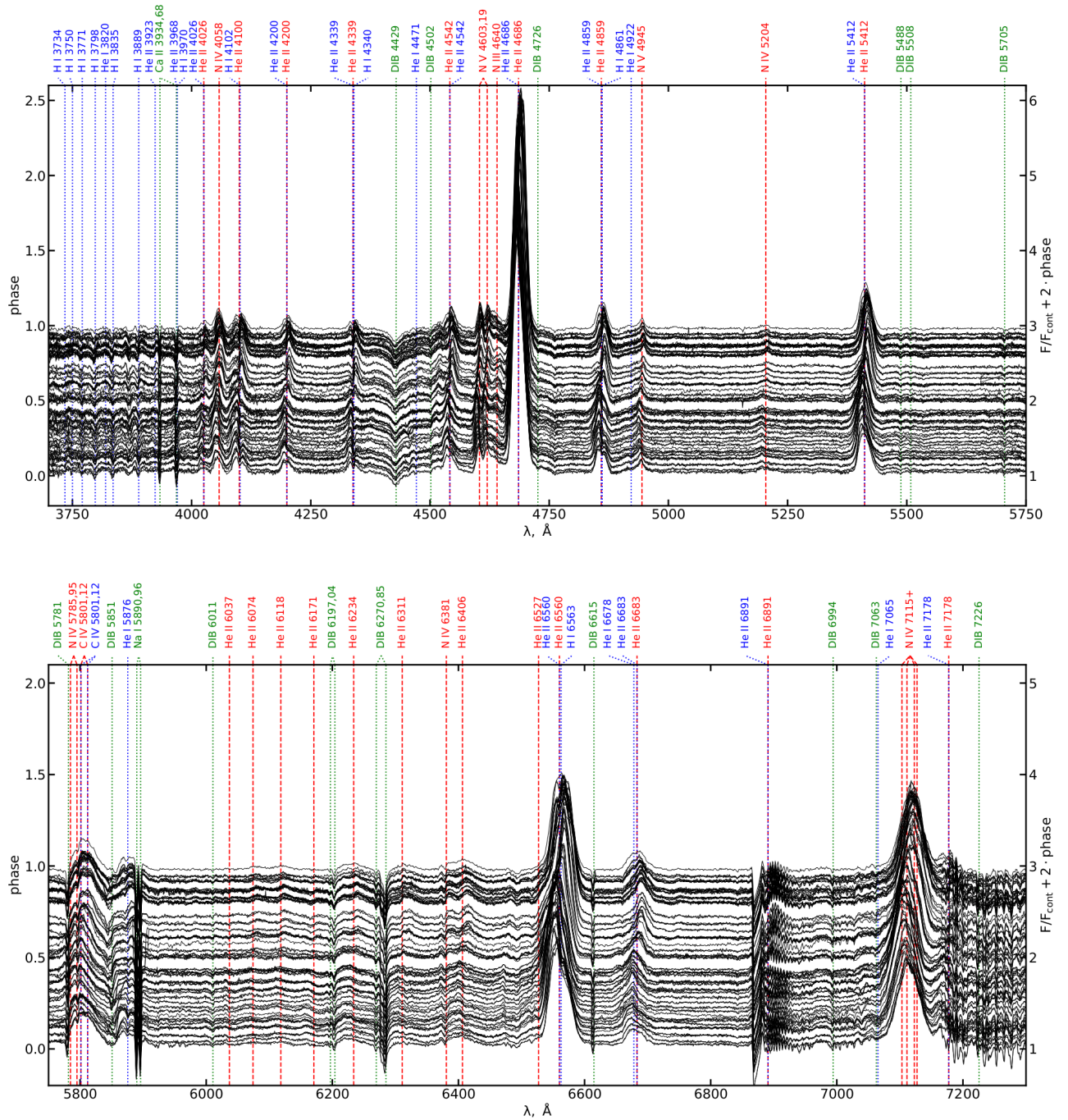


Рисунок А.2 — Спектры СХ Сер, полученные на спектрографе TDS 2.5-метрового телескопа КГО ГАИШ МГУ. Верхняя панель – спектры в диапазоне длин волн 3700 – 5750  $\text{\AA}$  («синий» канал прибора), нижняя панель – спектры в диапазоне длин волн 5750 – 7300  $\text{\AA}$  («красный» канал прибора). Синим цветом показаны линии звезды O, красным - звезды WR, зеленым - межзвездной среды

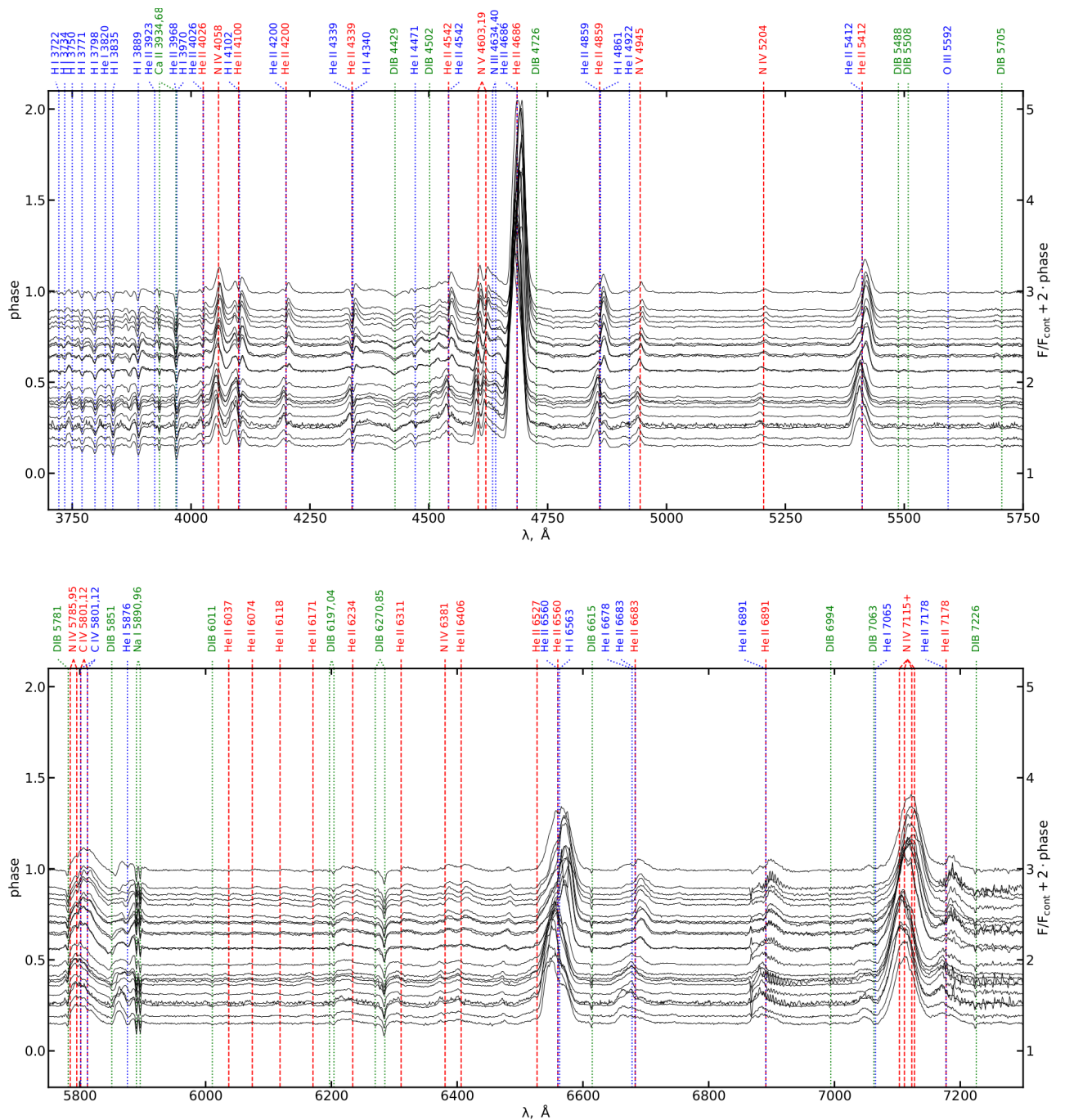


Рисунок А.3 — Спектры V444 Cyg, полученные на спектрографе TDS 2.5-метрового телескопа КГО ГАИШ МГУ. Обозначения те же, что и на рис.

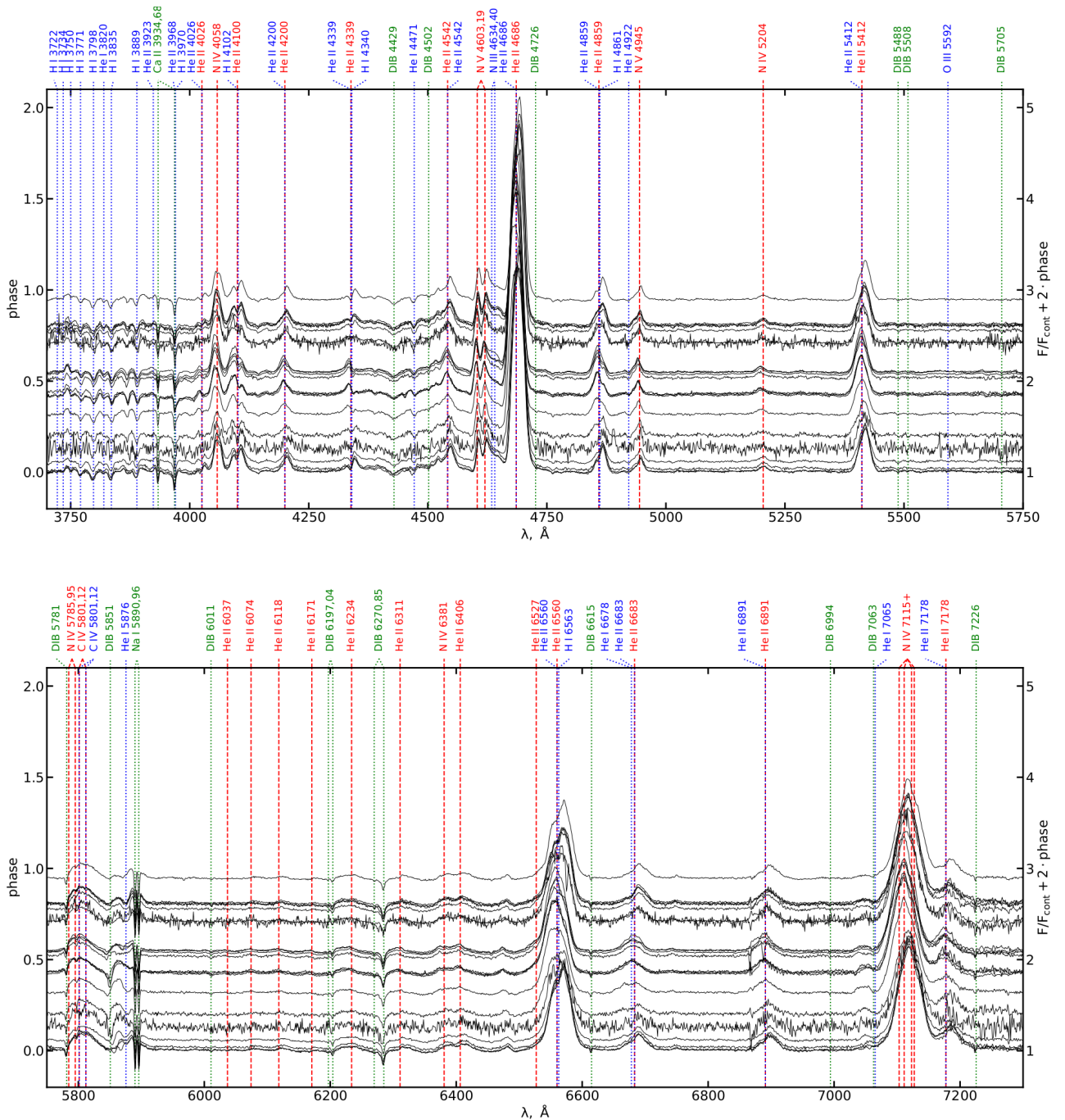


Рисунок А.4 — Спектры He II 3-1772, полученные на спектрографе TDS 2.5-метрового телескопа КГО ГАИШ МГУ. Обозначения те же, что и на рис.

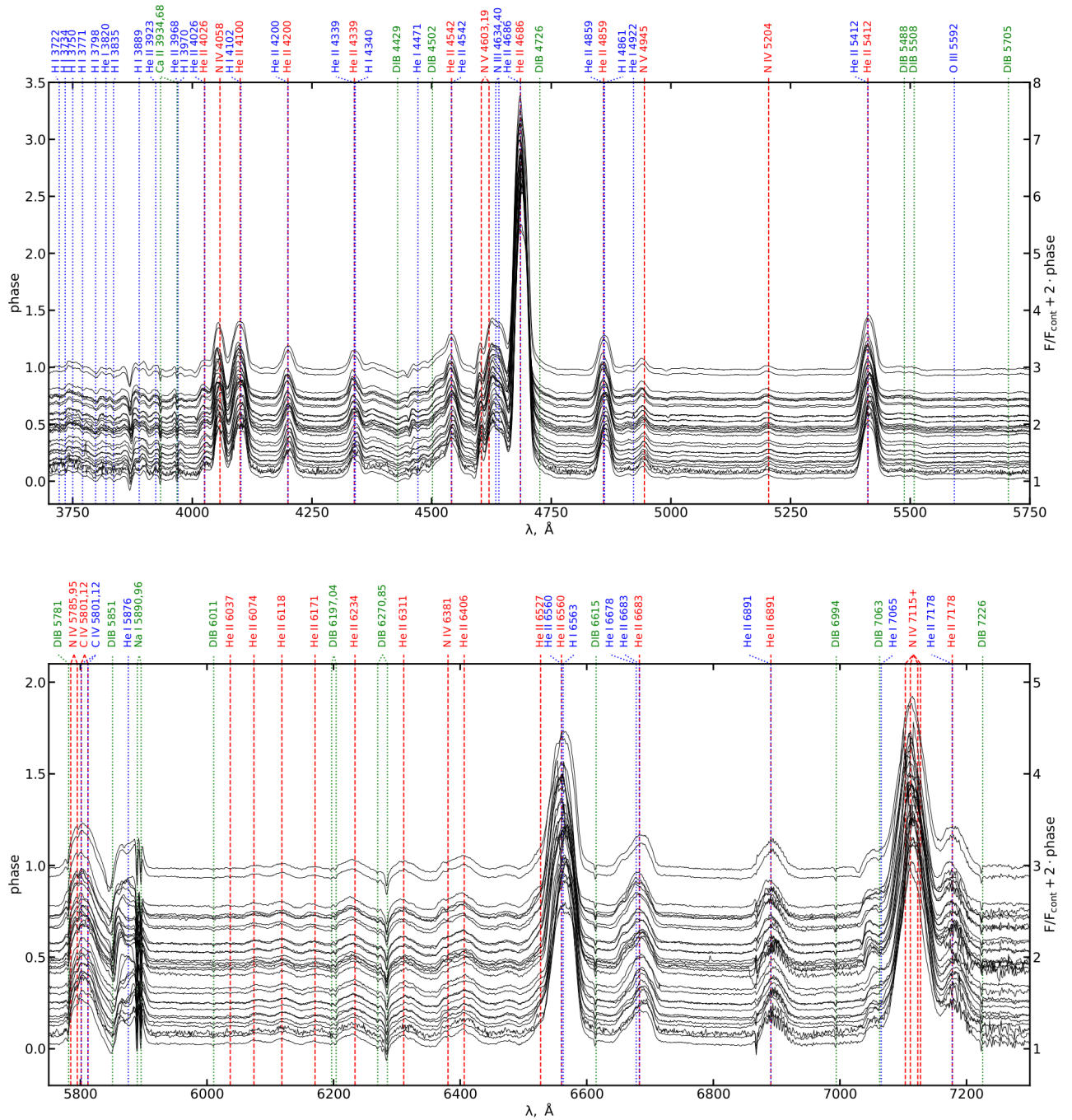


Рисунок А.5 — Спектры V2183 Cyg, полученные на спектрографе TDS 2.5-метрового телескопа КГО ГАИШ МГУ. Обозначения те же, что и на рис.

А.2

## Приложение Б

Кривые лучевых скоростей двойных систем типа WR+OB,  
полученные в ходе спектральных наблюдений в КГО ГАИШ МГУ

Таблица 29 — Лучевые скорости, измеренные по эмиссионной компоненте  
линии N V 4604 Å в спектре CQ Cep

HJD-2459000	$RV_{N\ V}^{4604}$	HJD-2459000	$RV_{N\ V}^{4604}$	HJD-2459000	$RV_{N\ V}^{4604}$	HJD-2459000	$RV_{N\ V}^{4604}$
185.187605	337±9	510.266561	417±7	527.184435	157.8±2.2	561.218326	434±13
185.188785	335±6	511.162071	-120±10	536.154372	38±5	561.219055	422±6
185.254141	410±8	511.164663	-136±10	536.155101	12±9	561.391847	500±9
185.255102	385±7	511.165219	-138±13	536.155830	36±8	561.392577	501±10
185.448542	423±6	511.165774	-136±11	536.156686	23±10	562.152945	-181±14
189.206258	108±8	514.200407	35±5	536.157184	11±9	562.153674	-170±15
189.207219	121±10	514.201830	26.3±1.4	537.206107	3±10	562.358027	-36±5
212.285026	-10±7	515.145808	386±9	537.206836	-22±4	562.358756	-38±5
212.288162	-12±5	515.147359	373±10	537.438321	-120±9	563.240831	292.2±1.8
212.289586	-21±12	515.148088	363±12	537.438934	-100±5	563.241560	325±4
213.206285	457±4	515.525350	422±9	537.439548	-101±8	563.242289	306±7
213.208865	444.9±1.3	515.526195	421.7±1.5	537.440161	-74± 10	568.153386	331±11
213.212222	463±9	515.527040	390±15	539.136374	-123±4	568.154115	358±16
215.196792	456±13	516.186589	-141±5	539.137798	-104±12	572.281449	44±8
215.199361	438.3±1.6	516.187434	-127±11	539.138758	-101±8	572.282178	94±15
216.181982	113.7±1.9	516.188279	-118±11	539.139719	-124±8	573.287044	36±14
216.184563	121.8±1.3	516.407303	-65±8	540.198165	384±10	573.287774	11±5
453.506515	17.7±1.7	516.408263	-64.9±10	540.198894	382±6	578.236181	33±8
453.507939	20±6	517.280678	250.7±1.2	540.497853	-4±3	579.124340	343±5
457.435839	69±9	517.281639	307±16	540.499311	-5±3	579.125069	351±4
457.437263	78±7	517.282727	296±21	541.337683	332.3±1.7	579.125798	313±5
460.439453	-91±5	518.176414	51±13	541.338412	324±6	614.181626	243±6
460.442289	-85±4	518.178173	37±3	541.339141	333±4	614.182367	236±8
460.443713	-87±8	518.178786	40±5	541.555105	470±3	614.183119	219±11
460.445136	-72±8	519.351622	-130±11	541.555834	495±14	622.633194	-68±7
464.556356	482±7	519.352583	-130±10	544.175282	-84±4	622.633947	-60±7
464.557780	480±8	519.353682	-123±7	544.176011	-112±5	623.208065	94±5
464.559203	499±6	519.354180	-132±12	549.121180	-101±7	623.208806	98±7
504.367821	8±8	520.203086	426±15	549.121909	-70±5	623.209558	128±7
504.369245	11±8	520.203584	439±15	550.154180	275±10	623.210299	92±4
509.229258	114±6	520.204081	477±12	550.154909	280±8	636.199093	-19±14
509.230682	114±5	523.352044	347±4	552.330706	-121±8	636.200539	-15±4
510.261515	419±5	526.150886	-116±9	552.331435	-131±11	869.382954	107±6
510.263610	438±6	526.151500	-68±5	555.244220	57±7	874.372410	61±24
510.264443	425±3	526.152113	-83±3	555.244950	36±10	924.404446	141±13
510.266006	419±8	527.183706	236±3	560.379894	-92±8		

Таблица 30 — Лучевые скорости, измеренные по эмиссионной линии N IV 4058 Å в спектре CQ Cep

HJD-2459000	$RV_{N\ IV}^{4058}$	HJD-2459000	$RV_{N\ IV}^{4058}$	HJD-2459000	$RV_{N\ IV}^{4058}$	HJD-2459000	$RV_{N\ IV}^{4058}$
185.187605	36±7	464.557780	195±3	518.178786	-218±5	549.121909	-343±3
185.188785	42±6	464.559203	195±4	519.351622	-384±4	550.154180	56±6
185.254141	100±6	473.426547	-370±4	519.352583	-394±3	550.154909	68±6
185.255102	86±4	473.427959	-363±5	519.353682	-380±4	552.330706	-379±3
185.345341	146±5	473.429383	-359±4	519.354180	-392±4	552.331435	-387±3
185.346070	132±4	473.430946	-369±5	520.203086	142±8	555.244220	-187±4
185.448542	159±5	473.432358	-347±5	520.203584	117±6	555.244950	-168±4
187.436256	78±16	473.433781	-370±7	520.204081	129±5	556.532853	182±3
187.438837	79±13	477.352536	95±7	520.542824	94±7	556.533582	165±6
187.442807	76±16	483.501736	-313.8±2.2	520.544826	85±5	560.379165	-361±5
187.445376	79±18	483.503159	-320±3	523.351430	74±3	560.379894	-367±4
189.206258	-97±4	484.565348	4±4	523.352044	87±5	561.218326	151±5
189.207219	-95±3	484.566771	3±4	526.150886	-362±4	561.219055	140±5
212.285026	-233±5	490.559056	161±10	526.151500	-357±4	561.391847	210±4
212.288162	-234±5	490.560468	170±14	526.152113	-371±3	561.392577	215±4
212.289586	-242±5	490.561891	181±16	527.183706	-29±4	562.358027	-294±5
213.206285	163±3	502.528110	100±9	527.184435	-36±6	562.358756	-296±4
213.208865	162±3	502.529534	91±10	536.154372	-288±4	563.240831	86±5
213.212222	157±4	504.367821	-206.1±2.2	536.155101	-291±5	563.241560	100±4
214.304872	-341.1±2.0	504.369245	-202±3	536.155830	-301±6	563.242289	92±4
214.307453	-331±3	509.229258	-46.2±1.9	536.156686	-313±6	565.148908	-219±21
215.196792	149±4	509.230682	-43.0±2.2	536.157184	-293±5	565.149637	-219±8
215.199361	143±4	510.261515	144±3	537.206107	-216±4	565.404416	-377.9±2.2
216.181982	-178±5	510.263610	162±4	537.206836	-214±3	565.405145	-370±3
216.184563	-168±5	510.264443	156±4	537.438321	-366±4	568.153386	96±6
311.449646	-101±5	510.266006	156±4	537.438934	-357±4	568.154115	111±5
313.510503	179±6	510.266561	158±5	537.439548	-352.1±2.4	572.281449	-199±6
449.406712	-18±4	511.162071	-380±4	537.440161	-363±4	572.282178	-202±4
449.408714	-24±5	511.164663	-399±4	539.136374	-372±3	573.287044	-124.8±2.5
453.506515	-172±4	511.165219	-407±5	539.137798	-374±5	573.287774	-146±4
453.507939	-176±3	511.165774	-398±4	539.138758	-372±3	578.236181	-160±4
455.236066	-269±7	514.200407	-162±3	539.139719	-374±3	578.236910	-170±4
455.237490	-261±7	514.201830	-167±3	539.488028	-200±6	579.124340	75±4
455.239550	-251±6	515.144385	51±4	539.488989	-180±6	579.125069	65±4
455.240962	-274±6	515.145808	70±4	540.198165	130±4	579.125798	67±3
457.435839	-207±5	515.147359	62±5	540.198894	129±4	614.181626	21±4
457.437263	-201±4	515.148088	53±5	540.497853	-193±4	614.182367	9±4
460.439453	-381.9±2.5	515.525350	157±3	540.498582	-200±4	614.183119	18±4
460.440865	-372±3	515.526195	184±3	540.499311	-187±4	622.633194	-284±5
460.442289	-378±3	515.527040	149±3	541.337683	53±5	622.633947	-276±6
460.443713	-376.7±1.9	516.188279	-389.5±1.8	541.338412	59±4	623.208065	-200±6
460.445136	-378±3	516.407303	-313±4	541.339141	71±3	623.208806	-189±6
460.543415	-319±3	516.408263	-325±5	541.555105	195±5	623.209558	-187±6
460.544838	-322±3	517.280678	52±4	541.555834	204±4	623.210299	-192±4
460.546250	-317±3	517.281639	63±5	544.175282	-363±4	636.199093	-301±3
463.561432	-370±4	517.282727	55±5	544.176011	-354.1±2.2	636.200539	-300±3
463.562856	-372±4	518.176414	-216±5	544.176740	-346.1±2.2		
464.556356	204±4	518.178173	-236±5	549.121180	-346.4±2.3		

Таблица 31 — Лучевые скорости, измеренные по эмиссионным линиям N V в спектре CX Ser

HJD-2459000	$RV_{N\ V}^{4604}$	$RV_{N\ V}^{4620}$	$RV_{N\ V}^{4945}$	HJD-2459000	$RV_{N\ V}^{4604}$	$RV_{N\ V}^{4620}$	$RV_{N\ V}^{4945}$
168.189086	269±7		199±10	509.233121	-287±7	-263±7	-342±10
168.199502	291±6	287±6	203±8	509.236859		-265±8	-334±7
168.207407	268±8	284±9	201±14	510.269993		162±8	148±13
168.214617	275±6	280±10	215±13	510.273731	198±9	202±8	155±9
168.298110	236±5	243±8	155±9	511.168753	-155±9	-117±14	-190±8
168.305321	242±6	254±7	-190±8	511.171334	-166±9		-190±9
168.312531	245±7	274±8	164±10	511.173915	-158±7	-135±9	-229±9
168.446138	142±5	153±13	64±5	514.205891	-155±13	-167±14	64±5
168.453348	109±6		6±6	514.209630	-144±14		-87±11
168.460559	113±9		-87±11	515.149972	69±6	97±8	-87±11
185.185791	350±6	334±14	-87±11	515.153710	57±11	110±9	-87±11
185.252640	282±6	254±11	195±12	515.515428	-231±5		-262±6
185.343944	211±5	215±6	168±13	515.519166	-238±7		168±13
185.447169	188±6	186±8	143±11	516.189744	-308±14	-295±9	143±11
187.481934			161±13	516.193482	-299±8	-305±10	-316±5
187.489144	249±11	207±9	-316±5	516.411082	-68±14	-29±13	-127±11
189.204627	287±9	275±9	199±13	516.414821	-45±11		-71±12
212.267074	-54±11	-44±11	-94±10	517.271344	141±11	143±8	81±11
212.274770		-9±11	81±11	517.275082	131±14	145±14	81±11
212.282605	-49±7		81±11	518.165654	-341±8	-356±7	-384±7
213.196068	75±5	106±15	36±5	518.169393	-383±8	-367±9	-444±11
213.200685	79±6		-444±11	519.342840		222±11	116±11
213.204424	81±5	77±11	116±11	519.346578	227±10	240±12	136±5
214.294903	-169±10	-153±14	136±5	520.205842	-393±9	-411±11	-444±13
214.302113	-156±4	-114±8	-212±13	520.209581	-388±5	-353±6	-429±10
215.186630	172±8	181±12	106±8	520.213319	-376±7	-361±9	-425±9
215.193840	181±9		123±14	520.533254	-156±12		123±14
216.150391	-281±6	-285±6	-354±5	523.354554		276±13	-354±5
216.157601	-276±5	-266±10	-371±11	523.358292	265±10	220±10	151±12
311.443740	-298±9		151±12	526.141474	-197±11		-268±9
311.468543	-293±12	-258±10	-268±9	526.145212	-217±7	-178±8	-279±6
313.530460	-245±7		-279±6	527.198783		101±8	44±5
453.494887	72±10		66±5	527.202521		142±11	41±7
453.498614	69±11	118±14	22±10	536.158674		311±6	250±10
457.444976	255±14	281±7	226±11	536.162412	294±13	320±13	247±9
457.448715	251±9	257±14	200±12	537.191695	-370±4	-367±9	-418±8
460.466120		-336±14	-414±14	537.200352	-350±5	-350±12	-434±8
460.470195	-368±14		-434±8	537.428145	-284±5	-296±15	-343±10
460.473922	-358±8	-358±10	-343±10	537.431883	-275±12	-259±10	-343±10
460.548993	-346±6		-343±10	539.143190	-351±9	-351±10	-403±11
460.552963	-350±8	-351±7	-430±15	539.150401	-345±6	-336±8	-406±9
463.552445		230±8	165±11	539.491071			-418±13
463.556183		232±10	167±11	540.202366	269±8		164±6
464.547456	-302±11	-243±11	164±6	540.206104		277±9	164±6
464.551194	-300±12	-269±13	-317±9	540.488802	252±12		-317±9
473.441792	-340±8	-333±8	-449±12	540.492541	266±7		189±6
477.375112		-303±6	189±6	541.328934	-336±6	-325±10	-402±7
483.505984	-99±10		-402±7	541.332672	-309±8	-319±5	-355±11
483.509723			-191±12	541.545998		-330±12	-191±12
484.569707	25±11	54±12	-46±10	541.549736	-321±13		-46±10
484.573446	10±13		-46±10	544.159408		63±14	-46±10
490.564942		-311±9	-46±10	549.128900	159±9	170±11	103±13
502.559466	-30±7	11±15	-112±11	549.132639		195±13	102±7
502.563204	-65±12	-21±6	-79±10	550.157921	-278±8		-309±9

Таблица 32 — Лучевые скорости, измеренные по эмиссионным линиям N V в спектре CX Сер (продолжение)

HJD-2459000	$RV_{N V}^{4604}$	$RV_{N V}^{4620}$	$RV_{N V}^{4945}$	HJD-2459000	$RV_{N V}^{4604}$	$RV_{N V}^{4620}$	$RV_{N V}^{4945}$
550.161659		-273±7	-293±10	568.158393	259±13		-293±10
552.311130	-265±4	-248±8	-344±4	568.162131	240±10		-344±4
552.314869	-256±12	-249±7	-333±9	572.271634	311±14		235±9
555.247834	282±6	290±11	217±10	572.275372	308±10		235±15
555.251572	277±6		186±14	573.290474	-371±12	-328±15	186±14
556.551203		-221±14	186±14	573.294212	-371±7		186±14
560.370258	-336±7	-282±11	186±14	578.244226			29±12
560.373996	-324±13		29±12	579.131602	-18±8		29±12
561.222685	79±5	60±9	20±8	579.135340	-28±7		-103±7
561.226423		91±6	12±13	586.178629	-340±7		-427±13
561.382712	217±9	201±8	128±11	586.182367			-407±11
561.386450	224±11	228±10	152±8	589.173783			268±12
562.142758	-106±8		-139±10	614.186126	-147±12	-123±12	-142±11
562.146497		-66±12	-142±11	614.189876	-141±12	-101±6	-142±11
562.348316		-200±11	-142±11	614.193637	-158±10	-90±8	-142±11
562.352054	-252±9	-208±11	-325±14	618.598873	81±12		-325±14
563.235810		37±15	-325±14	618.602623		83±12	-325±14
563.236539		-13±10	-325±14	622.624608	-203±11	-132±10	-236±10
563.237268		1±11	-236±10	622.628358	-206±7		-244±5
563.244884		8±15	-36±9	623.195386	272±8		239±14
565.139935		-211±14	-254±10	623.199136	285±11	270±12	-254±10
565.143673		-195±13	-254±10	623.202897	334±15		-254±10
565.395050		42±13	-254±10	636.190158	229±12	234±14	-254±10
565.398789		57±12	-254±10	636.193908	221±14	263±8	-254±10

Таблица 33 — Лучевые скорости, измеренные по абсорбционным линиям H I в спектре CX Сер

HJD-2459000	$RV_{H I}^{3770}$	$RV_{H I}^{3798}$	$RV_{H I}^{3835}$	HJD-2459000	$RV_{H I}^{3770}$	$RV_{H I}^{3798}$	$RV_{H I}^{3835}$
168.189086		-206±12	-251±20	189.204627			-156±10
168.199502	-175±15	-199±17	-254±12	213.196068	-74±17	-105±14	-134±10
168.207407	-132±19	-210±9	-257±16	213.200685	-103±24	-136±19	-153±21
168.214617	-242±33	-211±12	-227±11	214.294903			-132±33
168.298110	-173±23		-220±14	214.302113		-38±38	-220±14
168.305321	-163±14	-184±14	-216±14	215.186630	-237±21	-259±19	-295±16
168.312531	-159±17	-156±20	-202±11	215.193840	-243±25	-278±35	-268±21
168.446138		-154±25	-170±12	216.150391		107±29	30±18
168.453348		-132±18	-124±17	216.157601		96±22	40±15
168.460559	-27±11		-128±21	311.468543			-3±29
185.185791	-134±21	-163±22	-241±10	313.530460		-79±76	-14±32
185.252640		-226±26	-237±17	453.494887	-109±35	-196±30	-176±29
185.343944	-254±15	-152±23	-229±23	453.498614	-150±34	-200±37	-161±30
185.447169	-103±14	-70±17	-161±30	455.250586		-192±41	-161±30
187.481934		-167±40	-161±30	457.444976		-218±17	-262±22
189.200889		-145±22	-218±23	457.448715			-276±20

Таблица 34 — Лучевые скорости, измеренные по абсорбционным линиям H I в спектре CX Сер (продолжение)

HJD-2459000	$RV_{HI}^{3770}$	$RV_{HI}^{3798}$	$RV_{HI}^{3835}$	HJD-2459000	$RV_{HI}^{3770}$	$RV_{HI}^{3798}$	$RV_{HI}^{3835}$
460.466120		-8±28	71±21	539.143190	184±27	10±23	115±19
460.470195		24±32	143±41	539.150401	6±39	3±29	122±27
460.473922	33±30	91±26	136±29	540.202366	-204±32	-210±22	-281±26
460.548993		38±49	68±19	540.206104	-172±46	-191±30	-300±16
460.552963		13±42	96±24	540.488802	-121±42	-344±43	-300±21
463.552445	-166±24	-294±30	-232±22	540.492541		-281±34	-274±24
463.556183	-204±40	-137±37	-274±24	541.328934	150±15	43±21	105±22
464.547456	115±47	-13±23	53±28	541.332672	129±28	89±28	122±16
464.551194	32±25	-49±25	51±20	541.545998			53±28
473.441792	19±39	-6±52	162±29	541.549736		48±38	162±29
477.375112	43±30	108±31	86±30	549.128900	-226±45	-267±22	-155±26
483.509723			42±51	549.132639		-244±43	-202±30
484.569707			-135±47	550.157921		8±54	-135±47
502.559466		-162±44	-108±22	550.161659		22±38	59±24
502.563204		-98±25	-108±34	552.311130	-34±47	-16±30	72±18
509.233121	37±21	2±16	71±24	552.314869		8±34	117±50
509.236859	108±22	29±15	38±19	555.247834		-268±42	-270±14
510.269993	-202±32	-234±21	-193±18	555.251572	-295±38	-272±19	-293±16
510.273731	-206±24	-222±14	-220±23	556.547465		44±12	-220±23
511.168753	-2±33	-45±28	-47±20	560.370258	41±26	46±29	77±25
511.171334	-96±29	-132±32	-38±18	560.373996		33±22	98±28
511.173915		-84±24	-51±16	561.222685	-191±50	-161±34	-265±28
514.205891		-149±29	-265±28	561.226423	-392±48	-269±32	-205±18
514.209630		-191±23	-205±18	561.382712		-273±34	-313±30
515.149972		-216±26	-210±24	561.386450		-347±34	-376±36
515.153710		-309±30	-258±20	562.142758	-88±39	-75±32	-97±16
515.515428		-48±34	-12±28	562.146497	-29±43	-71±41	-20±24
515.519166		-46±25	60±29	562.348316		-4±22	54±19
516.189744		-35±19	-38±31	562.352054	-26±21	31±25	50±25
516.193482		34±22	30±41	563.244884		-225±47	-256±32
516.411082	-15±23	-122±33	-44±33	565.143673		-45±35	38±32
516.414821	-15±48	-172±45	-198±55	565.395050		-280±44	-198±55
517.271344	-60±50	-133±43	-198±55	565.398789	-55±53	-184±50	-218±57
517.275082	-224±36	-289±31	-218±57	568.158393		-196±55	-224±63
518.165654	56±30	-20±31	75±24	568.162131		-495±42	75±24
518.169393		20±31	34±25	572.271634	-297±38	-305±44	34±25
519.342840		-179±23	-167±31	573.290474		45±35	118±28
519.346578	-104±36	-148±26	-235±31	573.294212			192±40
520.205842	91±41	-27±29	31±28	578.240488		-277±50	-276±19
520.209581		22±17	49±25	578.244226		-324±40	-266±26
520.213319			39±18	579.131602		-102±33	-6±24
523.354554		-258±29	-286±18	579.135340	-14±24	-105±29	-286±18
523.358292	-282±22		-271±16	586.178629		17±34	53±29
526.141474	-6±27	-62±20	-13±12	586.182367			94±29
526.141474	13±25	-62±20	-13±12	589.173783			-236±38
526.145212		-78±24	84±26	614.186126		-97±42	84±26
527.198783		-280±24	-277±24	614.193637	-55±22	-131±20	-277±24
527.202521	-153±37	-217±28	-276±23	622.624608			-18±29
536.158674	-143±36	-293±18	-312±16	622.628358			-51±14
536.162412	-159±34	-293±16	-253±14	623.195386	-350±49	-172±61	-315±36
537.191695	63±16	45±13	125±23	623.199136			-247±32
537.200352	46±30	102±27	118±15	623.202897			-228±37
537.428145		35±29	22±24	636.190158		-301±26	22±24
537.431883		-59±37	28±31	636.193908	-272±38		-294±37

Таблица 35 — Лучевые скорости, измеренные по абсорбционным и эмиссионным линиям в спектре V444 Cyg

HJD-2459000	$RV_{HI}^{3770}$	$RV_{HI}^{3798}$	$RV_{HI}^{3835}$	$RV_{NV}^{4604}$	$RV_{NV}^{4620}$	$RV_{NV}^{4945}$
855.325651	-11±15	-104±22	-52±20	141±6	141±6	65±7
883.224641	41±21	54±28	41±26	-222±7	-193±7	-312±13
885.219685	-137±19	-168±15	-144±13	275±6	263±6	185±6
896.367573	95±20	72±20	81±14	-239±6	-200±7	-321±6
906.159347	-89±18	-83±21	-74±16	228±5	253±7	145±8
913.266470	97±28	83±26	77±13	-249±6	-220±10	-340±5
929.254110	47±17	44±21	1±15	-117±7	-121±6	-183±8
930.209126	83±15	75±14	64±13	-226±5	-215±6	-296±6
931.185384	-33±15	-60±18	-43±13	155±6	176±6	71±6
932.216812	-154±17	-183±19	-158±13	335±6	349±6	240±7
934.194054	120±17	89±14	87±13	-263±5	-246±6	-342±5
950.146296	26±15	13±15	23±13	-70±5	-19±6	-148±6
964.143145	73±27	33±20	39±20	-204±6	-198±8	-279±6
965.650753	-118±17	-122±26	-144±14	348±6	345±6	279±7
1029.512859	-99±19	-113±19	-99±14	251±6	267±6	158±6
1032.500343	-96±19	-98±14	-111±13	222±6	212±7	152±6
1061.402156	41±20	7±15	24±18	-36±6	-40±10	-98±7
1138.476785	-144±15	-188±18	-189±13	376±5	368±9	315±6
1142.451781	-170±19	-157±19	-155±14	340±5	333±6	247±9
1178.298375	105±15	51±14	81±13	-268±5	-254±6	-338±6

Таблица 36 — Лучевые скорости, измеренные по абсорбционным и эмиссионным линиям в спектре WR 127 = Hen 3-1772

HJD-2459000	$RV_{HI}^{3770}$	$RV_{HI}^{3798}$	$RV_{HI}^{3835}$	$RV_{NV}^{4604}$	$RV_{NV}^{4620}$	$RV_{NV}^{4945}$
855.334763	-54±32	–	33±33	99±10	88±10	49±15
883.296072	–	–	–	238±27	–	–
906.138408	75±27	27±23	122±19	-120±7	-105±9	-196±12
1029.537088	115±24	69±20	106±17	-108±7	-59±8	-183±11
1061.491959	44±32	-61±23	21±20	75±7	129±9	22±12
1178.316022	-73±22	–	-158±31	204±8	245±10	151±10
1182.303810	128±29	68±25	99±22	-113±6	-71±9	-199±12
1183.411831	138±20	46±15	103±13	-128±5	-94±6	-194±6
1243.292478	-49±24	-58±32	-42±35	122±9	184±11	58±14
1245.194419	-67±29	-103±18	-113±15	252±6	276±13	175±9
1290.135352	–	–	–	-36±21	–	–
1291.146763	-15±28	-109±22	-66±21	132±6	190±8	44±10
1293.117148	-43±22	-129±22	-115±19	222±7	276±13	156±11
1298.162908	51±31	33±19	115±17	-123±6	-84±8	-207±9
1310.156000	-4±34	-59±31	29±33	112±11	–	31±17
1316.128936	92±40	35±21	133±17	-129±7	-58±10	-193±9
1330.633753	-40±25	-103±23	-106±22	221±7	255±9	157±10
1844.333911	52±23	-1±21	37±17	2±6	27±8	-69±10
1876.319130	–	-82±19	-93±17	209±6	246±8	150±10
1888.363594	62±24	-11±19	63±18	-41±6	1±9	-117±10
1919.239698	116±23	52±18	126±16	-136±6	-112±8	-220±8

Таблица 37 — Лучевые скорости, измеренные по абсорбционным и эмиссионным линиям в спектре WR 141 = V2183 Cyg

HJD-2459000	$RV_{HI}^{3835}$	$RV_{HI}^{3889}$	$RV_{NV}^{4604}$	$RV_{NV}^{4945}$
869.351457	86±30	-24±26	-19±6	-130±8
883.290567	77±17	—	-4±13	—
885.227978	-73±16	-33±41	56±6	-74±9
898.286046	—	—	-223±5	-316±7
906.172797	—	4±52	57±7	-127±12
913.278192	—	—	-44±10	-196±12
930.225597	—	—	46±5	-66±6
1061.501553	-31±29	—	55±6	-142±9
1177.521702	—	148±60	-154±6	-340±9
1238.353217	71±15	-12±42	-58±6	-195±10
1257.282845	—	—	56±6	-72±13
1273.293594	92±29	23±50	34±10	-207±15
1277.201732	—	—	123±7	-55±11
1283.224977	—	-54±36	-73±6	-229±7
1298.173457	-61±17	-112±34	38±7	-134±9
1325.640868	90±34	3±34	-47±11	-140±15
1326.637771	124±33	29±47	-72±9	-238±10
1327.641343	174±21	64±32	-89±6	-250±8
1329.641280	250±19	60±23	-162±7	-313±9
1330.623517	257±24	164±26	—	—
1400.542687	169±20	36±28	-71±6	-255±8
1401.582051	88±16	-25±35	-112±6	—
1402.516445	114±18	20±20	-78±6	-219±8
1405.572818	-29±21	-95±17	73±7	-132±11
1417.544524	271±26	—	-134±12	-323±15
1591.286652	232±22	—	-223±6	-361±16
1844.437501	-11±35	27±21	23±8	-85±13
1888.444727	138±45	-43±44	32±7	-184±10
1891.458916	213±31	97±26	-116±7	-282±11
1903.423975	-20±46	—	92±8	-125±10

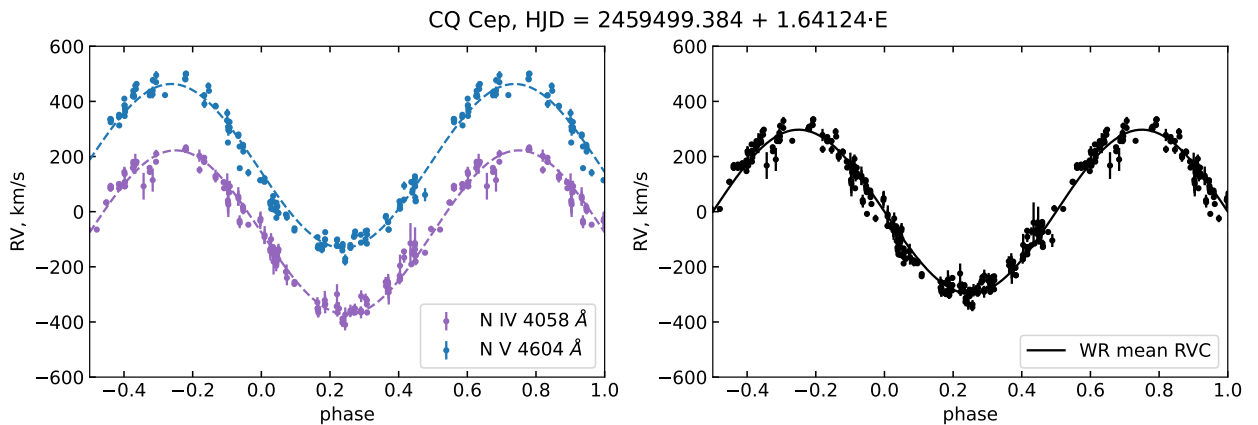


Рисунок Б.1 — Кривые лучевых скоростей CQ Cep, полученные в настоящей работе. Слева — измерения лучевых скоростей звезды WR в линиях N IV 4058 Å и N V 4604 Å, справа - средняя кривая орбитального движения звезды WR в системе

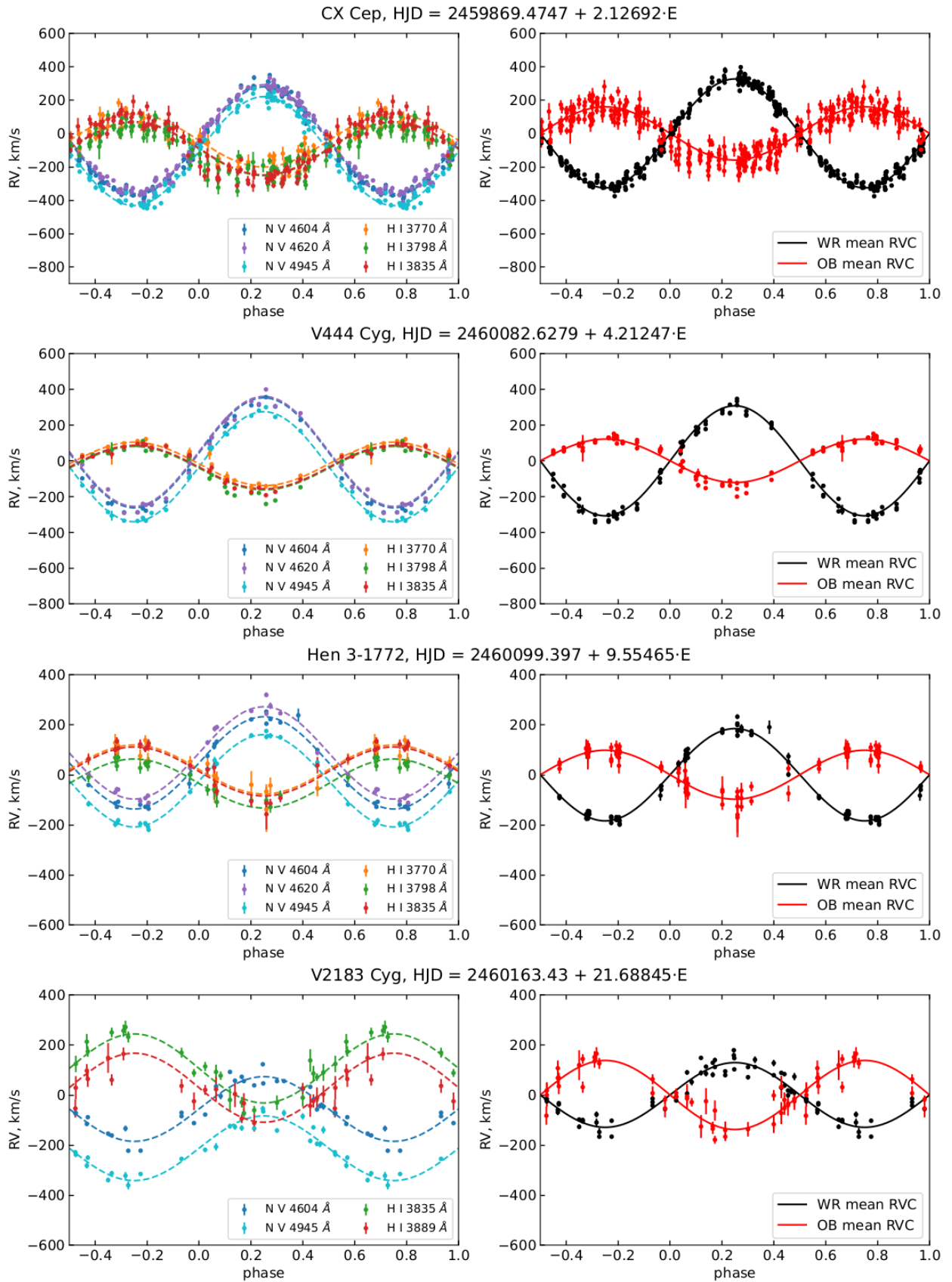


Рисунок Б.2 — Кривые лучевых скоростей CX Cep, V444 Cyg, Hen 3-1772 и V2183 Cyg, полученные в настоящей работе. Слева — измерения лучевых скоростей в линиях звезд WR и OB, справа — средние кривые орбитального движения для звезд WR и OB