

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
"КАЗАНСКИЙ (ПРИВОЛЖСКИЙ) ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ"

На правах рукописи  
УДК 524.33, 524.38

МИТРОФАНОВА АРИНА АЛЕКСЕЕВНА

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ РАЗНЫХ ТИПОВ  
НА ОСНОВЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ ИХ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Специальность 01.03.02  
"Астрофизика и звездная астрономия"

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
кандидат физико-математических наук  
В.В. Шиманский

Казань 2017

# Оглавление

Введение	3
<b>1 Обзор современных исследований ряда классов тесных двойных систем</b>	<b>13</b>
1.1 Предкатаклизмические переменные.....	16
1.2 Катаклизмические переменные.....	28
<b>2 Наблюдения и их обработка</b>	<b>42</b>
2.1 Фотометрические наблюдения.....	42
2.1.1 Проведение наблюдений.....	42
2.1.2 Обработка наблюдений.....	44
2.1.3 Особенности наблюдений TW Crv и их обработки.....	44
2.1.4 Особенности наблюдений PN G068.1+11.0 и их обработки.....	45
2.1.5 Особенности наблюдений RE J2013+4002 и их обработки.....	45
2.1.6 Особенности наблюдений GSC 02197-00886 и их обработки.....	46
2.2 Спектроскопические наблюдения.....	46
2.2.1 Проведение наблюдений.....	46
2.2.2 Обработка наблюдений.....	47
2.2.3 Особенности наблюдений TW Crv.....	48
2.2.4 Особенности наблюдений PN G068.1+11.0.....	49
2.2.5 Особенности наблюдений RE J2013+4002.....	50
2.2.6 Особенности наблюдений GSC 02197-00886 и их обработки.....	52
<b>3 Методика моделирования</b>	<b>57</b>
<b>4 Исследование физического состояния предкатаклизмических переменных с моделированием их спектров и кривых блеска</b>	<b>66</b>
4.1 Молодые предкатаклизмические переменные PN G068.1+11.0 и TW Crv, недавно прошедшие стадию общей оболочки.....	66
4.1.1 Моделирование и анализ излучения TW Crv.....	66
4.1.2 Моделирование и анализ излучения PN G068.1+11.0.....	85
4.2 Предкатаклизмическая переменная промежуточного возраста RE J2013+4002.....	98
4.3 Заключение.....	113
<b>5 Анализ карликовой Новой GSC 02197-00886</b>	<b>118</b>
<b>Заключение</b>	<b>151</b>
<b>Список литературы</b>	<b>156</b>

## Введение

Исследование излучения двойных систем на поздних стадиях эволюции и происходящих в них физических процессов является актуальной задачей современной астрофизики. Компоненты таких систем находятся на разных стадиях эволюции, а максимум их излучения приходится на различные части спектра. К этому классу объектов относятся исследуемые в рамках диссертационной работы предкатаклизмические и катаклизмические переменные. Предкатаклизмические переменные представляют собой группу разделенных короткопериодических систем, прошедших стадию общей оболочки и образованных из широких двойных с периодами несколько лет. В процессе эволюции предкатаклизмические переменные становятся полуразделенными с аккрецией вещества на вырожденную компоненту, т.е. переходят в стадию катаклизмической переменной. Главными компонентами этих систем являются белые карлики или горячие субкарлики низкой светимости, вторичными - звезды Главной последовательности поздних спектральных классов (переполняющие свою полость Роша в случае катаклизмических переменных).

Несмотря на повышение интереса к изучению тесных двойных систем на поздних стадиях эволюции в начале 21 века, в частности предкатаклизмических и катаклизмических переменных, значительная часть объектов до сих пор малоизучена или не изучена вовсе. Также для некоторых уже изученных объектов оценки параметров, приведенные в разных работах, имеют большие различия и низкую точность, которая значительно ниже требуемой для выполнения проверки и уточнения теории эволюции звезд. На протяжении нескольких десятилетий при исследовании подобных систем использовались традиционные методы: анализ кривых лучевых скоростей, чернотельное моделирование кривых блеска, анализ спектров с применением эквивалентных ширин линий, их кривых роста или упрощенных аналитических моделей атмосфер. Однако оставалась проблема учета различных взаимодействий (лучистых, гравитационных, аккреционных) между компонентами систем и физических процессов, протекающих в звездах, через корректное теоретическое моделирование оптического и жесткого излучения. Для преодоления названных трудностей с конца прошлого столетия проводились целенаправленные разработки методик численного моделирования излучения с качественным и количественным описанием физических условий существования вещества этих объектов. Практической реализацией этих методик

являются универсальные программные комплексы для расчета кривых блеска и спектров на основе моделей атмосфер и доплеровское картирование. Отметим, что немаловажным стимулом к развитию методик численного моделирования стал резкий рост точности и качества наблюдательных данных, а также расширение списков объектов исследования, открытых с помощью масштабных обзоров неба в различных спектральных диапазонах. В результате сформировалась задача разработки единых подходов к исследованию объектов каждой группы, обеспечивающих, по возможности, максимальную полноту и корректность получаемых результатов. Современные методики численного анализа позволяют эффективно решать эту задачу, т.к. обеспечивают получение полных наборов параметров объектов и выявляют тонкие механизмы взаимодействия их компонент (квазипериодические осцилляции блеска, струи в аккреционных дисках, общие газовые оболочки, эффекты отражения, несферичность компонент).

### **Актуальность**

В связи с улучшением качества наблюдательных данных появилась возможность корректного учета разных механизмов взаимодействия компонент тесных двойных систем на поздних стадиях эволюции (гравитационного, механического, и лучистого) в современных методиках численного моделирования. Актуальность работы определяется интенсивным развитием методов численного моделирования излучения сложных астрофизических систем с взаимодействующими компонентами, в том числе вырожденными. Данные методики к настоящему времени достигли точности, обеспечивающей количественный анализ всех типов наблюдательных данных с определением фундаментальных характеристик систем и протекающих в них процессов и механизмов излучения.

### **Цель и задачи**

Цель работы: уточнение эволюционного статуса, определение фундаментальных параметров, механизмов взаимодействия и физического состояния компонент тесных двойных систем на основе численного моделирования их оптического излучения.

Для достижения данной цели в рамках диссертации решались следующие задачи:

1. Обработка наборов спектроскопических и фотометрических данных, полученных с помощью телескопов САО РАН и КФУ, для избранных тесных двойных систем;
2. Разработка методики определения параметров молодых предкатаклизмических переменных на основе теоретического моделирования их кривых блеска и спектров с использованием эволюционных треков ядер планетарных туманностей;

3. Разработка методики анализа карликовой Новой GSC 02197-00886 с применением доплеровской томографии и теоретического моделирования ее спектров в низком состоянии. Определение параметров карликовой Новой типа WZ Sge;
4. Анализ соответствия характеристик предкатаклизмических переменных соответствующим теориям их эволюционного и физического состояния. Определение избытков светимости вторичных компонент систем.

### **Научная новизна работы**

Результаты диссертационной работы получены на основе уникальных фотометрических и спектроскопических данных с использованием современной методики численного моделирования спектров и атмосфер облучаемых звезд, что обуславливает научную новизну работы.

1. Разработана методика анализа ограниченного набора наблюдательных данных предкатаклизмических переменных с совместным применением моделирования их оптического излучения и эволюционных треков ядер планетарных туманностей.
2. Впервые рассчитаны и согласованы с наблюдаемыми кривые блеска и спектры 3 предкатаклизмических переменных с учетом эффектов отражения, несферичности компонент и отклонений от ЛТР.
3. Впервые определен полный набор параметров новой предкатаклизмической переменной PN G068.1+11.0.
4. Расширена зависимость "возраст"- "избыток светимости" для вторичных компонент предкатаклизмических переменных на 12 молодых предкатаклизмических переменных.
5. Предложен метод определения параметров карликовых Новых на основе моделирования их оптических спектров в фазах релаксации и в спокойном состоянии.
6. Впервые построены доплеровские карты и получен набор параметров карликовой Новой GSC 02197-00886.

### **Научная, методическая и практическая значимость работы**

Научную значимость представляют:

1. Наборы фундаментальных параметров PN G068.1+11.0, TW Crv, RE J2013+4002 и GSC 02197-00886;
2. Вывод о наличии избытков светимости вторичных компонент PN G068.1+11.0 и TW Crv;
3. Вывод об отсутствии избытков светимости вторичной компоненты RE J2013+4002 и принадлежности системы к группе предкатаклизмических переменных промежуточного возраста;

4. Вывод о переходе аккреционного диска карликовой Новой GSC 02197-00886 в оптически тонкое состояние в фазах ее поздней релаксации.

Методическую значимость представляют:

1. Методика определения параметров молодых предкатаклизмических переменных на основе моделирования их оптического излучения с применением эволюционных треков ядер планетарных туманностей;
2. Метод определения параметров карликовых Новых типа WZ Sge путем моделирования их оптических спектров в низком состоянии.

Практическую значимость представляют:

1. Кривые блеска, наборы спектров и лучевых скоростей 3 предкатаклизмических переменных и карликовой Новой типа WZ Sge;
2. Эфемериды RE J2013+4002 и PN G068.1+11.0;
3. Доплеровские томограммы GSC 02197-00886 в фазах релаксации и спокойного состояния системы.

#### **Положения, выносимые на защиту**

1. Результаты обработки и первичного анализа фотометрических и спектроскопических наблюдений предкатаклизмических переменных PN G068.1+11.0, TW Crv и RE J2013+4002. Классификация предкатаклизмических переменных PN G068.1+11.0 и RE J2013+4002 с построением их эфемериды.
2. Методика анализа молодых предкатаклизмических переменных с ограниченным наблюдательным рядом на основе моделирования их излучения с применением эволюционных треков ядер планетарных туманностей. Фундаментальные параметры PN G068.1+11.0 и TW Crv. Зависимость "возраст"- "избыток светимости", расширенная на 12 молодых предкатаклизмических переменных. Вывод о наличии избытков светимости вторичных компонент PN G068.1+11.0 и TW Crv, характерных для систем этого типа.
3. Фундаментальные параметры предкатаклизмической переменной RE J2013+4002. Выводы об отсутствии избытка светимости вторичной компоненты, отсутствии у нее проявлений сильного магнитного поля и ее принадлежности к группе предкатаклизмических переменных промежуточного возраста.
4. Результаты обработки и первичного анализа фотометрических и спектроскопических наблюдений GSC 02197-00886. Доплеровские карты, модель формирования излучения GSC 02197-00886. Вывод о доминировании белого карлика в оптическом излучении системы в низком состоянии. Фундаментальные параметры GSC 02197-00886.

**Достоверность** полученных в рамках диссертационной работы результатов подтверждается:

1. Согласием теоретических и наблюдаемых кривых блеска (TW Crv, PN G068.1+11.0, RE J2013+4002) и спектров всех систем.
2. Соответствием определенных наборов параметров объектов средним значениям для уже изученных систем.
3. Использование методик моделирования излучения тесных двойных систем, ранее неоднократно протестированных при исследовании аналогичных астрофизических систем.

### **Апробация результатов**

Основные результаты были представлены на 8 российских и международных конференциях:

1. Научная конференция "Астрономия в эпоху информационного взрыва: результаты и проблемы", г. Москва, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова и Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, 28 мая – 1 июня 2012г.;
2. Всероссийская молодежная астрономическая конференция "Наблюдаемые проявления эволюции звезд", п. Нижний Архыз, Специальная астрофизическая обсерватория РАН, 15-19 октября 2012г.;
3. Международная астрономическая школа-конференция "Astronomy and beyond: astrophysics, cosmology and gravitation, cosmomicrophysics, radio-astronomy and astrobiology", Украина, г. Одесса, Одесский национальный университет им. И.И.Мечникова, 19-25 августа 2013г.;
4. Международная конференция "Звездные атмосферы: фундаментальные параметры звезд, химический состав и магнитные поля", г. Санкт-Петербург, Главная астрономическая обсерватория РАН (Пулково), 23-27 июля 2014г.;
5. Научная конференция "Астрономия от ближнего космоса до космологических далей", г. Москва, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова и Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, 25-30 мая 2015г.;
6. Всероссийская конференция "Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра (HEA-2015)", г. Москва, Институт космических исследований РАН, 21-24 декабря 2015г.;
7. Международная астрономическая конференция "Физика звезд: от коллапса до коллапса", п. Нижний Архыз, Специальная астрофизическая обсерватория РАН, 3-7 октября 2016г.;

8. Всероссийская конференция "Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра (HEA-2016)", г. Москва, Институт космических исследований РАН, 20-23 декабря 2016г.

#### **Публикации по теме диссертации**

Результаты диссертационной работы опубликованы в 6 статьях в рецензируемых зарубежных и отечественных журналах, а также в 8 публикациях в сборниках трудов научных конференций:

1. Шиманский, В.В. Предкатаклизмические переменные промежуточного возраста SDSS J172406+562003 и RE J2013+4002 / В.В. Шиманский, Н.В. Борисов, Д.Н. Нуртдинова, А.А. Митрофанова, В.В. Власюк, О.И. Спиридонова // *Астрономический Журнал*. - 2012. – Т. 89 - № 6. - С. 492-507.
2. Митрофанова, А.А. Анализ эволюции катаклизмической переменной GSC 02197-00886 / А.А. Митрофанова, Н.В. Борисов, В.В. Шиманский // *Астрофизический Бюллетень*. - 2014. - Т. 69 - № 1- С. 88-105.
3. Митрофанова, А.А. PN G068.1+11.0 – молодая предкатаклизмическая переменная с экстремально горячей главной компонентой / А.А. Митрофанова, Н.В. Борисов, В.В. Шиманский, О.И. Спиридонова, М.М. Габдеев // *Астрономический Журнал*. - 2016. - Т. 93 - № 2. - С. 210-223.
4. Шиманский, В.В. О формировании оптического излучения TW Crv / В.В. Шиманский, А.А. Митрофанова, Н.В. Борисов, С.Н. Фабрика, А.И. Галеев // *Астрофизический Бюллетень*. - 2016. - Т. 71. - № 4. - с. 497-509.
5. Shimansky, V.V. Analysis of observations of the Dwarf Novae Pegasi 2010 / V.V. Shimansky, A.A. Mitrofanova, N.V. Borisov, M.M. Gabdeev // *Bulletin of the Crimean Astrophysical Observatory*. - 2013. - V. 109. - P. 16-22.
6. Mitrofanova, A.A. The study of pre-cataclysmic binaries through the theoretic modeling of light curves and spectra / A.A. Mitrofanova, V.V. Shimansky, N.V. Borisov // *ASP Conference Series*. – 2017. - V. 510. - P. 426-430.
7. Шиманский В.В. Две новых ТДС на поздних стадиях эволюции / В.В. Шиманский, Н.В. Борисов, И.Ф. Бикмаев, А.А. Митрофанова, Д.Г. Якин, М.М. Габдеев // *Международная научная конференция «Астрономия в эпоху информационного взрыва: результаты и проблемы»* г. Москва, 28 мая – 1 июня 2012 г. - С. 42.
8. Митрофанова, А.А. Параметры и эволюция звезд с компактными компонентами / А.А. Митрофанова, В.В. Шиманский, Н.В. Борисов, Габдеев М.М., Якин Д.Г. // *Тезисы международной конференции "Astronomy and beyond: astrophysics, cosmology and*



gravitation, cosmomicrophysics, radio-astronomy and astrobiology". - 19-25 августа 2013. - С. 45.

9. Митрофанова, А.А. Физика предкатаклизмических переменных с sdO- и sdB-субкарликами / А.А. Митрофанова, В.В. Шиманский, Н.В. Борисов, Деминова Н.Р., Нуртдинова Д.Н., Спиридонова О.И. // Тезисы международной конференции "Звездные атмосферы: фундаментальные параметры звезд, химический состав и магнитные поля". - 23-27 июня 2014. - С. 24.

10. Митрофанова, А.А. Исследование двух предкатаклизмических переменных / А.А. Митрофанова, В.В. Шиманский, Н.В. Борисов // Тезисы международной конференции "Астрономия от ближнего космоса до космологических далей". - 25-30 мая 2015. - С.65.

11. Шиманский, В.В. Двойные системы с жестким УФ-излучением / В.В. Шиманский // Тезисы всероссийской конференции "Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра (НЕА-2015)". - 21-24 декабря 2015. - С. 27.

12. Митрофанова, А.А. Исследование предкатаклизмических переменных с помощью теоретического моделирования кривых блеска и спектров/ А.А. Митрофанова, В.В. Шиманский, Н.В. Борисов // Тезисы международной конференции "Физика звезд: от коллапса до коллапса". - 3-7 октября 2016. - С. 46.

13. Митрофанова, А.А. Исследование тесных двойных систем разных типов на основе моделирования их оптического излучения / А.А. Митрофанова, В.В. Шиманский, Н.В. Борисов // Тезисы всероссийской конференции "Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра (НЕА-2016)". - 20-23 декабря 2016. - С. 44-45.

#### **Личный вклад автора**

Автор диссертации принимал участие в формулировании тематики исследований, проведении наблюдений на телескопах Цейсс-1000 и БТА САО РАН. Автором выполнены обработка фотометрических (RE J2013+4002, TW Crv, GSC 02197-00886) и спектроскопических (RE J2013+4002, TW Crv, PN G068.1+11.0, GSC 02197-00886) данных и доплеровское картирование GSC 02197-00886. Наравне с соавторами автор участвовал в разработке и реализации методов анализа всех систем, моделировании их излучения, определении наборов параметров, обобщении и анализе полученных результатов и написании текстов всех статей.

#### **Структура диссертации**

Диссертация общим объемом 169 страниц состоит из 5 глав, введения, заключения и списка литературы. Работа содержит 53 рисунка, 15 таблиц и 33 формулы. Список литературы включает в себя 186 источников.

Во **Введении** обосновывается актуальность тематики диссертационной работы, формулируются цели и задачи исследования, научная новизна, научная, методическая и практическая значимости работы, достоверность полученных результатов, а также положения, выносимые на защиту, и личный вклад автора в исследование. Приводятся список конференций, на которых докладывались основные результаты, и список статей и тезисов конференций, в которых эти результаты были опубликованы. Кроме того введение содержит краткое описание диссертации по главам.

**Первая глава** состоит из общей части и двух выделенных пунктов, описывающих современное понимание физики процессов, происходящих в предкатаклизмических и катаклизмических переменных. В пункте 1.1 представлена информация об эволюционном состоянии, внутренней классификации, фундаментальных параметрах, спектральных и фотометрических характеристиках предкатаклизмических переменных в зависимости от их принадлежности к одной из трех групп. Пункт 1.2 посвящен краткому описанию типов катаклизмических переменных в зависимости от характера аккреционных процессов и величины магнитного поля, с более подробным рассмотрением карликовых Новых (в частности объектов типа WZ Sge) и проявлений их вспышечной активности. В заключении первой главы формулируются основные проблемы, существующие при изучении предкатаклизмических и катаклизмических переменных и пути их решения в рамках данной диссертации.

**Вторая глава** содержит два пункта, в которых обобщена информация о фотометрических и спектроскопических наблюдениях исследуемых объектов с указанием особенностей их получения (применяемая аппаратура и погодные условия) и первичной редукции данных (применяемые методы).

В **третьей главе** приведено описание используемой в диссертации методики моделирования облучаемых атмосфер и их оптического излучения, а также реализующего ее программного комплекса SPECTR. Применяемая методика моделирования учитывает эффекты отражения и несферичности при получении структуры компонент разделенных тесных двойных систем, а в расчетах синтетических спектров - бланкетирование в основных молекулярных полосах и более полумиллиона линий и отклонения от ЛТР для избранных элементов. Подробно описаны особенности работы метода моделирования атмосфер облучаемых звезд и использованное в нем приближение баланса функций нагрева и охлаждения звездного газа.

**Четвертая глава** посвящена исследованию трех предкатаклизмических переменных (PN G068.1+11.0, TW Crv и RE J2013+4002) и состоит из трех пунктов. В пунктах 4.1 и 4.2

изложен комплексный анализ спектроскопических и фотометрических данных всех систем с подробным описанием построения кривых блеска и кривых лучевых скоростей с применением метода кросс-корреляции спектров. Предварительно для каждого объекта дан обзор основных результатов их изучения, опубликованных в литературе. Показано, что для объектов PN G068.1+11.0 и TW Crv возможно определение амплитуды лучевых скоростей только вторичной компоненты, в то время как для RE J2013+4002 - суммарной амплитуды лучевых скоростей двух компонент. Здесь же приведены результаты теоретического моделирования кривых блеска и спектров и согласования их с наблюдаемыми данными, рассмотрены температурные структуры облучаемых атмосфер холодных звезд для зон горячего пятна и вне его. Выдвинуто предположение, что в атмосфере вторичной компоненты TW Crv существуют избытки азота и кислорода, а в атмосфере вторичной компоненты PN G068.1+11.0 - углерода (возможно, и азота), что ранее было обнаружено при изучении ряда молодых предкатаклизмических переменных. Установлено, что химический состав атмосферы холодной звезды в RE J2013+4002 характеризуется пониженным содержанием металлов, а линии HeI и частично H $\beta$  в спектрах объекта формируются под воздействием эффектов флуоресценции в лаймановской хромосфере в условиях небулярного приближения. Представлены таблицы с итоговыми наборами фундаментальных параметров исследованных объектов. Показано, что параметры PN G068.1+11.0 могут быть рассчитаны только с использованием эволюционных треков ядер планетарных туманностей разных масс. В пункте 4.3 представлены общие выводы об эволюционном статусе систем. Показано полное соответствие физических характеристик главных компонент молодых предкатаклизмических переменных эволюционным трекам одиночных ядер планетарных туманностей. Для наиболее полной в настоящий момент выборки исследованных объектов подтвержден вывод о завершении процесса релаксации холодных звезд в предкатаклизмических переменных за время не более  $t=2 \times 10^6$  лет.

В **пятой главе** представлен анализ карликовой Новой GSC 02197-00886 с определением набора фундаментальных параметров системы. Начало главы содержит обзор основных результатов исследования объекта, опубликованных в литературе. Далее описаны построение и особенности кривых блеска и кривых лучевых скоростей. Подробно изложены использованные методики определения лучевых скоростей компонент системы методом кросс-корреляции и методом Шафтера, построения доплеровских томограмм и моделирования спектров объекта во вспышке, в фазе промежуточного падения блеска и в спокойном состоянии. На основе выполненного анализа показано, что аккреционный диск

GSC 02197-00886 перешел из оптически толстого состояния во время вспышки в оптически тонкое в спокойном состоянии системы. На основе моделирования оптических спектров в спокойном состоянии получен полный набор фундаментальных параметров системы и произведено их сравнение с средними характерными значениями для систем типа WZ Sge и SU UMa.

**В Заключении** сформулированы общие результаты и выводы диссертационной работы.

# Глава 1

## Обзор современных исследований ряда классов тесных двойных систем

Более половины звезд в Галактике являются двойными или кратными. Физически двойные звезды являются гравитационно-связанными объектами, компоненты которых вследствие взаимного притяжения обращаются вокруг общего центра масс. В зависимости от способа обнаружения такие системы разделяются на визуально-двойные, спектрально-двойные и затменные звезды. Среди них особо выделяются тесные двойные системы ( $a \leq 2 \cdot 10^3 R_{\odot}$ ), расстояние между компонентами которых сопоставимо с их размерами. По определению Пачински [1] такие объекты должны иметь компоненту, заполняющую полость Роша, на одном из этапов эволюции с последующим обменом масс.

Полость Роша - это объем пространства, заключенный внутри поверхности равного центробежного и гравитационного потенциалов. В эволюции двойных звезд особое внимание уделяется полости Роша (рис. 1), представляющей собой пару эквипотенциальных поверхностей каждой компоненты, соприкасающихся в первой точке Лагранжа  $L_1$ . В момент заполнения более массивной компонентой своей полости Роша начинается неустойчивый режим аккреции вещества на спутник через точку  $L_1$ .

В зависимости от степени заполнения полости Роша тесные двойные системы (ТДС) делятся на разделенные, полуразделенные и контактные системы. В разделенных объектах обе компоненты находятся внутри их полостей Роша. Впоследствии начинается последовательное заполнение веществом компонент эквипотенциальных поверхностей между полостями, которые включают в себя первую и вторую точки Лагранжа (W UMa). Далее при условии заполнения веществом системы полости, включающей в себя вторую точку Лагранжа, начнется истечение вещества через нее с полной потерей его системой. Однако, для этого необходимо сохранение строгой синхронизации между орбитальным и осевым вращениями компонент. Для полуразделенных систем характерно заполнение одной из компонент своей полости Роша, вследствие чего начинается перетекание вещества через первую точку Лагранжа  $L_1$  в полость Роша второй звезды, где оно может быть захвачено ее гравитационным полем (алголи, катаклизмические переменные). В

контактных системах уже аккрецирующая звезда расширяется и заполняет свою полость Роша.

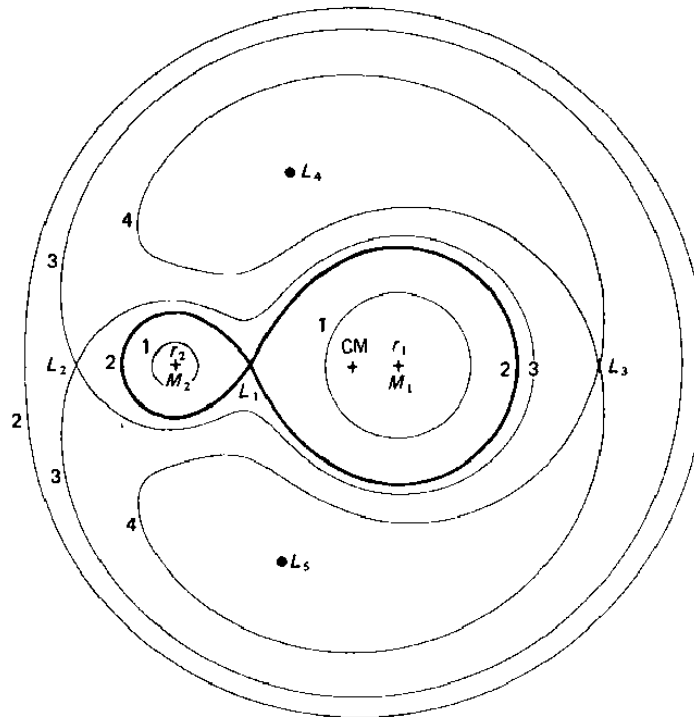


Рис. 1. Эквипотенциальные поверхности в плоскости орбиты двойной системы из звезд точечных масс, движущихся по круговым орбитам [2].

Между компонентами в ТДС выделяют три вида взаимодействий. При лучистом взаимодействии холодная компонента системы облучается горячей, вследствие чего формируются эффекты отражения (см. ниже). Под действием приливных сил (гравитационное взаимодействие) компоненты систем приобретают эллипсоидальную форму и у них возникают направленные друг к другу приливные горбы, что схоже с лунными приливами на поверхности Земли. При механическом взаимодействии в системах начинается перенос вещества (дисковая или канализированная аккреция).

Образование ТДС с последующей эволюцией в предкатаклизмические переменные (ПП) и катаклизмические переменные (КП) может происходить 3 путями, обусловленными 3 механизмами, которые приводят к заполнению критической полости Роша. Наиболее распространенным и эффективным механизмом заполнения полости Роша является эволюция более массивной компоненты на стадии образования гиганта (сверхгиганта) с глубокой протяженной конвективной оболочкой. По мере потери массы звездой конвективная оболочка стремится к дальнейшему расширению. Фаза общей

оболочки инициируется динамически нестабильным переносом вещества проэволюционировавшей массивной звезды на менее массивную компоненту, принадлежащую Главной последовательности [3, 4]. Такая ситуация имеет место, если эволюционирующая более массивная звезда заполняет свою полость Роша на стадии с глубокой конвективной оболочкой (обычно на ветви гигантов или асимптотической ветви гигантов). Радиус массивного донора может увеличиваться (или оставаться постоянным) как ответ на перенос массы, в то время как радиус его полости Роша уменьшается. Характерное время релаксации спутника, аккрецирующего вещество, во много раз длиннее шкалы переноса на него вещества, а временная шкала переноса вещества на спутник значительно больше тепловой шкалы в оболочке гиганта. Вследствие этого маломассивная звезда также расширяется пока не заполнит свою полость Роша, что приводит к образованию общей оболочки: ядро гиганта (будущий белый карлик) и изначально менее массивная звезда ускоряясь движутся по спирали к их центру масс пока в итоге не будет сброшена общая оболочка. Теоретические расчеты показали, что продолжительность фазы общей оболочки очень коротка ( $\leq 10^3$  лет) [5]. После прохождения фазы общей оболочки подобные системы становятся тесными объектами с короткими орбитальными периодами. Поскольку время эволюции вторичной компоненты (с массой  $M < 1M_{\odot}$ ) в гиганты оказывается больше космологического (около 20–30 млрд. лет) определяющую роль в дальнейшей эволюции систем начинают играть два других механизма: магнитный звездный ветер (звезды типа RS CVn) и излучение гравитационных волн. Для систем с орбитальными периодами менее 1 суток, т.е. с большими полуосями  $a < 5 R_{\odot}$ , действие механизма потери углового момента с истекающим магнитным звездным ветром оказывается эффективным для сближения компонент за время, меньшее космологического. Высокотемпературный звездный ветер истекает с поверхности вторичной компоненты, которая обладает мощной конвективной оболочкой и в большинстве случаев заметной магнитоактивностью. Заметим, что присутствие белого карлика приводит, как правило, к усилению магнитного поля холодного спутника и его ветровых истечений. В результате создается магнитный крутящий момент сил, благодаря которому ветер уносит часть вращательного углового момента. Одновременно, при условии достаточной близости компонент, приливные силы обеспечивают синхронизацию осевого вращения теряющей вещество звезды с орбитальным обращением, что обеспечивает трансформацию орбитального углового момента в угловой момент осевого вращения. Дальнейшее сокращение расстояния между компонентами до  $a < 1 R_{\odot}$  стимулируется благодаря излучению гравитационных волн. Названный механизм имеет

место в очень тесных парах с большой полуосью порядка  $1-2 R_{\odot}$  при наличии массивной вырожденной компоненты. Данный объект, обладающий большой собственной гравитацией, находится в достаточно сильном гравитационном поле близкой звезды. Исходящие от главной компоненты гравитационные возмущения забирают часть энергии движения вторичной компоненты, вследствие чего она замедляется и приближается к белому карлику.

Каждый этап сближения компонент таких ТДС сопровождается переполнением полости Роша холодной звездой, вследствие чего ее вещество попадает в поле действия белого карлика и захватывается его гравитационным полем (режим устойчивой аккреции). Падающее вещество постепенно теряет угловой момент и образует вокруг главной компоненты аккреционный диск. Подобные системы, состоящие из аккрецирующего белого карлика и звезды Главной последовательности (ГП) малой массы, называются катаклизмическими переменными (см. ниже).

В целом среди известных ТДС к настоящему времени выделено более 10 различных классов объектов (катаклизмические маломассивные тесные двойные системы, массивные рентгеновские двойные системы, симбиотические системы, предкатаклизмические переменные, двойные вырожденные системы и т.д.), которые имеют дополнительные внутренние классификации.

### 1.1 Предкатаклизмические переменные

Предкатаклизмические переменные [6, 7, 8] составляют группу разделенных короткопериодических систем, образованных при прохождении фазы общей оболочки [1] из широких двойных, периоды которых составляют несколько лет. Они обычно состоят из белого карлика или горячего субкарлика и маломассивной холодной звезды ГП (в основном М класса, в более редких случаях G или K класса). Началом фазы общей оболочки считается момент, когда звезда-гигант с глубокой конвективной оболочкой [9], предшественником которой является более массивная главная компонента широкой пары, переполняет свою полость Роша [1]. Процесс потери массы будет вызывать расширение звезды, поскольку на данном этапе она имеет глубокую конвективную оболочку, и в результате перейдет в разряд динамических процессов. С началом процесса аккреции вторичная компонента теряет тепловую устойчивость и дальнейший сценарий зависит от ее массы:

1) звезда имеет глубокую лучистую оболочку ( $M_2 > 0.3 M_{\odot}$ ) - ее радиус увеличивается и становится много больше равновесного, начинается потеря массы;



2) звезда имеет конвективную оболочку ( $M_2 \leq 0.3M_\odot$ ) - она расширяется медленно (может даже сжаться), потеря массы отсутствует.

В первом случае темп потери массы гигантом очень быстро увеличивается до темпа, при котором вторичная компонента становится неспособной аккрецировать и погружается в общую оболочку гиганта и движется по спирали к его ядру, сохраняя энергию и угловой момент в оболочке [10]. В течение сближения компонент происходит увеличение выделения энергии при гравитационном и гидродинамическом торможении и перераспределение углового момента, в результате чего происходит сброс оболочки [11]. В итоге остается маломассивная тесная двойная система с более коротким периодом, состоящая из ядра гиганта и звезды-компаньона. В случае превышения скоростью перетекания вещества в полость Роша вторичной компоненты скорости аккреции на ее поверхность, вещество начнет накапливаться внутри полости (рис. 1). Когда на спутник будет сброшено около 1% его собственной массы, он также заполнит свою критическую полость Роша и начнется истечение вещества через внешнюю точку Лагранжа  $L_2$ . В результате это приведет к образованию общей оболочки, быстрой потере энергии системой и уменьшению размеров ее орбиты.

У молодых предкатаклизмических переменных, недавно прошедших стадию общей оболочки, наблюдаются планетарные туманности. Планетарные туманности - это большие расширяющиеся оболочки газа, который излучает вследствие его фотоионизации горячей и яркой звездой, являющейся первоисточником оболочки [12]. Планетарные туманности образуются из оболочек звезд, принадлежащих ветви красных гигантов и асимптотической ветви гигантов [10]. В конце фазы асимптотической ветви гигантов звезды обладают сильными ветрами, которые вызывают потерю большей части их внешних слоев с одновременным сжатием их центральных областей к состоянию белых карликов с углеродно-кислородным, кислородным или кислородно-неоновым ядром. Быстрые ветры в течение фазы сжатия взаимодействуют с ранее сброшенным межзвездным веществом для формирования планетарной туманности, ионизованной горячим остатком ядра. Становится или нет сброшенная оболочка планетарной туманностью зависит от свойств и взаимодействия между оболочкой и центральным остатком двойной системы.

Существует около 40 известных планетарных туманностей, для которых компактным источником ионизирующих фотонов является член короткопериодической двойной звездной системы [13, 14, 15]. Этот подкласс может составлять 10-20% от общего населения планетарных туманностей [15, 16]. Для формирования планетарной туманности с

бинарным ядром необходимо наличие значительной массы околозвездного вещества (сброшенная оболочка) и короткопериодическая двойная система, способная освещать оболочку жестким УФ-излучением [10]. Их короткие орбитальные периоды  $P_{orb}=0.1-1.0$  дня [14, 15] являются твердыми доказательствами, что они прошли через фазу общей оболочки [2].

Вариации блеска ПП возникают в результате облучения поверхности одной компоненты другой, пульсаций главной компоненты или запятненности поверхности красного карлика и его вспышечной активности. Как правило, основными эффектами, изменяющими амплитуду и вид орбитальных кривых блеска ПП, являются эффекты отражения и несферичности, а пятна и вспышки вторичных компонент и/или пульсации sdB-субкарликов носят второстепенный характер и могут вообще отсутствовать. Дополнительно у некоторых центральных звезд планетарных туманностей (например, V651 Mon, UU Sge, MT Ser и др.) наблюдается долговременная переменность блеска, обусловленная движением облаков пыли и газа в туманности [17].

Благодаря наличию механизма лучистого взаимодействия звезд основные изменения яркости в кривых блеска многих ПП вызваны эффектами отражения. Это является следствием больших температурных различий на поверхности вторичной компоненты, которые вызваны нагревом ее полушария компаньоном (белым карликом или голубым субкарликом). Поток энергии в далекой УФ области спектра, излучаемый главной компонентой, падает на поверхность холодной звезды, поглощается в ее атмосфере и переизлучается в оптическом диапазоне спектра. В результате температура и светимость обращенной к горячей звезде части вторичной компоненты оказываются больше, чем на необлучаемой стороне. Видимые вариации блеска ПП обусловлены вращением системы вокруг общего центра масс, вследствие чего наблюдаются различные части поверхности холодной звезды. Форма подобных колебаний яркости близка к синусоидальной и может иметь амплитуды от  $0.^m01$  до  $2.^m0$  (в зависимости от типа ПП). В некоторых системах полные амплитуды эффектов отражения достигают  $1^m$  [18]. Уменьшение амплитуды эффектов отражения в основном связано с увеличением возраста объектов, то есть с уменьшением температуры и светимости главной компоненты.

Еще одним механизмом формирования переменности кривых блеска всех типов ПП является несферичность вторичных, а в некоторых случаях и главных компонент. Искажение сферической формы красных карликов в ПП обусловлено гравитационным влиянием на них со стороны главных компонент. В результате уменьшения орбитального периода и большой полуоси системы под действием магнитного звездного ветра и

гравитационных волн эффекты несферичности возрастают в течение эволюции систем. Амплитуды подобных эффектов в старых ПП достигают  $0.^m15$ , а в кривых блеска молодых ПП их максимальное значение, обусловленное искажением формы обеих компонент, составляет  $0.^m05$ . Вследствие слабости амплитуды регистрация и анализ эффектов несферичности затруднены наличием сильных эффектов отражения. Поэтому для их исследования пригодны только кривые блеска старых ПП.

Пульсационный тип переменности блеска характерен для молодых ПП с sdV-субкарликами. Продолжительность пульсаций горячего субкарлика составляет 4–6 минут, а амплитуды вариаций блеска -  $0.^m03$ – $0.^m05$ . Подобные эффекты проявляются вследствие наличия во внутренних слоях субкарликов локальных тепловых неустойчивостей, вызванных ионизацией тяжелых элементов в газе с аномалиями химического состава. Амплитуда пульсаций субкарлика уменьшается при сокращении периода с ростом возраста молодой ПП. Допустимо, что низкоамплитудными пульсациями также обладает небольшое число белых карликов в старых ПП. Однако умеренный вклад белых карликов в полное излучение таких систем и наличие более сильных эффектов их фотометрической переменности пока не позволяет зарегистрировать это явление.

В кривых блеска старых ПП наблюдаются эффекты, связанные с нестационарностью вторичных компонент (запятненность и вспышечная активность). Запятненность поверхности и повторяющиеся вспышки в оптическом и рентгеновском диапазонах спектра характерны для 60% подобных объектов. Амплитуда устойчивых во времени вариаций яркости, обусловленных запятненностью поверхности холодной звезды, достигает значений  $0.^m30$ . Одновременно, изменение площади поверхности запятненной звезды проявляется на больших интервалах времени (например, 5 лет у V471 Tau). Во время вспышечной активности яркость системы за несколько секунд увеличивается на  $0.^m05$ – $0.^m25$ , а затем спадает за 5–120 минут.

На данный момент в зависимости от продолжительности существования после сброса оболочки ПП разделяют на 3 группы [19]: молодые с sdO-субкарликами (системы типа BE UMa), молодые с sdV-субкарликами (системы типа HW Vir) и старые ПП (системы типа V471 Tau). Главные компоненты молодых ПП с sdO-субкарликами и с sdV-субкарликами на диаграмме Герцшпрунга-Рессела находятся на пост-асимптотической ветви гигантов и на пост-горизонтальной ветви гигантов, соответственно. Переход молодой ПП в старую связан с значительным уменьшением температуры и светимости главных компонент при практически неизменном значении радиуса на ветви остывающих белых карликов и релаксацией их вторичных компонент к нормальному состоянию звезд ПП.

Продолжительность подобного перехода зависит от масс вторичных компонент систем и их начальных избытков светимости и обычно составляет  $t \sim 5 \cdot 10^6$  лет с момента сброса общей оболочки.

ПП с sdO-субкарликами формируются из систем с массами главных компонент  $M_1=4-8M_{\odot}$ , что указывает на их существование только в диске Галактики. Появление планетарных туманностей у подобных систем устанавливает нижний предел массы их главных компонент  $M_1=0.52M_{\odot}$ . В качестве главной компоненты подобных систем могут выступать sdO-субкарлики (объекты типа V477 Lyr) и DAO-карлики (объекты типа BE UMa). Отметим, что объекты типа V477 Lyr как правило окружены плотными и яркими планетарными туманностями, в то время как у объектов типа BE UMa туманности слабые и разреженные или вовсе отсутствуют. Все данные объекты составляют единую эволюционную последовательность и различаются лишь временем жизни после сброса общей оболочки. Поэтому эти ПП рассматриваются совместно вследствие схожести их эволюционного статуса и физических состояний, хотя их наблюдательные характеристики несколько различаются. Кроме того, наличие избытков светимости у вторичных компонент служит дополнительным аргументом для объединения двойных ядер планетарных туманностей и систем с горячими белыми карликами типа DAO в общую группу ПП с sdO-субкарликами. По современным оценкам примерно 30 объектов классифицированы как представители этой группы, однако только для 11 из них получены полные наборы фундаментальных параметров [11].

Вследствие высоких эффективных температур главных компонент молодых ПП с sdO-субкарликами  $T_{\text{eff}} \geq 50000\text{K}$  в изменении их блеска главную роль играют эффекты отражения. В близких к синусоидальным кривых блеска амплитуды этих эффектов могут достигать  $2.^m0$ . В системах с sdO-субкарликами фотометрические эффекты отражения как правило составляют  $\Delta m_V = 0.^m4-1.^m0$ , что слабее чем в объектах с DAO-карликами ( $\Delta m_V = 0.^m5-1.^m5$ ). В большинстве случаев амплитуда эффектов отражения возрастает с увеличением длины волны наблюдений, однако может сохраняться постоянной вдоль всего оптического диапазона (например, V664 Cas) или иметь выраженный максимум в нем (например, PN G068.1+11.0) при преобладании излучения горячего пятна на поверхности холодной звезды. В кривых блеска подобных систем сложно выявить проявления несферичности компонент, поскольку амплитуда эффектов отражения оказывается слишком большой. Дополнительно изменения блеска молодых ПП с sdO-субкарликами часто обусловлены затмениями горячей компоненты (объекты с DAO-карликами: BE UMa, NN Ser) или обеих компонент (системы с sdO-субкарликами: V477

Lyr, UU Sge). Около 35% известных молодых ПП с sdO-субкарликами являются затменными системами, что, очевидно, связано с эффектами селекции.

Значительный вклад в оптические спектры подобных систем вносят главные компоненты, которые обладают экстремально высокими температурами. В молодых ПП с sdO-субкарликами оптическая светимость горячих звезд более чем в 10 раз превышает светимость вторичных компонент, в то время как в системах с DAO-карликами вклад последних в блеск системы в оптическом диапазоне может быть меньше 70%. В зависимости от характеристик главных компонент рассматриваемых молодых ПП можно выделить два вида спектров:

1) В спектрах объектов с экстремально горячей главной компонентой ( $T \geq 100000\text{K}$ ) и большой отражающей поверхностью холодной звезды наблюдается значительное количество эмиссионных линий высокой интенсивности на фоне плоского континуума. Эмиссионные спектры представлены линиями H I, He I и He II, ряда легких элементов в высоких стадиях ионизации – C II, N II, O II, Mg II, C III, N III, Al III, Si III, S III, C IV, Si IV. Абсорбционные линии либо вообще отсутствуют, либо сильно заливаются эмиссионными компонентами, что затрудняет исследование подобных систем. Описанные спектры характерны для систем типа BE UMa [20].

2) В спектрах систем с меньшей температурой горячих звезд и/или радиусов их холодных компонент (UU Sge, V477 Lyr, KV Vel) и, следовательно, с меньшими амплитудами эффектов отражения наблюдается значительное ослабление эмиссионных линий даже в фазах максимума блеска. Это обусловлено преобладанием излучения главных компонент над излучением горячего пятна. Абсорбционные спектры представлены линиями H I, He II, тяжелых элементов в высоких стадиях ионизации (четвертой, пятой), в том числе линии NV и OV. Эмиссионные спектры в основном содержат линии элементов группы C, N, O во второй и третьей стадиях ионизации. Стоит отметить, что абсорбционные профили линий H I и He II имеют слабые эмиссионные компоненты.

В случае когда холодная звезда вносит значительный вклад в оптическое излучение системы (BE UMa, Abell 65), в спектрах фаз минимума блеска объекта наблюдаются многочисленные линии поглощения нейтральных и однократно ионизованных атомов тяжелых элементов (Na, Mg, Si, Ca, Ti, V, Cr, Co, Fe, Ni, Y, Sr, Ba и т.д.), а также слабые молекулярные полосы (TiO, CaH, FeH, MgH и др.). Наличие подобных линий в спектрах объектов позволяет определять эффективные температуры вторичных компонент непосредственно из наблюдений. Вклад планетарных туманностей проявляется в

оптической, инфракрасной и ближней ультрафиолетовой областях спектра в виде слабых континуальных избытков излучения, эмиссионных разрешенных линий водорода и гелия, а также запрещенных линий ряда тяжелых элементов.

Интерес к исследованиям ПП с sdO-субкарликами обусловлен наличием особенностей в сочетании параметров компонент и в регистрируемом излучении [21], однако к настоящему моменту надежно определены фундаментальные параметры только для 11 объектов. Искажение спектров из-за вклада излучения планетарных туманностей значительно затрудняет определение полных наборов параметров систем. В качестве решения проблемы могут выступать спектроскопия высокого разрешения и увеличение систем с надежно определенными параметрами на основе моделирования кривых блеска и спектров облучаемых звезд. В настоящее время существуют два предположения возникновения избытка светимости вторичных компонент молодых ПП с sdO-субкарликами: вследствие прохождения системой стадии общей оболочки или как проявление эффектов отражения. Возникает задача исследования таких систем и установления зависимости наличия избытка светимости от эффектов отражения или от возраста систем. В спектрах некоторых ПП с sdO-субкарликами (TW Crv, V664 Cas) наблюдаются двухпиковые эмиссионные линии H $\beta$ , двухпиковая природа которых малоизучена. В случае системы V664 Cas двухпиковость линий объясняется поглощением излучения объекта планетарной туманностью. Однако, у системы TW Crv планетарная туманность отсутствует (см. Главу 4). В то же время, у более старых объектов близких спектральных классов планетарные туманности наблюдаются. Таким образом, появляется необходимость исследования физических характеристик и особенностей эволюции систем данного класса.

ПП с sdB-субкарликами (типа HW Vir [22]) образуются из систем с массами главных компонент  $M_1=1-3M_{\odot}$ , а наиболее вероятная современная оценка массы главной компоненты подобных систем заключена в пределах  $M_1=0.47\pm 0.05M_{\odot}$  [23, 24, 25]. Субкарлики sdB класса представляют собой звезды с горением гелия в ядре и очень небольшими ( $M<0.02M_{\odot}$ ) водородными оболочками [24, 26]. Подобные объекты могут существовать как в диске, так и в гало Галактики, что обуславливается малыми массами их прародителей. В ПП с sdB-субкарликами наблюдение планетарных туманностей невозможно, поскольку временная шкала нагрева звезд до обеспечения флуоресцентного свечения сброшенной оболочки гиганта оказывается больше временной шкалы ее диссипации в окружающем пространстве. Самой интересной деталью в распределении орбитальных периодов двойных с sdB-субкарликами является избыток двойных с

орбитальными периодами порядка  $1^d$  и наличие очень долгопериодических систем (периоды от десятков до сотен дней) [27]. Внимание к анализу физического состояния ПП с sdB-субкарликами повысилось после увеличения их числа до 25 и более в результате проведения спектроскопических обзоров слабых голубых звезд в гало Галактики [28, 29, 30, 31, 32]. В настоящее время известно около 100 короткопериодических ПП с sdB-субкарликами [33], что достаточно хорошо согласуется с результатами популяционного синтеза двойных систем [34, 35].

Температура почти всех главных компонент ПП с sdB-субкарликами не превышает 40000К (HW Vir, NY Vir и др.), поэтому эффекты отражения в их кривых блеска имеют меньшую амплитуду (до  $\Delta m_V = 0.^m3$ ), чем в объектах с sdO-субкарликами. Амплитуды вариаций блеска слабо зависят от длины волны наблюдений с максимальным увеличением на 15% при переходе от полосы В к полосе R. В настоящее время среди ПП с sdB-субкарликами около 50% систем являются затменными, что несомненно обусловлено эффектами селекции вследствие трудности их обнаружения спектроскопическими методами. Все затменные системы типа HW Vir обладают только частными или кольцеобразными главными затмениями, указывающими на доминирование радиусов sdB-субкарликов над радиусами их холодных спутников. Амплитуда таких затмений составляет  $\Delta m_V = 0.^m5-1.^m1$  и одинакова во всех фотометрических полосах оптического диапазона, что свидетельствует о незначительности излучения вторичных компонент. Вторичный минимум возникает при затмении главной компонентой горячего пятна на поверхности вторичной компоненты и имеет амплитуду около  $\Delta m_V = 0.^m05$ . Отличительной характеристикой ПП с sdB-субкарликами является близость значений температур главной звезды и горячего пятна, что способствует формированию вторичного минимума. Наличие в кривых блеска затмений позволяет оценить угол наклона орбиты и радиусы компонент, что упрощает процесс определения параметров систем и тем самым обуславливает повышенный интерес к исследованию объектов этого типа. Кроме того отличительной особенностью кривых блеска части ПП с sdB-субкарликами является наличие пульсаций их главных компонент с периодами 2–3 минуты и амплитудой около  $\Delta m_V = 0.^m01-0.^m05$ . Подобные эффекты характерны для систем типа EC14026-2647 [36]. Средняя температура пульсирующих горячих звезд в ПП с sdB-субкарликами составляет примерно 33000К. Период и амплитуда таких пульсаций уменьшаются при увеличении температуры и уменьшении радиуса sdB-субкарлика.

В спектрах ПП с sdB-субкарликами наблюдаются только абсорбционные линии, соответствующие излучению главной компоненты (в основном H $\beta$  и HeI). В спектрах

систем с достаточно горячими главными компонентами может наблюдаться линия HeII  $\lambda 4686\text{\AA}$ . Светимость горячей звезды очень высока по сравнению со светимостью вторичной компоненты, поэтому эмиссионные линии холодных звезд в наблюдаемых данных практически отсутствуют. Однако, температура главной компоненты недостаточно высока для излучения значительного ультрафиолетового потока в лаймановском континууме и, соответственно, появления большой инверсии температуры в атмосфере горячего пятна. Это обстоятельство препятствует формированию сильных эмиссий, обусловленных действием эффектов отражения. Стоит отметить, что в спектрах некоторых подобных систем (AA Dor, HS 2333+3927) все же были зафиксированы эмиссионные компоненты линий H $\beta$ , возникающие из-за эффектов отражения. При повышении температуры sdV-субкарлика с 28000K до 35000K интенсивность таких эмиссий вырастает примерно в 2 раза. Линии тяжелых элементов в оптических спектрах, как правило, отсутствуют. В результате спектры ПП с sdV-субкарликами различаются только интенсивностями абсорбционных линий водорода и гелия, обусловленными параметрами атмосфер субкарликов и, главным образом, их химическим составом. Отсутствие в спектрах систем с sdV-субкарликами линий вторичных компонент сильно затрудняет их классификацию и определение наборов фундаментальных параметров. Однако, в инфракрасной области спектра заметная доля излучения может исходить от необлученной части холодной звезды. В результате вторичные компоненты спектральных классов K и ранних M обеспечивают небольшой избыток цвета в красной области. Кроме того у ряда систем с sdV-субкарликами в инфракрасной части спектра наблюдаются сильные линии CaII триплета CaT  $\lambda$  8498, 8542, 8662 $\text{\AA}$ , что используется учеными для исследования холодных звезд в подобных объектах (напр., [37]).

В спектрах многих молодых ПП в ультрафиолетовой области наблюдаются абсорбционные линии H $\beta$  и HeII, тяжелых элементов (группа CNO, Mg, Si, S иногда Fe и редкоземельные элементы) в высоких стадиях ионизации (от второй до пятой), которые формируются только излучением главной компоненты. Абсорбционные линии H $\beta$  и HeII иногда искажаются эмиссионными компонентами, возникающими вследствие действия эффектов отражения или вклада излучения планетарной туманности.

Трудности при изучении молодых ПП с sdV-субкарликами обусловлены отсутствием в спектрах систем линий, соответствующих излучению вторичной компоненты. В то же время, у вторичных компонент молодых ПП с sdV-субкарликами пока что не обнаружены избытки светимости, которые наблюдаются у холодных звезд в ПП с sdO-субкарликами. Совершенствование методов теоретического моделирования кривых блеска и спектров



подобных систем позволит глубже изучить физику процессов, происходящих в этих объектах, а также корректно определить их фундаментальные параметры.

К группе старых ПП (системы типа V471 Tau) относятся объекты с остывающими белыми карликами в качестве главных компонент (например EG Uma, CC Cet, MS Peg, LM Com, RR Cas, EG UMa, DV CVn и др.), а время их существования после сброса общей оболочки составляет более  $5 \cdot 10^6$  лет. Температура белых карликов в таких системах находится в интервале (4000-35000К). У подобных систем отсутствуют планетарные туманности, а вторичные компоненты полностью избавились от избытков светимости. Отличительной чертой старых ПП являются запятненность и вспышечная активность холодных звезд, которые возникают из-за наличия сильных магнитных полей на поверхности вторичных компонент.

Возникновение сильных магнитных полей на поверхности холодных компонент старых ПП происходит либо под действием ротационного механизма, либо из-за восстановления конвекции. Действие ротационного механизма обуславливает наличие относительно слабого магнитного поля холодной звезды после прохождения стадии общей оболочки. Генерация магнитного поля также может обуславливаться присутствием в системе сильно намагниченного белого карлика. Восстановлению конвективности холодных компонент и выходу сильного магнитного поля на поверхность способствует их релаксация к состоянию нормальных звезд ГП после прохождения системой фазы общей оболочки. Конвективный перенос излучения во вторичных компонентах является обязательным условием их магнитной активности. В холодных звездах с глубокими конвективными зонами магнитное поле также может генерироваться динамо-эффектом [38].

В изменение кривых блеска старых ПП вклад вносят эффекты отражения и несферичность вторичных компонент (напр., BPM 71214 [39]). Амплитуды блеска эффектов отражения имеют небольшую величину  $\Delta m = 0^m.01 - 0^m.3$  (вследствие низкой температуры главной компоненты) с тенденцией к увеличению с переходом в более длинноволновую область спектра. Однако в полосах *U* и *V* амплитуда может быть аномально высокой вследствие вклада в излучение многочисленных эмиссионных линий и бальмеровского континуума. Отметим, что ряд систем с наиболее холодными белыми карликами (например DV CVn, RR Cas) вообще не имеют фотометрической переменности, связанной с действием эффектов отражения. В этом случае изменение их блеска определяется в основном несферичностью холодной компоненты. Несферичность холодной звезды связана с близостью компонент большинства старых ПП и размерами их полостей Роша, сравнимыми с радиусами звезд ГП малых масс. Теоретически амплитуда

эффектов несферичности может достигать значения  $\Delta m = 0.^m16$ , что соответствует случаю, когда холодная компонента находится на пределе заполнения полости Роша. Однако большинство вторичных компонент старых ПП далеки от такого заполнения и наблюдаемая амплитуда эффектов несферичности составляет  $\Delta m = 0.^m01 - 0.^m05$ .

Дополнительный вклад в кривые блеска некоторых систем вносят запятненность поверхности красного карлика и происходящие на нем вспышки. При этом переменность блеска связана с изменением площади поверхности, занятой пятнами и носит сложный характер (например HZ 9, UZ Sex, FF Aqr [40]). Хромосферные и корональные вспышки красного карлика также являются проявлением его магнитной активности (напр., EG UMa [41], V471 Tau [42]).

Поскольку главные компоненты старых ПП имеют относительно низкие температуры, в оптических спектрах наблюдаются линии холодной звезды. Из этого следует, что спектры имеют композиционный характер с преобладанием белого карлика в синей области спектра и красного карлика - в красной. В спектрах наблюдаются абсорбционные линии нейтральных атомов тяжелых элементов и молекулярные полосы, а также широкие линии бальмеровской серии водорода, которые формируются только в атмосферах белых карликов и позволяют определять параметры их атмосфер. В эмиссионном спектре присутствуют узкие линии водорода бальмеровской и пашеновской серий, нейтральных атомов тяжелых элементов, а для систем с умеренно горячими белыми карликами - ионов легкоионизуемых тяжелых элементов (Ca, Mg, Fe). В спектрах многих старых ПП наблюдается изменение интенсивностей эмиссионных линий с периодом, равным орбитальному, которое не связано с действием эффектов отражения. Данные вариации обусловлены более высокими значениями температуры в областях высокой запятненности в хромосфере холодной звезды. На магнитную активность красных карликов указывают эмиссионные линии бальмеровской серии H I, линии Ca II  $\lambda 3933$ ,  $3968 \text{ \AA}$ , He I  $\lambda 4921$ ,  $5876 \text{ \AA}$  и He II  $\lambda 4686 \text{ \AA}$ . Дополнительно в спектрах многих двойных систем, прошедших стадию общей оболочки, присутствуют линии D3He I ( $\lambda 5876 \text{ \AA}$ ), что указывает на наличие магнитного поля и магнитной активности вторичной компоненты [17]. В ряде случаев интенсивность эмиссионных линий не коррелирует с фазой орбитального периода (HZ9, V471 Tau и др.) и эмиссии не исчезают даже на необлученной стороне вторичной компоненты [17]. Сильносмещенные компоненты линии  $H_\alpha$  появляются в спектрах после вспышек [43] и связаны с веществом, выброшенным во время вспышки [44]. Также в процессе хромосферных вспышек происходит усиление эмиссионных линий H, K и инфракрасного триплета Ca II (EG UMa [45]), а при особо сильных вспышках - появление

эмиссионной линии HeII  $\lambda 4686\text{\AA}$ . Вторичные компоненты двойных систем, прошедших стадию общей оболочки, обычно имеют конвективные оболочки и глубокие конвективные зоны, что обуславливает генерацию магнитного поля динамо-эффектом [38].

Не смотря на то, что эффекты отражения в старых ПП вносят меньший вклад в излучение, по сравнению с молодыми ПП, при теоретическом моделировании их излучения необходим учет влияния этих эффектов на изменение кривой блеска и спектров. У вторичных компонент старых ПП отсутствуют избытки светимости вследствие их продолжительной релаксации к спокойному состоянию после сброса общей оболочки. Однако, холодные звезды некоторых старых ПП все еще обладают избытками светимости. Поэтому возникает необходимость определения продолжительности периода релаксации вторичных компонент старых ПП к спокойному состоянию. Исследование проявлений магнитной активности вторичных компонент подобных объектов (запятненность, хромосферные вспышки) также является актуальной задачей. В то же время большой интерес представляют аномалии химического состава вторичных компонент вследствие прохождения стадии общей оболочки. При прохождении объектами стадии общей оболочки вторичная компонента аккрецирует вещество, обогащенное продуктами реакций в ядре и слоевом источнике главной компоненты.

В последнее время особый интерес исследователей вызывает физика ПП промежуточного возраста, совершающих переход от молодых систем к старым. Во время этого этапа вторичные, холодные компоненты полностью избавляются от избытков светимости, накопленной в фазе общей оболочки, и возвращаются к стадии ГП. Однако многие из них приобретают экстремально сильные для одиночных, старых звезд магнитные поля. Предполагается, что такие магнитные поля образуются еще в процессе нахождения компонент в общей оболочке, но всплывают на поверхность только после их возвращения к стадии ГП. Согласно альтернативной гипотезе магнитное поле генерируется благодаря действию механизма динамо в самих ПП, содержащих сильно намагниченные белые карлики. Анализ ПП промежуточного возраста поможет определить темпы появления у них хромосферной и вспышечной активности, непосредственно связанных с магнитными полями. В результате появится наблюдательная возможность определить какая из гипотез формирования магнитного поля вторичных компонент является верной.

## 1.2 Катаклизмические переменные

Далее в процессе эволюции тесные двойные системы становятся полуразделенными, т.е. переходят в стадию катаклизмической переменной (КП). Уменьшение большой полуоси системы вследствие потери ею углового момента, идет до момента, когда полость Роша вторичной компоненты вступает в контакт с ее звездной поверхностью и начинается перенос массы на релятивистский спутник [46]. Излучение гравитационных волн сильно зависит от расстояния между компонентами (обратно расстоянию в 4 степени) и является значительным только для систем с орбитальными периодами меньше 3 часов. Однако этот эффект не рассматривается в качестве механизма, превращающего предкатаклизмические переменные в катаклизмические. Предполагают, что подобным механизмом является именно магнитное торможение [47]. Он основан на наличии у красного карлика магнитного поля (как в случае многих одиночных, быстро вращающихся, холодных звезд) и потере массы посредством звездного ветра (что также часто наблюдается у одиночных звезд). Звездный ветер вращающейся звезды уносит угловой момент, а также массу. Однако вследствие относительной малости радиуса звезды угловой момент вещества на поверхности незначителен. В тесных двойных системах значительное влияние приливных сил приводит к циркулизации орбиты и синхронизации периода вращения звезд с орбитальным периодом, что существенно повышает угловой момент их вращения. Подобное приливное взаимодействие превращает механизм потери углового момента красного карлика за счет магнитного торможения в механизм его потери для системы в целом: приливные силы раскручивают звезду, чтобы сохранялись синхронизация и потеря углового момента, превращая его в момент вращения, который затем уносится магнитным ветром. Предположительно, механизм магнитного торможения не только превращает пары белый карлик+красный карлик в контактные системы, но и играет главную роль в последующей эволюции КП. В результате катаклизмическими переменными называются взаимодействующие двойные системы, состоящие из белого карлика (главная компонента), называемого аккретором, и аккрецирующего вещества менее массивного красного карлика (вторичная компонента), называемого донором, с поверхностью, превышающей размеры своей полости Роша (рис 2). Обычно расстояние между двумя компонентами составляет менее 2-3 солнечных радиусов и поэтому красный карлик искажается за счет вращения и приливных сил, принимая форму своей полости Роша. Как отмечалось выше, в ТДС влияние приливных сил начинает играть важную роль, что приводит к циркулизации орбит и синхронизации вращения звезд с орбитальным вращением.

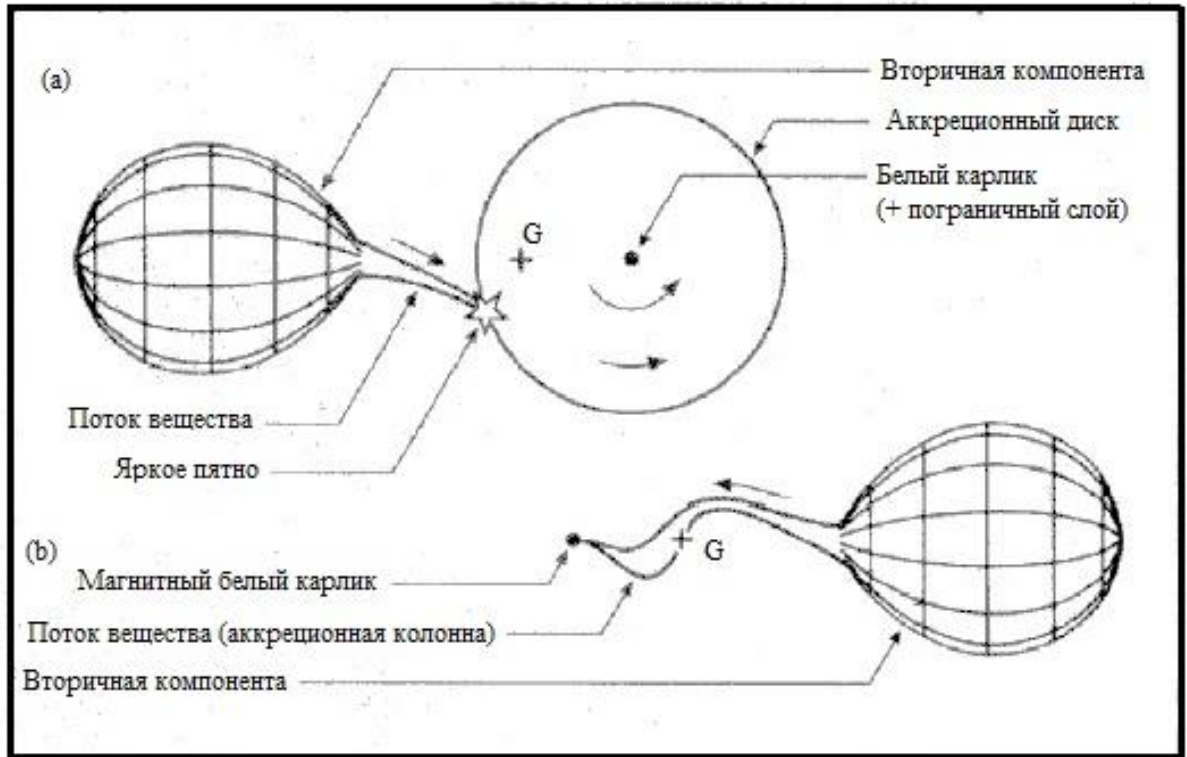


Рис. 2. Модель катаклизмической переменной [47]. Холодная вторичная (красный карлик) и главная (белый карлик) компоненты вращаются вокруг общего центра масс, отмеченного буквой G. (a) немагнитная система: формируется аккреционный диск и горячее пятно в месте удара в него потока вещества; (b) магнитная система: вещество перетекает вдоль магнитных линий на белый карлик, образуя аккреционную колонну.

В случае, когда вещество переносится с более массивной звезды на менее массивную, оно будет двигаться дальше от центра масс системы. Вследствие этого угловой момент объекта будет увеличиваться. Однако, если система изолирована, то полный угловой момент должен сохраняться, поэтому для компенсации орбита должна сжиматься, что влечет превышение полости Роша звездой, теряющей массу, и увеличение темпа переноса массы. Этот процесс является нестабильным и перенос массы соответствует продолжительности динамической шкалы времени. С другой стороны, если менее массивная звезда теряет вещество, то оно будет двигаться близко к центру масс системы, а радиус орбиты должен будет увеличиться чтобы не нарушался закон сохранения полного углового момента. В этом случае перенос массы прекращается или не происходит непрерывно при условии отсутствия устойчивого увеличения радиуса звезды (в случае эволюционирующей звезды).

Различают два механизма переноса вещества на релятивистский спутник: с квазисохранением веществом своего углового момента (дисковая аккреция) и без него (канализированная аккреция). Критериями разделения КП на группы являются величина магнитного поля главной компоненты и характер аккреционных процессов, происходящих в этих системах. Всего выделяют 3 основные группы КП: поляры (звезды типа AM Her), промежуточные поляры (системы типа DQ Her) и немагнитные КП. Последняя группа в свою очередь в зависимости от частоты и амплитуды вспышек делится на классические Новые, повторные Новые, карликовые Новые, Новоподобные объекты. Последний подтип обычно самый многочисленный.

Поляры (системы типа AM Her) обладают сильным магнитным полем ( $B > 10^7$  Гс), вследствие чего вторичная компонента оказывается целиком погруженной в магнитосферу белого карлика. Из этого следует, что для подобных систем характерно формирование канализированной аккреции (вещество падает на главную компоненту вдоль магнитных силовых линий на один или оба магнитных полюса). Поляры являются источниками поляризованного излучения [48], что позволяет определять величину магнитного поля. В системах с однополюсной аккрецией один полюс наблюдается постоянно, а второй экранируется лимбом белого карлика. Кривые блеска таких объектов носят квазисинусоидальный характер. Максимум линейной поляризации совпадает с яркой фазой системы, а круговой поляризации - с фазами  $\varphi=0.8$  и  $\varphi=0.2$ . В системах с двухполюсной аккрецией один из полюсов периодически затмевается лимбом белого карлика. На кривых блеска подобных систем отчетливо видны яркие и слабые фазы. Изменение блеска происходит в зависимости от видимости аккрецирующей области: блеск уменьшается до момента появления излучающей структуры на видимой полусфере главной компоненты. В отличие от систем с аккрецией на один полюс, линейная поляризация в объектах с двухполюсной аккрецией достигает максимума когда угол между магнитной осью и лучом зрения близок к  $90^\circ$ , то есть в фазе ослабления яркости. Круговая поляризация достигает максимума когда луч зрения наблюдателя направлен вдоль магнитной оси, то есть в середине фазы максимума блеска, и спадает до нуля к началу фазы минимума. При сохранении магнитного потока в течение коллапса ядра энергия магнитного поля может равняться четверти гравитационной энергии белого карлика, что может влиять на соотношение масса-радиус и приводить к несферичности звезды [49]. Для полей  $B > 10^5$  Гс круговой дихроизм приводит к поляризации континуума [50]. В Полярах скорость вращения белого карлика синхронизована с вращением системы. Магнитная ось белого карлика сохраняет свое положение относительно большой полуоси

системы. Подобные объекты являются источниками достаточно сильного и умеренного жесткого рентгеновского излучения.

К Промежуточным Полярам (объекты типа DQ Her) относятся системы с меньшими напряжениями магнитного поля белого карлика ( $\sim 10^5$ - $10^6$  Гс). Перенос вещества происходит по аналогичной схеме аккреции в Полярах. Эти системы от Поляров отличаются большей площадью поверхности главной компоненты, на которую выпадает вещество и размеры которой зависят от величины магнитного поля и темпа аккреции. Существует еще один вариант переноса вещества в Промежуточных Полярах с образованием одновременно и аккреционного диска и колонны. При условии, что магнитное поле достаточно слабое и, следовательно, область магнитосферы меньше большой полуоси системы, за ее пределами образуется аккреционный диск. При столкновении вещества с магнитосферой во всех точках внутренней части диска поток формирует так называемый аккреционный занавес, а не колонну. Дополнительным следствием слабости поля является то, что синхронность вращения белого карлика с орбитальным вращением не соблюдается, в отличие от Поляров, и белый карлик может вращаться с периодом, намного меньшим орбитального периода системы. Быстрое вращение белого карлика также является результатом наличия сильного углового момента у аккрецируемого вещества. Быстрые ротаторы ( $P_{\text{rot}} < 200$  сек) должны быть преимущественно источниками мягкого рентгеновского излучения (напр., AE Aqr). В результате рентгеновское и оптическое излучение многих Промежуточных Поляров показывает устойчивые квазиосцилляции с периодом вращения белого карлика.

Для самой большой группы КП характерны слабые магнитные поля ( $\leq 10^5$  Гс). В отличие от систем с канализированной аккрецией в объектах, принадлежащих этому типу КП, вокруг белого карлика образуется аккреционный диск, простирающийся до самой его поверхности. В КП размер белого карлика намного меньше полости Роша, поэтому аккрецируемый поток вещества от красной звезды, заполнившей свою полость Роша, имеет ненулевой угловой момент по отношению к белому карлику и поэтому вещество не падает непосредственно на его поверхность, а выходит на орбиту вокруг него. Главным свойством аккреционных дисков является вязкость: без нее частицы в диске находились бы на орбите белого карлика бесконечно без формирования режима аккреции. Именно вязкость ответственна за передачу углового момента внешним слоям диска, в результате чего его вещество по спирали приближается к белому карлику. Таким образом, любое изначальное кольцо частиц формируется в диск с внешним радиусом, определяемым приливными моментами вращения вторичной компоненты, и аккрецией с пограничного

слоя, близкого к поверхности белого карлика. Однако, для объяснения наблюдаемых свойств дисков недостаточно обычной молекулярной вязкости, поэтому вводится турбулентная вязкость. В настоящее время главным предположением является перенос углового момента в диске за счет магнитно-вращательной неустойчивости [51, 52]. Максимальное значение радиуса диска, обусловленное приливным взаимодействием, составляет примерно 90% радиуса полости Роша белого карлика. Структура и температура внутренней границы диска определяются темпом аккреции массы белого карлика. Главную роль в оптическом излучении подобных КП играет светимость аккреционного диска, за счет высвобождения потенциальной энергии в результате падения газа на белый карлик, и светимость горячего пятна в области соударения перетекающего вещества с диском. Одновременно красный карлик вносит небольшой вклад в суммарное излучение системы и, как правило, не наблюдается.

Новые представляют собой катаклизмические переменные, в которых наблюдается только одна единственная вспышка. Во время вспышки Новой звезды блеск объекта увеличивается на  $7^m$ - $19^m$  в течение нескольких дней, а переход системы к спокойному состоянию длится от нескольких месяцев до нескольких лет. Орбитальные периоды подобных объектов обычно составляют от  $0.05^d$  до  $250^d$ . Во время вспышки Новой отрываются большие внешние оболочки газа, которые расширяются со скоростью около тысяч км/с и рассеиваются в межзвездной среде. Практически все видимое излучение звезды при вспышке обуславливается оболочкой. Масса выброшенного вещества достигает  $\sim 10^5 M_{\odot}$ . Как правило, вспышки классических Новых происходят только один раз, однако, существует группа повторных Новых, чьи вспышки повторяются на временной шкале от десятилетий до сотен лет.

К повторным Новым относятся звезды, у которых наблюдались 2 и более вспышек с увеличением яркости до  $M_V \approx 5.5^m$  в максимуме, а скорость выброса оболочки составляет  $> 300$  км/с. На данный момент известно более дюжины повторных Новых и около половины из них (объекты типа *T Coronae Borealis*) в качестве вторичной компоненты имеют красный гигант, вследствие чего они несколько выпадают из общего класса КП [47]. Одной из уникальных систем этой группы является *T Ruxidis*, главной компонентой которой является очень массивный белый карлик, а природа вторичной компоненты неизвестна. Период этого объекта составляет  $2.^h38$  и характеризует его как КП. Предположительно подобные объекты являются прародителями сверхновых типа Ia [53]. Еще одним подклассом повторных новых являются системы типа *U Scorpii*. Это объекты с относительно короткими орбитальными периодами  $\sim 1^d$ , в аккреционных дисках которых в



спокойном состоянии доминирует гелий, а увеличение и спад блеска происходят быстрее по сравнению с остальными группами.

Вспышки Новых представляют собой гигантские термоядерные взрывы [54]. Энергия вспышки, а также тип Новой, определяется не только содержанием конкретных элементов, но и массой аккрецируемой оболочки, массой белого карлика и темпом аккреции. В течение своей эволюции БК теряет большую часть содержащегося в нем водорода, поэтому он состоит в основном из гелия, если его масса меньше  $0.5M_{\odot}$ , или смеси углерода и кислорода, если его масса составляет от  $0.5M_{\odot}$  до  $1.2M_{\odot}$ . Белые карлики с массами больше  $1M_{\odot}$  могут содержать кислородно-неоновое ядро. Однако, аккрецируемое главной компонентой вещество в основном состоит из водорода, так что на поверхности БК начинает накапливаться водородный слой. Поскольку плотность слоя увеличивается из-за поступления аккрецируемого вещества, электроны в ионизованном водороде становятся вырожденными. В результате давление вырожденных электронов начинает доминировать в слое, за исключением близких к поверхности областей. По мере увеличения толщины слоя температура у его основания возрастает до тех пор, пока она не станет достаточной для начала ядерного горения водорода. В обычном ядре звезды, где преобладает тепловое давление газа, начало горения водорода происходит постепенно, так как увеличение температуры вызывает соответствующее повышение давления, вследствие чего слой горения расширяется и охлаждается, сдерживая скорость горения. Однако, в вырожденном газе давление не зависит от температуры, поэтому начало горения влечет за собой увеличение температуры, которая не ограничивается тепловым расширением. Поскольку скорость горения сильно зависит от температуры ( $\sim T^{40}$ ), это приводит к стремительному увеличению выделяемой энергии и, следовательно, к горению водорода вследствие взрывного воспламенения. Взрыв выталкивает весь водородный слой и образуется оболочка Новой звезды, в результате чего снова остается гелиевый белый карлик. Процесс начинается снова, и взрыв будет повторяться на шкале времени предположительно около 10000-100000 лет [55].

В основе первых попыток моделирования вспышек Новых лежит предположение, что аккрецируемый материал находится в гидростатическом и тепловом равновесии [56, 57]. Для моделирования различных темпов аккреции варьировалась масса оболочки, однако не предпринималось никаких попыток учета нагрева от аккреционного диска или от пограничного слоя. Следующим шагом в моделировании был учет аккрецируемого вещества с помощью постепенного его добавления и введения алгоритма его перемешивания в глубоких слоях [58, 59, 60, 61, 62]. В этих расчетах предполагалось, что

вещество мягко перетекает на белый карлик, а тепловое или динамическое взаимодействие между пограничным слоем и звездой отсутствует. Однако, падающее вещество переносит некоторое количество энергии пограничного слоя на поверхность белого карлика [60]. Теоретическое моделирование, проведенное в [54] показывает, что на эволюцию термоядерной реакции и вспышек Новых значительно влияет нагрев пограничного слоя между аккреционным диском и верхними слоями белого карлика. Однако, учет этой энергии усложняет процедуру моделирования, поскольку добавляется еще один неизвестный параметр - степень нагрева падающего вещества пограничным слоем.

Вспышки карликовых Новых (системы типа U Gem) происходят на шале времени от нескольких недель до нескольких лет, а их яркость во время вспышки увеличивается на  $4^m$ - $5^m$ . В кривых блеска карликовых Новых наблюдается большое разнообразие форм и продолжительностей вспышек. Дополнительно в кривых блеска присутствует переменность на орбитальной временной шкале: низкоамплитудный фликкеринг на шкале от секунд до минут, связанный с наблюдением различной видимой области поверхности приливно-деформированной вторичной звезды и затмениями в некоторых системах, и предзатменные горбы, обусловленные ярким пятном в месте соударения аккреционного потока и диска. В 1972 Уорнер и Робинсон [63] обнаружили оптические пульсации в карликовых Новых во время вспышки, которые, вероятно, наблюдаются из-за магнитно-контролируемой аккреции.

У многих затменных карликовых Новых наблюдаются циклические изменения орбитальных периодов [64]. Ричман и др. [65] предложили, что радиус полости Роша вторичной компоненты  $R_{L2}$  варьируется в результате изменений в распределении углового момента внутри звезды, вызванных циклами магнитной активности и приводящих к изменению большой полуоси и, как следствие, орбитального периода. Циклы магнитной активности вторичных компонент КП характерны как для короткопериодических систем, так и для долгопериодических систем. Они наблюдаются даже у полностью конвективных вторичных компонент. Периоды подобных циклов находятся в интервале от 4 до 30 лет вне зависимости от орбитального периода объекта [66]. Вариации периодов циклов короткопериодических систем систематически меньше, чем в долгопериодических КП. Подобный эффект может быть следствием различной внутренней структуры вторичных компонент или проявлением более слабой интенсивности магнитных полей в короткопериодических КП [67].

Карликовые Новые в свою очередь делятся на классы: системы типа Z Cam и объекты типа SU UMa. Объектам первого типа свойственно чередование обычных вспышек и периодов снижения активности системы, когда яркость звезды примерно на одном и том же повышенном уровне блеска остается постоянной на интервале примерно одной трети времени достижения минимума блеска системы. Эти периоды постоянства яркости объекта длятся несколько месяцев, однако их продолжительность может значительно изменяться. Во время снижения активности объекты типа Z Cam могут быть ошибочно классифицированы как Новоподобные звезды, хотя их светимость обычно несколько меньше. У систем типа SU UMa наблюдаются как обычные вспышки, так и сверхвспышки, которые длятся значительно дольше и имеют большие амплитуды. Подобные сверхвспышки происходят даже чаще, чем обычные, а орбитальные кривые блеска во время сверхвспышек характеризуются сверхгорбами. Сверхгорбами называются периодические модуляции на кривых блеска с периодом в несколько процентов орбитального периода и амплитудой в несколько десятых звездной величины. Периоды так называемых "положительных сверхгорбов" больше орбитальных, а у "отрицательных сверхгорбов" они меньше орбитальных периодов. Считается, что сверхгорбы возникают вследствие прецессирования большой полуоси эллиптического диска.

Дополнительно в группе КП типа SU UMa выделяются два подтипа объектов: системы типа ER UMa (или типа RZ LMi) и системы типа WZ Sge. Основные характеристики систем типа ER UMa (или типа RZ LMi) схожи с характеристиками объектов типа SU UMa. Особенностью систем типа RZ LMi являются частые сверхвспышки, амплитуда которых не превосходит  $3^m$ , а экстремально короткие интервалы между ними составляют  $20^d$ - $45^d$  [68]. Для систем типа ER UMa характерны 43-дневные интервалы между сверхвспышками [69]. У объектов типа WZ Sge, как правило, отсутствуют обычные вспышки малых амплитуд, характерные для карликовых Новых, а наблюдаются только сверхвспышки [70]. Амплитуда таких сверхвспышек составляет  $6^m$ - $8^m$  с продолжительностью в несколько недель (максимальная амплитуда  $9.5^m$  наблюдалась у системы SSS J224739). Большая продолжительность сверхвспышек объясняется тем, что аккреционный диск длительное время поддерживается оптически толстым в горячем состоянии повышенными приливным моментом вращения и приливной диссипацией [71]. Падение блеска системы до начального уровня происходит за 60-200 суток, а сами сверхвспышки повторяются после длительного интервала времени (от нескольких лет до нескольких десятилетий). Периоды карликовых Новых типа WZ Sge в основном короче  $0.6^d$ , что включает в себя хорошо известный "пробел периодов" для КП [72]. В качестве

синонима названию класса систем типа WZ Sge используется термин TOADS (tremendous outburst amplitude dwarf Novae) [73]. TOAD - это слабые короткопериодические катаклизмические переменные на высоких галактических широтах с амплитудой вспышек на  $3^m$  больше, чем у карликовых Новых, принадлежащих населению диска. Среди примерно 100 карликовых Новых типа WZ Sge только 4 системы являются затменными [74], что может объясняться эффектами селекции (системы с большим углом наклона орбиты во время вспышки имеют меньшую светимость и реже наблюдаются для поиска сверхгорбов) и расширенными аккреционными дисками во время фазы ранних сверхгорбов, вследствие чего возникает сложность при выделении профиля затмений на этой фазе. Вклад эффекта селекции является минимальным, поскольку в группе карликовых Новых типа SU UMa было обнаружено значительное количество затменных систем. Для решения этой проблемы необходимы наблюдения систем типа WZ Sge в спокойном состоянии.

В кривых блеска карликовых Новых типа WZ Sge наблюдаются многократные повторные поярчания (ребрайтенинги) после главной сверхвспышки [74]. Ребрайтенинги подразделяются на 5 типов в зависимости от их проявления после сверхвспышки: один продолжительный ребрайтенинг (тип А); многократные ребрайтенинги (тип В); один короткий ребрайтенинг (тип С); отсутствие ребрайтенингов (тип D); двойная сверхвспышка (тип Е) [74, 75, 76]. Като и др. [76] показали, что существует корреляция между производной периода ( $P_{\dot{}} = \dot{P}/P$ ), орбитальным периодом  $P_{orb}$  и типом ребрайтенинга. Ребрайтенинги А и D типов наблюдаются в системах с короткими орбитальными периодами  $P_{orb}$ , но поярчания А типа имеют меньшие  $P_{\dot{}}$ , по сравнению с типом D. Ребрайтенинги С типа проявляются в объектах с большими значениями  $P_{orb}$  и  $P_{\dot{}}$ , а В типа - в системах со средними значениями  $P_{orb}$  и относительно небольшими значениями  $P_{\dot{}}$ . Изменение периода  $P_{\dot{}}$  связана с отношением масс компонент  $q$  следующим соотношением [74]:

$$q = 0.0043(9) * P_{\dot{}} * 10^5 + 0.060(5) \quad (1)$$

Следовательно, в настоящее время тип ребрайтенинга может быть использован в качестве показателя эволюционной стадии объектов (в порядке  $C \rightarrow D \rightarrow A \rightarrow B \rightarrow E$ ) [74]. Также следует отметить основные свойства многократных ребрайтенингов [77]: минимальная светимость ребрайтенинга выше светимости системы в спокойном состоянии, более быстрое увеличение яркости и более медленное ее падение, максимальная светимость во

время ребрайтенинга находится в согласии с плавным продолжением спада блеска после сверхвспышки. Определяющей характеристикой карликовых Новых типа WZ Sge является появление в кривых блеска ранних сверхгорбов до достижения системой абсолютного максимума блеска. Двухволновые модуляции на ранних стадиях сверхвспышек были обнаружены как в наблюдениях (напр., [78, 79, 80, 81]), так и были подтверждены теоретически [82] как резонанс 2:1, который практически не достигается в обычных карликовых Новых типа SU UMa. Однако предполагается [82], что в кривых блеска некоторых систем с малыми углами наклона орбиты ранние сверхгорбы не наблюдаются. В течение сверхвспышки амплитуда ранних сверхгорбов увеличивается с фазой, а после сверхвспышки - систематически спадает, причем в шкале звездных величин сильнее, чем в шкале потоков. Средняя амплитуда ранних сверхгорбов в основном меньше  $0.1^m$ , однако для некоторых систем это значение больше  $0.2^m$ .

В течение ранней стадии сверхвспышки (соответствующей фазе ранних сверхгорбов) в спектрах систем типа WZ Sge наблюдается горячий континуум с широкими абсорбционными линиями Бальмеровской серии, что является характеристикой карликовых Новых и указывает на наличие оптически толстого горячего аккреционного диска. Дополнительно в спектрах наблюдаются эмиссионные линии HeII и Боуэновская бленда линий (CIII+NIИ  $\lambda 4650\text{\AA}$ ). Хотя известно, что эти линии зарегистрированы в спектрах других типов карликовых Новых на определенных фазах (напр., [83]) и в системах с высокими углами наклона орбиты (напр., [84]), они в первую очередь наблюдаются в карликовых Новых типа WZ Sge (особенно на ранних стадиях). В некоторых случаях также наблюдаются эмиссионные линии CIV и NIV [85, 76], которые еще не были обнаружены в других типах карликовых Новых. В спектре карликовых Новых типа WZ Sge также присутствует абсорбция NaD, которая впервые была обнаружена в спектре EG Snc в течении фазы ребрайтенинга [86] и позднее в спектре WZ Sge в начале вспышки [85]. Наличие этой линии подтверждает существование холодной компоненты во внешних слоях оптически толстого аккреционного диска [74].

Источником вспышек карликовых Новых является гравитационное поле белого карлика. Аккрецируемый газ в холодном и оптически тонком состоянии некоторое время накапливается в диске, пока его плотность не достигнет критического значения, и далее накопленное вещество резко сбрасывается на белый карлик, высвобождая большое количество энергии [87]. Обычные вспышки в системах типа SU UMa обусловлены теми же процессами, что для объектов типа U Gem. Однако во время вспышки не все вещество, накопленное в диске, падает на белый карлик, поэтому к следующему циклу диск будет

больше и массивнее. От цикла к циклу радиус диска медленно возрастает до тех пор, пока он не станет достаточно большим и приливные силы от вторичной компоненты не начнут его разрушать. В течение ряда обычных вспышек диск медленно увеличивает радиус, пока он не превысит резонансный радиус. Затем приливная нестабильность приводит к асимметрии диска, значительно увеличиваются приливные моменты вращения, и диск получает способность сжиматься за счет потери достаточного количества углового момента и сбрасывать большое количество массы на белый карлик. Подобный механизм обуславливает наличие сверхвспышек у систем типа SU UMa, после которых они возвращаются к последовательности обычных вспышек. Значительную роль при объяснении частоты сверхвспышек отводят повышенному темпу переноса массы за счет облучения вторичной компоненты диском. В последнее десятилетие стало очевидным, что существует большой разброс длин суперциклов:

- 1) системы типа ER UMa или типа RZ LMi с повторением сверхвспышек каждые несколько десятков дней (и очень быстро повторяющимися обычными вспышками между ними);
- 2) звезды типа SU UMa с длиной суперцикла от нескольких сотен дней;
- 3) объекты типа WZ Sge с самыми долгими суперциклами (до 33 лет у WZ Sge), у которых наблюдаются короткие серии вспышечных "эхо" (ребрайтенинги), которые слабее сверхвспышек.

Немногочисленность обычных вспышек, вероятно, обусловлена короткими периодами объектов и очень низкими массами вторичных компонент.

Лонг и др. [88] на основе моделирования ультрафиолетовых спектров WZ Sge, полученных на HST (Hubble Space Telescope) с 2001г. по 2003г., определили, что температура главной компоненты системы уменьшилась с 28200К в фазе промежуточной релаксации системы до 15900К в спокойном состоянии. Слевински и др. [89] также получили уменьшение температуры белого карлика WZ Sge после вспышки 1978 года с 20500К в фазе промежуточного падения блеска (180 дней после вспышки) до 15400К в спокойном состоянии системы (690 дней после вспышки). В рамках данной работы предполагается проверить на независимом объекте эффект понижения температуры БК после вспышки, а также темп данного понижения. Очевидно, что скорость уменьшения температуры зависит как от параметров БК, так и от характера его нагрева во время вспышки. Данный нагрев может быть как поверхностным, так и затрагивать более глубокие слои БК вплоть до центральной области. Очевидно, что в последнем случае скорость охлаждения БК после вспышки окажется наименьшим. Поэтому определение

наблюдательных ограничений на скорость охлаждения позволит точнее определить как внутреннюю структуру БК, так и глубину его прогрева в стадии вспышки.

К Новоподобным переменным относятся короткопериодические системы, у которых ни разу не наблюдались вспышки. Подобные объекты характеризуются слабой переменностью и схожи с Новыми звездами после вспышки. Однако, некоторые исследователи относят к Новоподобным звездам также Поляры и Промежуточные Поляры, поскольку им свойственны высокие и низкие уровни активности [90, 91]. Короткопериодические Новоподобные звезды обладают слишком высокими для появления вспышек темпами переноса массы, однако у них наблюдаются сверхгорбы. Ключевым моментом для появления сверхгорбов является превышение эллиптическим диском резонансного радиуса.

Одной из определяющих характеристик КП является наличие в кривых блеска низкоамплитудного (от  $0.01^m$  до  $0.2^m$ ) фликкеринга на шкале времени от десятков секунд до нескольких минут, который отражает происходящие в КП процессы. Амплитуда фликкеринга максимальна на пике предзатменных горбов, что вероятно указывает на его формирование главным образом в ярком горячем пятне в месте столкновения струи газа с диском. Во время затмения фликкеринг отсутствует. Этот факт подтверждает затмение яркого пятна и указывает на увеличение яркости диска во время вспышки. Уолкером [92] были открыты периодические изменения в системе DQ Her с периодом  $71.1^s$ , которые в настоящее время интерпретируются как период вращения белого карлика. Аналогичные квазипериодические изменения блеска с периодом  $19.1^m$  были обнаружены Д.Г. Якиным и др. [93] у катаклизмической переменной 1RXS J180834.7+101041 и подтверждены анализом ее спектра мощности. В то же время была обнаружена менее стабильная переменность, известная как осцилляции карликовой Новой. В отличие от фликкеринга осцилляции карликовой Новой возникают только во время вспышек и обладают настолько низкими амплитудами, что изначально они были обнаружены с помощью анализа спектра мощности. Еще одной особенностью кривых блеска КП является наличие квазипериодических осцилляций с более высокой амплитудой и продолжительностью (по сравнению с осцилляциями карликовых Новых). Они могут быть связаны с колебаниями или волнами плотности в аккреционном диске.

Подтверждением двойственной природы Новых и Новоподобных объектов является присутствие в композиционных спектрах компонент, соответствующих различной температуре. Температуры белых карликов обычно находятся в диапазоне 10000К-40000К, вследствие чего их спектр обычно доминирует в ультрафиолетовой области. В

красной области оптического спектра можно обнаружить детали, соответствующие излучению вторичной компоненты. Вторичная компонента может иметь как спектральный класс G0 (множество абсорбционных линий железа), так и класс M8 или даже холоднее [94]. Для спектров самых холодных звезд характерны сильные молекулярные полосы поглощения: в оптическом диапазоне - TiO [95], в инфракрасной области спектра - H<sub>2</sub>O [96] и CO. Многие исследователи для обнаружения вторичных компонент спектрального класса K и M и определения их орбитального движения используют дублет NaI  $\lambda$ 8183, 8194Å [97, 98]. В оптическом спектре некоторых систем могут быть обнаружены детали, соответствующие излучению белого карлика. Например, абсорбционные линии водорода, сильно уширенные давлением из-за высокой поверхностной силы тяжести. В Новых и Новоподобных системах доминирующий вклад в излучение в оптическом диапазоне вносит аккреционный диск: в случае оптически тонкого диска излучение в континууме и образование сильных эмиссионных линий водорода и гелия, в случае оптически толстого диска - в континууме с образованием абсорбционных линий тех же элементов. Излучение в континууме первоначально моделировалось в чернотельном приближении: чернотельное излучение колец с постоянной температурой и плавным уменьшением температуры к внешним слоям диска. В случае Новоподобных систем моделирование их ультрафиолетовых потоков в чернотельном приближении показывает лучшие результаты по сравнению с моделями Куруца [99]. Модели атмосфер аккреционных дисков не воспроизводят одновременно интенсивность ультрафиолетового потока и цвета в оптическом диапазоне [99]. Однако, чернотельные модели дисков неуместны, так как они не могут описать Бальмеровские скачки и другие абсорбционные детали спектра, а также зависимость абсорбций от частоты и вертикальный градиент температуры в оптически толстом аккреционном диске [99]. В более поздних моделях воспроизводится спектр каждого кольца с использованием модели звездной атмосферы с соответствующими значениями поверхностной силы тяжести и эффективной температуры. Кроме того, подобные модели показали [100], что в большинстве случаев подобные сильные эмиссионные линии не могут возникнуть в диске, оптически тонком в континууме. Предполагается, что эти эмиссионные линии формируются либо в верхних хромосферных слоях диска, где наблюдается инверсия температуры, либо под действием эффектов флуоресценции из-за облучения от белого карлика или внутренних слоев диска. Характеристикой Новоподобных переменных и карликовых Новых во вспышечном состоянии является оптически толстый аккреционный диск, в то время как в спокойном состоянии карликовых Новых важнее оптически тонкие "хромосферные" области или



внешние слои аккреционных дисков [101]. Для определения наборов параметров карликовых Новых типа WZ Sge и для изучения структуры аккреционного диска в различных состояниях системы необходимо проведение моделирования спектров систем (как в фазе вспышки, так и в спокойном состоянии) на основе современных методик моделирования с применением не-ЛТР.

## Глава 2

### Наблюдения и их обработка

#### 2.1 Фотометрические наблюдения

##### 2.1.1 Проведение наблюдений

Фотометрические наблюдения исследуемых тесных двойных систем были выполнены на 1-м телескопе Цейсс-1000 (САО РАН) [102] и на Российско-Турецком телескопе РТТ-150 (Тюбитак, Турция) [103,104]. Для каждого объекта данные получены одновременно в трех полосах В, V и R. В процессе наблюдений на телескопе Цейсс-1000 применялась матрица EEV CCD 42-40 азотного охлаждения размером 2048×2048 пикселей и широкополосные фильтры фотометрической системы Джонсона-Коузинса [105]. Телескоп РТТ-150 оснащен прибором TFOSC (Turkish Faint Object Spectrometer and Camera), который включает в себя ПЗС-матрицу азотного охлаждения Fairchild 447 (2К×2К пикселей размером 30.72×30.72 мкм) и узкополосные фильтры фотометрической системы Бесселя [106]. Журнал фотометрических наблюдений, содержащий данные для каждой ночи для всех исследуемых объектов, представлен в таблице 1.

В каждую ночь наблюдений для последующей редукции фотометрических данных совместно с ПЗС-изображениями исследуемых систем были получены ПЗС-изображения токов смещения и плоских полей.

Таблица 1. Журнал фотометрических наблюдений:  $T_{total}$  - продолжительность наблюдений, N - число изображений,  $t_{exp}$  - продолжительность экспозиции, d - размер звездного изображения,  $\Delta m$  - ошибка дифференциальной фотометрии.

Дата (JD)	Объект	Телескоп	$T_{total}$	N	$t_{exp}$	d	$\Delta m$
19.10.09 (2455124)	RE J2013+4002	Цейсс-1000	3 <sup>h</sup> 02 <sup>m</sup> 36 <sup>s</sup>	63	120 <sup>s</sup>	1.9□	0. <sup>m</sup> 019
27.10.09 (2455132)	RE J2013+4002	Цейсс-1000	5 <sup>h</sup> 29 <sup>m</sup> 49 <sup>s</sup>	117	120 <sup>s</sup>	2.5□	0. <sup>m</sup> 026
25.12.09 (2455191)	RE J2013+4002	Цейсс-1000	2 <sup>h</sup> 24 <sup>m</sup> 14 <sup>s</sup>	68	120 <sup>s</sup>	3.0□	0. <sup>m</sup> 031

Таблица 1. Продолжение.

Дата (JD)	Объект	Телескоп	$T_{total}$	N	$t_{exp}$	d	$\Delta m$
11.08.10 (2455420)	RE J2013+4002	Цейсс-1000	$6^h 16^m 01^s$	114	$120^s$	$1.5 \square$	$0.^m 021$
10.09.10 (2455450)	GSC 02197-00886	Цейсс-1000	$2^h 43^m 37^s$	27	$200^s$	$2.0 \square$	$0.^m 037$
11.09.10 (2455451)	GSC 02197-00886	Цейсс-1000	$1^h 07^m 03^s$	18	$200^s$	$1.5 \square$	$0.^m 034$
12.09.10 (2455452)	GSC 02197-00886	Цейсс-1000	$1^h 18^m 43^s$	21	$200^s$	$2.0 \square$	$0.^m 038$
30.06.11 (2455743)	PN G068.1+11.0	Цейсс-1000	$3^h 25^m 05^s$	51	$200^s$	$2.8 \square$	$0.^m 053$
30.07.11 (2455773)	PN G068.1+11.0	Цейсс-1000	$2^h 55^m 06^s$	39	$200^s$	$1.1 \square$	$0.^m 059$
15.04.12 (2456033)	TW Crv	РТТ-150	$1^h 52^m 02^s$	39	$60^s$	$7.2 \square$	$0.^m 007$
11.05.12 (2456059)	TW Crv	РТТ-150	$3^h 53^m 03^s$	87	$60^s$	$2.3 \square$	$0.^m 01$
22.05.12 (2456070)	TW Crv	РТТ-150	$0^h 43^m 15^s$	17	$60^s$	$3.9 \square$	$0.^m 007$
23.05.12 (2456071)	TW Crv	РТТ-150	$1^h 10^m 52^s$	30	$60^s$	$3.7 \square$	$0.^m 008$
20.02.13 (2456344)	TW Crv	РТТ-150	$4^h 41^m 48^s$	102	$60^s$	$2.9 \square$	$0.^m 009$
10.10.13 (2456576)	PN G068.1+11.0	Цейсс-1000	$3^h 36^m 02^s$	27	$300^s$	$1.5 \square$	$0.^m 021$
01.11.13 (2456598)	PN G068.1+11.0	Цейсс-1000	$3^h 11^m 03^s$	48	$200^s$	$2.2 \square$	$0.^m 029$
02.11.13 (2456599)	PN G068.1+11.0	Цейсс-1000	$1^h 06^m 29^s$	19	$200^s$	$1.1 \square$	$0.^m 023$
03.11.13 (2456600)	PN G068.1+11.0	Цейсс-1000	$1^h 53^m 22^s$	27	$200^s$	$2.9 \square$	$0.^m 031$

Таблица 1. Продолжение.

Дата (JD)	Объект	Телескоп	$T_{total}$	N	$t_{exp}$	d	$\Delta m$
08.11.13 (2456605)	PN G068.1+11.0	Цейсс-1000	$1^h 20^m 39^s$	21	$200^s$	$6.9''$	$0.^m 027$

### 2.1.2 Обработка наблюдений

Редукция фотометрических наблюдений проводилась с помощью полуавтоматических процедур пакета MaxIm DL. В процессе первичной обработки из ПЗС-изображений объектов вычитались значения токов смещения и проводилась коррекция чувствительности матрицы делением на изображение плоского поля в каждом фильтре. Для каждой системы в качестве объектов сравнения в поле ПЗС-матрицы выбирались звезды близкой яркости и спектрального класса. Звездные величины объектов получены в произвольной шкале. Для оценки ошибок дифференциальной фотометрии одновременно с исследуемыми системами проводился анализ нескольких звезд поля. Затем для всех объектов строился график зависимости звездной величины от точности ее определения. Далее выбирались звезды близкой яркости к исследуемой системе, среднее значение погрешностей которых и использовалось в качестве величин ошибок дифференциальной фотометрии.

### 2.1.3 Особенности наблюдений TW Crv и их обработки

Фотометрические наблюдения объекта проводились на Российско-Турецком Телескопе РТТ-150 Иртугановым Э.Н., Хамитовым И.М., Жучковым Р.Я. и Галеевым А.И. 15 апреля и 11, 22, 23 мая 2012г. и 20 февраля 2013г. Фотометрические данные в ночь 15 апреля 2012 года получены в сложных астроклиматических условиях с размерами звездных изображений до  $d=7.2''$ . В остальные ночи условия наблюдений были удовлетворительными и размер звездных изображений составил  $d=2.3''-3.9''$ . Наблюдательный ряд покрывает полный орбитальный период системы, а его общая продолжительность наблюдений составила 12 часов 20 минут с длительностью одной экспозиции 60 секунд. Всего было получено 275 ПЗС-изображений (87 в фильтре В, 90 в фильтре V и 98 в фильтре R).

Ошибки дифференциальной фотометрии для объекта TW Crv для всех трех фильтров в среднем составляют  $\Delta m=0.^m 008$ , что объясняется высокой яркостью объекта и наличием в поле матрицы звезды сравнимого блеска и показателя цвета. Вследствие больших

размеров изображений звезд на ПЗС-изображениях положение апертур выбиралось вручную при обработке каждого снимка.

#### **2.1.4 Особенности наблюдений PN G068.1+11.0 и их обработки**

Фотометрические данные PN G068.1+11.0 получены 30 июня и 30 июля 2011г., 10 октября, 1-3 и 8 ноября 2013г. на телескопе Цейсс-1000 Спиридоновой О.И., Габдеевым М.М. и Митрофановой А.А. Наблюдения во все ночи проводились в хороших климатических условиях с размерами звездных изображений  $d=1.1''-2.9''$ , кроме ночи 8 ноября 2013г. (когда размер звездных изображений составлял  $d=6.9''$ ). Всего было получено 232 изображения (78 в фильтре В, 77 в фильтре V и 77 в фильтре R). В ночь 10 октября 2013г. продолжительность одной экспозиции составляла 300 секунд, а в остальные ночи – 200 секунд. Продолжительность полного наблюдательного ряда составила 17 часов 28 минут.

Обработка фотометрических данных PN G068.1+11.0 была выполнена В.В. Шиманским. Особое внимание было уделено корректному вычитанию излучения планетарной туманности, которое оценивалось по ее внутренним областям, непосредственно примыкающим к объекту. Анализ изменения яркости звезд поля показывает, что ошибки дифференциальной фотометрии объекта в максимуме составляют  $\Delta m=0.^m02$  в полосах V, R и  $\Delta m=0.^m03$  в полосе В с возрастанием в минимуме примерно в 2 раза.

#### **2.1.5 Особенности наблюдений RE J2013+4002 и их обработки**

Наблюдения выполнены Спиридоновой О.И. и Власюком В.В. на телескопе Цейсс-1000 САО РАН. Данные были получены в ночи 19 и 27 октября и 25 декабря 2009 г., 11 и 12 августа 2010 г. Всего было получено 443 ПЗС-изображения поля объекта (142 в полосе В, 144 в полосе V и 157 в полосе R) с длительностью экспозиций 120 секунд (для всех фильтров). Общая продолжительность наблюдений составила 17 часов 13 минут.

В качестве звезд сравнения для исследуемой системы были выбраны два объекта близкого спектрального класса, которые попадали в поле ПЗС-матрицы. Наблюдения проводились в хороших и удовлетворительных астроклиматических условиях с размером звездных изображений  $d=1.5''-2.5''$ , но данные ночи 25 декабря 2009 г. получены в условиях переменной облачности с размером звездных изображений более  $3.0''$ . Вследствие этого результаты обработки ПЗС-изображений ночи 25 декабря 2009 г. были

исключены из анализа. Часть наблюдений, особенно в декабре 2009 года, проводилась при больших значениях  $z$ , что затрудняло анализ и ухудшало получаемые кривые блеска.

Ошибки дифференциальной фотометрии составили  $\Delta m = 0.^m01$  в полосах V, R. В полосе В вследствие больших зенитных расстояний объекта они достигают значения  $\Delta m = 0.^m03$  и сравнимы с амплитудами изменения блеска системы ( $\Delta m_B = 0.^m03 - 0.^m10$ ). По этим причинам данные для фильтра В были исключены из последующего анализа.

### **2.1.6 Особенности наблюдений GSC 02197-00886 и их обработки**

Фотометрические данные были получены на телескопе Цейсс-1000 Габдеевым М.М. 10-12 сентября 2010г. Наблюдения проводились в хороших климатических условиях и размеры изображений звезд в ночи 10, 12 сентября составляли  $d = 2.0''$ , а в ночь 11 сентября –  $d = 1.5''$ . Продолжительность экспозиций для каждого фильтра равнялась 200 секундам, а полное время наблюдений достигло 5 часов 10 минут. Всего было получено 66 изображений поля объекта (по 22 изображения для каждого фильтра), покрывающих несколько орбитальных периодов системы, но их временная скважность (примерно 11 минут) оказалась слишком большой для исследуемой короткопериодической системы.

При обработке фотометрических наблюдений методом апертурной фотометрии эффективно разделить излучения GSC 02197-00886 и оптического спутника представлялось возможным только в ночь 11 сентября. Раздельные оценки блеска исследуемого объекта и его оптического спутника были получены с помощью ручного подбора размеров и положений соответствующих апертур для каждого ПЗС-изображения. Для двух других ночей измерялись суммарные значения блеска оптической пары. Анализ полученных значений блеска звезды-спутника показал их постоянство, после чего они были усреднены в каждой полосе. В дальнейшем вклад излучения оптического спутника, оцененного по данным за 11 сентября, был вычтен из соответствующих оценок блеска оптической пары для всего периода наблюдений.

Анализ оценок изменения блеска нескольких звезд поля показывает, что ошибки дифференциальной фотометрии объекта составляют от  $\Delta m = 0.^m03$  в полосе V до  $\Delta m = 0.^m04$  в полосе В.

## **2.2 Спектроскопические наблюдения**

### **2.2.1 Проведение наблюдений**

Все спектроскопические наблюдения объектов выполнены на 6-ти метровом телескопе БТА (САО РАН) Борисовым Н.В. и Шиманским В.В. Для получения данных

использовались редуктор светосилы SCORPIO [107, 108] в режиме спектроскопии с длинной щелью, гризма VPHG1200G (1200 штрихов/мм, эффективный спектральный интервал 4000-5700 Å, спектральное разрешение 5 Å), ПЗС-матрица EEV 42-40 размером 2048×2048 пикселей. Наблюдения системы PN G068.1+11.0 в ночи 24 и 25 мая 2011г. были получены с помощью редуктора светосилы SCORPIO2 [109, 110] в режиме спектроскопии с длинной щелью, гризмы VPHG1200@540 (1200 штрихов/мм, эффективный спектральный интервал 3600-7070 Å, спектральное разрешение 5.2 Å), ПЗС-матрицы E2V 42-90 размером 4600×2048 пикселей.

Для выполнения калибровок длин волн и потоков излучения в каждую ночь совместно со спектрами изучаемых систем получались спектры Ar-Ne-He-лампы и спектроскопических стандартов HZ 44, BD 33.<sup>o</sup>2642, BD 28.<sup>o</sup>4211 и BD 25.<sup>o</sup>2465 из обзора [111], Feige 56 и G 191B2B из обзоров [112] и [113], соответственно. Для спектров Ar-Ne-He-лампы экспозиции составляли 60 секунд, а для спектров звезд стандартов - 30 секунд с применением щели и 60 секунд с применением маски.

### 2.2.2 Обработка наблюдений

Для всех ПЗС-изображений первичная редукция проводилась по схеме, описанной в разделе «Фотометрические наблюдения». После этого из изображений экстрагировались одномерные вектора, содержащие спектры изучаемых объектов, спектрофотометрических стандартов и Ar-Ne-He-лампы и фона неба. Дальнейший анализ проводился с использованием пакета графической обработки информации Origin. Из всех одномерных спектральных векторов фона неба и спектров звезды удалялись следы космических частиц. Затем итоговые спектрограммы фона совмещались по положениям линий неба с соответствующими спектрограммами звезды и вычитались из них. С использованием спектров Ar-Ne-He-лампы строилась одномерная дисперсионная кривая и производился перевод спектров объектов из шкалы пикселей в шкалу длин волн. В каждом блоке снимались два изображения спектра Ar-Ne-He-лампы. Для построения дисперсионной кривой в обеих спектрограммах Ar-Ne-He-лампы с помощью аппроксимации гауссианами методом градиентного спуска или комбинациями нескольких гауссиан измерялось положение линий с последующим отождествлением. Для каждой измеряемой линии в качестве лабораторных длин волн принимались значения из инструкции-описания спектрографа SCORPIO [107, 108]. Затем с использованием аппроксимации полиномами 3 порядка получались дисперсионные кривые в начале и конце блока наблюдений каждого объекта. В итоге для перехода в шкалу длин волн для каждого блока использовались

усредненные дисперсионные кривые при условии их совпадения. При редукции спектрограмм стандартов выполнялись аналогичные процедуры с получением спектров в шкалах длин волн. В конце спектры стандартов использовались для учета спектральной чувствительности ПЗС-приемника и атмосферной экстинкции при калибровке потоков изучаемых систем.

Одномерные вектора нормировались по единой методике. В качестве точек локального континуума выбирались 15-25 точек на участках шириной не менее  $\Delta\lambda=10\text{\AA}$ , свободных от эмиссионных и абсорбционных линий. Уровень континуума для всего интервала определялся аппроксимацией многочленами 5-7 степени с промежуточной отбраковкой значений, отклоняющихся на  $3\sigma$ .

### 2.2.3 Особенности наблюдений TW Crv

Спектроскопические данные TW Crv получены Борисовым Н.В., Шиманским В.В. и Фабрикой С.Н. в ночи 5-7 мая 2010г., 27 января, 16, 27, 29 апреля 2012г. и 14 апреля 2015г. при хороших и отличных астроклиматических условиях с размерами звездных изображений  $d=1.2''-2.3''$ . Во все ночи продолжительность экспозиций составляла 300 секунд, что обеспечило среднее отношение сигнал/шум  $140 < S/N < 240$  в спектральном диапазоне  $\Delta\lambda=4200-5800\text{\AA}$ .

Журнал спектроскопических наблюдений системы содержит гелиоцентрические юлианские даты середины экспозиции HJD, фазы орбитального периода  $\phi$ , определенные по эфемериде из [114], и лучевые скорости вторичной компоненты системы  $V_{r,2}$ . Журнал наблюдений представлен в таблице 2.

Таблица 2. Журнал спектроскопических наблюдений TW Crv: HJD - гелиоцентрические юлианские даты середины экспозиции,  $\phi$  - фазы орбитального периода,  $V_{r,2}$  - лучевые скорости вторичной компоненты, определенные по эмиссионной Боуэновской бленде CIII+NIII  $\lambda 4650\text{\AA}$ .

HJD	$\phi$	$V_{r,2}$ , км/с	HJD	$\phi$	$V_{r,2}$ , км/с
2454000+			2454000+		
1322.3398	0.454	-50	2044.3408	0.315	127
1322.3441	0.467	-14	2044.3450	0.327	140
1322.3481	0.479	11	2044.3489	0.339	140
1323.3420	0.513	-2	2045.3410	0.368	102



Таблица 2. Продолжение.

HJD 2454000+	$\phi$	$V_{r,2}$ , км/с	HJD 2454000+	$\phi$	$V_{r,2}$ , км/с
1323.3461	0.526	-14	2045.3452	0.380	115
1323.3501	0.538	-27	2045.3491	0.392	89
1323.3542	0.550	-27	2045.3532	0.405	63
1324.2689	0.343	153	2047.3480	0.494	50
1324.3850	0.697	-104	2047.3521	0.506	37
1324.3891	0.709	-90	2047.3560	0.518	24
1324.3931	0.722	-78	3127.2569	0.844	-104
1954.5510	0.237	140	3127.2609	0.857	-104
1954.5554	0.250	140	3127.2648	0.869	-108
1954.5615	0.269	127	3127.3007	0.978	-80
1954.5659	0.282	115	3127.3047	0.990	-75
1954.5781	0.320	140	3127.3087	0.002	-53
1954.5822	0.332	140			

#### 2.2.4 Особенности наблюдений PN G068.1+11.0

Спектроскопические наблюдения объекта проводились 24 и 25 мая 2011г., 26 и 28 апреля и 22-24 июля 2012г., 17 и 20 августа 2014г. в спектральном диапазоне  $\Delta\lambda=4200-5800\text{\AA}$ . Данные были получены при хороших и отличных климатических условиях с размерами звездных изображений  $d=1.2''-1.5''$ , что позволило корректно разделить излучение звезды и окружающей туманности. Всего было накоплено 34 спектрограммы в 10 наблюдательных блоках (2 блока в ночь 25.05.2011) со средним отношением сигнал/шум  $30 < S/N < 80$ . Продолжительность экспозиций составляла 300 секунд.

Журнал спектроскопических наблюдений объекта, содержащий гелиоцентрические юлианские даты середины экспозиции HJD, фазы орбитального периода  $\phi$ , определенные по эфемериде из [115], и лучевые скорости вторичной компоненты системы  $V_{r,2}$ , представлен в таблице 3.

Таблица 3. Журнал спектроскопических наблюдений PN G068.1+11.0: HJD - гелиоцентрические юлианские даты середины экспозиции,  $\phi$  - фазы орбитального периода,  $V_{r,2}$  - лучевые скорости вторичной компоненты, определенные по эмиссионной Боуэновской бленде CIII+NIII  $\lambda 4650\text{\AA}$ .

HJD 2454000+	$\phi$	$V_{r,2}$ , км/с	HJD 2454000+	$\phi$	$V_{r,2}$ , км/с
1706.4099	0.013	-32	2132.3067	0.904	199
1706.4140	0.021	-70	2132.3108	0.911	96
1706.4179	0.028	134	2132.3157	0.920	-83
1707.3814	0.829	187	2133.4493	0.039	-148
1707.3852	0.836	174	2133.4533	0.046	-32
1707.3890	0.843	58	2133.4579	0.055	45
1707.4758	0.005	-6	2887.5040	0.171	57
1707.4797	0.012	-6	2887.5078	0.178	135
2044.4452	0.713	-19	2887.5138	0.189	-187
2044.4495	0.721	-6	2887.5175	0.196	109
2044.4535	0.729	-32	2890.4880	0.747	-19
2046.4063	0.378	200	2890.4917	0.754	19
2046.4104	0.386	186	2890.4956	0.761	-6
2046.4144	0.393	187	2890.4992	0.768	-6
2131.4245	0.255	225	2890.5029	0.775	6
2131.4288	0.263	174	2890.5067	0.782	6
2131.4328	0.271	238	2890.5104	0.789	83

### 2.2.5 Особенности наблюдений RE J2013+4002

Наблюдения системы проводились 18, 20, 21 июля 2007г., 10 и 12 августа 2008г., 17 марта и 27-30 августа 2009г. в отличных и хороших астроклиматических условиях (размер изображений звезд не превышал  $d=2.0''$ ). Всего получена 51 спектрограмма в 15 наблюдательных блоках (по 2 наблюдательных блока в ночи 10 августа 2008г., 27-30 августа 2009г.). Одинаковая продолжительность экспозиций, равная 300 секундам, обеспечила отношение сигнал/шум  $S/N=35$  в спектральном диапазоне  $\Delta\lambda=4200-5200\text{\AA}$ .

Журнал спектроскопических наблюдений RE J2013+4002 представлен в таблице 4, которая содержит гелиоцентрические юлианские даты середины экспозиции HJD, фазу  $\phi$

для орбитального периода  $P_{\text{orb}}=0.^{\text{d}}705517$  и построенной эфемериды (см. Главу 4) и разницу лучевых скоростей компонент  $V_{r,1}-V_{r,2}+C$  (см. Главу 4).

Таблица 4. Журнал спектроскопических наблюдений RE 2013+4002: HJD - гелиоцентрические юлианские даты середины экспозиции,  $\phi$  - фазы орбитального периода  $P_{\text{orb}}=0.^{\text{d}}705517$ ,  $V_{r,1}-V_{r,2}+C$  - разница лучевых скоростей компонент.

HJD 2454000+	$\phi$	$V_{r,1}-V_{r,2}$ , км/с	HJD 2454000+	$\phi$	$V_{r,1}-V_{r,2}$ , км/с
300.4844	0.422	-87	1071.4572	0.199	-86
300.4891	0.429	-53	1071.4638	0.209	-42
300.4931	0.435	-76	1071.4679	0.214	-77
300.4976	0.441	-65	1071.4719	0.220	-92
300.5019	0.447	-86	1072.4055	0.543	80
302.4725	0.240	-91	1072.4095	0.549	42
302.4771	0.247	-81	1072.4136	0.553	66
302.4811	0.252	-104	1072.5072	0.688	104
303.4929	0.687	90	1072.5124	0.695	130
303.4969	0.692	92	1072.5165	0.701	142
303.5011	0.698	66	1072.5205	0.707	143
688.3115	0.128	-65	1073.3481	0.879	35
688.3163	0.135	-94	1073.3528	0.886	68
688.4626	0.343	-130	1073.3568	0.892	68
688.4667	0.348	-128	1073.3608	0.897	57
688.4707	0.354	-79	1073.4547	0.030	-31
690.4691	0.187	-52	1073.4587	0.036	-43
690.4735	0.193	-116	1073.4630	0.042	-30
690.4775	0.199	-80	1073.4670	0.048	-79
908.5862	0.346	-124	1074.4044	0.377	-78
908.5900	0.351	-108	1074.4086	0.382	-96
908.5939	0.357	-106	1074.4126	0.388	-90
1071.3355	0.027	-12	1074.4166	0.394	-76
1071.3396	0.033	48	1074.4948	0.505	-13

Таблица 4. Продолжение.

HJD	$\phi$	$V_{r,1}-V_{r,2}$ , км/с	HJD	$\phi$	$V_{r,1}-V_{r,2}$ , км/с
2454000+			2454000+		
1071.3437	0.038	32	1074.4990	0.511	-26
1071.3478	0.044	-50			

### 2.2.6 Особенности наблюдений GSC 02197-00886 и их обработки

Спектроскопические наблюдения GSC 02197-00886 проведены в момент максимума вспышки 8 мая 2010г. ( $m \approx 9.5$ ), в поздних фазах релаксации 4 августа 2010г. ( $m \approx 16.0$ ) и в спокойном состоянии 21 июля 2012г. В первую ночь было получено 36 спектрограмм, во вторую – 20 спектрограмм, в третью – 15 спектрограмм. В каждую ночь наблюдений получены данные, покрывающие несколько орбитальных периодов системы. В ночь 8 мая продолжительность экспозиций составляла 180 секунд, а в ночи 4 августа и 21 июля – 300 секунд. Наблюдения в момент максимума вспышки проводились в условиях переменной облачности с размерами звездных изображений более  $d=2.5''$  при зенитных расстояниях объектов  $z=45^\circ-69^\circ$ . Наблюдения в поздних фазах релаксации и в спокойном состоянии системы проводились в идеальных климатических условиях (размеры звездных изображений составляли  $d=1.0''$ ) вследствие необходимости исключения из спектров объекта излучения оптического спутника. Для последующего решения этой задачи щель спектрографа перед наблюдениями устанавливалась вдоль направления "объект-спутник". В большинстве спектрограмм ночи 8 мая значение отношения сигнал/шум в континууме превышает  $S/N=150$ , а в спектрограммах 4 августа и 21 июля -  $S/N \approx 60$ .

При проведении первичной обработки особое внимание уделялось исключению излучения оптического спутника, попадавшего в процессе наблюдений в щель спектрографа одновременно с объектом исследования. Предварительный анализ ПЗС-изображений ночи 4 августа 2010г. показал, что дисперсия, формируемая гризмой спектрографа SCORPIO, была не параллельна строкам ПЗС-матрицы. В результате спектральные распределения GSC 02197-00886 и оптического спутника имели небольшой наклон и не могли быть одновременно нарезаны для всей ширины ПЗС-изображений. Поэтому была произведена нарезка двух наборов горизонтальных распределений соответственно в границах  $X=1-800$  и  $X=800-2048$  с различием их вертикальных границ на 2 пиксела. Два набора спектрограмм были предварительно обработаны стандартным образом. Далее эти спектрограммы были совмещены и сшиты на границе 800 пиксела. При совмещении отсчеты числа фотонов в спектрограммах с  $X=800-2048$

масштабировались таким образом, чтобы отсчет в точке сшивки на  $X=800$  был бы точно равен соответствующему отсчету в спектрограммах с  $X=1-800$ . В результате была достигнута гладкость всего спектрального распределения при соблюдении требования об исключении света оптического спутника. Дальнейшая обработка проводилась по схеме, описанной выше.

Журнал наблюдений GSC 02197-00886 в ночь 8 мая 2010г. представлен в таблице 5 и содержит гелиоцентрические юлианские даты середины экспозиции HJD, фазы орбитального периода  $\phi$ , определенные по эфемериде из [116], и лучевые скорости  $V_r$ , измеренные по абсорбционным и эмиссионным линиям методом кросс-корреляции. Журнал наблюдений системы в ночи 4 августа 2010г. и 21 июля 2012г., содержащий гелиоцентрические юлианские даты середины экспозиции HJD, фазы орбитального периода  $\phi$ , определенные по эфемериде из [116], и лучевые скорости  $V_r$ , измеренные по эмиссионным линиям методом Шафтера, представлен в таблице 6.

Таблица 5. Журнал наблюдений GSC 02197-00886 в ночь 8 мая 2010г.: HJD - гелиоцентрические юлианские даты середины экспозиции,  $\phi$  - фазы орбитального периода, определенные по эфемериде из [116],  $V_r$  - лучевые скорости, измеренные по абсорбционным <sup>(1)</sup> и эмиссионным <sup>(2)</sup> линиям методом кросс-корреляции.

HJD 2454000+	$\phi$	$V_r$ , км/с				
		H $\beta$ <sup>(1)</sup>	H $\gamma$ <sup>(1)</sup>	H $\delta$ <sup>(1)</sup>	HeI <sup>(1)</sup> 4471Å	HeII <sup>(2)</sup> 4686Å
1325.416	0.941	-66	-83	-50	-48	-77
1325.421	0.023	-111	-55	-109	-73	-5
1325.424	0.077	-173	-179	-199	-168	0
1325.427	0.134	-136	-194	-152	-247	2
1325.429	0.182	-223	-263	-168	-167	51
1325.432	0.229	-124	-111	-226	-316	64
1325.435	0.277	-173	-192	-196	-167	77
1325.437	0.324	-235	-193	-182	-140	51
1325.44	0.372	-136	-235	-95	-60	141
1325.443	0.419	-383	-249	-66	-47	128
1325.445	0.467	-135	-69	-66	21	141
1325.448	0.514	0	-1	-36	-9	153

Таблица 5. Продолжение.

HJD 2454000+	$\phi$	$V_r$ , км/с				
		$H\beta^{(1)}$	$H\gamma^{(1)}$	$H\delta^{(1)}$	$HeI^{(1)}$ 4471Å	$HeII^{(2)}$ 4686Å
1325.451	0.562	1	-55	-8	7	115
1325.453	0.612	62	125	-11	74	128
1325.456	0.659	98	82	7	83	115
1325.459	0.707	86	55	8	47	89
1325.461	0.754	111	96	65	101	51
1325.464	0.802	37	69	42	35	51
1325.466	0.849	50	55	7	-9	0
1325.469	0.897	-110	-1	7	3	-38
1325.472	0.945	-37	-41	-8	-127	-26
1325.474	0.992	-122	-69	-80	-47	1
1325.477	0.040	51	-96	-8	7	26
1325.482	0.137	-21	1	-171	-127	13
1325.502	0.484	-62	-101	-51	-11	115
1325.504	0.534	-173	-152	-139	-87	-4
1325.507	0.582	24	-28	7	-9	77
1325.512	0.677	62	27	22	27	26
1325.515	0.724	98	28	66	87	3
1325.517	0.772	0	27	23	34	13
1325.520	0.820	-19	-1	10	3	0
1325.523	0.867	0	-43	-8	-6	-26
1325.525	0.915	-111	-55	-37	-34	0
1325.528	0.959	-283	-263	-227	-235	-102
1325.531	0.012	-408	-332	-242	-260	-64

Таблица 6. Журнал наблюдений GSC 02197-00886 в ночи 4 августа 2010г. и 21 июля 2012г.: HJD - гелиоцентрические юлианские даты середины экспозиции,  $\phi$  - фазы орбитального периода, определенные по эфемериде из [116],  $V_r$  - лучевые скорости, измеренные по эмиссионным линиям методом Шафтера.

HJD 2454000+	$\phi$	$V_r$ , км/с					
		H $\beta$	H $\gamma$	H $\delta$	HeI 4471Å	HeI 5015Å	FeII 5169Å
1413.403	0.029	-41	87	-63	-146	303	164
1413.459	0.041	-26	19	-149	-147	263	140
1413.407	0.101	189	189	24	115	281	190
1413.463	0.113	183	194	53	137	350	165
1413.411	0.173	237	227	88	327	402	180
1413.415	0.245	192	204	79	394	352	95
1413.419	0.317	190	183	58	195	405	89
1413.423	0.389	183	185	53	378	294	163
1413.427	0.461	-97	25	-379	30	164	60
1413.431	0.533	-360	-402	-543	-541	-336	-42
1413.435	0.609	-331	-390	-484	-492	-236	43
1413.439	0.681	-330	-384	-510	-498	-187	-76
1413.387	0.737	-203	-247	-416	-478	-264	8
1413.443	0.753	-296	-319	-482	-527	-291	23
1413.447	0.825	-307	-337	-510	-529	-374	26
1413.395	0.885	-272	-336	-483	-513	-308	43
1413.451	0.897	-328	-357	-513	-466	-216	50
1413.399	0.957	-237	-249	-386	-399	-329	123
1413.455	0.969	-201	-175	-326	-245	-59	142
2129.403	0.058	-177	-223	-395	-508	-477	-100
2129.407	0.135	-202	-237	-346	-522	-421	-96
2129.411	0.208	-153	-180	-231	-535	-461	-95
2129.415	0.281	-167	-211	-523	-545	-482	-160
2129.419	0.355	-105	-172	-414	-483	-423	-53
2129.423	0.428	-81	-81	-368	-366	-262	-84

Таблица 6. Продолжение.

HJD 2454000+	$\phi$	$V_r$ , км/с					
		H $\beta$	H $\gamma$	H $\delta$	HeI 4471Å	HeI 5015Å	FeII 5169Å
2129.427	0.504	-76	-88	-215	-240	-128	23
2129.431	0.577	-80	-84	-85	-46	205	17
2129.435	0.651	-32	-48	64	267	389	49
2129.439	0.724	-12	-20	113	248	479	106
2129.443	0.797	-91	-82	87	271	457	114
2129.449	0.911	41	50	164	392	575	150
2129.453	0.984	-170	-197	-209	-50	184	-12
2129.457	0.058	-190	-234	-513	-460	-291	-18
2129.461	0.131	-200	-239	-496	-490	-362	-25



## Глава 3

### Методика моделирования

Одним из механизмов взаимодействия компонент ТДС является радиативное взаимодействие. Изменения блеска системы, связанные с облучением ее холодной компоненты горячей (рис. 3), называются эффектами отражения и характерны для многих групп ТДС (ПП, КП, Алголи, симбиотические, поляры, массивные рентгеновские и т.д.). Вследствие облучения изменяется структура внешних слоев звезды, что влияет на форму линейчатого спектра. В ТДС эффекты отражения играют важную роль при формировании излучаемого спектра объекта и приводят к ослаблению абсорбционных линий и их искажению эмиссионными компонентами. В случае достаточно мощного облучения линии поглощения могут полностью стать эмиссионными. Для корректного построения моделей атмосфер компонент ТДС необходимо физически точно учитывать эффекты облучения.

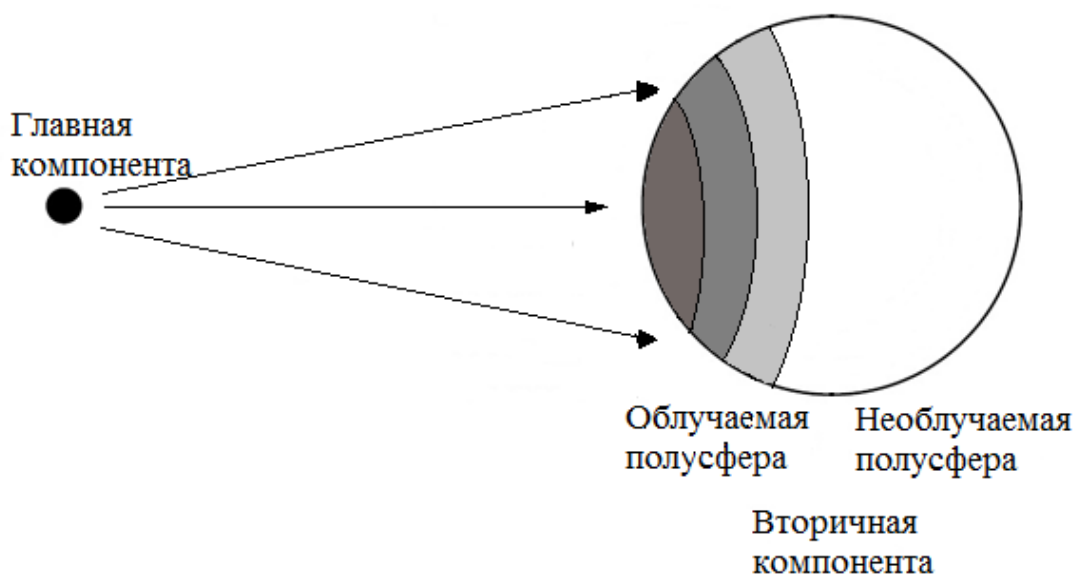


Рис. 3. Схематическое изображение облучения главной компонентой вторичной. Вторичная компонента разделена на две полусферы: облучаемую и необлучаемую.

Первоначальные методики исследования ТДС [например, 117, 118, 119, 120, 121 и др.] использовали чернотельное приближение для учета эффектов отражения. В подобных методиках не предусматривался расчет температурной структуры в атмосферах облучаемых и нормальных звезд, в то время как ряд реальных физических эффектов (потемнение к краю, рассеяние, флуоресценция, несферичность компонент) заменялся аппроксимирующими приближениями. Метод моделирования облучаемых атмосфер позволяет численно учитывать все физические явления, влияющие на характеристики излучения ТДС, вследствие чего появляется возможность построения близких к реальным моделей двойных систем.

С помощью моделирования излучения тесных двойных систем можно построить реалистичные модели с учетом влияния всех физических процессов, происходящих в системах. Моделирование кривых блеска и спектров ТДС позволяет получить характеристики как системы в целом, так и отдельных компонент.

Моделирование кривых блеска и спектров систем проводилось с помощью программного комплекса SPECTR [19, 121] на основе расчета структуры облучаемых звездных атмосфер [122, 123] с учетом эффектов отражения и несферичности компонент. В синтетических бланкетированных спектрах ТДС, рассчитанных с помощью программного комплекса SPECTR, учитываются основные молекулярные полосы и более полумиллиона линий. В начале моделирования облучаемых атмосфер вторичных компонент вводится несколько предположений [124]:

- 1) Внешнее излучение исходит из точечного источника рентгеновского или ультрафиолетового излучения и падает на атмосферу под фиксированным углом  $\theta$  к нормали ( $\mu = \cos \theta$ ) (рис. 4). Модифицированный комплекс SPECTR предоставляет возможность использования модели протяженного внешнего источника с неизотропным излучением [125].

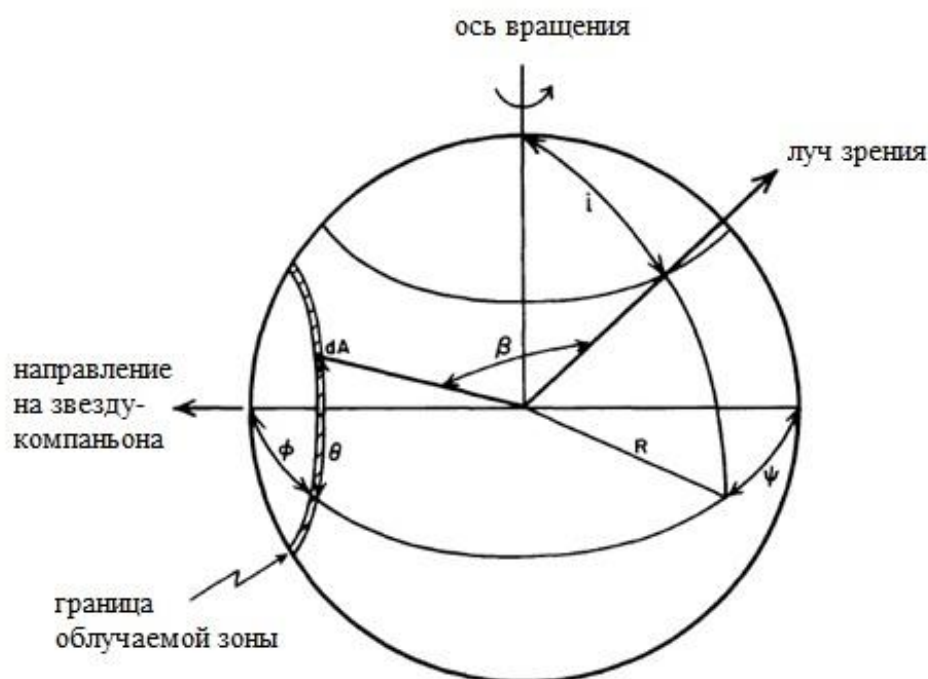


Рис. 4. Схематическое изображение облучаемой компоненты в ТДС [117].

- 2) Облучаемая атмосфера не имеет собственного излучения в рентгеновском или УФ диапазоне ( $S_x = 0$ ), а форма вторичной компоненты предполагается сферической и значение  $\log g$  на ее поверхности постоянным. В модифицированной версии комплекса SPECTR [126] есть возможность рассчитывать поверхность звезды с учетом полного или частичного заполнения ею полости Роша и эффектов гравитационного потемнения.
- 3) Внешнее излучение является произвольной функцией от частоты.
- 4) Поглощение в общей оболочке, звездном ветре и возможных газовых потоках между компонентами считается незначительным.

При моделировании структуры и излучения ТДС с применением комплекса SPECTR задаются следующие начальные параметры атмосфер:  $T_{eff}$  - эффективная температура необлученной звезды,  $\log g$  - средняя поверхностная сила тяжести,  $[A]$  - индекс металличности,  $\xi_{turb}$  - усредненная скорость микротурбуленции; а также  $i$  - угол наклона плоскости орбиты системы к лучу зрения, относительные радиусы звезд в единицах большой полуоси, амплитуды лучевых скоростей их орбитального движения и вращения. Дополнительно для расчета спектров излучения может быть задан индивидуальный химический состав атмосферы каждой компоненты.

Изначально проводится разбиение поверхности каждой компоненты на концентрические кольца с переменным шагом и центрами на большой полуоси системы. Выбор шага определяется требованием наиболее корректного описания структуры

горячего пятна на поверхности облучаемой звезды (в том числе в его граничных зонах) при фиксированном числе колец, равном 24. Для каждого кольца вычисляются локальные параметры необлученной атмосферы (эффективная температура  $T_{eff}$  и поверхностная сила тяжести  $\log(g)$ ), расстояние до компактного источника и характеристики внешнего излучения (мощность  $K_x$  в единицах интегрального излучения атмосферы и косинус угла падения  $\mu$ ). При моделировании систем, состоящих из двух оптических звезд, частотное распределение излучения, падающего на поверхность холодных компонент, принимается равным потоку от субкарлика (молодые ПП) или белого карлика (старые ПП). При моделировании атмосфер горячих компонент облучение, как правило, не учитывается.

Для расчета моделей атмосфер sdO-субкарликов и белых карликов с заданными параметрами использовался программный комплекс ATLAS12 [127] в версии, адаптированной для персональных компьютеров и предоставленной В.В. Цимбалом, а также программа BINARY3. Химический состав атмосфер принимался близким к солнечному [128], а его возможные аномалии рассматривались для каждого объекта в отдельности на основе литературных данных или анализа наблюдаемых спектров систем.

Для расчета структуры облучаемой атмосферы используется метод баланса функций нагрева и охлаждения звездного газа [123, 124], а также рассматриваются два связанных друг с другом процесса (перенос внешнего излучения с учетом его рассеяния и поглощения и перенос собственного излучения газа). В качестве стартовых моделей используются сеточные модели атмосфер Каstellи и Куруца [129], интерполируемые на требуемые значения  $T_{eff}$  и  $\log g$  [130]. На этом этапе вводятся дополнительные предположения: а) исследуется плоскопараллельная гидростатическая атмосфера с лучистым или конвективным переносом и б) в оптической области спектра атмосфера считается серой (то есть коэффициент поглощения  $\alpha_\nu$  не зависит от частоты  $\nu$ ).

В результате составляется система из двух уравнений переноса (2,3) и условия лучистого равновесия (4):

$$\mu \left( \frac{dI^x}{dz} \right) = \alpha^x \rho I^x \quad (2)$$

(слагаемое с функцией источника  $S_x$  отсутствует вследствие предположения 2)

$$\mu' \left( \frac{\partial I^\nu}{\partial z} \right) = \alpha^\nu \rho (I^\nu - S^\nu) \quad (3)$$

$$\int \alpha^x(\nu) J^x(\nu) d\nu = \alpha^\nu (S^\nu - J^\nu) \quad (4)$$

верхние индексы  $x$  и  $\nu$  обозначают диапазон внешнего и частоту собственного излучения.

$\alpha^x$  и  $\alpha^\nu$  - коэффициенты поглощения для внешнего и собственного излучения.

$\alpha^x = \alpha^{x'} + \sigma_e$  - коэффициент поглощения для внешнего излучения равен сумме коэффициентов за истинное поглощение и томсоновское рассеяние.

$\alpha^\nu = \alpha^{\nu'}$  - определяется коэффициентом за истинное поглощение.

$d\tau^x = -\alpha^x \rho dz$ ;  $d\tau^\nu = -\alpha^\nu \rho dz$  - для внешнего и собственного излучения соответственно.

Вследствие отсутствия прямых взаимодействий фотонов внешнего и собственного излучения звезды, уравнения переноса для этих потоков можно решать отдельно с итерационным уточнением только структуры атмосферы.

Из решения уравнения (2), учитывая уже рассчитанный коэффициент поглощения для внешнего излучения  $\alpha^x$  для всех частот, вычисляется распределение средней интенсивности  $J^x$  и потока  $H^x$  внешнего излучения для глубины  $\tau^x$ .

$$I_\nu^x(\tau_\nu) = I_\nu^x \exp\left(-\frac{\tau_\nu^x}{\mu}\right) \quad (5)$$

$$H_\nu^x(\tau_\nu) = J_\nu^x \exp\left(-\frac{\tau_\nu^x}{\mu}\right) \quad (6)$$

нижний индекс  $\nu$  обозначает частоту.

Затем уравнение (2) решается численным методом Эрмита в наборе задаваемых углов  $\mu$  (в данном конкретном случае для трех значений  $\mu$  (0.11, 0.50 и 0.89), которые являются корнями многочленов Лежандра). При этом учитываются все источники непрозрачности и функции источников, задаваемые рассеянием излучения:

$$S_\nu = \left(\frac{\sigma_e}{\alpha_\nu}\right) (J_\nu^{x+} + J_\nu^x) \quad (7)$$

Первое слагаемое включает в себя вероятное повторное рассеяние излучения до момента его выхода из атмосферы, а второе - прямое рассеяние внешнего излучения. Полные значения потоков и средней интенсивности в частотах  $\nu$  внешнего излучения определяются сложением решений, полученных на обоих этапах.

$$J_{\nu}^x(\nu) = J_{\nu}^{x+}(\tau_{\nu}) + J_{\nu}^{xP}(\tau_{\nu}) \quad (8)$$

Для расчета величин средней интенсивности  $J_{\nu}^y$  и потока  $H_{\nu}^y$  собственного излучения звезды, а также ЛТР-функции источников  $B_{\nu}(T)$  в единой частоте собственного излучения  $\nu$  (при условии известности  $J_{\nu}^x(\nu)$ ) совместно решаются уравнения (3) и (4) в частотах собственного излучения звезды с использованием функции источников (9), которая определяется функцией Планка и рассеянием.

$$S_{\nu} = B_{\nu}(T) + \left(\frac{\sigma_e}{\alpha_{\nu}}\right) I_{\nu}^* \quad (9)$$

Принимается, что правая часть уравнения (4) была найдена на предыдущих стадиях. Для решения уравнения (3) в данном случае используется серое приближение и метод Чандрасекара второго порядка с коэффициентом непрозрачности  $\alpha_{\nu}(\tau_{\nu})$ , который задается аппроксимационной комбинацией планковского и росселандовского коэффициентов поглощения [125, 131].

$$\alpha_{\nu}(\tau_{\nu}) = \left(\alpha_p \times \alpha_r^{(5.97+0.73 \times \lg(\tau_r))}\right)^{\frac{1}{6.97+0.73 \times \lg(\tau_r)}} \quad (10)$$

Формула, определяющая значения  $\alpha_{\nu}(\tau_{\nu})$  получена на основе исследования структур атмосфер звезд с ультрафиолетовым и рентгеновским облучением в диапазоне  $E = 0.01-10$  кэВ и справедлива для падающих потоков мощностью до  $K_x = 150$ . В результате выполнения перечисленных выше действий можно получить выражение для функции Планка по оптической глубине:

$$B_{\nu}(T) = S_1(\tau_{\nu}) + \alpha_2 S_2(\tau_{\nu}) + \alpha_3 S_3(\tau_{\nu}) + \alpha_4 S_4(\tau_{\nu}) \quad (11)$$

В данном уравнении коэффициенты  $\alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$  определяются отдельно для различных типов внешнего излучения и являются аппроксимационными параметрами.

Полная функция источников в свою очередь включает в себя 4 компонента:

1. Первое слагаемое является функцией источников необлученной атмосферы.

$$S_1(\tau_{\nu}) = \sigma T_e^4 \quad (12)$$

2. Второе слагаемое соответствует прямому нагреву внешним излучением и определяет температурную структуру хромосферных слоев с  $\log \tau_\nu < -1.5$ .

$$S_2(\tau_\nu) = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{\partial H_\nu^+(\tau'_\nu)}{\partial \tau'_\nu} \partial \nu_x \quad (13)$$

В данное слагаемое входит полный поток в произвольной частоте внешнего излучения  $\partial H_\nu^+(\tau'_\nu)$ , в то время как интегрирование происходит по всему диапазону падающего излучения.

3. Третье слагаемое отвечает за общий нагрев атмосферы и является постоянным. Оно является определяющим на оптических глубинах  $-1.5 < \log \tau < 0.3$ . В нем содержится вклад равномерного нагрева атмосферы внешним излучением, достигшим области формирования непрерывного спектра в оптической части спектра ( $\log \tau_\nu = 0$ ).

$$S_3(\tau_\nu) = \int_{\nu_1}^{\nu_2} H_\nu^+(\tau_\nu = 1) \partial \nu_x \quad (14)$$

4. Четвертое слагаемое включает в себя вторичный перенос энергии в оптическом диапазоне из горячих хромосферных слоев вглубь облучаемой атмосферы и оказывает влияние только в глубоких атмосферных слоях ( $\log \tau_\nu > 0$ ).

$$S_4(\tau_\nu) = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \int_0^{\tau_\nu} (S_2(\tau'_\nu) + H_\nu^+(\tau'_\nu)) \partial \tau'_\nu \partial \nu_x \quad (15)$$

Величины всех компонентов, входящих в полную функцию источников, рассчитываются для соответствующих частотного распределения падающего потока  $H_\nu^x$ , угла падения  $\theta$  и отношения коэффициентов непрозрачности в диапазонах внешнего и собственного излучения звезды  $\alpha_x(\tau_\nu)/\alpha_\nu(\tau_\nu)$ .

Совместно с перечисленными выше действиями определяется температурная структура атмосферы звезды на основе сохранения баланса функций нагрева и охлаждения в газе:

$$S_{hot} = S_2 + S_3 + S_4 \quad (16)$$

$$S_{cool} = \alpha_v \sigma T_e^4 \quad (17)$$

На основе вычисленных значений температуры с помощью уравнения гидростатического равновесия рассчитываются значения полного давления в каждом слое и концентрации всех частиц. Это позволяет исправить величины всех источников непрозрачности в частотах внешнего и собственного излучения и выполнить повторное определение температурной структуры атмосферы. В результате для получения итоговой модели облучаемой атмосферы итеративным способом достигается полная сходимость с изменением температуры во всех слоях не более 0.3%. Корректность модели облучаемой атмосферы, рассчитанной с помощью программного комплекса SPECTR, проверяется программой BINARY3 [123], осуществляющей расчет бланкетированных моделей атмосфер с конвективным и лучистым переносом в ЛТР приближении по методу учета эффектов отражения в несером приближении.

Используя построенные модели атмосфер и решая уравнение (3) методом Эрмита (см. выше), для каждого кольца на поверхности облучаемой звезды вычисляются удельные интенсивности выходящего излучения в трех углах с  $\mu = 0.11, 0.50, 0.89$ . Для анализа наблюдаемых оптических кривых блеска и спектров большинства систем расчеты выполняются в диапазоне длин волн  $\lambda=3600-9000\text{\AA}$  с фиксированным шагом (как правило,  $\Delta\lambda=0.05-0.1\text{\AA}$ ). В расчетах используется стандартный набор источников непрерывной непрозрачности (STARDISK [132] и SPECTR [19]), а также более 2 миллионов атомарных и молекулярных линий из списков Куруца [133] с учетом поглощения в 28 молекулярных полосах оптического диапазона, определяемых согласно теории Нерсиян и др. [134]. Расчет профилей линий H I и He II проводился в соответствии с теорией уширения Вайдел-Куппер–Смита [135] (для линий  $H_\alpha-H_\epsilon$ ) и Грима [136]. Для вычисления профилей остальных линий строился стандартный фойгтовский профиль с учетом доплеровского уширения от теплового движения и микротурбуленции (принятой как  $\xi_{turb} = 1.5$  км/с), естественного затухания, штарковского уширения, согласно аппроксимации Куруца и Фюренлида [137], и ван-дер-ваальсовского уширения с константами  $C_6$ , определенными по классической формуле Унзольда [138] с масштабирующим фактором  $\Delta \log C_6 = 0.7 - 1.2$  [139]. Комплекс SPECTR допускает расчет спектров объектов с точным учетом отклонений от ЛТР для избранных атомов и ионов. Для этого на основе построенных моделей атмосфер вычисляются равновесные населенности рассматриваемого атома с применением комплекса не-ЛТР расчетов NONLTE3 [140] и оригинальных моделей атомов [141]. При получении населенностей в уравнениях статистического равновесия дополнительно учитываются слагаемые за радиативные переходы в частотах внешнего



излучения [124]. Данные населенности передаются в комплекс SPECTR и учитываются при определении коэффициентов поглощения и излучения среды, а также функции источника в каждом слое атмосферы. При моделировании излучения ПП для атмосферы главной компоненты учитывались отклонения от ЛТР в атомах и ионах H I, He I, He II, C III, Si IV, а в атмосфере вторичной компоненты - в атомах и ионах H I, He I, C II, C III, Mg II, согласно методике из [124]. Отметим, что наличие в облучаемых атмосферах холодных звезд больших отрицательных градиентов температуры по оптической глубине существенно осложняло процесс получения не-ЛТР населенностей, а в ряде случаев сделало его невозможным для H I и He I.

Для дальнейших расчетов кольца делились на сектора с равным шагом  $2^\circ$ , интенсивности излучения которых считались одинаковыми в пределах каждого кольца. Интенсивности всех секторов складываются с учетом доплеровских сдвигов, определяемых их лучевыми скоростями, условий видимости (угол наклона поверхности к лучу зрения), индивидуальной площади и возможности затмения соседней звездой. В итоге получался набор суммарных по видимой поверхности звезды потоков для всех частот, то есть спектр в фазе  $\phi$ .

Полученные в 72 фазах орбитального периода спектры обеих компонент складываются с учетом их индивидуальных лучевых скоростей и сворачиваются с аппаратной функцией спектрографа, принимаемой гауссианой с полушириной, соответствующей разрешению спектрографа. Для вычисления теоретических кривых блеска объектов полные излучаемые потоки дополнительно сворачиваются с кривыми пропускания Джонсона и Коузинса согласно данным Страйжиса [127]. В результате для каждой исследуемой системы были построены кривые блеска в полосах B, V, R и синтетические бланкетированные спектры системы в оптическом диапазоне длин волн.

## Глава 4

### Исследование физического состояния предкатаклизмических переменных с моделированием их спектров и кривых блеска

#### 4.1. Молодые предкатаклизмические переменные PN G068.1+11.0 и TW Crv, недавно прошедшие стадию общей оболочки

##### 4.1.1 Моделирование и анализ излучения TW Crv

###### Обзор литературы

Объект TW Crv (EC 11575-1845) представляет собой ПП, прошедшую стадию общей оболочки и не имеющую наблюдаемой планетарной туманности [142]. Система была открыта в обзоре Edingburg-Cape Survey как звездный объект с ультрафиолетовым избытком [143]. TW Crv является незатменной тесной двойной системой ( $P_{\text{orb}}=0.^{\text{d}}3276074$  [114]) с сильными эффектами отражения ( $\Delta m \approx 0.^{\text{m}}8$ ), состоящей из sdO-субкарлика и холодной вторичной компоненты класса M5 [143]. Блеск объекта в трех полосах B, V и R составляет  $m_B=12.^{\text{m}}59$ ,  $m_V=12.^{\text{m}}68$  [144] и  $m_R=12.^{\text{m}}60$  [145], соответственно, т.е. она является доступной для наблюдений на телескопах средних размеров, что обусловило проведение для объекта достаточно большого числа исследований. Ниже мы даем краткое описание инструментов, приемной аппаратуры и особенностей наблюдений, с помощью которых проводились предшествующие наблюдения TW Crv.

1. Спектроскопические наблюдения в [142] выполнены 19 и 20 апреля 1995г. на 3.5-метровом телескопе ESO New Technology Telescope, который находится на горе Ла-Силла. Данные были получены с использованием красной оптимизированной части спектрографа EMMI и ПЗС-приемника Tektronix 2048×2048. Спектры покрывают диапазон 4270-4920Å. Наблюдения проводились в отличных погодных условиях с размером звездных изображений ~1". Также было получено 2 спектра в период 20-23 декабря 1994г. на 4.2-метровом телескопе Уильяма Гершеля с помощью спектрографа ISIS и ПЗС-приемника Tektronix 1024×1024.

2. В статье Чена и др. [143] спектроскопические данные были получены на 1.88-метровом рефлекторе в Сазерленде с прибором Reticon Photon Counting System. Спектроскопические данные были получены 22 мая 1988г. с разрешением 4Å в максимуме блеска и 7, 8 февраля 1992г. с разрешением 8Å в минимуме блеска системы. Часть спектроскопических

наблюдений накоплена в марте-мае 1992г. Кроме того авторами выполнена  $UBV(RI)_c$  и высокоскоростная фотометрия на 0.75-метровом рефлекторе Южноафриканской астрономической обсерватории с фотометром Университета Кейп-Тауна в течение февраля-мая 1992г., а инфракрасная фотометрия проведена 16-17 марта 1993г. с помощью фотометра MkIII на 1.88-метровом рефлекторе Южноафриканской астрономической обсерватории.

3. Данные статьи Рибейро и Баптиста [114] в ближнем ИК получены на 4.1-метровом телескопе SOAR (Southern Astrophysical Research) с использованием прибора OSIRIS в режиме прямых изображений. Наблюдения проводились в удовлетворительных погодных условиях при наличии тонких облаков и цирусов.

В спектрах максимума блеска системы наблюдаются эмиссионные линии HeI  $\lambda\lambda 4026, 4121, 4437, 4472, 4922\text{\AA}$ , широкие линии бальмеровской серии водорода и Боуэновская бленда CIII+NIII  $\lambda 4650\text{\AA}$ . Чен и др. [143] отмечают, что в эмиссионном спектре, вероятно, присутствуют линии CII  $\lambda 4267\text{\AA}$ , бленда NII+FeII  $\lambda 4418\text{\AA}$ , NII  $\lambda 4610\text{\AA}$ , а также линии CIII  $\lambda\lambda 4070, 4380, 4513-4516\text{\AA}$ . Абсорбционный спектр минимума блеска объекта представлен слабыми линиями бальмеровской серии водорода и HeII  $\lambda 4686\text{\AA}$ . Профиль линии HeII  $\lambda 4686\text{\AA}$  состоит из абсорбции от главной компоненты, в ядре которой присутствует эмиссионный пик (характерный для горячих вырожденных звезд), и эмиссии от вторичной звезды [142]. В статье Экстер и др. [142] для звезд TW Crv и V664 Cas была оценена температура горячего пятна на поверхности вторичной компоненты на уровне  $T \sim 22000\text{K}$ . По данным высокоскоростной фотометрии кривая блеска в полосе V имела синусоидальную форму [142]. Амплитуды колебания блеска, определенные по  $UBVRI$ -фотометрии, составляют  $\Delta m_U = 0.^m646 \pm 0.^m003$ ,  $\Delta m_B = 0.^m736 \pm 0.^m002$ ,  $\Delta m_V = 0.^m846 \pm 0.^m002$ ,  $\Delta m_R = 0.^m932 \pm 0.^m004$  и  $\Delta m_I = 1.^m02 \pm 0.^m01$ , соответственно для каждой полосы. Подобные величины амплитуд вариаций яркости TW Crv характерны для систем с сильными эффектами отражения [143].

С целью определения параметров объекта в статье [142] проводились анализ лучевых скоростей и теоретическое моделирование спектров TW Crv. Полученные Ченом и др. [143] параметры помещают sdO-компоненту системы на диаграмме Герцшпрунга-Рессела в область, занимаемую центральными звездами старых планетарных туманностей (переход с постасимптотической ветви sdO-субкарликов на ветвь остывающих белых карликов). Оцененное в работе [142] значение эффективной температуры горячей звезды ( $T_{\text{eff}} = 105000\text{K}$ ) допускает наличие планетарной туманности, если время эволюции после сброса общей оболочки составляет менее  $t = 2 \times 10^5$  лет. Стоит отметить, что оценки массы

главной компоненты  $M_1=0.47-0.64M_{\odot}$  сильно зависят от принимаемых значений лучевой скорости вторичной компоненты и угла наклона системы. В статьях Чена и др. [143] и Рибейро и Баптиста [114] проводилось определение параметров системы с помощью моделирования кривых блеска в полосах, полученных в разных частях спектра. Полученное значение радиуса вторичной компоненты значительно превышает необходимое значение для ее массы [114]. Авторы отмечают, что характеристики объекта определяются с низкой точностью и что необходимы дополнительные наблюдательные данные. Поэтому нами была поставлена задача получения однородного набора спектров, покрывающего большую часть орбитального периода, и кривых блеска объекта в нескольких полосах оптического диапазона. Следует отметить, что у похожих молодых ПП V664 Cas и Abell65 имеются яркие планетарные туманности. А у аналогичной системы VE UMa с использованием узкополосных фильтров [20] обнаружена разреженная оболочка. Поэтому отдельной задачей являлось определение причин отсутствия планетарной туманности у TW Crv.

### Анализ кривых блеска

При построении орбитальных кривых блеска и определении орбитальных фаз спектральных наблюдений использовалась эфемерида TW Crv, уточненная в [114]:

$$HJD_{\min} = 2448661.6049(\pm 0.0003) + 0.^d3276074(\pm 0.^d0000002) \times E \quad (18)$$

Наш анализ показал, что данная эфемерида обеспечивает прохождение минимума блеска в фазе  $\varphi=0.0$  на уровне временной точности наших наблюдений ( $\Delta\varphi \approx 0.003$ ). Кривые блеска исследуемого объекта показаны на рис. 5 в шкале фаз орбитального периода системы в полосах B, V и R. Как видно на рис. 5, орбитальные кривые блеска TW Crv имеют близкую к синусоидальной форму, что характерно для систем с наличием эффектов отражения без заметной несферичности компонент. Продолжительность фаз максимума блеска меньше продолжительности фаз минимума на  $\Delta\varphi \approx 0.05$ , что свидетельствует о значении угла наклона орбиты системы не более  $i=45^\circ$ .

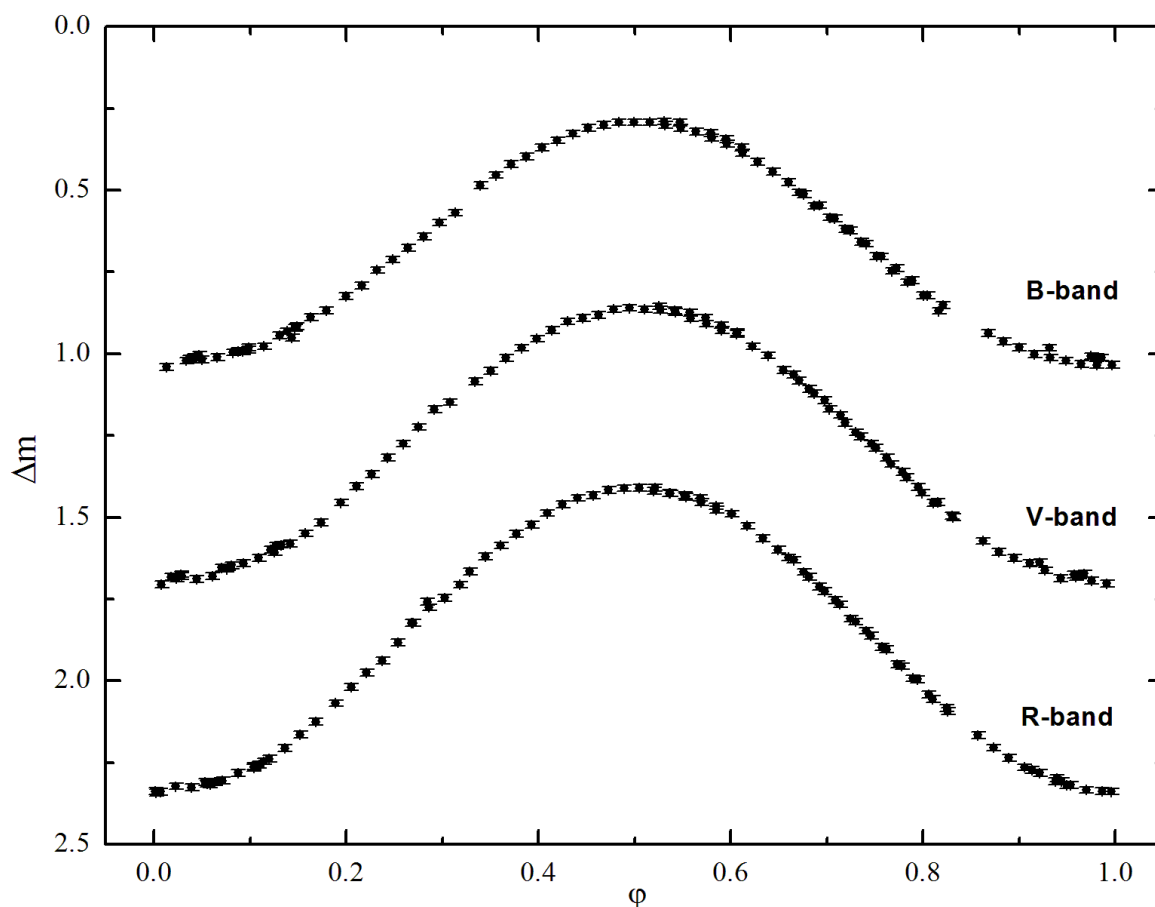


Рис. 5. Кривые блеска TW Crv в трех полосах B, V и R в шкале фаз орбитального периода системы.

Амплитуды колебаний блеска в полосах B, V и R составляют  $\Delta m_B = 0.^m707$ ,  $\Delta m_V = 0.^m841$  и  $\Delta m_R = 0.^m942$ . Полученные значения в пределах ошибок определения хорошо согласуются с амплитудами из статьи А. Чена и др. [143]. В отличие от амплитуд изменения блеска аналогичных систем V664 Cas [146] и PN G068.1+11.0 [147] у TW Crv амплитуда возрастает с длиной волны, что связано с действием эффектов отражения в условиях преобладания излучения главной компоненты и характерно для большинства молодых ПП с sdO-субкарликами (BE UMa, V477 Lyr, UU Sge, KV Vel и др.). Из этого можно сделать вывод, что поток от горячего пятна на поверхности вторичной компоненты не является доминирующим в интегральном излучении объекта.

Из вышеперечисленных характеристик следует, что радиус вторичной компоненты должен быть значительно (в 6-8 раз) меньше большой полуоси системы, которая при орбитальном периоде  $P_{orb} = 0.^d3276074$  [114] и допустимых оценках масс компонентов [142] равна  $A = 1.74 - 2.06 R_\odot$ . Это значит, что холодная компонента TW Crv представляет собой

красный карлик с меньшим радиусом, чем в аналогичных системах V664 Cas и Abell65, то есть его значение составляет не более  $0.35R_{\odot}$ .

### Анализ спектров

На рис. 6 представлен усредненный по 10 наблюдениям в максимуме блеска спектр TW Crv с отождествлением наблюдаемых линий, а на рис. 7 - изменение формы спектра с фазой орбитального периода системы. В спектре объекта наблюдаются достаточно узкие ( $\Delta\lambda \approx 12\text{\AA}$ ) абсорбционные линии H $\beta$  (H $\beta$ -H $\delta$ ), HeII  $\lambda\lambda 4541, 4686, 5411\text{\AA}$ , интенсивность которых увеличивается к фазе  $\varphi=0.0$ , что соответствует действию эффектов отражения. Однако следует отметить, что в минимуме блеска системы профили этих линий все еще ослаблены эмиссионными компонентами. Преобладание линий HeII указывает на значение эффективной температуры sdO-субкарлика выше  $T_{\text{eff}}=90000\text{K}$ , а ширина линий - на формирование их в атмосфере со значением  $\log g$  от 6.5 до 7.0. При приближении к фазам максимума блеска  $\varphi \approx 0.5$  абсорбционные линии начинают все сильнее искажаться эмиссионными компонентами от холодной звезды одновременно с повышением интегрального блеска системы. В целом можно сделать вывод, что абсорбционный спектр TW Crv формируется исключительно на поверхности главной компоненты и не имеет заметного вклада излучения вторичной компоненты.

Интенсивность эмиссионных линий H $\beta$  (H $\beta$ -H $\delta$ ), HeI  $\lambda\lambda 4472, 4922\text{\AA}$ , Бюэновской бленды и линий тяжелых элементов уменьшается от максимума к минимуму блеска системы. Однако, как в системе Abell65 [11], бленда легких элементов CIII+NIII  $\lambda 4650\text{\AA}$  не сменяется абсорбцией при  $\varphi \approx 0.0$ . Кроме того в спектре максимума блеска TW Crv наблюдаются эмиссионные линии неона и кремния во второй и третьей стадиях ионизации. На основе анализа интенсивностей эмиссионных линий были определены границы значения температуры плазмы в облучаемой хромосфере горячего пятна  $T_e=20000-27000\text{K}$ , что соответствует известным значениям в молодых ПП V664 Cas [146] и Abell65 [11]. Отметим, что в спектрах большинства молодых ПП с sdO-субкарликами присутствует эмиссионная линия MgII  $\lambda 4481\text{\AA}$ , однако у TW Crv она не наблюдается.

Спектры TW Crv и V664 Cas имеют близкие наборы эмиссионных линий, из чего следует, что в исследуемой системе они формируются под действием эффектов отражения в области горячего пятна на поверхности вторичной компоненты. Также схожесть спектров обеих систем указывает на близкий химический состав атмосфер холодных звезд. В спектрах V664 Cas линия HeII  $\lambda 4686\text{\AA}$  сильнее искажена эмиссией от вторичной компоненты, чем в спектрах TW Crv. Из этого можно сделать вывод, что в V664 Cas

эффекты отражения сильнее, чем в TW Crv. Интенсивность эмиссионных линий в минимуме блеска объекта оказывается выше, чем у Abell65 ( $i=68^\circ$ [11]), но ниже, чем у V664 Cas ( $i=28^\circ$ [146]), что указывает на промежуточное значение угла наклона орбиты исследуемой системы (примерно  $i=45^\circ$ ). Как видно на рис. 6 и 7, в спектрах, близких к фазе максимума блеска, наблюдаются двухпиковые линии бальмеровской серии водорода, что ранее было отмечено в [142]. В статье В.В. Шиманского и др. [146] аналогичная особенность в спектрах V664 Cas объясняется эффектами поглощения излучения объекта веществом планетарной туманности. Однако К.М. Экстер и др. [142] считают, что двухпиковость линий проявляется как следствие сильных не-ЛТР эффектов в атоме H I в облучаемой атмосфере вторичной компоненты. Так как в спектрах TW Crv отсутствуют сдвиги абсорбционных компонент, синхронные со сдвигами линий, а также не наблюдается планетарная туманность, то можно сделать вывод об оправданности данного предположения. Следует отметить, что при расчетах спектров объекта (см. ниже) с тестовым учетом отклонений от ЛТР центральная абсорбция в линиях не наблюдается. Вероятно, абсорбция формируется в звездном ветре, истекающем с поверхности горячего пятна. В целом проведенный анализ спектров объекта подтверждает принадлежность TW Crv к группе молодых ПП с sdO-субкарликами или горячими белыми карликами.

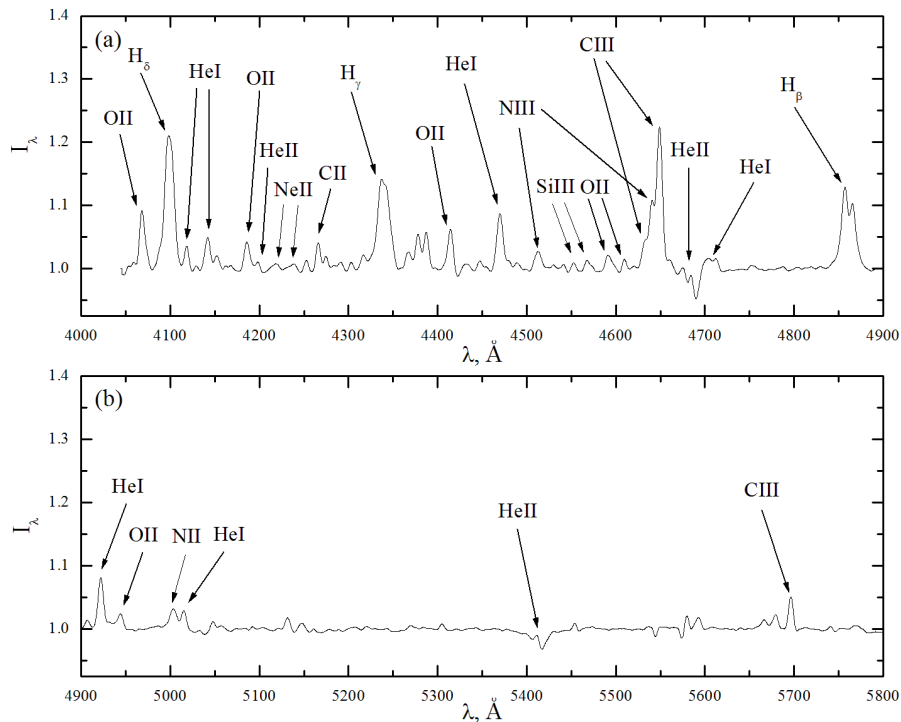


Рис. 6. Спектр TW Crv, усредненный по 10 наблюдениям в максимуме блеска, с отождествлением наблюдаемых линий.

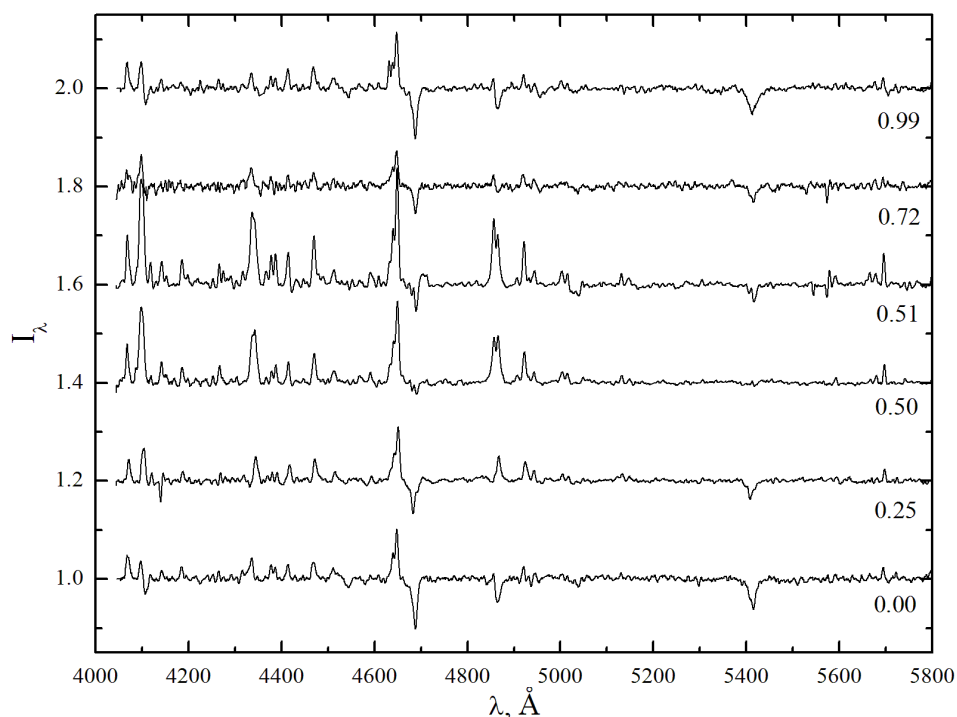


Рис. 7. Спектры TW Crv для разных фаз орбитального периода. Спектры имеют последовательный сдвиг вдоль вертикальной оси на 0.2.

### Анализ лучевых скоростей

Тот факт, что в спектрах TW Crv абсорбционные линии искажаются эмиссионными, создает трудности при исследовании лучевых скоростей  $V_r$  горячей звезды. В статье М.К. Абубекерова и др. [148] показано, что в таких случаях профиль линии испытывает смещения, искусственно завышающие амплитуду орбитальных вариаций  $V_{r,1}$ . Единственным способом исправить значения амплитуды является теоретический расчет спектра с точным воспроизведением профиля изучаемой линии. В рассчитанных теоретических спектрах TW Crv (см. ниже) наблюдается сильное искажение абсорбционных профилей линий H $\beta$  эмиссионными компонентами во всех фазах орбитального периода. Однако в рамках нашего анализа корректный расчет профилей линий H $\beta$  оказался невозможен из-за неучета для него отклонений от ЛТР в атмосфере холодной звезды.

Как видно из рис. 7, в спектрах системы одновременно для фаз минимума и максимума блеска доступна наблюдениям лишь эмиссионная Боуэновская бленда линий, которая была использована для измерения значений  $V_r$  вторичной компоненты. Эмиссионная бленда CIII+NIII  $\lambda 4650 \text{ \AA}$  формируется под действием эффектов отражения на поверхности горячего пятна и, следовательно, ее доплеровские сдвиги соответствуют лучевым



скоростям холодной звезды. Для получения значений  $V_r$  вторичной компоненты использовался программный модуль Velos [149], в котором осуществляется полуавтоматический метод кросс-корреляции спектров. Для ограничения диапазона длин волн при измерении Боуэновской бленды выбирался интервал шириной  $\Delta\lambda=50\text{ \AA}$  с центром на длине волны  $\lambda=4650\text{ \AA}$ . В качестве спектра сравнения в программе Velos были выбраны усредненные данные ночей 5-6 мая 2010г. ( $\phi=0.45-0.055$ ), лучевые скорости которого использовались как формально "нулевые". В дальнейшем полученные величины лучевых скоростей были исправлены с учетом поправки их приведения в лабораторную шкалу длин волн. Эта поправка получалась кросс-корреляцией наблюдаемого спектра сравнения с теоретическим для фазы  $\phi=0.5$ , который рассчитывался с использованием программы SPECTR. Точность измерения значений  $V_{r,2}$  варьировалась от  $\Delta V_r \approx 15$  км/с в фазах  $\Delta\phi=0.3-0.7$  до  $\Delta V_r \approx 40$  км/с в фазах минимума  $\Delta\phi=0.85-1.2$ . В фазах минимума блеска интенсивность бленды СИИ+НИИ  $\lambda 4650\text{ \AA}$  оказывается недостаточной для измерений  $V_{r,2}$ . Поэтому из анализа исключались все значения  $V_r$ , определенные для фаз  $\Delta\phi=0.85-1.2$ .

Аппроксимация полученных данных проводилась только в рамках круговой орбиты, используя метод градиентного спуска в программе Origin. На рис. 8 показана итоговая кривая лучевых скоростей. Аппроксимирующая кривая в пределах точности измерений хорошо описывает наблюдаемые значения  $V_r$  с амплитудой  $K_2=127\pm 4$  км/с. Изменение лучевых скоростей вторичной компоненты с орбитальной фазой происходит по синусоидальному закону. Также отсутствуют характерные для других молодых ПП с сильными эффектами отражения искажения. Следует отметить, что полученное значение  $K_2$  соответствует амплитуде лучевой скорости горячего пятна на поверхности вторичной компоненты TW Crv, а не амплитуде лучевых скоростей ее центра масс. Для получения поправки к значению амплитуды лучевых скоростей вторичной компоненты за отличие движения центра масс холодной звезды и горячего пятна на ее поверхности был использован программный комплекс SPECTR [19, 149]. Для проведения расчетов принималось предположение о синхронности вращения вторичной компоненты с ее орбитальным движением для полученного набора параметров системы. На основе анализа сдвигов бленды СИИ+НИИ  $\lambda 4650\text{ \AA}$  в теоретических и наблюдаемых спектрах на фазах  $\phi=0.25$  и  $\phi=0.75$  была получена поправка к найденному ранее значению  $K_2$ , которая составляет  $\Delta K_2=12$  км/с. В итоге значение амплитуды лучевых скоростей вторичной компоненты TW Crv получилось равным  $K_2=139\pm 4$  км/с с соответствующей величиной функции масс главной компоненты  $f(M_1)=0.0913\pm 0.0081M_\odot$ . В статье К.М. Экстер и др.

[142] на основе исследования смещений слабых линий HeII с хорошей точностью была получена оценка амплитуды лучевой скорости главной компоненты ( $K_1=53\pm 2$  км/с), которая ниже была использована для определения параметров TW Crv в нашей работе.

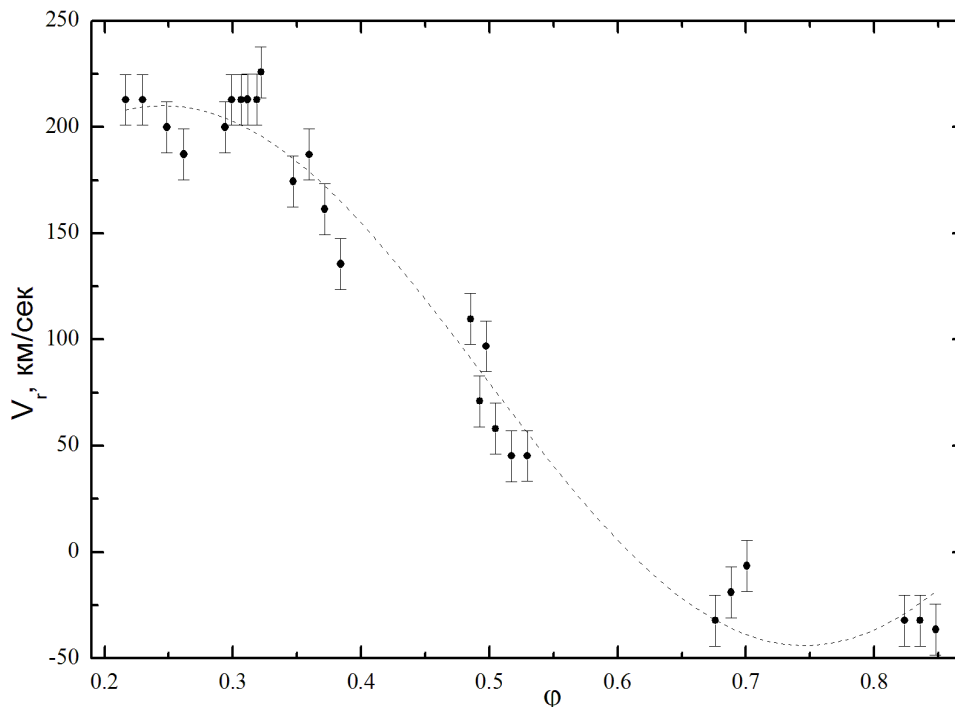


Рис. 8. Кривая лучевых скоростей TW Crv, построенная с помощью аппроксимации данных в рамках модели круговой орбиты.

Для определения масс обеих компонент необходимо знать величины амплитуд их лучевых скоростей и угла наклона орбиты  $i$ . Значение угла наклона орбиты системы было найдено независимо при согласовании наблюдаемых и теоретических кривых блеска (см. ниже) и получилось равным  $i=42^\circ\pm 0.9^\circ$ .

### Теоретическое моделирование

В качестве стартовых характеристик системы были взяты параметры из статей [142] ( $T_{\text{eff},1}$ ,  $R_1$ ,  $K_1$ ) и [143] ( $T_{\text{eff},2}$ ,  $i$ ). На основе всех известных величин по формуле

$$M_1 + M_2 = \frac{(K_1 + K_2)^3 * 10385 * 10^{-11} * P_{orb}}{\sin(i)^3} \quad (19)$$

вычислялась полная масса системы ( $M_1+M_2=0.812\pm 0.054M_\odot$ ) и масса главной компоненты ( $M_1=0.586\pm 0.038M_\odot$ ). Масса холодной звезды определялась с использованием значений

найденной ранее функции масс  $f(M_1)$ , угла наклона орбиты системы  $i$ , массы главной компоненты и формулы

$$\frac{M_1^3}{(M_1 + M_2)^2} * \sin(i)^3 = f(M_1) \quad (20)$$

Масса вторичной компоненты получилась равной ( $M_2=0.226\pm 0.016M_\odot$ ). Соответствующая этим параметрам длина большой полуоси системы рассчитывалась по обобщенному третьему закону Кеплера:

$$(M_1 + M_2) * \left(\frac{P}{P_\oplus}\right)^2 = \left(\frac{A}{A_\oplus}\right)^3 \quad (21)$$

и получилась равной  $A=1.86\pm 0.04R_\odot$ . Наибольшие ошибки в найденных значениях параметров возникают вследствие неточности амплитуды лучевых скоростей вторичной компоненты.

Для подтверждения корректности представленного в [142] набора параметров атмосферы горячей звезды ( $T_{\text{eff},1}=105000\pm 20000\text{K}$ ,  $\log g_1=6.7\pm 0.3$ ,  $[\text{He}/\text{H}]=0.2\pm 0.1$ ) было проведено предварительное моделирование спектров в фазах минимума блеска объекта и их сравнение с наблюдаемыми данными. Данное сравнение (см. ниже) показало, что набор параметров позволяет корректно описывать наблюдаемый абсорбционный спектр и может быть использован для дальнейших расчетов. С помощью варьирования остальных параметров ( $T_{\text{eff},2}$  и  $R_2$  - эффективная температура и радиус вторичной компоненты,  $R_1$  - радиус главной компоненты,  $i$  - угол наклона орбиты к картинной плоскости) достигалось наилучшее описание наблюдаемых данных. На рис. 9-14 показано влияние изменения каждого параметра на форму теоретической кривой блеска. Варьирование параметра  $i$  приводит только к изменению амплитуды кривой блеска синхронно во всех полосах с сохранением ее формы (рис. 9).

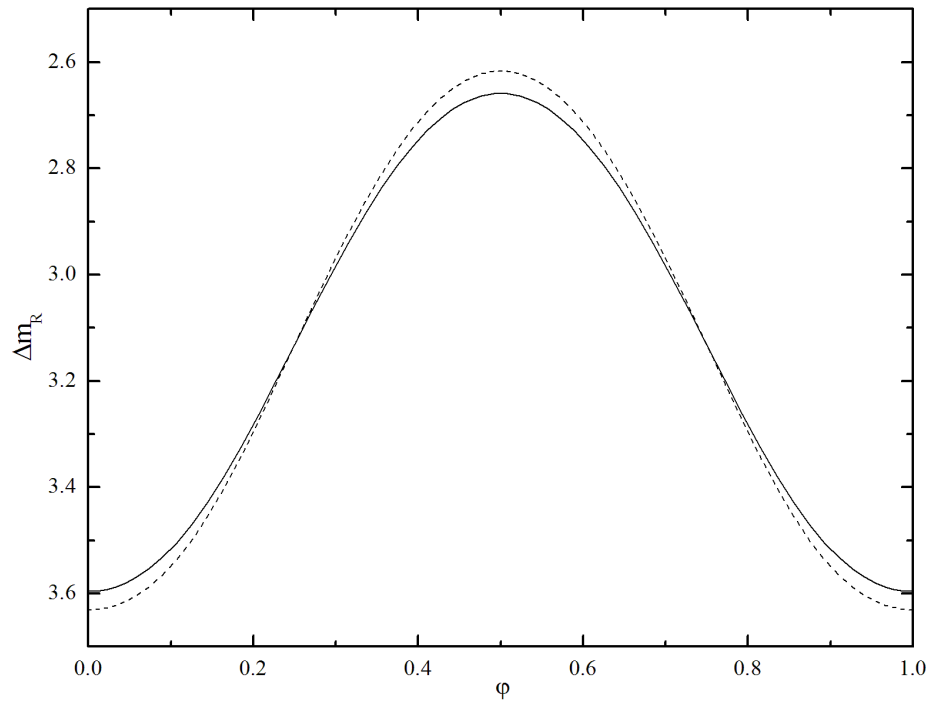


Рис. 9. Изменение формы теоретической кривой блеска TW Crv в полосе R при увеличении значения угла наклона орбиты  $i=42^\circ$  (сплошная линия) на 12% до  $i=47^\circ$  (штриховая линия).

Увеличение радиуса горячей звезды  $R_1$  уменьшает амплитуду кривых блеска сильнее в синем диапазоне спектра без существенных изменений формы (рис. 10), а увеличение радиуса холодной компоненты  $R_2$  увеличивает амплитуду изменений яркости с ростом продолжительности интервала минимума блеска (рис. 11).

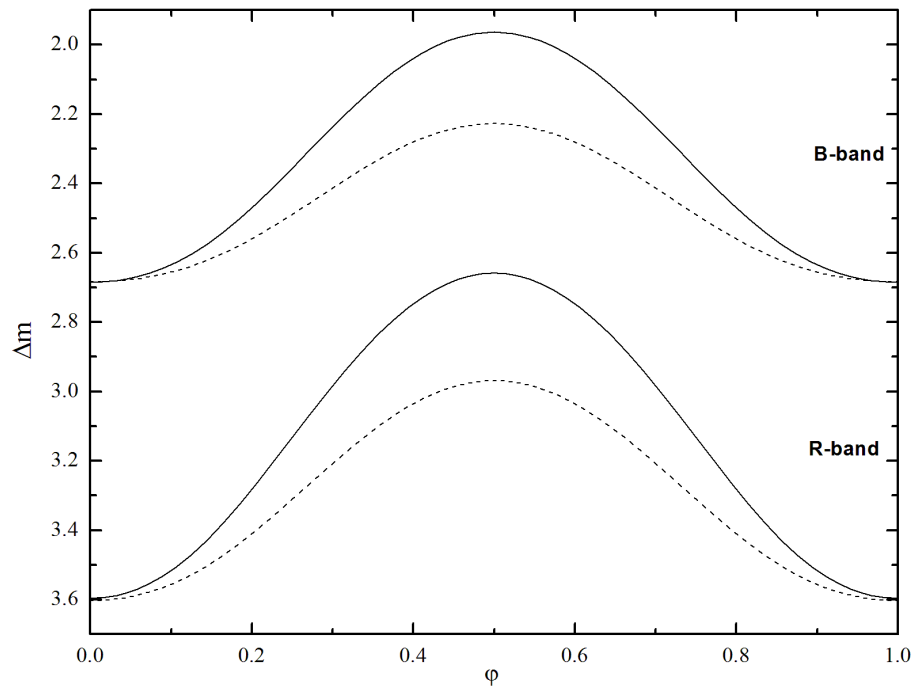


Рис. 10. Изменение формы теоретической кривой блеска TW Crv при увеличении значения радиуса главной компоненты  $R_1=0.055R_{\odot}$  (сплошная линия) на 37% до  $R_1=0.075R_{\odot}$  (штриховая линия).

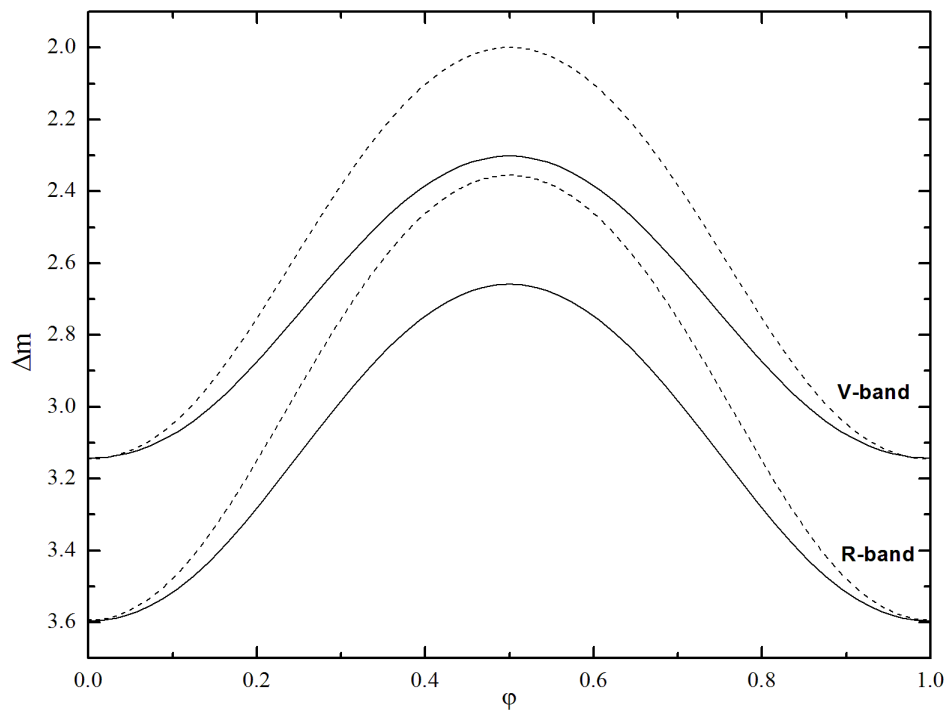


Рис. 11. Изменение формы теоретической кривой блеска TW Crv в полосах V и R при увеличении значения радиуса вторичной компоненты  $R_2=0.305R_{\odot}$  (сплошная линия) на 33% до  $R_2=0.405R_{\odot}$  (штриховая линия).

Увеличение значения эффективной температуры вторичной компоненты  $T_{\text{eff},2}$  практически не влияет на амплитуду вариаций яркости (рис. 12). В результате значение этого параметра сохранялось согласно данным [114]. Увеличение эффективной температуры главной компоненты  $T_{\text{eff},1}$  приводит к незначительному уменьшению амплитуды кривых блеска, максимальному в полосе V (рис. 13).

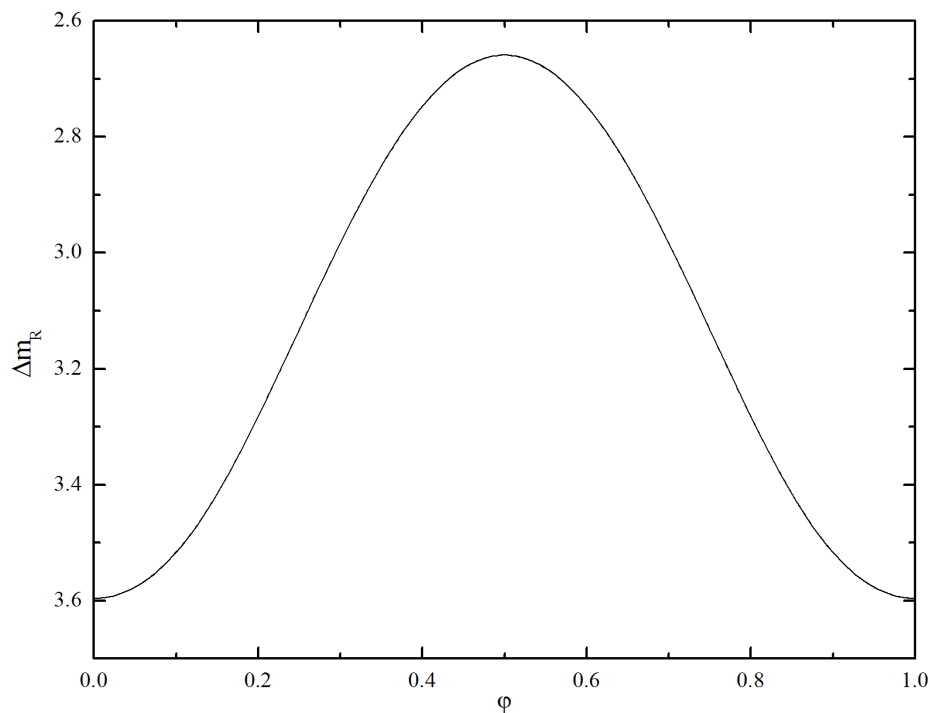


Рис. 12. Изменение формы теоретической кривой блеска TW Crv в полосе R при увеличении значения эффективной температуры вторичной компоненты  $T_{\text{eff},2}=4500\text{K}$  (сплошная линия) на 22% до  $T_{\text{eff},2}=5500\text{K}$  (штриховая линия).

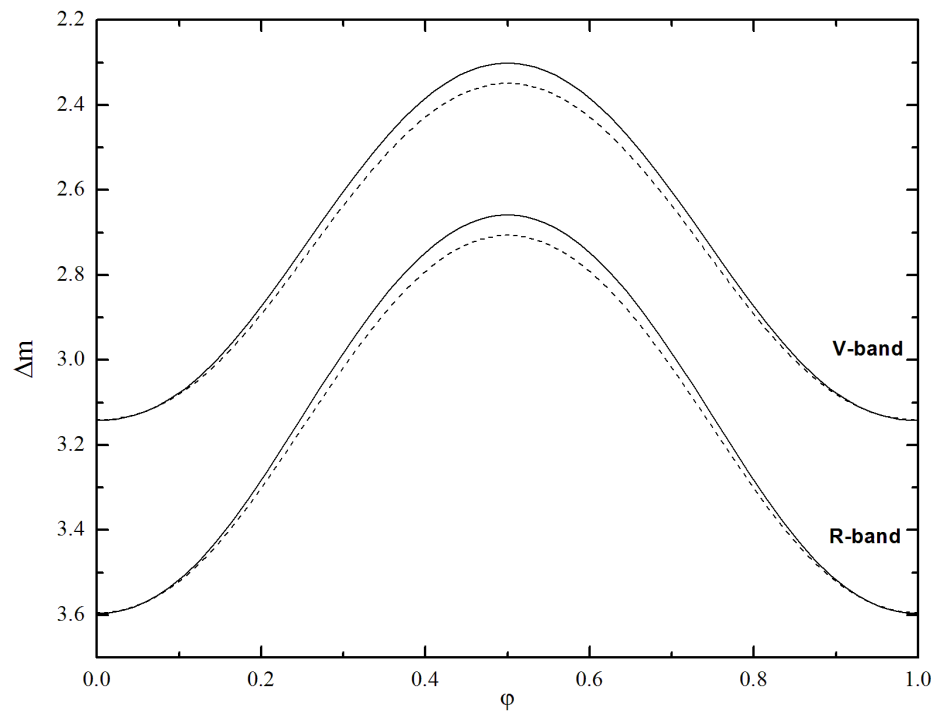


Рис. 13. Изменение формы теоретической кривой блеска TW Crv в полосах V и R при увеличении значения эффективной температуры главной компоненты  $T_{\text{eff},1}=105000\text{K}$  (сплошная линия) на 10% до  $T_{\text{eff},1}=115000\text{K}$  (штриховая линия).

Увеличение значения длины большой полуоси системы приводит к незначительному увеличению амплитуды кривой блеска синхронно во всех полосах (рис. 14).

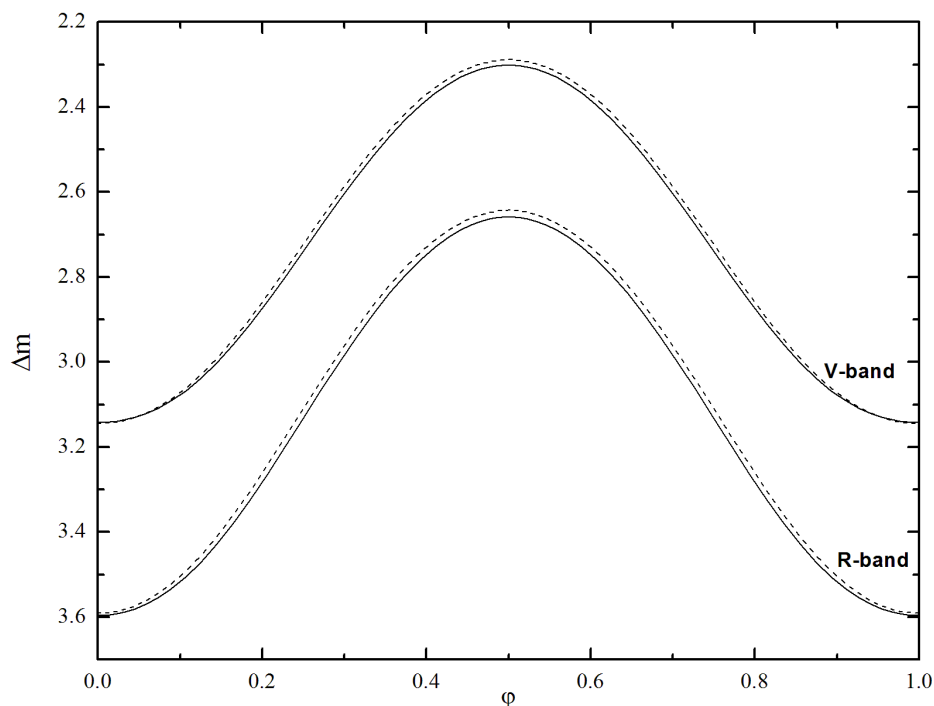


Рис. 14. Изменение формы теоретической кривой блеска TW Crv в полосах V и R при увеличении значения длины большой полуоси системы  $A=1.86R_{\odot}$  (сплошная линия) на 61% до  $A=3R_{\odot}$  (штриховая линия).

Моделирование кривых блеска TW Crv показало, что вариации радиуса  $R_2$  и угла  $i$  в разной степени изменяют их форму и амплитуду, т.е. эти параметры могут быть корректно найдены из согласования наблюдаемых и теоретических данных. Важным условием получения максимально точных результатов являлось корректное описание наблюдательных данных одновременно в полосах B, V и R. На рис. 15 представлено сравнение наблюдаемых и итоговых теоретических кривых блеска, а в таблице 7 - полученные параметры системы.

Таблица 7. Параметры TW Crv.

Параметр	Главная компонента	Вторичная компонента
$T_{\text{eff}}$ , К	$105000 \pm 20000^1$	$4500 \pm 220^2$
$M/M_{\odot}$	$0.586 \pm 0.038$	$0.226 \pm 0.016$
$R/R_{\odot}$	$0.055 \pm 0.004^1$	$0.305 \pm 0.006$
$\log g$	$6.72 \pm 0.05$	$4.82 \pm 0.01$



Таблица 7. Продолжение.

Параметр	Главная компонента	Вторичная компонента
$K$ , км/с	$53 \pm 2^1$	$139 \pm 4$
$\gamma$ , км/с	$18 \pm 2^1$	$11 \pm 4$
$A/R_{\odot}$	$1.86 \pm 0.04$	
$i$ , °	$42 \pm 1$	

<sup>1</sup> - данные из статьи [142]

<sup>2</sup> - данные из статьи [114]

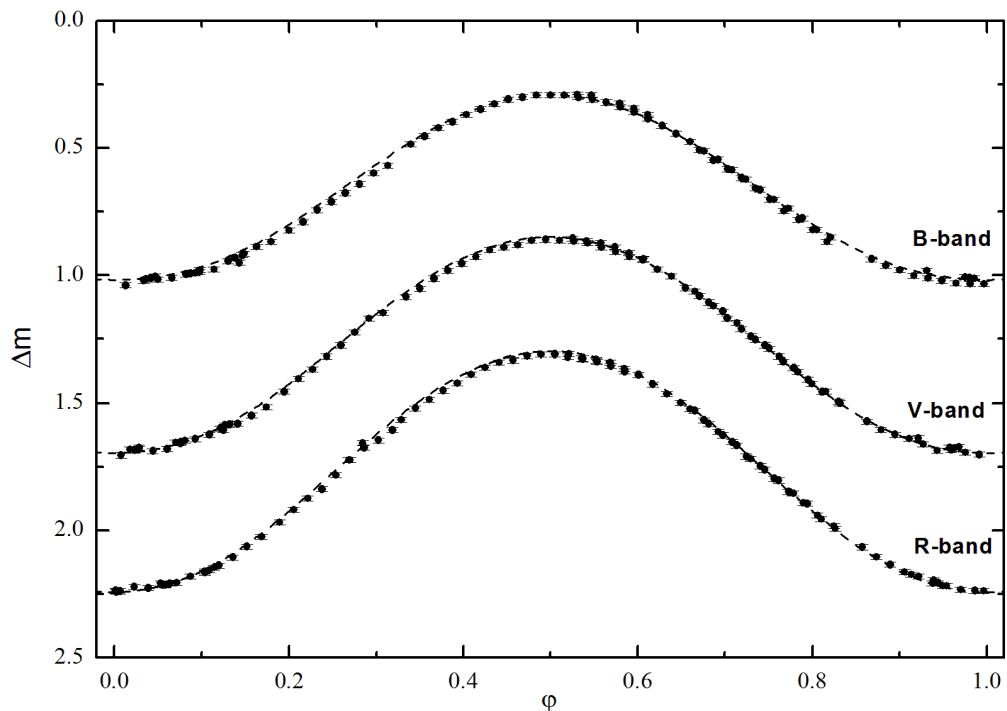


Рис. 15. Сравнение наблюдаемых (точки) и теоретических (штриховые линии) кривых блеска TW Crv в полосах B, V и R.

Полученный набор параметров TW Crv существенно уточняет оценку их значений из предыдущих исследований. Например, величина угла  $i = 42^\circ \pm 1^\circ$  улучшает оценку из [114]  $i = 41^\circ \pm 9^\circ$ , которая не обладает необходимой точностью для нахождения других характеристик. На основе значения  $i$  и амплитуды  $K_2$  был выбран оптимальный набор параметров объекта из сетки вариантов, предложенных в [142]. Вывод о полной разделенности TW Crv подтверждается малостью радиуса вторичной компоненты  $R_2 = 0.305 \pm 0.006 R_{\odot}$  по сравнению с размером ее полости Роша  $R_{r,2} = 0.49 \pm 0.01 R_{\odot}$ , что характерно для большинства молодых ПП с sdO-субкарликами.

На рис. 16 представлены распределения электронной температуры  $T_e$  с Росселандовской глубиной  $\tau_r$  для облучаемой атмосферы вторичной компоненты TW Crv в нескольких точках горячего пятна с разными углами падения внешнего излучения. Аналогично PN G068.1+11.0 (см. ниже) у вторичной компоненты TW Crv вследствие облучения горячей компонентой возникают протяженные хромосферные области, в которых формируются эмиссионные линии оптического спектра. Вследствие меньшего значения температуры главной звезды  $T_{\text{eff}}=105000\text{K}$  (по сравнению с PN G068.1+11.0) лаймановская хромосфера имеет более низкую температуру  $T_e \approx 25200\text{--}38000\text{K}$  и простирается до  $\lg \tau_r = -2.5$  (рис. 16). Данная температура достаточна для формирования Боуэновской бленды линий легких элементов CNO и эмиссионных линий и элементов в высоких стадиях ионизации (например, линии NeII, SiIII и CIII). В результате сильной разницы температур лаймановской хромосферы и области формирования континуума в спектрах объекта появляются эмиссионные линии HII и HeII, которые искажают абсорбционные линии, соответствующие главной компоненте. Вторичная хромосфера протяженностью до  $\lg \tau_r = -0.6$  формируется на всей области горячего пятна и имеет температуру  $T_e = 14700\text{--}30200\text{K}$  и является областью излучения умеренно горячих линий HeI и CII.

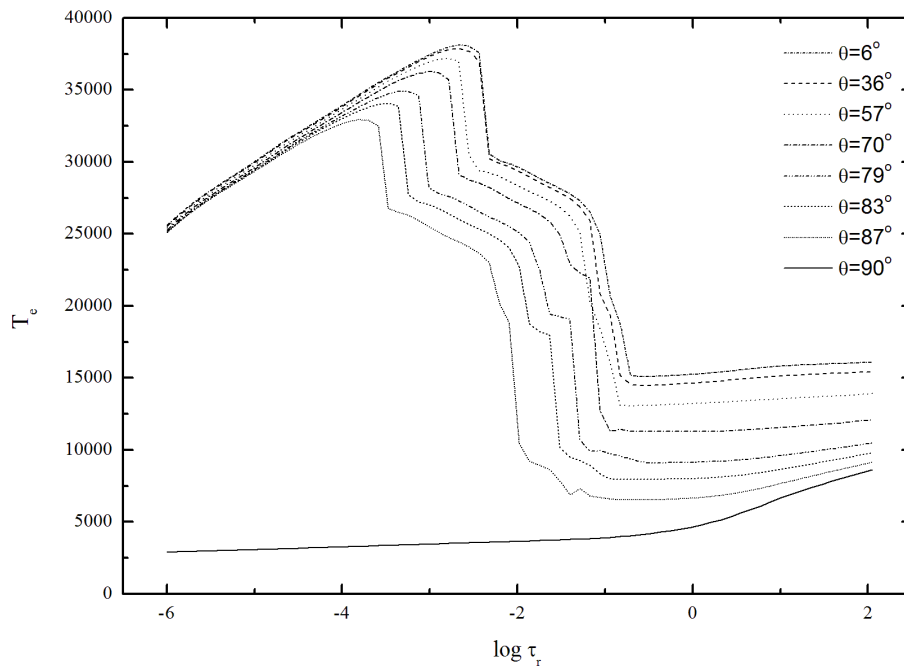


Рисунок 16. Распределение электронной температуры  $T_e$  с Росселандовской глубиной  $\tau_r$  в атмосфере вторичной компоненты TW Crv для различных зон горячего пятна и вне его. Указаны углы падения внешнего излучения.

На рис. 17 показаны наблюдаемые и теоретические спектры объекта в фазах первой четверти  $\varphi \approx 0.25$  и максимума блеска  $\varphi \approx 0.50$ . Корректность набора параметров sdO-субкарлика из [142] подтверждается хорошим описанием абсорбционных профилей линии HeII  $\lambda 4686\text{\AA}$  в фазах  $\varphi \approx 0.25$  и  $\varphi \approx 0.50$ , а также более слабой линии HeII  $\lambda 5411\text{\AA}$  в фазе первой четверти. Если производить расчет для линий HeII в спектре вторичной компоненты только в ЛТР-приближении, то это приведет к завышению интенсивности эмиссионных компонент этих линий и, как следствие, к худшему описанию наблюдаемых профилей в фазе  $\varphi \approx 0.50$  теоретическими. В фазе  $\varphi \approx 0.25$  теоретические абсорбционные крылья линий  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$  показывают избыточную интенсивность, а их эмиссионные компоненты присутствуют в обеих фазах. Также стоит заметить, что в теоретических спектрах отсутствует двухпиковость линий, отмеченная ранее в наблюдательных данных. Из перечисленного выше следует, что профили эмиссионных линий HII описываются некорректно, хотя отклонения от ЛТР для них были полностью учтены. Можно предположить, что на формирование этих линий значительное влияние оказывает звездный ветер, истекающий с поверхности облучаемой зоны и направленный под действием давления ультрафиолетового излучения главной компоненты от центральных частей пятна к его периферии. В итоге в фазе максимума блеска  $\varphi \approx 0.50$  двухпиковая структура профилей обуславливается близостью к нулю лучевой скорости ветра и, как следствие, поглощением излучения находящегося за ним горячего пятна. В коротковолновой части профилей линий HII в фазе  $\varphi \approx 0.25$  ветром формируется дополнительное излучение, что приводит к ослаблению голубых абсорбционных крыльев этих линий. При небольшом значении угла наклона системы, когда в фазе  $\varphi \approx 0.00$  видна часть горячего пятна, предположенный механизм может оставаться эффективным. Таким образом линии HII непригодны для измерения лучевых скоростей главной компоненты, так как даже в минимуме блеска системы их профили несимметричны с эмиссионной компонентой в синем крыле и абсорбционной в красном.

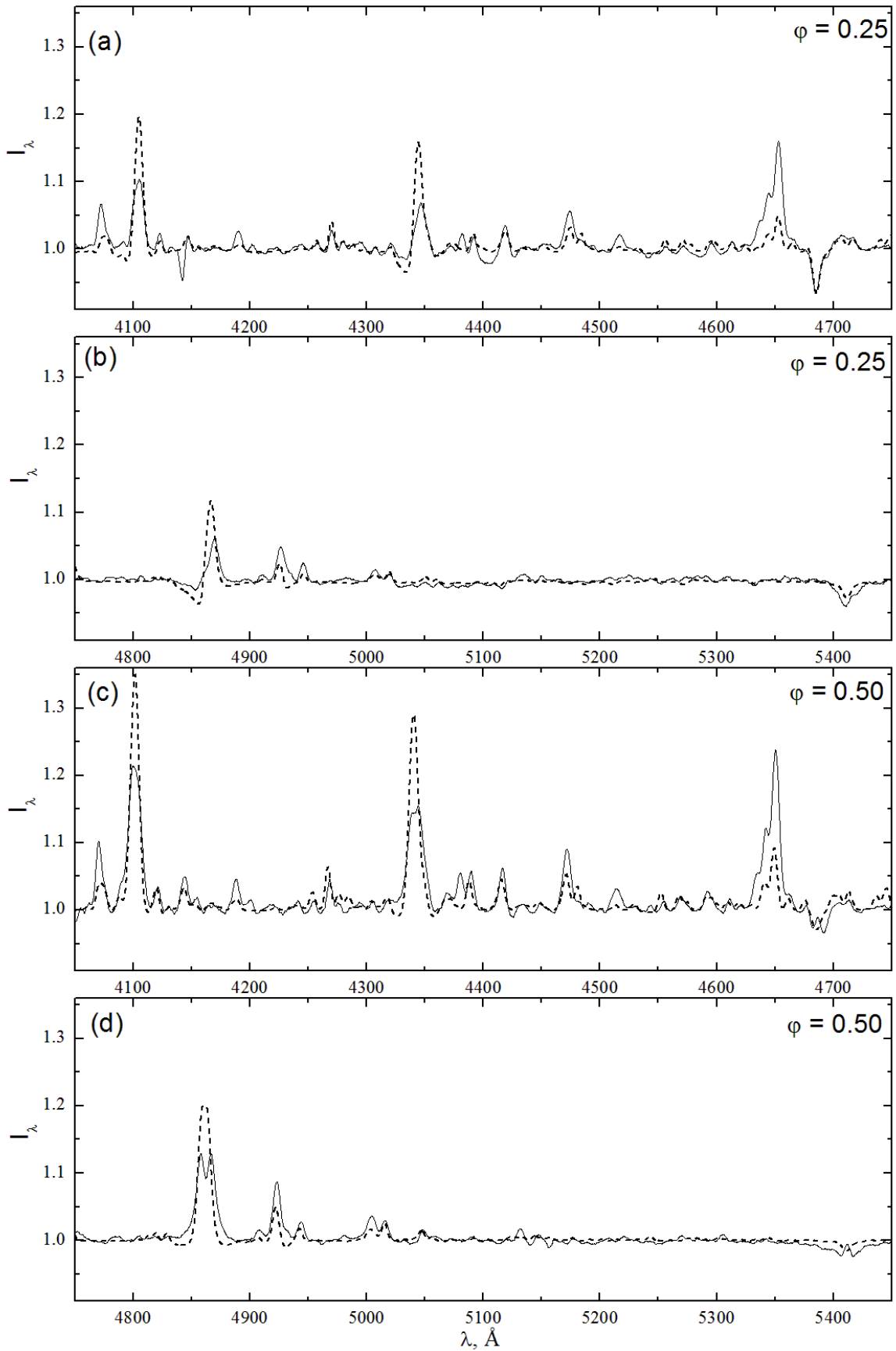


Рис. 17. Согласование теоретических (штриховые линии) и наблюдаемых (сплошные линии) спектров TW Crv.

Часть эмиссионных линий HeI и CII достаточно хорошо описываются в обоих анализируемых спектрах. Учет отклонений от ЛТР для данных ионов указывает на солнечное содержание этих элементов в атмосфере холодной звезды. Однако подобный вывод для линий SiII требует подтверждения на основе не-ЛТР расчетов для данного иона. Также отклонением от ЛТР обуславливается разница в наблюдаемых и теоретических интенсивностях бленды CIII+NIII  $\lambda 4650\text{\AA}$ , всех линий OII и линии NII  $\lambda 5007\text{\AA}$ . Заметим однако, что при моделировании спектров молодых ПП ВЕ UMa [20] и PN G068.1+11.0 [147] не обнаружилось аномального усиления линий OII и NII при действии не-ЛТР эффектов. Поэтому можно предположить, что в атмосфере вторичной компоненты существуют избытки азота и кислорода, обнаруженные ранее при изучении ряда молодых ПП [150, 121, 151]. В целом из анализа спектров TW Crv следует вывод о слабых аномалиях химического состава холодной звезды по сравнению с аналогичными системами.

#### 4.1.2 Моделирование и анализ излучения PN G068.1+11.0

##### Обзор литературы

Исследуемая система PN G068.1+11.0 (ETHOS1) открыта при проведении обзора ETHOS (Extremely Turquoise Halo Objects Survey) [115], который был направлен на поиск компактных планетарных туманностей. Для спектроскопического подтверждения принадлежности PN G068.1+11.0 к молодым ПП 10 марта 2009г. были выполнены наблюдения на телескопе Исаака Ньютона (INT) с применением Intermediate Dispersion Spectrograph и гризмы R300V (эффективный спектральный интервал  $3300\text{-}8000\text{\AA}$ , дисперсия  $1.87\text{ \AA}/\text{пиксел}$ , спектральное разрешение  $5\text{\AA}$ ). Найденное в спектрах высокое отношение интенсивностей линий HeII  $\lambda 4686\text{\AA}/\text{H}\beta \geq 1.1$  в спектре туманности характерно для сильно расширяющихся планетарных туманностей на высоких Галактических широтах. В спектре отсутствуют линии низкоионизованных элементов, что свидетельствует о очень высокой температуре центральной звезды.

Также спектроскопические наблюдения PN G068.1+11.0 проводились 14 июля 2009г. на Very Large Telescope (VLT) с использованием прибора E2V (FORIS1) совместно с гризмой 1200g, обеспечивающей спектральное покрытие  $4058\text{-}5556\text{\AA}$ . Спектр объекта представлен слабыми абсорбционными линиями HeII  $\lambda\lambda 4686, 5411\text{\AA}$  и узкими эмиссионными линиями  $\text{H}\beta\text{-H}\delta$ , NIII  $\lambda\lambda 4634, 4650\text{\AA}$ , CIII  $\lambda\lambda 4647, 4650\text{\AA}$  и CIV  $\lambda\lambda 4658, 5801, 5812, 7726\text{\AA}$ , формирующимися на облученной поверхности вторичной компоненты.

Фотометрические наблюдения PN G068.1+11.0 получены с использованием камеры MEROPE на полуавтоматическом 1.2-метровом телескопе Flemish Mercator Telescope в ночи с 24 августа по 4 сентября 2009г. Представленная в статье Мисзальски и др. [115] кривая блеска в полосе I имела высокую амплитуду изменения яркости ( $\Delta m_I = 1.{}^m63$ ) и синусоидальную форму, что свойственно системам со значительными эффектами отражения. Полученные в литературе характеристики PN G068.1+11.0 позволяют предварительно классифицировать объект как молодую ПП с sdO-субкарликом или горячим белым карликом и обозначить ее принадлежность к группе систем типа BE UMa. Определение и анализ характеристик системы ранее не проводились вследствие недостаточности объема наблюдательных данных. Поэтому для выполнения подобной работы нами был получен однородный набор спектров, покрывающих большую часть орбитального периода системы, и кривых блеска системы в нескольких полосах оптического диапазона.

#### Анализ кривых блеска

При переводе кривых блеска из шкалы юлианских дат в шкалу орбитальных фаз использовалась эфемерида, предложенная в статье Мисзальски и др. [115]:

$$HJD_{\min} = 2455076.0312(\pm 0.0007) + 0.{}^d53512(\pm 0.{}^d00019) \times E \quad (22)$$

Однако, при анализе наблюдаемых кривых блеска было обнаружено смещение момента минимума в различных фотометрических полосах на фазы  $\phi = 0.987 - 0.994$ . Из этого следует, что точность применяемого периода недостаточна для построения корректных кривых блеска. Поэтому на основе моментов прохождения нулевой фазы из статьи Мисзальски и др. [115] и в наших наблюдениях была уточнена эфемерида PN G068.1+11.0:

$$HJD_{\min} = 2455076.0312(\pm 0.0007) + 0.{}^d5351171(\pm 0.{}^d0000008) \times E \quad (23)$$

Как видно на рис. 18, наблюдаемые орбитальные кривые блеска имеют близкую к синусоидальной форму и вариации яркости объекта происходят синхронно во всем диапазоне оптического спектра. Амплитуды изменения блеска в полосах B, V и R равны  $\Delta m_B = 1.{}^m41$ ,  $\Delta m_V = 1.{}^m62$  и  $\Delta m_R = 1.{}^m57$ , соответственно. Наблюдаемые характеристики позволяют классифицировать PN G068.1+11.0 как молодую ПП типа BE UMa с

экстремально сильными эффектами отражения. Наличие максимальной амплитуды изменений блеска в полосе V указывает на доминирование в оптическом диапазоне излучения не главной компоненты, а горячего пятна на поверхности холодной звезды. Подобные явления ранее наблюдались только в кривых блеска молодой ПП Abell65 [11]. Из сказанного выше следует, что радиус холодной звезды PN G068.1+11.0 значительно (в несколько раз) превышает размеры главной компоненты, а горячее пятно наблюдается во всех фазах орбитального периода. Продолжительность фаз максимума блеска меньше продолжительности фаз минимума на  $\Delta\phi=0.1$ , что характерно для систем с углом наклона орбиты не более  $i=45^\circ$ .

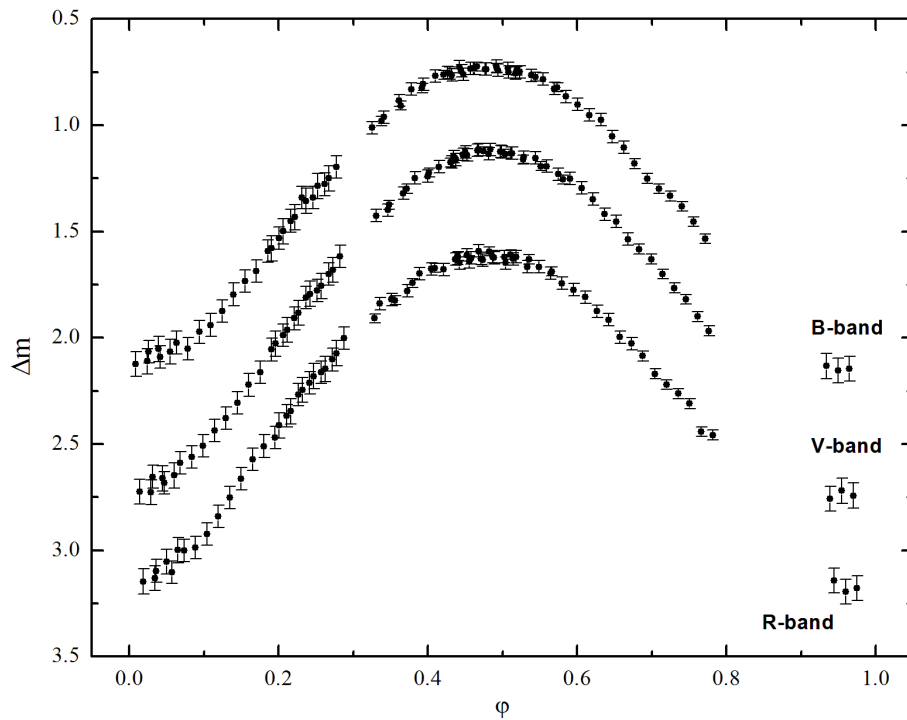


Рис. 18. Кривые блеска PN G068.1+11.0 в трех полосах B, V и R в шкале фаз орбитального периода системы.

### Анализ спектров

На рис. 19 представлен усредненный спектр PN G068.1+11.0 с отождествлением наблюдаемых линий. Усредненный спектр системы построен по данным ночи 28 апреля 2012г. ( $\phi=0.378, 0.386, 0.393$ ), наиболее близким к фазе максимума блеска системы. Набор наблюдаемых спектров PN G068.1+11.0 в разных фазах орбитального периода представлен на рис. 20. Заметим, что полученные спектры системы искажены излучением и поглощением света в планетарной туманности. В излучении планетарной туманности

присутствуют интенсивные линии  $\text{H I}$ ,  $\text{He I}$ ,  $\text{He II}$  и  $\text{C IV}$ , что усложняет анализ спектров системы. Изменение формы спектров в зависимости от фазы орбитального периода показывает невозможность полного исключения влияния линий туманности.

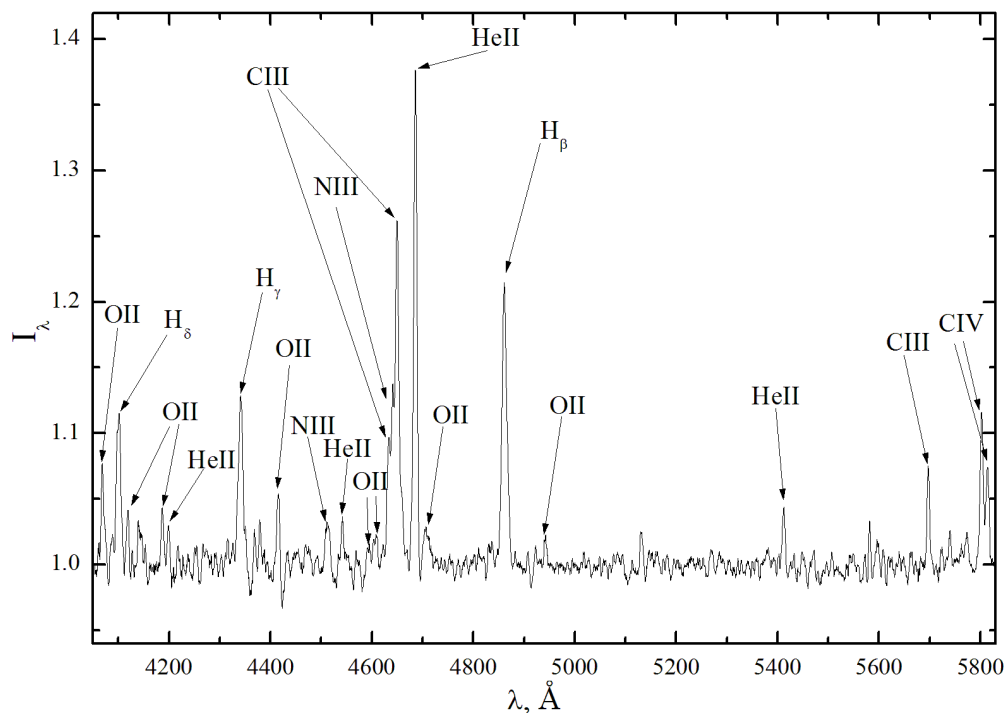


Рис. 19. Усредненный по данным ночи 28 апреля 2012г. спектр PN G068.1+11.0 в фазах максимума блеска с отождествлением наблюдаемых линий.

В спектрах фаз минимума блеска  $\varphi \approx 0.00$  наблюдаются слабые и умеренно широкие ( $\Delta\lambda \approx 30\text{\AA}$ ) абсорбции  $\text{H I}$  ( $\text{H}_\beta$ - $\text{H}_\delta$ ) и  $\text{He II}$   $\lambda\lambda 4541, 4686, 5411\text{\AA}$ , обусловленные совместным формированием оптического континуума в излучении главной компоненты и горячего пятна с оптически тонкой хромосферой на поверхности холодной звезды. Отсутствие в этих фазах эмиссионных линий указывает на значение угла наклона орбиты системы более  $i=35^\circ$ . На основе сравнения спектров PN G068.1+11.0 со спектрами молодых ПП Abell65 [11] и UU Sge [152] можно сделать вывод о высокой температуре главной компоненты, превышающей  $T_{\text{eff}}=100000\text{K}$ . Это также следует из отсутствия в спектрах минимума блеска системы линий  $\text{He I}$  и наличия линий  $\text{NV}$ .



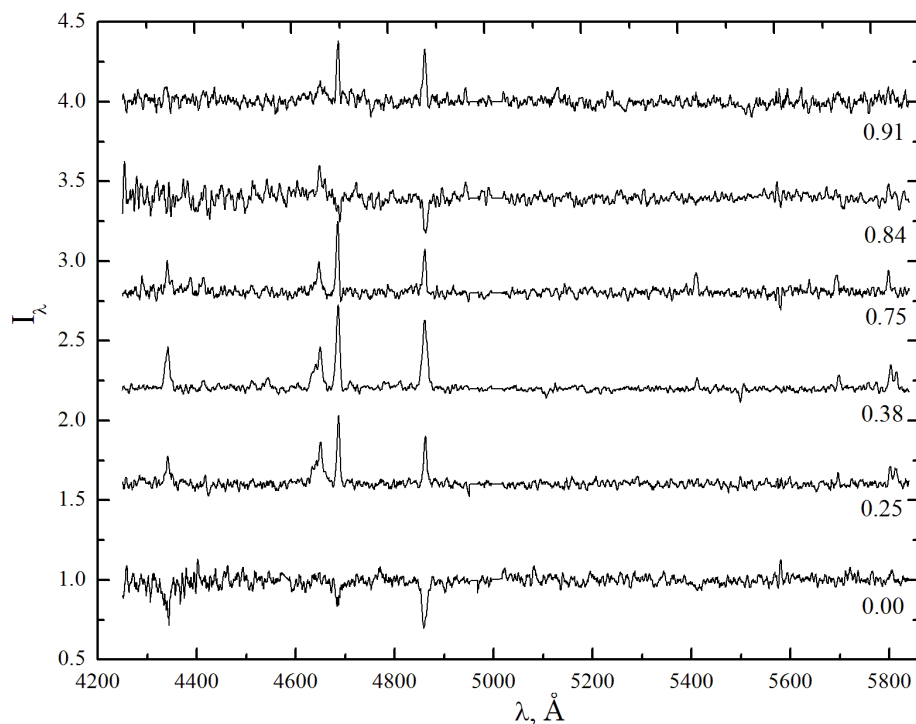


Рис. 20. Нормированные спектры PN G068.1+11.0 для разных фаз орбитального периода. Спектры имеют последовательный сдвиг вдоль вертикальной оси на 0.6.

Под действием эффектов флуоресценции ультрафиолетового излучения горячей звезды на поверхности вторичной компоненты с увеличением орбитальной фазы до  $\varphi \approx 0.5$  происходит появление и усиление эмиссионных линий H $\Pi$ , HeII и ионов легких элементов во второй, третьей и четвертой стадиях ионизации. Форма спектров изменяется одновременно с повышением интегрального блеска системы. В диапазоне фаз  $\varphi = 0.5 - 0.9$  происходит симметричное ослабление интенсивности линий. Описанные выше характеристики оптического излучения исследуемого объекта подтверждают принадлежность PN G068.1+11.0 к группе молодых ПП с sdO-субкарликами или горячими белыми карликами.

В усредненном спектре (рис. 19) наблюдаются эмиссионные линии H $\Pi$ , HeII, CIII, CIV, NIII и OII. Все неводородные линии формируются в хромосферных слоях с низкой плотностью плазмы и малой дисперсией скоростей, что подтверждается их небольшой полушириной ( $\Delta\lambda \approx 5 \text{ \AA}$ ), сравнимой с аппаратной функцией спектрографа.

Интенсивность некоторых линий нетипична для спектров подобных систем. Например, интенсивность абсорбционной линии HeII  $\lambda 4686 \text{ \AA}$  больше, чем линии H $\beta$ , что не проявляется даже в спектрах наиболее горячей главной компоненты VE UMa ( $T_{\text{eff}} = 125000 \text{ K}$  [20]). В излучении других молодых ПП отсутствуют эмиссионные линии

CIV. Однако, в их спектрах наблюдаются линии HeI, CII и NII, не наблюдающиеся у PN G068.1+11.0. Эти факты свидетельствуют о достаточно высокой температуре плазмы в хромосфере горячего пятна и доминировании жесткого ультрафиолетового излучения ( $\lambda < 400 \text{ \AA}$ ) в падающем на нее потоке. На основе наблюдаемого отношения интенсивности линий CIII/CIV при газовом давлении в хромосфере пятна на уровне  $\log P = 1.0$  было оценено значение электронной температуры плазмы  $T_e \approx 45000 \text{ K}$ . С учетом вероятных сильных отклонений от ЛТР данная оценка, полученная в предположении термализации излучения, может быть понижена.

### Анализ лучевых скоростей

В предыдущем разделе было отмечено, что линии в спектре исследуемой системы искажены вкладом излучения окружающей планетарной туманности. Это создает трудности при получении значений лучевых скоростей звезды  $V_r$  и их анализе. Поэтому для измерения  $V_r$  использовалась эмиссионная бленда линий CIII+NIII  $\lambda 4650 \text{ \AA}$ , не искаженная влиянием излучения туманности. Данная бленда формируется под действием эффектов отражения на поверхности холодной звезды, из чего следует, что ее доплеровские сдвиги соответствуют лучевым скоростям горячего пятна.

Для получения значений лучевых скоростей объекта использовался программный пакет Velos [149], в котором реализуется полуавтоматический метод кросс-корреляции спектров. При измерении смещений бленды CIII+NIII  $\lambda 4650 \text{ \AA}$  использовался интервал длин волн с шириной  $\lambda = 50 \text{ \AA}$  и центром на длине волны середины бленды. В программе Velos значения лучевых скоростей находятся относительно "нулевой" скорости, для определения которой используется спектр сравнения. Для получения такого спектра усреднялись данные в фазах максимального блеска с наиболее сильными эмиссионными линиями, полученные в ночь 25 июля 2012 года. В фазах минимума блеска системы  $\Delta\phi = 0.79 - 1.25$  интенсивность Боуэновской бленды оказывается недостаточной для измерений. Поэтому при построении кривых лучевых скоростей данные для этих фаз были исключены. Аппроксимация данных проводилась в рамках модели круговой орбиты. Используя пакет программ Origin, методом градиентного спуска выполнен поиск кривой, аппроксимирующей наблюдения в рамках модели круговой орбиты. Итоговая кривая (рис. 21) в пределах точности измерений согласуется с наблюдаемыми значениями  $V_r$ . В результате амплитуда лучевых скоростей вторичной компоненты определена равной  $K_2 = 120 \pm 4 \text{ км/с}$ . Аналогично описанной в предыдущем разделе процедуре расчета модельных спектров системы и определения дополнительных доплеровских сдвигов

бленды СШ+НШ  $\lambda 4650\text{\AA}$ , была получена поправка к найденному значению  $K_2$ , равная  $\Delta K_2=9$  км/с для набора параметров PN G068.1+11.0 с температурой главной компоненты  $T_{\text{eff},1}=170000\text{K}$  и  $\Delta K_2=7$  км/с для набора с  $T_{\text{eff},1}=230000\text{K}$ . В результате итоговые значения амплитуд лучевых скоростей вторичной компоненты составили  $K_2=129\pm 4$  км/с и  $K_2=127\pm 4$  км/с, а соответствующие функции масс главной компоненты -  $f(M_1)=0.119\pm 0.011 M_\odot$  и  $f(M_1)=0.114\pm 0.010 M_\odot$ .

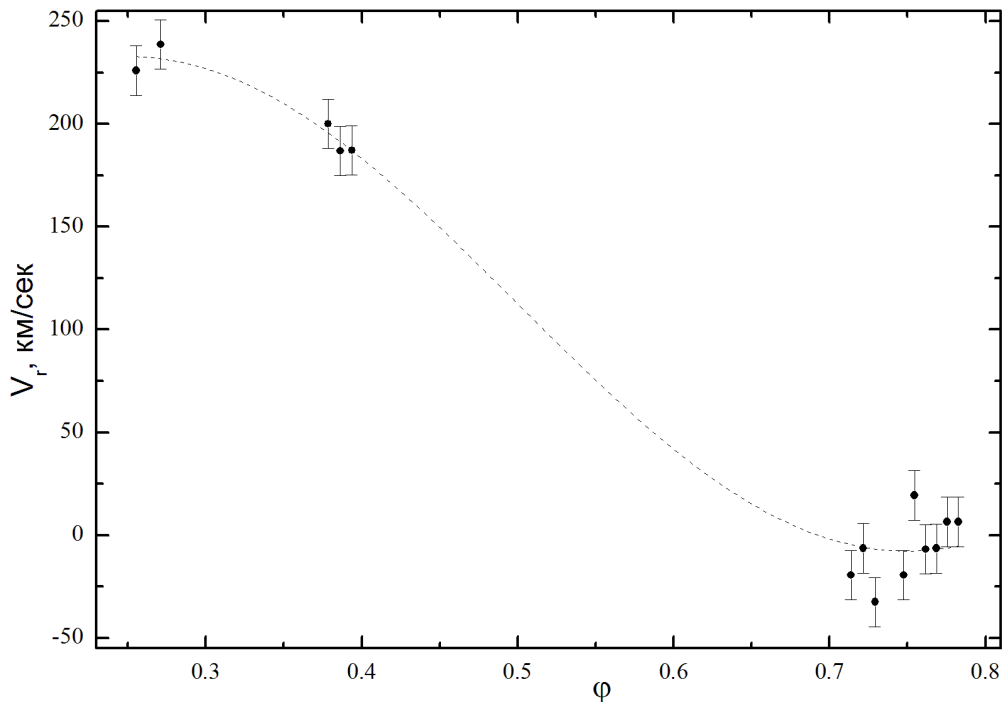


Рис. 21. Кривая лучевых скоростей PN G068.1+11.0 и ее аппроксимация в рамках модели круговой орбиты.

### Теоретическое моделирование и определение параметров

В последующем исследовании системы использовались результаты теоретического моделирования ее оптических спектров и кривых блеска, полученные с помощью программного комплекса SPECTR [19, 149]. Существующих наблюдательных данных недостаточно для определения параметров объекта. Поэтому часть параметров горячей звезды была получена из эволюционных треков ядер планетарных туманностей разных масс [153]. Ранее было показано [154], что они соответствуют параметрам главных компонент молодых ПП, получаемым из анализа наблюдений. При выборе эволюционных треков из [153] интервал масс ограничивался значениями  $0.63M_\odot < M_1 < 0.78M_\odot$ , т.к. в случае  $M_1 \leq 0.63M_\odot$  значение массы холодной звезды становится недопустимо малым

( $M_2 < 0.03M_\odot$ ), а в случае треков с  $M_1 > 0.78M_\odot$  нарушается условие гидростатического равновесия в атмосфере sdO-субкарлика. В результате были выбраны три эволюционных трека с  $M_1 = 0.63M_\odot$ ,  $M_1 = 0.7M_\odot$  и  $M_1 = 0.78M_\odot$ , на каждом из которых задано несколько точек, соответствующих разному времени эволюции главной компоненты после сброса оболочки сверхгиганта. На диаграмме "температура-светимость" для каждой выбранной точки находились значения эффективной температуры  $T_{\text{eff},1}$ , радиуса  $R_1$  и силы тяжести на поверхности звезды  $\log g$  в заданный момент времени. На все эволюционные треки накладывалось ограничение по допустимым значениям  $\log g$ : с одной стороны она была ограничена порогом гидростатической устойчивости атмосферы звезды ( $\log g = 6.00$ ), а с другой - прекращением свечения планетарной туманности ( $\log g = 7.25$ ). В результате, диапазон изменения значения радиуса главной компоненты задавался от  $R_1 = 0.110R_\odot$  (молодые sdO-субкарлики) до  $R_1 = 0.035R_\odot$  (сформировавшиеся горячие белые карлики).

Для вычисления массы вторичной компоненты применялась формула:

$$\frac{M_1^3}{(M_1 + M_2)^2} * \sin(i)^3 = f(M_1) \quad (24)$$

в которой использовались значения найденной ранее функции масс  $f(M_1)$ , угла наклона орбиты системы  $i$  из анализа кривых блеска (см. ниже) и заданной эволюционным треком массы главной компоненты  $M_1$ .

Величина большой полуоси системы вычислялась с помощью обобщенного закона Кеплера на основе масс компонент:

$$(M_1 + M_2) * \left( \frac{P}{P_\oplus} \right)^2 = \left( \frac{A}{A_\oplus} \right)^3 \quad (25)$$

Моделирование кривых блеска PN G068.1+11.0 и дальнейшее сравнение теоретических и наблюдаемых данных проводилось путем варьирования части параметров ( $T_{\text{eff},2}$  и  $R_2$  - температура и радиус вторичной компоненты,  $i$  - угол наклона орбиты объекта к картинной плоскости). Температура  $T_{\text{eff},1}$  и радиус  $R_1$  главной компоненты определялись ее положением на эволюционном треке и при моделировании считались фиксированными. Из анализа оптического излучения системы (см. выше) значение  $i$  ограничивалось интервалом  $35^\circ \leq i \leq 45^\circ$ .

В итоге для каждой точки выбранного эволюционного трека было проведено соответствующее описание наблюдаемых фотометрических данных и получен набор фундаментальных параметров. Затем определялось среднеквадратичное отклонение наблюдаемых и теоретических данных и выбиралось оптимальное решение для данного трека. В итоге получено 3 полных набора параметров системы. Однако вариант с  $M_1=0.63M_\odot$  был исключен из рассмотрения, так как определяемое для него значение массы вторичной компоненты получается меньше нижней границы масс коричневых карликов ( $M_2=0.03M_\odot$ ). Как видно из рис. 22 и 23, хорошее согласие наблюдаемых и теоретических данных достигается для эволюционных треков с  $M_1=0.7M_\odot$  ( $T_{\text{eff},1}=170000\text{K}$ ) и  $M_1=0.78M_\odot$  ( $T_{\text{eff},1}=230000\text{K}$ ). Два итоговых набора параметров исследуемой системы представлены в таблице 8. Выбор значения массы главной компоненты  $M_1$  оказывает определяющее влияние на величины температуры главной компоненты  $T_{\text{eff},1}$  и массу холодной звезды  $M_2$ , в то время как радиус вторичной компоненты  $R_2$  остается стабильным. В итоговых параметрах именно эти две величины имеют значительные отличия, остальные параметры в пределах ошибок хорошо согласуются друг с другом. Большое различие в массе вторичной компоненты  $M_2$  обуславливает изменение избытков светимости холодной звезды  $\Delta L_2$ .

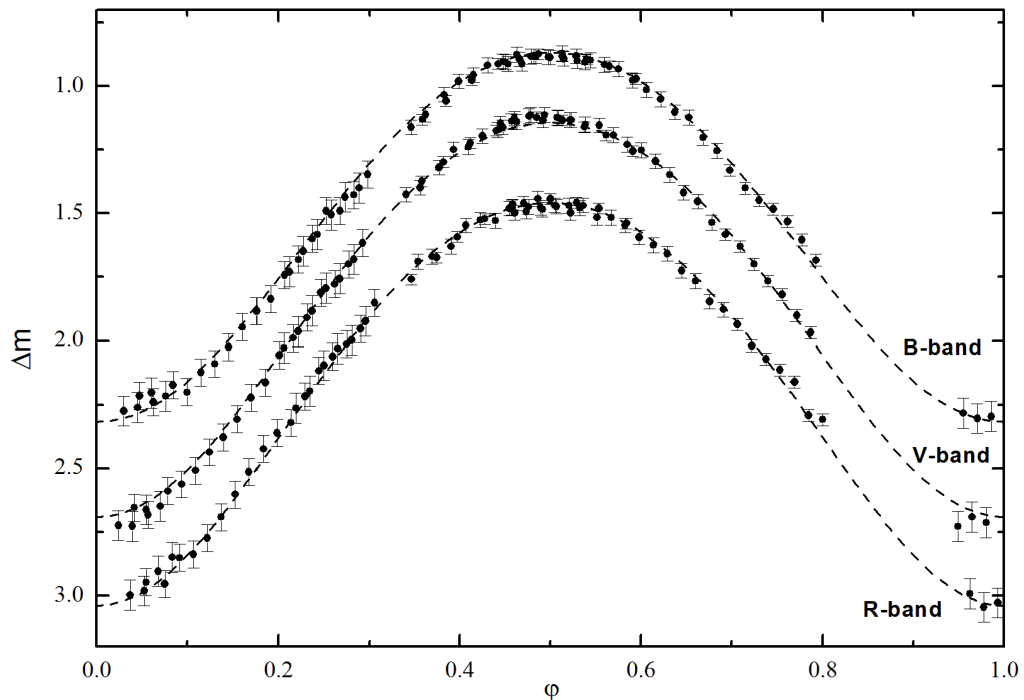


Рис. 22. Сравнение наблюдаемых (точки) и теоретических (штриховые линии) кривых блеска PN G068.1+11.0 для варианта с  $M_1=0.7M_\odot$ .

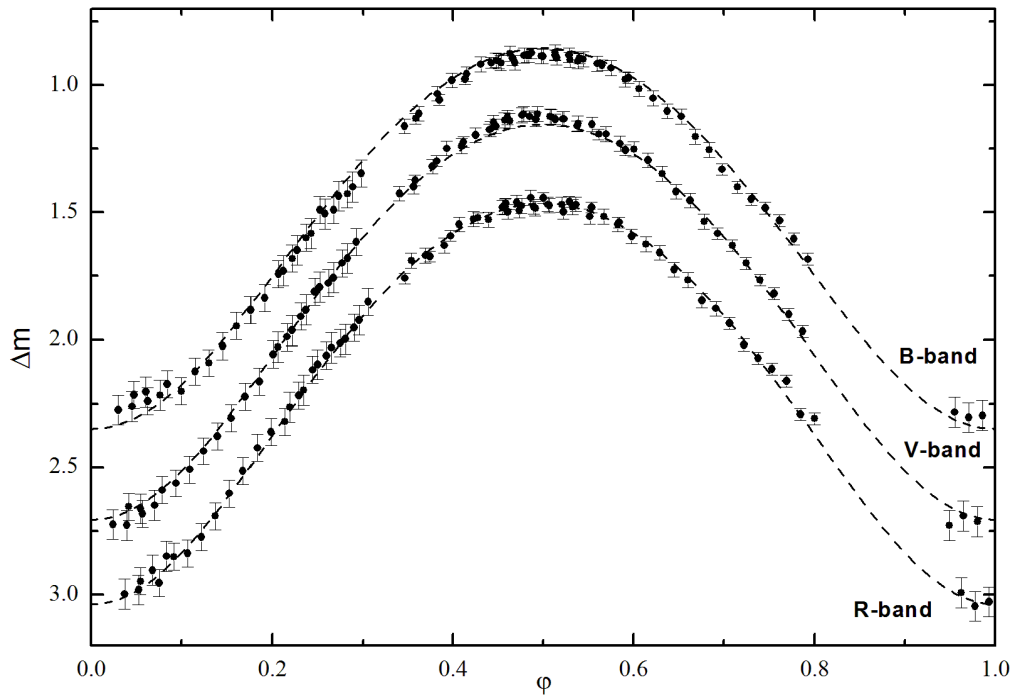


Рис. 23. Сравнение наблюдаемых (точки) и теоретических (штриховые линии) кривых блеска PN G068.1+11.0 для варианта с  $M_1=0.78M_{\odot}$ .

Таблица 8. Набор параметров PN G068.1+11.0

Параметр	Вариант с $M_1=0.7M_{\odot}$		Вариант с $M_1=0.78M_{\odot}$	
	Главная компонента	Вторичная компонента	Главная компонента	Вторичная компонента
$T_{\text{eff}}$ , К	170000	$4250 \pm 200$	230000	$4300 \pm 220$
$M/M_{\odot}$	0.7	$0.092 \pm 0.011$	0.78	$0.238 \pm 0.041$
$R/R_{\odot}$	0.040	$0.525 \pm 0.049$	0.060	$0.53 \pm 0.003$
$\log g$	7.0	$4 \pm 0.24$	6.75	$4.4 \pm 0.5$
$K$ , км/с	$105 \pm 80$	$129 \pm 4$	$105 \pm 80$	$127 \pm 4$
$A/R_{\odot}$	$2.79 \pm 0.01$		$2.92 \pm 0.12$	
$i^{\circ}$	$37 \pm 1$		$39 \pm 0.2$	

Корректность полученного набора параметров дополнительно проверялась с помощью сравнения теоретических и наблюдаемых спектров PN G068.1+11.0. До согласования теоретических и наблюдаемых спектров PN G068.1+11.0 были рассмотрены температурные структуры облучаемой атмосферы вторичной компоненты для зон горячего пятна и вне его. Эмиссионные линии в спектрах образуются в протяженных (до

$\lg \tau_r = -2$ ) хромосферных областях, чья электронная температура превышает значение электронной температуры на глубине формирования континуума ( $\lg \tau_r = 0$ ) на несколько тысяч кельвинов. Главная компонента имеет экстремально высокую температуру ( $T_{\text{eff}} = 170000\text{K}$  и  $T_{\text{eff}} = 230000\text{K}$ ), поэтому часть излучаемого ею жесткого ультрафиолетового потока перераспределяется в диапазон Лаймановского континуума ( $\lambda < 912\text{\AA}$ ) с наибольшей непрозрачностью атмосферы холодной звезды, что характерно для молодых ПП. Для варианта с  $T_{\text{eff}} = 170000\text{K}$  в центре горячего пятна формируется Лаймановская хромосфера с температурой  $T_e \approx 25000\text{--}39000\text{K}$  с границей на  $\lg \tau_r = -2.3$  (рис 24). Именно в этой области образуются Боуэновская бленда линий легких элементов CNO и эмиссионные линии элементов в высоких стадиях ионизации (например, линии CIV и NIII). Вторичная хромосфера протяженностью до  $\lg \tau_r = -0.45$  формируется на всей области горячего пятна и имеет температуру  $T_e = 18000\text{--}30000\text{K}$ .

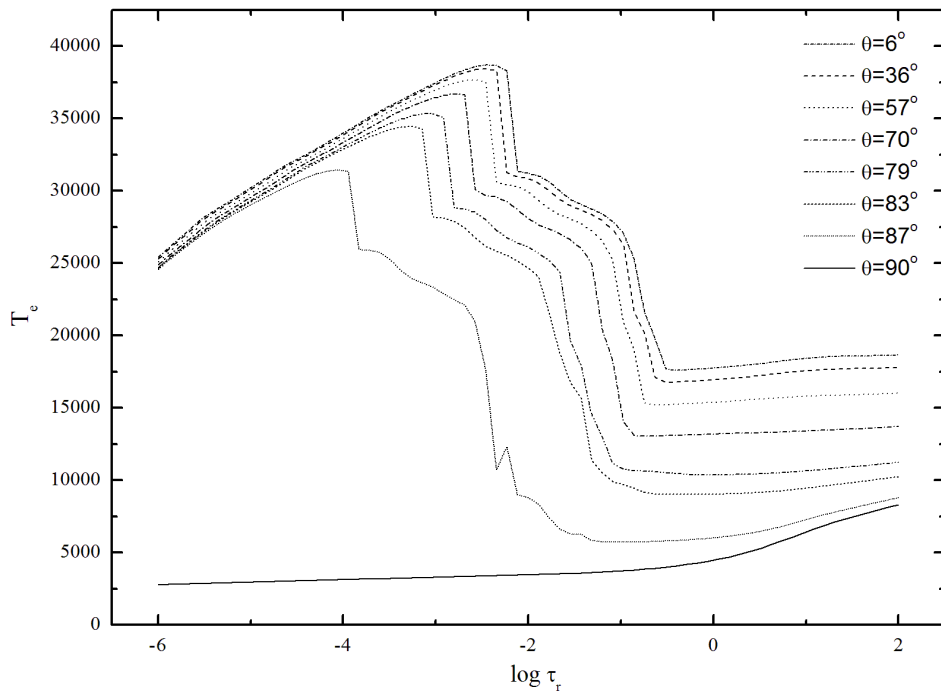


Рис. 24. Распределение электронной температуры  $T_e$  с росселандовской глубиной  $\tau_r$  в атмосфере вторичной компоненты PN G068.1+11.0 для варианта с  $M_1 = 0.7M_{\odot}$  для различных зон горячего пятна и вне его. Указаны углы падения внешнего излучения.

Моделирование спектров системы, выполненное для фаз  $\phi = 0.01$  и  $\phi = 0.38$ , показано на рис. 25 для варианта с  $M_1 = 0.7M_{\odot}$ . В теоретическом спектре фазы минимума яркости объекта наблюдаются абсорбционные детали, связанные с излучением главной (крылья

линий  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  и  $HeII$   $\lambda 4686\text{\AA}$ , линии  $HeII$   $\lambda\lambda 4541, 5411\text{\AA}$ ) и вторичной (линия  $FeII$   $\lambda 5269\text{\AA}$ , полоса  $MgH$   $\lambda 5206\text{\AA}$  и ряд более слабых деталей) компонент. Вследствие сильной зашумленности спектра абсорбции  $H_\beta$  и  $HeII$   $\lambda 4686\text{\AA}$  непригодны для анализа. Теоретическая абсорбция  $HeII$   $\lambda 5411\text{\AA}$  имеет большую (более 2 раз) ширину, чем наблюдаемая, но по эквивалентной ширине они соответствуют друг другу. Характеристики линии  $FeII$   $\lambda 5269\text{\AA}$  в наблюдаемых и теоретических спектрах хорошо согласуются между собой. Тот факт, что линия  $MgH$   $\lambda 5206\text{\AA}$  и ряд более слабых молекулярных полос не обнаружены в наблюдаемых спектрах, возможно указывает на заниженное значение эффективной температуры  $T_{eff,2}$ , полученное при моделировании кривых блеска. Как видно на рис. 25 теоретические спектры PN G068.1+11.0 в фазах минимума блеска хорошо описывают наблюдаемые. Моделирование спектров объекта показывает, что для независимого уточнения эффективных температур компонент необходимы спектры очень высокого качества.

В теоретических и наблюдаемых спектрах фазы максимума блеска системы  $\phi=0.38$  наблюдается качественно одинаковый набор эмиссионных линий. Корректность учета отклонений от ЛТР в атоме  $HI$  подтверждается хорошим описанием интенсивностей наблюдаемых линий  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  и  $OII$   $\lambda\lambda 4415, 4942\text{\AA}$ . В теоретических спектрах также присутствуют слабые линии  $HeI$   $\lambda\lambda 4471, 4921\text{\AA}$ . Интенсивности линий  $HeII$   $\lambda\lambda 4686, 5411\text{\AA}$ ,  $CIII$   $\lambda\lambda 4650, 5696\text{\AA}$  в наблюдаемых спектрах в 1.6-3.1 раза превышают теоретические, что вероятно обусловлено сильными отклонениями от ЛТР в ионе  $HeII$ . Тем не менее существенные трудности в описании наблюдаемых линий  $HeI$  и  $HeII$  возможно свидетельствуют о более высоком значении электронной температуры в Лаймановской хромосфере горячего пятна. На основе учета в модельных расчетах не-ЛТР эффектов в ионе  $CIII$  можно сделать вывод о повышенном содержании углерода (возможно, и азота) в атмосфере вторичной холодной звезды, что ранее было обнаружено при исследовании ряда молодых ПП типа  $BE$   $UMa$  [150, 121, 146]. Подобные избытки легких элементов объясняются перемешиванием вещества компонент ПП на стадии общей оболочки [139]. Из-за отсутствия модели иона  $CIV$  эмиссионные линии  $CIV$   $\lambda\lambda 5803, 5814\text{\AA}$  не описываются теоретическим спектром, так как они формируются под действием не-ЛТР эффектов в излучении главной компоненты.



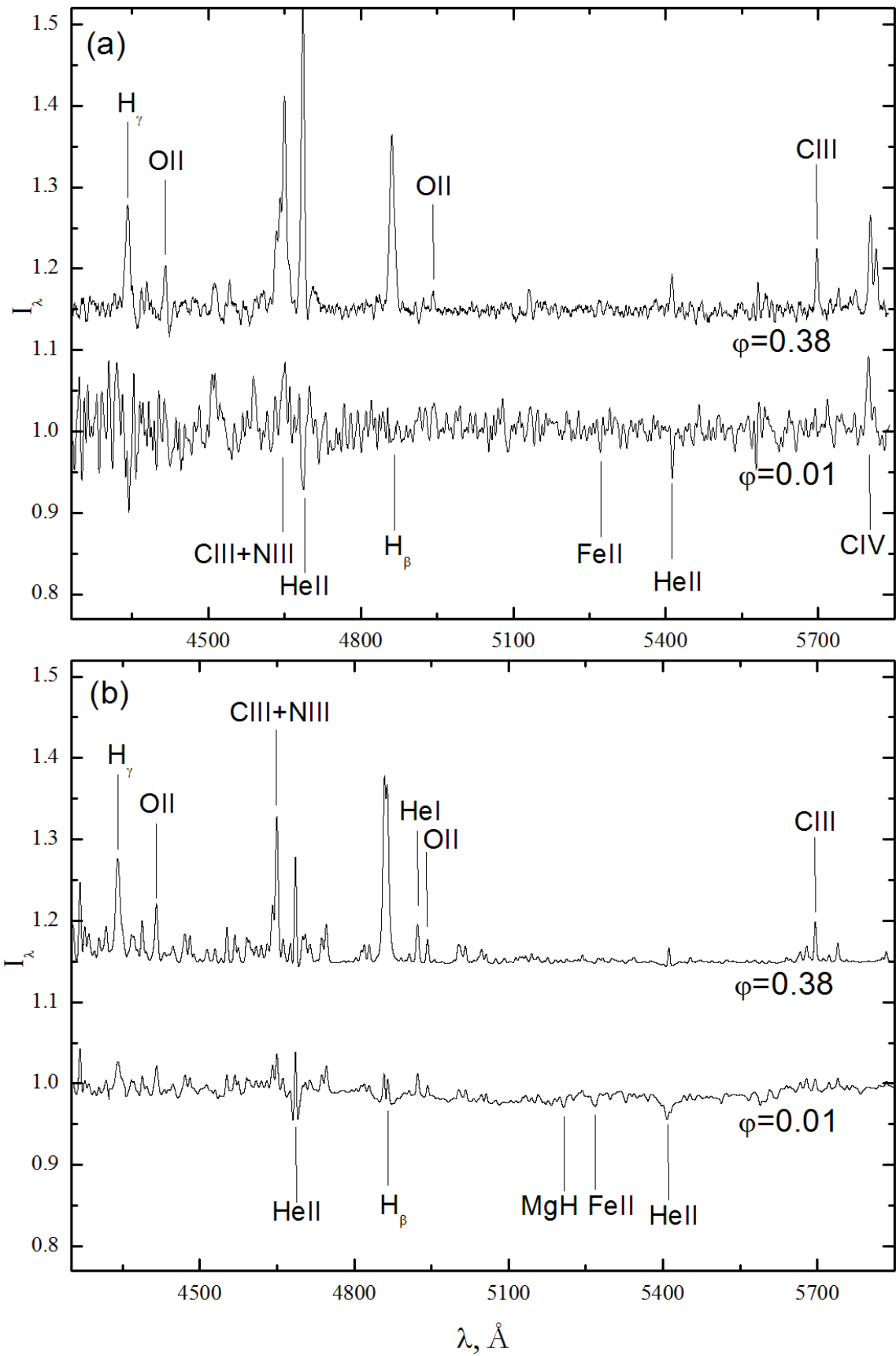


Рис. 25. Сравнение наблюдаемых (a) и теоретических (b) спектров PN G068.1+11.0 в разных фазах для варианта с  $M_1=0.7M_\odot$ .

## 4.2 Предкатаклизмическая переменная промежуточного возраста RE J2013+4002

### Обзор литературы

Объект RE J2013+4002 (EUVE 2013+40.0) открыт на основе наблюдений ROSAT Wide Field Camera и впервые изучен Торстенсенем и др. [155]. Для получения спектров с разрешением 3-8Å и высоким соотношением сигнал/шум и последующим описанием профилей линий бальмеровской серии теоретическими Барстовым и др. [156] были выполнены наблюдения на 2.3-метровом телескопе Обсерватории Стьюарда (Steward Observatory) и на 1.9-метровом телескопе Рэдклифа Южноафриканской Астрономической Обсерватории. Наблюдения проводились 1-3 июля 1992г. с использованием спектрографа Боллера и Чивенса и ПЗС-приемника TI 800×800. Сильная бальмеровская серия водорода и другие эмиссионные линии в спектрах RE J2013+4002 указывали на ее принадлежность к классу III. Спектр представлен эмиссионными линиями H $\beta$ , HeI, CaII K и абсорбционными линиями H $\gamma$  и HeII  $\lambda$ 4686Å. На основе модельного описания наблюдательных данных были оценены масса  $M_1=0.48-0.72M_{\odot}$  и радиус  $R_1=0.013-0.022R_{\odot}$  главной компоненты. В ультрафиолетовых спектрах RE J2013+4002, полученных с помощью спутника IUE 8 декабря 1992г., отождествлены сильная абсорбция дублета CIV  $\lambda$ 1550Å и SiIII  $\lambda$ 1300Å. Однако в спектре отсутствует абсорбционная деталь HeII  $\lambda$ 1640Å, ожидаемая вследствие присутствия линии HeII  $\lambda$ 4686Å. Авторы отметили, что наблюдаемые линии CIV и SiIII могут формироваться при взаимодействии ветра красного карлика с белым карликом.

Дальнейшие оптические наблюдения объекта были проведены в обсерватории Мичигана и Дартмута 23-29 сентября, 24-27 октября, 1-3 и 4 ноября 1993 г. и 24 апреля 1994г. Для получения данных использовались 2.4-метровый телескоп Хилтнера и 1.3-метровый телескоп MDM, спектрограф Mark III и ПЗС матрицы Tektronix 1024×1024 и Loral 2048×2048 в спектральных диапазонах 4415-6620Å, 3720-6030Å, 4500-7050Å и 4000-9500Å. Система была классифицирована как III со слабыми эффектами отражения ( $\Delta m_V=0.^m06$ ), прошедшая стадию общей оболочки и состоящая из горячего белого карлика и карлика позднего спектрального класса (между M2 и M4) [156]. Из исследования оптической спектроскопии и ультрафиолетовой спектрофотометрии была определена температура белого карлика ( $T_{\text{eff}}\approx 50000\text{K}$ ), которая указывает на его сравнительно молодой возраст ( $t_{\text{age}}\leq 5\times 10^6$  yr). Проведенный численный анализ спектров дал более точные оценки параметров белого карлика ( $T_{\text{eff}}=47800\pm 2400\text{K}$ ,  $\log g=7.69\pm 0.16$  и  $\log$

$N_{\text{e}}/N_{\text{H}}=-2.62\pm 0.63$ ) и функции масс  $f(M_{\text{WD}})=0.063\pm 0.01M_{\odot}$ , а также значение постоянной скорости системы ( $\gamma=-30.9\pm 2.6 \text{ km}^{-1}$ ) и ее орбитальный период  $P=0.7059\pm 0.0003^{\text{d}}$ .

Описанные Кавкой и др. [157] наблюдения RE J2013+4002 были получены с использованием спектрографа FUSE и прибора FUV (спектральный интервал 905-1187Å, разрешение  $R=20,000\pm 2000$ ). На основании орбитального периода, найденного по результатам анализа фотометрических наблюдений, данные (полученные с использованием апертур LWRS и MDRS) были переведены в общую шкалу фаз и исследованы совместно с данными предыдущих работ.

С использованием ЛТР модели атмосферы для белого карлика были определены параметры главной компоненты системы: эффективная температура  $T_{\text{eff}}=47800\text{K}\pm 200\text{K}$ , содержание гелия к водороду  $\log(N_{\text{He}}/N_{\text{H}})=-2.90\pm 0.08$ , сила тяжести на поверхности  $\log g=8.20\pm 0.03$ , которая соответствует  $M_1=0.56\pm 0.03M_{\odot}$ . На основе анализа спектров с телескопа Хаббл Кавкой и др. [157] было найдено, что поверхностная сила тяжести оказывается значительно выше определенной ранее с использованием бальмеровских линий, а полуамплитуда лучевых скоростей карлика равна  $K_1=36.7\pm 0.7 \text{ km/s}$ . Также Кавкой и др. [157] был уточнен орбитальный период объекта ( $P=0.^{\text{d}}705517\pm 0.^{\text{d}}000006$ .) и определены полуамплитуда лучевых скоростей красного карлика ( $K_2=89.1\pm 2.6 \text{ km/s}$ ), его масса  $M_2=0.23\pm 0.01M_{\odot}$  и радиус  $R_2=0.29\pm 0.01R_{\odot}$ . Принимая исправленную функцию масс равной  $f(M_{\text{WD}})=0.052\pm 0.005M_{\odot}$ , был определен угол наклона орбиты системы  $i=34,7^{\circ}\pm 0.5^{\circ}$ .

Несмотря на то, что к настоящему времени выполнен значительный объем наблюдений RE J2013+4002 и найдены оценки большинства ее физических характеристик, в наборе параметров (таб. 9) остается ряд разногласий между массами, радиусами и поверхностными силами тяжести компонент и противоречия некоторых параметров современным эволюционным моделям звезд. Одним из серьезных недостатков выполненных исследований является отсутствие численного моделирования кривых блеска RE J2013+4002 и их сравнения с данными наблюдений. В рамках такого моделирования необходимо провести подробное описание формы и амплитуды кривых блеска системы как для целей прямого определения части ее фундаментальных параметров, так и для исследования возможных явлений дополнительной переменности, кроме стандартных эффектов отражения. Названные обстоятельства обусловили проведение нами комплексного анализа спектроскопических и фотометрических наблюдений RE J2013+4002.

Таблица 9. Параметры системы RE J2013+4002, опубликованные в литературе.

Параметр	Главная компонента	Параметр	Вторичная компонента	Параметр	RE J2013+4002
$T_{\text{eff,opt}}$ , К	48000±900	$M, M_{\odot}$	0.23±0.01	$m_V$	14.8
$T_{\text{eff,FUSE}}$ , К	47800±200	$R, R_{\odot}$	0.29±0.01	$P_{\text{orb}}$ , days	0.705517±0.000006
$\log g_{\text{opt}}$	7.69±0.09	$v_g$ , km/s	0.5±0.1	$\gamma_{\text{sys}}$ , km/s	-30.0±0.8
$\log g_{\text{FUSE}}$	8.20±0.03	Spectral type	M3	$q$	0.41±0.01
$\log(N_{\text{He}}/N_{\text{H}})$	-2.90±0.08	$K_{\text{RD}}$ , km/s	84.2±0.9	$i$ , °	34.7±0.5
$M_{\text{opt}}$ , $M_{\odot}$	0.56±0.03	$K_{\text{RD,cor}}$ , km/s	89.1±2.6		
$v_g$ , km/s	34.0±1.3	$\gamma_{\text{RD}}$ , km/s	-29.5±0.7		
$M_{\text{GR}}$ , $M_{\odot}$	0.71±0.02				
$K_{\text{WD}}$ , km/s	36.7±0.7				
$\gamma_{\text{WD}}$ , km/s	4.0±0.5				
$f(\text{WD})$ , $M_{\odot}$	0.052±0.005				

### Анализ кривых блеска

На рис. 26 представлены кривые блеска RE J2013+4002 в фильтрах V и R в шкале юлианских дат для двух ночей 11 и 12 августа 2010г. На фазах  $\phi=0.3-0.4$  в кривой блеска в полосе V наблюдаются неперiodические колебания блеска с  $\Delta m_V=0.^m01$ , глубина которых находится на уровне точности дифференциальной фотометрии. В системе SDSS J172406+562003 с близким временем жизни после сброса общей оболочки (6-7 млн. лет) найдены аналогичные вариации яркости, но их амплитуда составляет  $\Delta m_V=0.^m04$  [158]. Подобные вариации могут быть обусловлены магнитной запятненностью вторичной компоненты системы или слабыми вспышечными явлениями на ее поверхности. Их амплитуда увеличивается с длиной волны, отражая повышение вклада вторичной компоненты в полный блеск системы. Однако в полосе R в системе RE J2013+4002 в данном диапазоне фаз заметные вариации блеска объекта отсутствуют. С другой стороны, полоса V свободна от поглощения молекул земной атмосферы и, следовательно, имеет более высокую точность наблюдений. В результате мы пришли к выводу, что обнаруженные изменения яркости в полосе V могут указывать на проявление активности холодной звезды, но вероятнее являются следствием ошибок наблюдений.

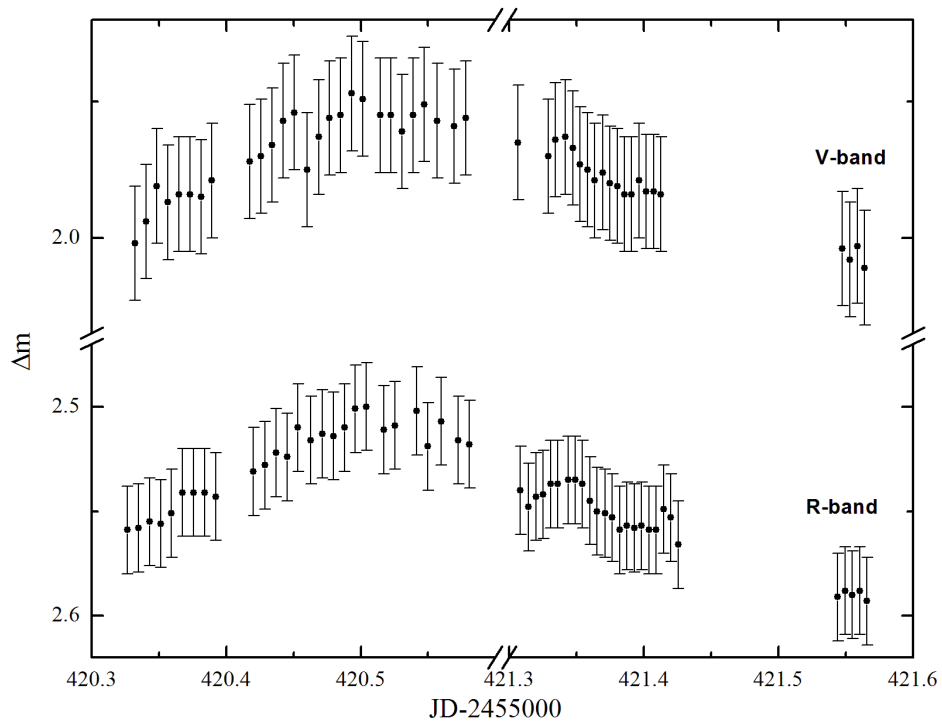


Рис. 26. Кривые блеска RE J2013+4002 в шкале юлианских дат в фильтрах V и R для данных ночей 11 и 12 августа 2010г.

При анализе кривых блеска RE J2013+4002 в шкале юлианских дат была вычислена гелиоцентрическая юлианская дата минимума яркости системы  $HJD_0 = 2455421.583 \pm 0.002$ , на основе которой в сочетании со значением орбитального периода из [157] впервые получена формула фотометрической эфемериды системы:

$$HJD_{\min} = 2455421.583(\pm 0.002) + 0.^d705517(\pm 0.^d000003) \times E \quad (26)$$

Наличие эфемериды позволило перевести все наблюдаемые кривые блеска из шкалы юлианских дат в шкалу фаз орбитального периода, которые представлены на рис. 27 в полосах V и R (данные в полосе V исключены из анализа, см. Главу Наблюдения).

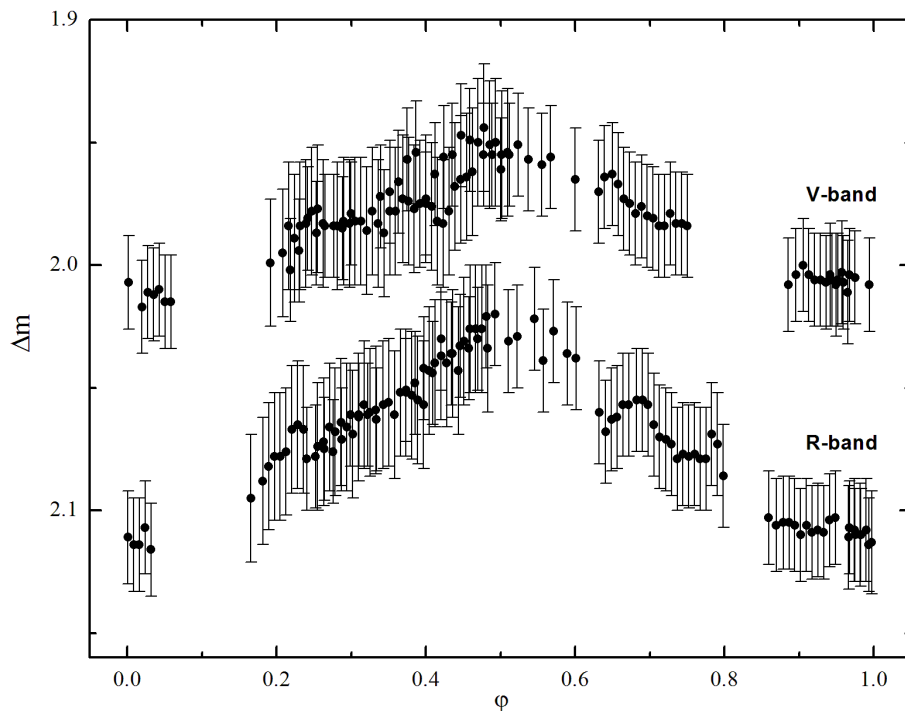


Рис. 27. Кривые блеска RE J2013+4002 в шкале фаз орбитального периода в фильтрах V и R.

Полученные фотометрические данные покрывают только часть полного орбитального периода: фазы минимума и максимума блеска и интервал возрастания яркости. Амплитуды изменения блеска объекта составляют  $\Delta m_R = 0.^m08$  в полосе R и  $\Delta m_V = 0.^m06$  в полосе V, т.е. возрастают с длиной волны, что характерно для действия эффектов отражения в ПП с умеренно горячими белыми карликами. Кроме того кривые блеска имеют близкую к синусоидальной форму, что свидетельствует о небольшом угле наклона орбиты системы и отсутствии заметного отклонения формы компонент от сферической под действием взаимного притяжения. Таким образом, наблюдаемые фотометрические данные однозначно соответствует утверждению [157] о принадлежности RE J2013+4002 к ПП с остывающим белым карликом.

### Анализ спектров

Представленный на рис. 28 усредненный спектр RE J2013+4002 в фазе максимума блеска, очевидно, имеет композиционный характер и включает заметные вклады излучения обеих компонент и горячего пятна на поверхности холодной звезды. В нем присутствуют широкие абсорбционные линии бальмеровской серии H $\beta$ -H $\delta$ , которые формируются в излучении белого карлика, а также линия HeII  $\lambda 4686\text{\AA}$ , что

свидетельствует о его высокой эффективной температуре ( $T_{\text{eff}}=47800\text{K}$ ). Наличие в спектрах эмиссионных линий металлов (Mg, Cr, Fe, Ni и др.) в первой и второй стадиях ионизации и эмиссионных ядер линий H I обусловлено излучением горячего пятна на поверхности вторичной компоненты. Кроме того, в спектрах RE J2013+4002 наблюдаются сильные эмиссионные линии He I, имеющие заметно более высокую температуру формирования (на  $\Delta T_e \approx 8000\text{K}$ ), чем атомарные линии металлов. Исследование условий образования эмиссионных линий тяжелых элементов позволяет оценить вероятное значение температуры плазмы в хромосфере горячего пятна на уровне  $T_e = 7000\text{--}15000\text{K}$ .

Изменение спектров с фазой орбитального периода показано на рис. 29. Очевидно, что изменение интенсивностей всех эмиссионных линий происходит синхронно с вариациями блеска системы, доказывая их формирование под действием эффектов отражения. Присутствие эмиссионных линий H I и He I в спектрах RE J2013+4002 даже в фазе  $\phi = 0.03$  свидетельствует о малом угле наклона орбиты, вследствие чего наблюдается часть облученной стороны вторичной компоненты. Каких-либо аномалий в эмиссионных спектрах системы, указывающих на проявление хромосферной и вспышечной активности холодной звезды, нами не обнаружено. В фазах минимума блеска наблюдаются слабые абсорбционные молекулярные полосы в диапазоне длин волн  $\Delta\lambda=4900\text{--}5400\text{\AA}$ , представляющие спектр необлученной поверхности красного карлика. Провести количественный анализ этих полос не позволяет их низкая интенсивность, обусловленная малым вкладом вторичной компоненты в излучение системы. Из сравнения ряда абсорбционных деталей в наблюдаемых спектрах с теоретическими был определен спектральный класс красного карлика (не ранее M2).

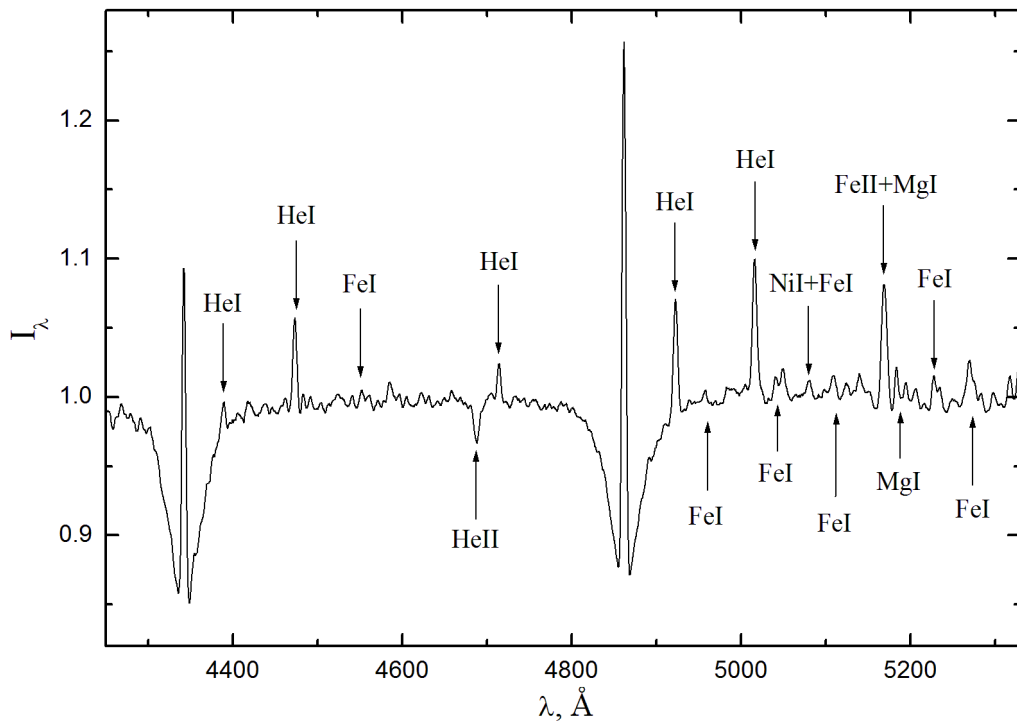


Рис. 28. Спектр RE J2013+4002 с отождествлением наблюдаемых линий.

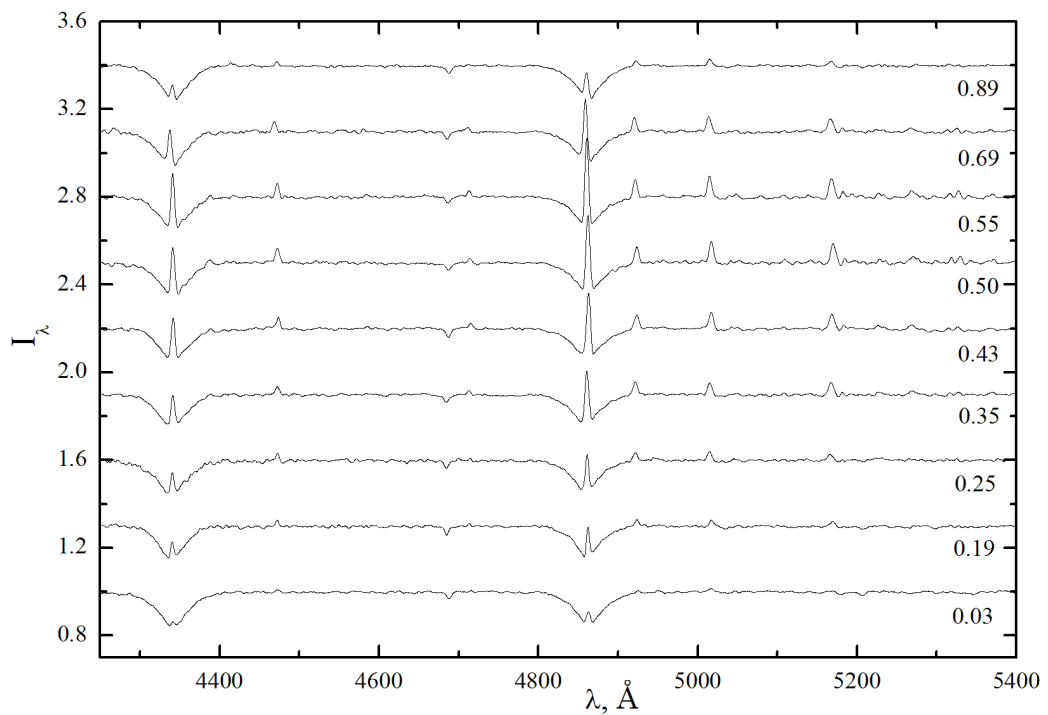


Рис. 29. Нормированные спектры RE J2013+4002 для разных фаз орбитального периода. Спектры имеют последовательный сдвиг вдоль вертикальной оси на 0.3.



### Анализ лучевых скоростей

Присутствие в спектрах объекта абсорбционных и эмиссионных линий позволяет провести полный анализ лучевых скоростей для обеих компонент RE J2013+4002. Значения лучевых скоростей  $V_r$  каждой компоненты были определены методом кросс-корреляционного анализа с помощью программного пакета Velos [149]. Измерения лучевых скоростей главной компоненты выполнены с использованием абсорбционной линии HeII ( $\lambda=4686\text{\AA}$ ), а вторичной компоненты – с использованием эмиссионных линий HeI ( $\lambda\lambda 4471, 4921, 5015\text{\AA}$ ) и FeII ( $\lambda=5169\text{\AA}$ ). Для получения скоростей из полных спектров RE J2013+4002 вырезались узкие интервалы  $\Delta\lambda=40\text{\AA}$  с центрами на лабораторных длинах волн избранных линий. В ходе измерений значений  $V_r$  вторичной компоненты в программе Velos выбирались различные комбинации эмиссионных линий. В итоге в результате анализа полученных значений была выбрана комбинация с наименьшим различием лучевых скоростей для спектрограмм внутри наблюдательных блоков. В результате ошибки измерений относительных значений  $V_r$  составили:  $\Delta V_{r,1}=22$  км/с для главной компоненты и  $\Delta V_{r,2}=16$  км/с для вторичной компоненты RE J2013+4002. Отметим, что искусственное смещение спектров по длинам волн в зависимости от положения звезд на щели, обусловленное особенностью спектрографа SCORPIO [107], может приводить к дополнительным ошибкам в измеряемых скоростях до  $\Delta V_r=50$  км/сек. Исключить подобные ошибки позволяет анализ лучевых скоростей компонент относительно друг друга (т.е. использование разности  $V_{r,1}-V_{r,2}$ ). Значения разности лучевых скоростей компонент представлены в таблице 4.

Кривая лучевых скоростей RE J2013+4002 аппроксимировалась в рамках моделей круговой и эллиптической орбит, при этом определялись суммарные амплитуды компонент  $K_1+K_2$  (рис. 30). С использованием пакета Origin на основе метода градиентного спуска проводился поиск аппроксимирующих орбит. Среднеквадратичное отклонение значений  $V_r$  от аппроксимирующей кривой достигло  $\Delta V_r=29$  км/с в рамках круговой орбиты и  $\Delta V_r=22$  км/с в рамках эллиптической орбиты. Величина эксцентриситета последней составила  $e=0.14$  с точкой перигелия в фазе  $\phi=0.53$ . Как видно на рис. 30, эффекты отражения заметно искажают форму кривой лучевых скоростей объекта, что обусловлено их определением с применением линий HeI, формирующихся в центре горячего пятна с  $T_e\approx 12000\text{K}$ . Суммарные амплитуды компонент для двух моделей получились в пределах ошибок близкими по величине  $K_1+K_2=109.6\pm 6.3$  км/с и  $K_1+K_2=108.3\pm 5.1$  км/с. В результате использовалась оценка, найденная в рамках аппроксимации круговой орбитой. Для определения реального значения суммарной

амплитуды  $K_1+K_2$  должна быть учтена поправка за разницу лучевых скоростей ( $\Delta K_2$ ) горячего пятна на поверхности вторичной компоненты и её центра масс. По результатам моделирования теоретических спектров системы (см. ниже) в предположении синхронности орбитального движения и вращения вторичной компоненты нами было рассчитано значение этой поправки  $\Delta K_2=6.2\pm 0.8$  км/с. Следовательно, величина суммарной амплитуды лучевых скоростей составила  $K_1+K_2=115.8\pm 5.8$  км/с.

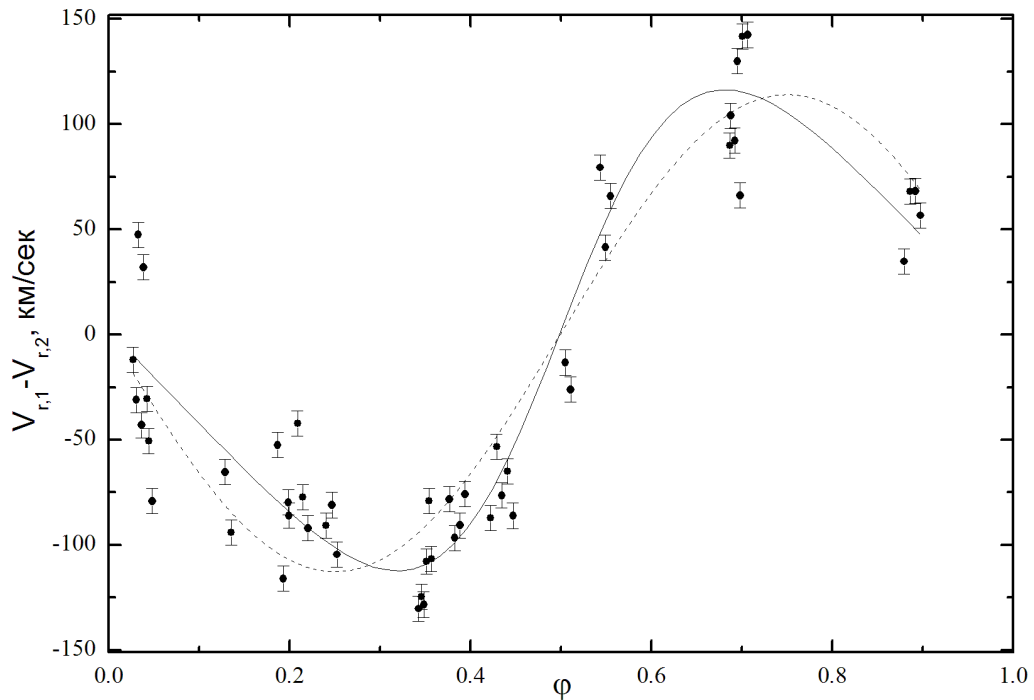


Рис. 30. Кривые лучевых скоростей RE J2013+4002. Аппроксимация в рамках модели круговой орбиты показана штриховой линией, а модели эллиптической орбиты - сплошной линией.

Используя формулу функции масс:

$$(M_1+M_2)\times\sin(i)^3=10385\times 10^{-11}\times(K_1+K_2)^3\times P \quad (27)$$

было вычислено значение суммы масс компонент  $(M_1+M_2)\times\sin(i)^3=0.114\pm 0.018M_\odot$ . Для определения массы каждой компоненты использовалась дополнительная оценка амплитуды лучевых скоростей главной компоненты  $K_1=36.7\pm 0.7$  км/с из статьи Кавки и др. [157], полученная по смещениям линий CIII и OIV в ультрафиолетовых спектрах RE J2013+4002. Значение угла наклона орбиты системы было установлено путем

согласования ее теоретических и наблюдаемых кривых блеска (см. ниже) и составило  $i=34.5^\circ \pm 1^\circ$ .

Используя полученные значения суммарной амплитуды лучевых скоростей и амплитуды лучевых скоростей главной компоненты, было определено отношение масс компонент  $q=0.464 \pm 0.032$  и амплитуды лучевых скоростей холодной звезды  $K_2=79.1 \pm 5.8$  км/с с последующим нахождением масс обеих звезд  $M_1=0.48 \pm 0.04 M_\odot$  и  $M_2=0.22 \pm 0.02 M_\odot$ .

Полученные оценки масс отличаются от определенных в статье Кавки и др. [157]  $M_1=0.56 \pm 0.03 M_\odot$  и  $M_2=0.23 \pm 0.01 M_\odot$  на основании анализа ультрафиолетовых спектров. Однако, как будет показано ниже, полученный набор параметров корректно описывает наблюдаемые кривые блеска и спектры RE J2013+4002.

### Теоретическое моделирование

Предварительное моделирование кривых блеска, проведенное с использованием комплекса SPECTR и представленных в литературе параметров RE J2013+4002 (см. выше), показало, что их теоретические амплитуды в полосах V и R плохо описывают наблюдательные данные. Результаты сравнения показаны на рис. 31.

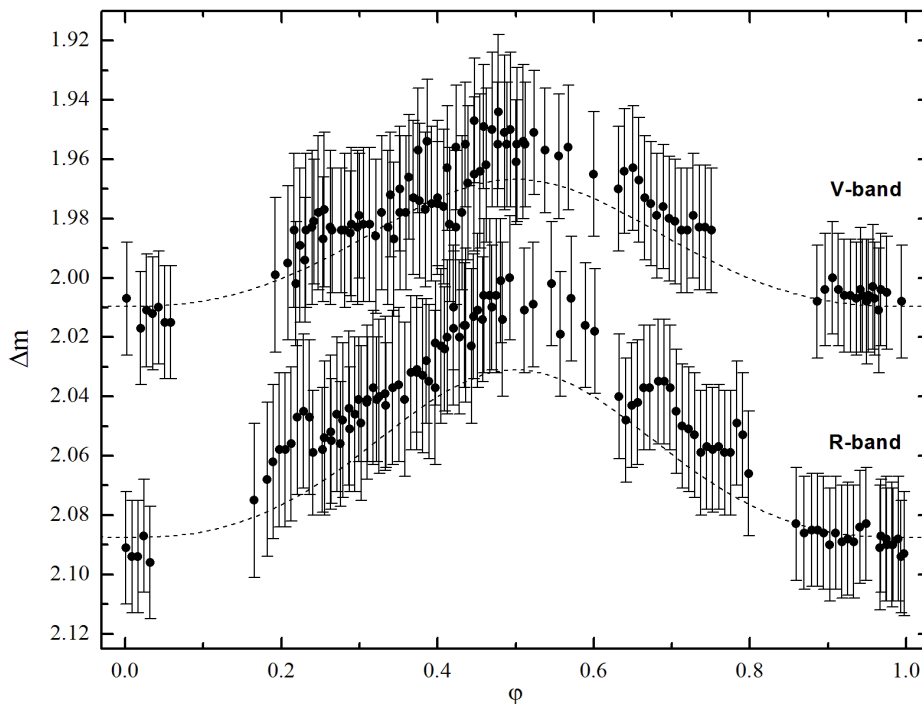


Рис. 31. Сравнение наблюдаемых кривых блеска RE J2013+4002 в полосах V и R с теоретическими, построенными по данным из литературы.

Следовательно, для согласования наблюдаемых и теоретических кривых блеска требуется существенное ослабление эффектов отражения в RE J2013+4002. Амплитуда этих эффектов для изучаемой системы зависит от трех параметров: эффективной температуры главной компоненты, радиуса вторичной компоненты и угла наклона системы. Стоит отметить, что вариация в допустимых пределах угла наклона системы не может обеспечить существенное (более 30%) изменение амплитуды блеска. Значение эффективной температуры главной компоненты ( $T=47800\pm 200\text{K}$ ) получено из анализа ультрафиолетовых спектров RE J2013+4002 с высокой гарантированной точностью [157] и не может варьироваться. Поэтому единственным путем существенного уменьшения эффектов отражения является сокращение радиуса вторичной компоненты. Также считались зафиксированными параметры белого карлика  $\log g=7.69$  и  $[\text{He}/\text{H}]=-2.79$  из [157].

Расчет параметров RE J2013+4002 проводился итеративным способом. В качестве стартовых параметров объекта использовались данные из литературы. В ходе итераций при фиксированном наборе большинства параметров системы согласовывались форма и амплитуда наблюдаемых и теоретических кривых блеска в полосах V и R. Для этого варьировались только радиус и температура вторичной компоненты и угол наклона орбиты. Получаемые значения позволяли определить массу вторичной компоненты на основе эволюционных треков для звезд главной последовательности [159], а затем из величины отношения масс ( $q=0.41$ [157]) - массу главной компоненты.

Найденные параметры главной компоненты позволили уточнить ее радиус  $R_1$  с использованием теоретических моделей белых карликов с вырожденными углеродными ядрами [160]. Переопределенные в результате моделирования значения большой полуоси RE J2013+4002 и угол ее наклона  $i$  использовались при последующей итерации вплоть до получения самосогласованного набора параметров системы. Для получения корректного описания наблюдаемых данных потребовалось существенно уменьшить радиус вторичной компоненты (на 40%), ее массу (на 25%), а также массу главной компоненты (на 40%). Итоговые параметры системы представлены в таблице 10, а итоговое описание теоретическими кривыми блеска наблюдаемых данных – на рис. 32.

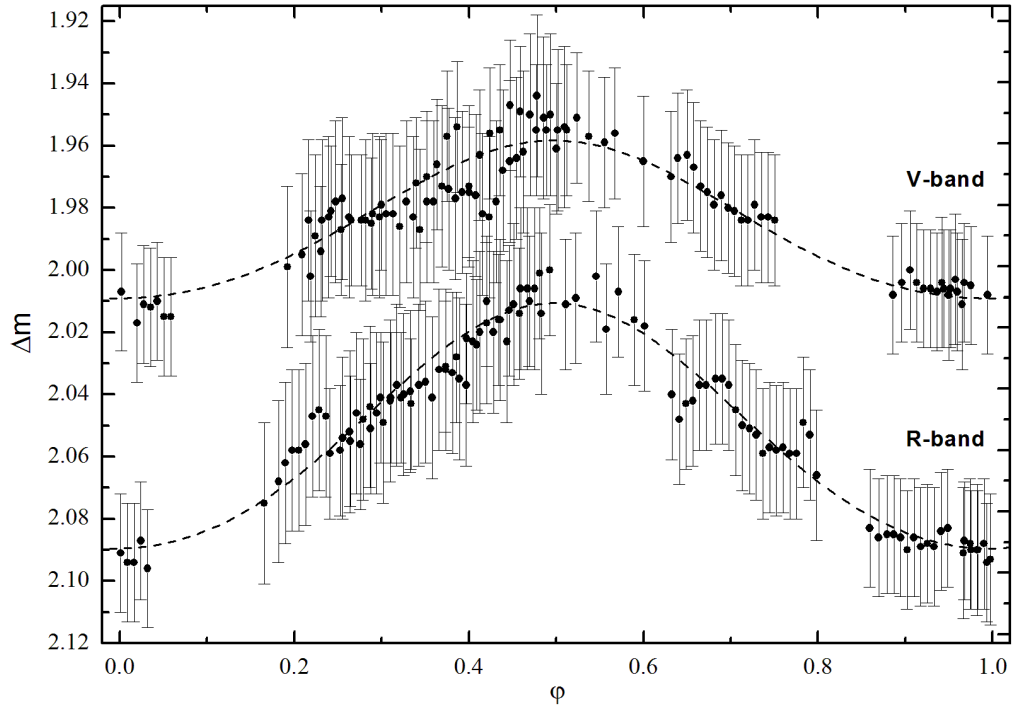


Рис. 32. Сравнение наблюдаемых кривых блеска RE J2013+4002 в полосах V и R с теоретическими, построенными по полученным в работе данным.

Таблица 10. Параметры RE J2013+4002 (\* - данные из статьи [32]).

Параметр	Компонента	
	Главная	Вторичная
$P_{\text{orb}}$ , сут	$0.705517 \pm 0.000003^*$	
$\phi_0$ (JD)	$2455421.583 \pm 0.002$	
$K$ , км/с	$36.7 \pm 0.7^*$	$79.1 \pm 5.8$
$e$	$0.14 \pm 0.01$	
$\omega$	$190^\circ \pm 10^\circ$	
$q$	$0.464 \pm 0.032$	
$T_{\text{eff}}$ , К	$47800 \pm 200^*$	$3800 \pm 100$
$\lg g$	$7.66 \pm 0.05$	$5.12 \pm 0.04$
[Fe/H]		$-0.5 \pm 0.2$
$M/M_\odot$	$0.48 \pm 0.04$	$0.22 \pm 0.02$
$R/R_\odot$	$0.017 \pm 0.001$	$0.21 \pm 0.01$
$A/R_\odot$	$2.93 \pm 0.07$	
$i$	$34.5^\circ \pm 1^\circ$	

Вклад вторичной компоненты в полное излучение в полосах V и R на уровне 3-8% определяет в предположении солнечной металличности  $[Fe/H]=0.0$  значение ее температуры на уровне  $T_{eff,2}=4150\pm 150K$  при радиусе  $R_2=0.17\pm 0.01R_{\odot}$  и массе  $M_2=0.25\pm 0.02M_{\odot}$ . В результате радиус холодной звезды оказывается на 25% меньше среднего значения для звезд ГП что противоречит существующим представлениям о вторичных компонентах ПП. Однако при анализе спектров была обнаружена избыточная теоретическая интенсивность молекулярных полос TiO и MgH. Поэтому мы понизили металличность атмосферы вторичной компоненты до значения  $[Fe/H]=-0.5$ . Повторное моделирование с ним кривых блеска RE J2013+4002 и их согласование с наблюдаемыми позволило получить набор параметров вторичной компоненты без значимых аномалий ее радиуса. Рассчитанное на основании оценки массы и радиуса белого карлика значение силы тяжести на его поверхности ( $\lg g = 7.66\pm 0.05$ ) в пределах ошибок совпадает со значением, определенным Кавкой и др. [157] на основе анализа наблюдаемых спектров.

Перед построением теоретических спектров RE J2013+4002 рассматривались температурные структуры облучаемой атмосферы холодной звезды для зон горячего пятна и вне его. Из рис. 33 видно, что температура протяженной (до  $\lg \tau_r=-2$ ) хромосферной области атмосферы превышает значение электронной температуры на глубине формирования континуума ( $\lg \tau_r=0$ ) на несколько тысяч кельвинов. Именно в подобных хромосферных слоях формируются эмиссионные линии легких и тяжелых элементов в первой и второй стадиях ионизации.

Так как белый карлик обладает достаточно высокой температурой ( $T_{eff}=47800K$ ), около 30% излучаемого им потока заключено в диапазоне лаймановского континуума ( $\lambda < 912\text{\AA}$ ) с наибольшей непрозрачностью атмосферы вторичной компоненты. Поэтому за счет резко возросшей функции нагрева высоких слоев в центре горячего пятна формируется лаймановская хромосфера с температурой  $T_e=12000K$  и нижней границей  $\lg \tau_r=-4.5$ . Низкотемпературная вторичная хромосфера образуется на всей зоне пятна с нижней границей на  $\lg \tau_r=-2$  и температурой  $T_e=7000K$ . В итоге диффузия избыточной энергии из хромосферных слоев на глубину формирования континуума очень ограничена и обуславливает повышение температуры в этих слоях на  $\Delta T_e=140K$  или на 4%.

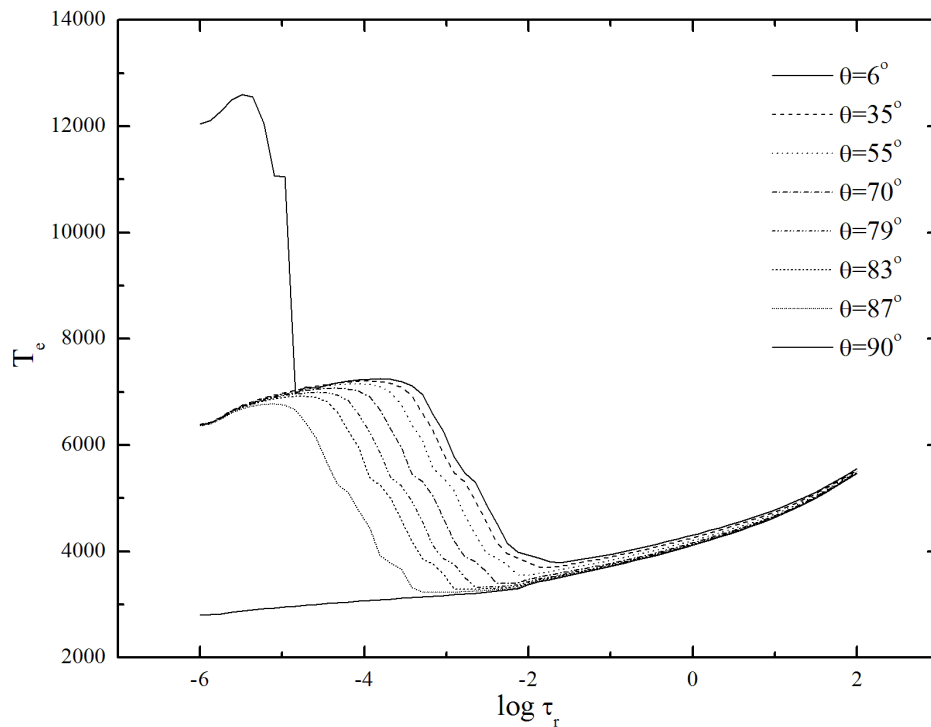


Рис. 33. Распределение электронной температуры  $T_e$  с росселандовской глубиной  $\tau_r$  в атмосфере вторичной компоненты RE J2013+4002 для различных зон горячего пятна и вне его. Указаны углы падения внешнего излучения.

В результате эффекты отражения в RE J2013+4002 имеют низкую амплитуду фотометрической переменности при умеренной интенсивности большинства эмиссионных линий. Линии водорода и гелия образуются в лаймановской хромосфере при  $T_e > 10000$  K и, очевидно, подвержены сильным не-ЛТР эффектам. После согласования теоретических и наблюдаемых спектров системы (рис. 34) было достигнуто корректное описание большинства эмиссионных линий тяжелых элементов (в том числе линий FeII), которые формируются в хромосфере холодной звезды. Можно сделать вывод, что химический состав атмосферы холодной звезды характеризуется пониженным (до  $[X/H] = -0.5$ ) содержанием металлов, а условия существования газа в слоях с  $\lg \tau_r > -4.5$  близки к ЛТР. В теоретических спектрах интенсивности эмиссионных линий бальмеровской серии примерно на 70% выше по сравнению с наблюдаемыми, в то же время в теоретическом спектре полностью отсутствуют эмиссионные линии HeI. Из перечисленного выше следует, что линии HeI и частично H $\beta$  формируются под воздействием эффектов флуоресценции в лаймановской хромосфере в условиях небулярного приближения.

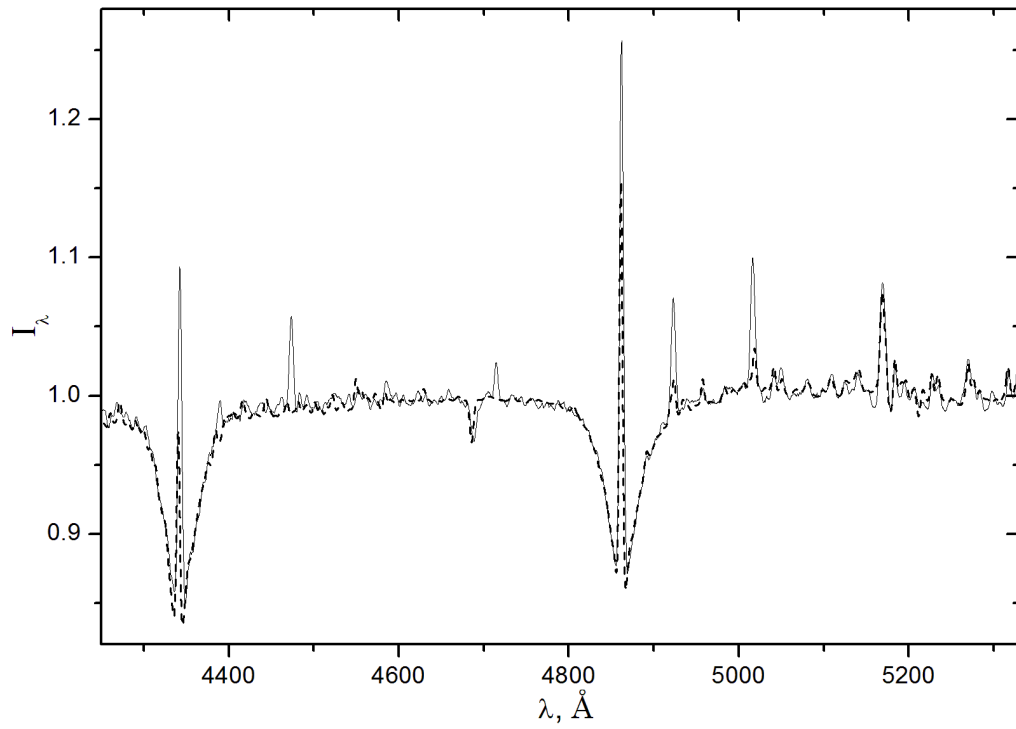


Рис. 34. Сравнение наблюдаемых (сплошная линия) и теоретических (штрихованная линия) спектров RE J2013+4002 в фазе максимума блеска  $\varphi \approx 0.50$ .



### 4.3 Заключение

Выполненные нами комплексные анализы оптического излучения молодых предкатаклизмических переменных PN G068.1+11.0 и TW Crv по методической организации отличаются от предыдущих исследований систем этого типа.

Во-первых, большинство ранее изученных систем (BE UMa, NN Ser, UU Sge, V477 Lyr, GK Vir) являлись затменными, что существенно упрощало процесс определения их параметров при моделировании кривых блеска. В частности наличие затмения позволяло с высокой точностью получить оценку угла наклона орбиты, в сильной степени влияющего на вычисляемые массы компонент. В рамках данной работы мы показали, что модельный анализ кривых блеска в трех фотометрических полосах обеспечивает определение величины  $i$  с ошибкой не более  $2-3^\circ$  даже для незатменных систем, что достаточно для нахождения набора их фундаментальных параметров. Определяемые одновременно с  $i$  значения радиусов компонент имеют погрешность 2-3%, т.е. могут корректно сравниваться с результатами расчетов эволюции звезд.

Во-вторых, при исследовании незатменных систем с горячими sdO-субкарликами существенно ограничена возможность выделения неискаженных спектральных деталей, формирующихся в излучении главной или вторичной компонент. Нами показано, что наблюдаемая в ПП эмиссионная Боуэновская бленда  $\text{CIII}+\text{NIII } \lambda 4640\text{\AA}$  не искажена абсорбцией в спектре sdO-субкарлика, т.е. принадлежит только спектру горячего пятна. Для нахождения и использования в анализе слабых абсорбционных деталей, связанных с излучением sdO-субкарлика требуется получение наблюдательных данных с отношением сигнал/шум  $S/N > 150$ , что невозможно для слабых и короткопериодических объектов. В этих условиях возникает необходимость совместного использования методов теоретического моделирования излучения и результатов расчетов звездной эволюции. Однако для корректного применения этих результатов желательно выполнять их регулярное сравнение с параметрами уже изученных систем. С этой целью мы проанализировали найденные нами характеристики PN G068.1+11.0 и TW Crv в сопоставлении их с современными эволюционными треками.

Положения главных компонент PN G068.1+11.0 и TW Crv показаны на рис. 35 совместно с эволюционными треками одиночных ядер планетарных туманностей [153] и данными для других молодых ПП из работы [151]. Главная компонента PN G068.1+11.0 является самой массивной и горячей среди ранее исследованных главных звезд молодых ПП. Наблюдаемая амплитуда эффектов отражения в исследуемой системе ( $\Delta m \approx 1.6^m$ ) превышает амплитуду блеска BE UMa [20] ( $\Delta m = 1.4^m$ ) при значительно меньшем значении

угла наклона орбиты. Можно выдвинуть предположение о максимальном значении мощности облучения вторичной компоненты объекта на основе его связи с избытком светимости холодных звезд молодых ПП. Для PN G068.1+11.0 с использованием обоих наборов параметров главной компоненты, определенных в работе, и эволюционных треков [153] было оценено время эволюции объекта после сброса общей оболочки  $\log t=5.08$  ( $M_1=0.7M_\odot$ ) и  $\log t=4.85$  ( $M_1=0.78M_\odot$ ). Для определения нижней границы возможных масс системы следует допустить наличие в ней коричневого карлика с массой  $M_2=0.05M_\odot$ . В этом случае масса главной компоненты должна составить порядка  $M_1=0.68M_\odot$ . Вероятно, набор параметров для варианта с  $M_1=0.68M_\odot$  позволяет корректно описать наблюдаемые спектральные и фотометрические данные, но в нашем анализе он не рассматривался. Для этого случая время эволюции PN G068.1+11.0 после стадии общей оболочки достигает  $\log t=5.14$ . Таким образом, можно предположить, что масса главной компоненты заключена в диапазоне  $M_1=0.68-0.78M_\odot$ , а время жизни после сброса общей оболочки  $\log t=4.85-5.14$ .

Положение TW Crv для полученных параметров горячей звезды ( $T_{\text{eff},1}=105000\pm 20000\text{K}$  и  $\log(L_1/L_\odot)=0.25\pm 0.35$ ) соответствует на эволюционных треках массе  $M=0.54\pm 0.05M_\odot$ , значение которой достаточно хорошо согласуется с определенной в данной работе динамической оценкой  $M_1=0.586\pm 0.038M_\odot$ . Еще одним свидетельством корректности полученного набора параметров системы является близость значений величины поверхностной силы тяжести, полученных в диссертации ( $\log g=6.72\pm 0.05$ ) и в статье [153] ( $\log g=6.70\pm 0.30$ ) на основе анализа слабых абсорбционных деталей в оптических спектрах. Имеющийся набор параметров главной компоненты TW Crv свидетельствует о ее принадлежности к классу sdO-субкарликов в фазе перехода на последовательность остывающих белых карликов. Положение объекта на рис. 35 указывает на большее значение времени его эволюции после сброса общей оболочки ( $t>3.5\times 10^5$  лет), чем для подобных систем Abell65 [11], V664 Cas [146] и V477 Lyr [151]. Время свечения планетарных туманностей для объектов типа V664 Cas не превышает  $t=2\times 10^5$  лет [153]. Следовательно планетарная туманность в системе TW Crv отсутствует вследствие продолжительной эволюции после стадии общей оболочки. В целом полученные нами параметры TW Crv подтвердили вывод [11] о том, что физические характеристики главных компонент молодых ПП полностью соответствуют эволюционным трекам одиночных ядер планетарных туманностей и последние могут корректно применяться при последующих исследованиях систем такого типа.

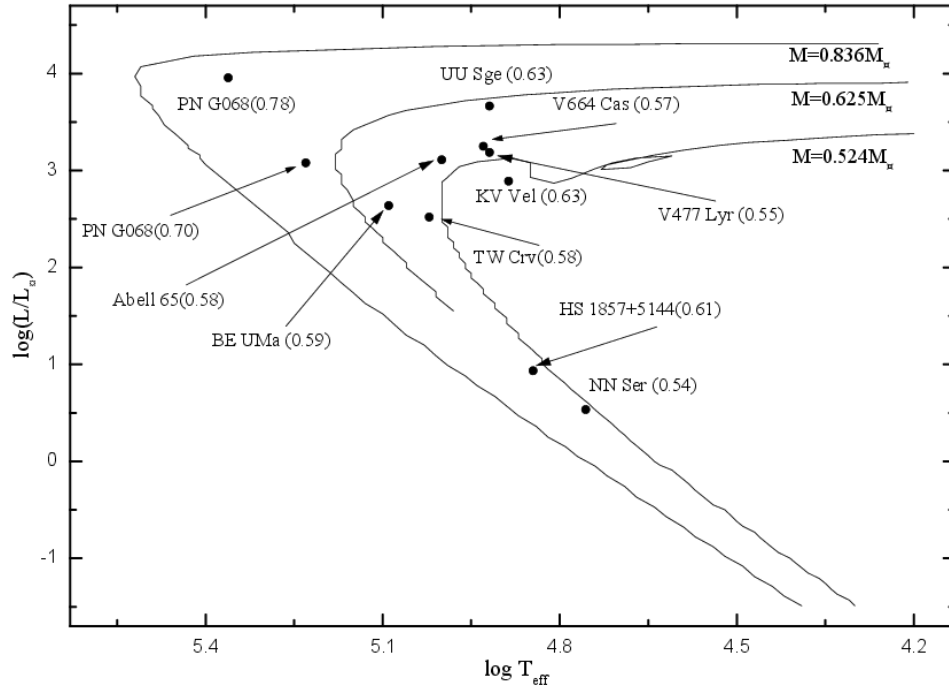


Рис. 35. Положения главных компонент изученных молодых ПП на эволюционных треках ядер планетарных туманностей [153].

Для исследованных систем PN G068.1+11.0 и TW Crv и изученных ранее молодых ПП [151] на рис. 36 показана эмпирическая зависимость избытка светимости вторичных компонент  $\Delta L_2$  от времени эволюции после стадии общей оболочки из [11]. Значения избытка светимости  $\Delta L_2$  определяются разностью наблюдаемой светимости звезды и теоретического значения  $L_2^t(MS)$  для звезды с такой же массой  $M_2$ , принадлежащей Главной последовательности на эволюционных треках Жирарди [159]. Для определения наблюдаемой величины  $\Delta L_2$  используется формула Стефана-Больцмана:

$$\Delta L_2 = 4\pi\sigma(T_{eff,2})^4(R_2)^2 - L_2^t(MS) \quad (28)$$

Значения величины  $\Delta L_2$  для вторичной компоненты PN G068.1+11.0 получаются равными  $\log(\Delta L_2/L_\odot) = -1.10$  и  $\log(\Delta L_2/L_\odot) = -1.12$ , соответственно для вариантов с  $M_1 = 0.7M_\odot$  и с  $M_1 = 0.78M_\odot$ . В результате связь избытка светимости с амплитудой эффектов отражения можно исключить из рассмотрения, так как для этого необходимы значения  $\log(\Delta L_2/L_\odot) \geq 0.00$ . Значения наблюдаемого избытка светимости холодной звезды PN G068.1+11.0 получаются гораздо меньше величин  $\Delta L_2$  ( $\log(\Delta L_2/L_\odot) = -0.66$  и  $\log(\Delta L_2/L_\odot) = -0.38$ ), определяемых из эмпирической зависимости [11] с использованием полученных ранее оценок  $t$ . Для решения с  $M_1 = 0.78M_\odot$  данное противоречие носит качественный

характер, что ставит под сомнение корректность данного набора параметров. Заметим, что полученные величины  $\Delta L_2$  имеют достаточно сильную зависимость от значения температуры вторичной компоненты  $T_{\text{eff},2}$ , которая определяется с низкой точностью. Следовательно, необходимы дальнейшие исследования характеристик системы с использованием спектров более высокого качества.

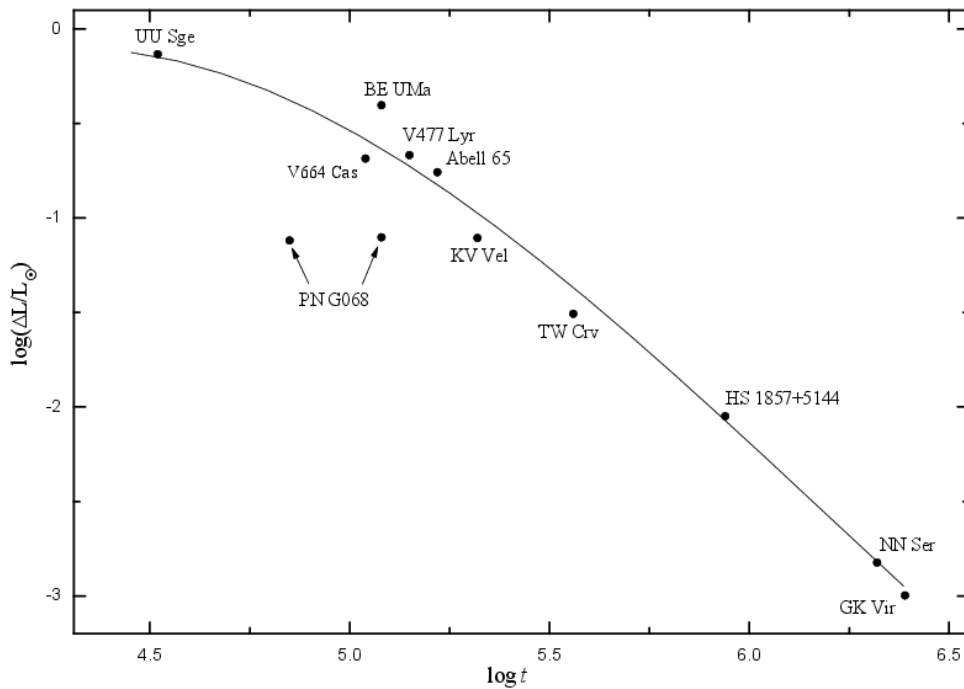


Рис. 36. Эмпирическая зависимость избытка светимости вторичных компонент  $\Delta L_2$  от времени эволюции систем после стадии общей оболочки из работы [11] и положения вторичных компонент изученных молодых ПП.

Вторичная компонента TW Crv имеет светимость  $\log(L_2/L_{\odot}) = -1.46 \pm 0.09$  при эффективной температуре  $T_{\text{eff},2} = 4500 \pm 220 \text{ K}$  и радиусе  $R_2 = 0.305 \pm 0.006 R_{\odot}$ . Согласно эволюционным трекам [159] для звезд Главной последовательности с массой  $M = 0.22 \pm 0.02 M_{\odot}$  эта величина должна составлять  $\log(L_2^{\text{MS}}/L_{\odot}) = -2.49 \pm 0.06$ , т.е. в 10 раз меньше наблюдаемого значения. Аналогичные избытки светимости холодных звезд всех молодых ПП типа BE UMa объясняются их продолжительной релаксацией к состоянию Главной последовательности после стадии общей оболочки. Корректность определенного в работе набора фундаментальных параметров TW Crv подтверждается полным соответствием (рис. 36) полученного значения  $\Delta L_2$  зависимости "возраст-избыток светимости" для уже изученных молодых ПП. В итоге можно сделать вывод о принадлежности TW Crv к объектам типа BE UMa.

В ходе исследования RE J2013+4002 была подтверждена классификация системы как ПП промежуточного возраста. Наблюдаемые изменения блеска системы определяются в основном влиянием эффектов отражения. Кривые блеска RE J2013+4002 для разных ночей не имеют дополнительных вариаций яркости, обусловленных действием других факторов, а форма усредненной кривой блеска оказывается практически симметричной. Следовательно, RE J2013+4002 не показывает переменности, связанной с возможными проявлениями ее магнитного поля (запятненность поверхности или вспышечные явления). В изменении наблюдаемых спектров RE J2013+4002 с фазой орбитального периода определяющую роль также играют эффекты отражения. В спектрах не обнаружено эмиссионных деталей, указывающих на существенную хромосферную активность холодной звезды. При сравнении полученных параметров главной компоненты с моделями остывающих белых карликов [161] было определено время жизни системы после сброса общей оболочки  $t=3\times 10^6$  лет. Параметры холодной звезды согласуются с прогнозами теории эволюции звезд ГП аналогичной массы [159], что показано на рис. 37. На основе полученной оценки светимости вторичной компоненты  $L_2=10^{-2.0}L_\odot$  с возможными ошибками не более 30% подтверждается вывод [11] о завершении процесса релаксации холодных звезд ПП за время не более  $t=2\times 10^6$  лет.

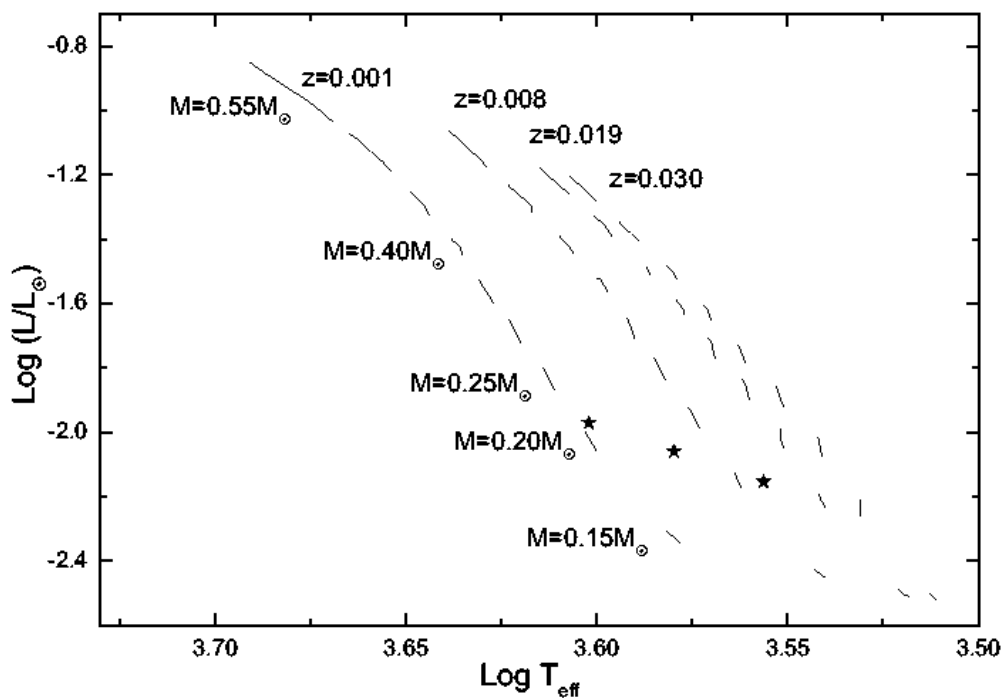


Рис. 37. Положение RE J2013+4002 на эволюционных треках для звезд Главной последовательности [159] для итогового набора параметров системы и для параметров с отклонением эффективной температуры на  $\pm 2\sigma$ .

## Глава 5

### Анализ карликовой Новой GSC 02197-00886

#### Обзор литературы

В электронной телеграмме [162] 7 мая 2010г. в UT=18<sup>h</sup>28<sup>m</sup> Дай-Ам Уи, Йенгвол-кун, Гангвон-ду совместно с Ямаока сообщили об обнаружении нового объекта (~10.<sup>m</sup>8) на двух изображениях 6 мая 2010г. в UT = 18<sup>h</sup>30<sup>m</sup>. Когда яркость объекта увеличилась до 8.4<sup>m</sup>, 7 мая 2010г. в UT=18<sup>h</sup>14<sup>m</sup> Дай-Ам Уи выполнил дополнительные наблюдения объекта с помощью 400-мм линзы. В изображении, подтверждающем обнаружение объекта, поярчавшая звезда по положению совпадает с системой GSC 02197-00886 (R.A. = 21<sup>h</sup>38<sup>m</sup>06<sup>s</sup>, Decl. = +26°19'57".33). В каталоге GSC версии 2.3 для нее представлены звездные величины F=13.<sup>m</sup>88 и j=14.<sup>m</sup>57. Объект классифицирован как оптическая двойная или кратная система, что подтверждается протяженностью GSC 02197-00886 в меридиональном направлении на изображении с Digitized Sky Survey. Ямаока [162] отметил, что недалеко от звезды располагается яркий рентгеновский источник 1RXS J213807.1+261958. В результате исследования, проведенного в статье [163], подтвердилось совпадение положений GSC 02197-00886 и этого рентгеновского источника, открытого спутником ROSAT. В результате можно предположить, что система, вероятно, принадлежит к КП.

Накано в электронной телеграмме [164] сообщил о независимом открытии Канеко и др. вспышки этой переменной (m=9<sup>m</sup>) на двух двадцатисекундных снимках, полученных 7 мая 2010г. в UT=18<sup>h</sup>53<sup>m</sup> с использованием 80-мм линзы камеры Contax. Однако 1 мая 2010г. в UT=17<sup>h</sup>48<sup>m</sup> на изображении, снятом на указанной выше аппаратуре, на том же положении Канеко ничего не обнаружил. С помощью этих изображений Накано оценил звездную величину 9.<sup>m</sup>1 и определил координаты положения системы: R.A. = 21<sup>h</sup>38<sup>m</sup>07<sup>s</sup>, Decl. = +26°20'03".0. На снимке Итагаки, полученном 1 мая 2010г. в UT=17<sup>h</sup>24<sup>m</sup> на 0.21-метровом телескопе, система наблюдалась уже в спокойном состоянии со звездной величиной 15<sup>m</sup>. Дополнительно с использованием изображений 8 мая 2010г. (UT=15<sup>h</sup>46<sup>m</sup>) с 0.60-метрового телескопа Итагаки измерил звездную величину системы 8.<sup>m</sup>8, и определил, что вспыхивающий объект является южной компонентой оптической двойной звезды GSC 02197-00886. Хенден отмечает, что Palomar Sky Survey (POSS) отождествляет близкую пару объектов на месте увеличившей яркость системы: первый – стационарный,

а второй показывает высокое собственное движение. Также сообщается, что второй объект принадлежит к КП, содержащим белый карлик, с амплитудой вспышек около  $6^m$ . Грахам и др. на 1.82-метровом телескопе Пласкетта Национального Исследовательского Совета Канады 8 мая 2010г. в UT=11<sup>h</sup>16<sup>m</sup> провели спектроскопические наблюдения этого объекта. В спектре наблюдаются сильные эмиссионные линии H $\alpha$ , H $\beta$ , HeII ( $\lambda=4686\text{\AA}$ ), а также широкая эмиссионная линия с центром на 4650 $\text{\AA}$ , соответствующая Боуэновской бленде линий NIII, CIII и CIV. Дополнительно оптическая спектрограмма увеличившей яркость звезды была получена Араи 8 мая 2010г. в UT=15<sup>h</sup>50<sup>m</sup> на 1.3-метровом телескопе ARAKI в плохих погодных условиях [164]. В спектре наблюдался голубой континуум и слабая эмиссионная линия H $\alpha$ . Система была классифицирована как карликовая Новая. Вследствие низкого уровня S/N в спектре не наблюдалось других эмиссионных или абсорбционных деталей. Как указывается в сообщении [165] на изображении, полученном 11 мая 2010г. в UT=2<sup>h</sup>40<sup>m</sup>, Шмеер оценил визуальную звездную величину системы на уровне  $m=9.^m3$ .

10 мая 2010г., начиная с UT=9<sup>h</sup>36<sup>m</sup>, с помощью 2.1-метрового телескопа Товмасын и др. получили 2.5-часовую спектрофотометрию объекта [166]. В спектрах присутствуют широкие абсорбционные линии водорода и гелия с центральными эмиссиями в ядрах линий, что характерно для карликовых Новых в фазе вспышечной активности. Интенсивность центральных эмиссий водородных линий увеличивается к H $\beta$ , однако максимума она достигает в линии HeII ( $\lambda=4648\text{\AA}$ ). В эмиссионном спектре также наблюдается Боуэновская бленда линий NIII, CIII и CIV. На основе измеренных лучевых скоростей была получена грубая оценка продолжительности орбитального периода в  $82^m \pm 5^m$ . Измерения лучевых скоростей подтверждают двойственность объекта, а значение периода - принадлежность к карликовым новым типа WZ Sge с амплитудой супервспышек  $\sim 8^m$ . Като и др. в статье [167] более точно оценили величину фотометрического периода на уровне  $P=0.^d05455(1)$ .

Позднее на основе продолжительного мониторинга объекта [116] была подтверждена его предварительная классификация. При проведении мониторинга фотометрические данные были получены в обсерватории Терскол с помощью телескопов Цейсс-600 (камера PixelVision) и MEADE (камера STL-1001), в обсерватории Stara Lensa AISAS на 50-сантиметровом рефлекторе (камера SBIG ST10-XME), в Крымской Лаборатории ГАИШ на 60-сантиметровом (камера Apogee-47p) и 1.25-метровом (камера VersArray 1300) телескопах. По полученным фотометрическим наблюдениям оценены звездные величины объекта  $m_U=15.^m69$ ,  $m_B=15.^m72$ ,  $m_V=15.^m23$ ,  $m_R=14.^m76$  и  $m_I=14.^m30$  в фильтрах U, B, V, R

и I, соответственно. Система перешла в спокойное состояние с  $m_V \sim 16.^m0$  в конце сентября 2010г. через 140 дней после вспышки (в данной статье за первый день вспышки принята дата 6 мая 2010г.). С 1 по 15 день после вспышки средний период обычных сверхгорбов составлял  $0.^d05493$  с острой формой максимумов и эволюцией формы минимумов от широкой к узкой, а их амплитуда была примерно  $\Delta m_V = 0.^m1$ . На 17-20 сутки амплитуда обычных сверхгорбов иногда достигала значения  $\Delta m_V = 0.^m1$  с изменением их формы (уширение максимума и сужение минимума), что скорее всего указывает на уменьшение оптической толщины диска и появление в нем нестабильных флуктуаций плотности. Период обычных сверхгорбов составлял  $0.^d05512$ . Переход между стадиями В и С эволюции сверхгорбов [76] произошел между 22 и 23 днями после вспышки. Период поздних сверхгорбов  $P_{sh} = 0.^d05486$  оставался стабильным, в отличие от их амплитуды. На 24-25 сутки амплитуда изменения яркости увеличилась до  $\Delta m_V = 0.^m5$ , а в период 27-35 дней была нестабильна и изменялась в пределах  $0.^m1 - 0.^m4$ . Стоит отметить, что в кривой блеска 27-35 дней после вспышки отмечались увеличения и падения яркости примерно на  $0.^m2$ . В кривых блеска 57-76 суток присутствие сверхгорбов не наблюдалось. После 111 дня после вспышки амплитуда переменности изменялась от  $0.^m1$  до  $0.^m5$ . Также в статье был вычислен орбитальный период GSC 02197-00886  $P_{orb} = 0.^d0542 \pm 0.^d005$  и оценена масса вторичной компоненты  $M_2 = 0.09 \pm 0.01 M_\odot$ . На основе двух диаграмм "цвет - звездная величина", был сделан вывод о покраснении объекта на стадии спада блеска и обратная эволюция показателей цвета при переходе в спокойное состояние. Также по трем двухцветным диаграммам были определены цветовые температуры главной компоненты на разных стадиях после вспышки: в течение супервспышки ее значение увеличилось с 10000K до 24000K с последующим остыванием до величины 16000K на 132 день после вспышки. Однако, как отмечают авторы, наличие экстремально близкой оптической компоненты (вероятно, звезды ГП F6-G9) вносит систематические ошибки в измерения. Поэтому определенные ими оценки цветовой температуры могут отличаться от реальных.

Поггиани [168] провел анализ спектроскопических данных, полученных 5 июня, 24 июля и 9 августа 2010г. и 26 августа 2011г. с помощью прибора VFOSC, установленного на 1.52-метровом телескопе Кассини обсерватории Лояно. В спектрах 2010г. наблюдаются эмиссионные линии бальмеровской серии водорода и линии HeI  $\lambda\lambda 5876, 6678 \text{ \AA}$ . Во всех спектрограммах линия HeI ( $\lambda = 5876 \text{ \AA}$ ) имеет двухпиковый профиль. Однако линия  $H_\alpha$  во все три ночи наблюдений показывает разную форму: асимметричный профиль (ночь 5 июля), двухпиковый профиль (ночь 24 июля) и скругленный профиль (ночь 9 августа). По мнению автора подобная переменность формы линии  $H_\alpha$  указывает на изменения в



структуре аккреционного диска. Кроме того, Поггиани отметил отсутствие любых абсорбционных линий в наблюдаемых спектрах. На основе анализа наблюдательных данных в статье [168] сделан вывод о переходе аккреционного диска в оптически тонкое состояние после возвращения системы в спокойную фазу. Кроме того, была отмечена связь излучения в эмиссионных линиях H $\beta$  и HeI с ударным возбуждением соответствующих уровней атомов. В целом Поггиани отметил схожесть спектральной эволюции GSC 02197-00886 с эволюцией GW Lib в течение супервспышки 2007г. В заключении им были оценены массы главной и вторичной компонент ( $M_1=0.74M_{\odot}$  и  $M_2=0.12M_{\odot}$ ) с использованием данных каталога КП Риттера и Колба версии 7.16.

Таким образом, к началу нашего исследования GSC 02197-00886 для нее был выполнен ограниченный анализ спектроскопических и фотометрических наблюдений с оценкой значений некоторых параметров. Однако оставалась актуальной задача по определению полного набора фундаментальных параметров системы и описанию процесса эволюции аккреционного диска и компонент от момента вспышки до возвращения в спокойное состояние и его влияния на характеристики наблюдаемого излучения. Как показано ниже, часть из перечисленных задач можно решить только с применением методик численного моделирования излучения катаклизмической переменной.

### **Анализ кривых блеска**

На рис. 38 показаны кривые блеска GSC 02197-00886 в шкале юлианских дат JD в полосах B, V и R. В кривых блеска GSC 02197-00886 наблюдается увеличение яркости объекта в первую ночь 10 сентября 2010г. Максимального значения  $\Delta m_B=0.3^m$  оно достигает в полосе B, а в полосе R проявляется несущественно ( $\Delta m_R < 0.05^m$ ). Проведенный в полосе B анализ ПЗС-изображений указывает на систематический, то есть естественный характер возрастания яркости системы, следовательно этот эффект не обусловлен ошибками наблюдений или обработки. Однако его природа остается непонятной, хотя значительная зависимость амплитуды от длины волны указывает на нетепловое происхождение, обусловленное усилением излучения в линиях. Аналогичные вспышки блеска ТДС вследствие хромосферной активности холодных звезд ранее были зарегистрированы в оптическом [41] и рентгеновском [42] диапазонах спектра. Однако равномерное возрастание яркости GSC 02197-00886 в полосе B (рис. 38) не соответствует модели хромосферной вспышки. Из этого следует, что наблюдаемый всплеск светимости может быть обусловлен характерным для дисковой аккреции фликерингом блеска. Наблюдательные данные для разных ночей показывают, что средние значения яркости

системы в полосах В и R различаются на  $\Delta m = 0.^m07$ . Амплитуда изменений блеска объекта находится на уровне точности единичных измерений в полосе В ( $\sigma = 0.04^m$ ) и скорее всего связана с изменением характеристик объекта на шкале времени порядка суток. Но окончательные выводы по этому вопросу не могут быть сделаны из-за малого объема исследуемых фотометрических данных и их высокой временной скважности. Вариации блеска исследуемой системы в пределах каждой ночи носят случайный характер, а их амплитуда возрастает от полосы В ( $\Delta m_B = 0.06^m$ ) к полосе R ( $\Delta m_R < 0.20^m$ ), что согласуется с результатами фотометрического мониторинга в статье [116]. В статье Хохол и др. [116] сообщается, что система перешла в спокойное состояние в конце сентября 2010 года через 140 дней после вспышки. Тем не менее, от ночи к ночи наблюдались вариации блеска  $\Delta m = 0.^m2 - 0.^m4$ , которые были больше в полосе В в 2 раза по сравнению с полосой V. Амплитуды изменения яркости увеличивались с уменьшением длины волны ( $0.^m5$  в полосе U и  $0.^m4$  в полосе В), что может объясняться нестационарными процессами в горячем аккреционном диске, излучающем в основном в ультрафиолетовой области [116]. Стоит отметить, что через 190 дней после вспышки в течение нескольких дней в полосе В наблюдалась депрессия с увеличением яркости в полосе V.

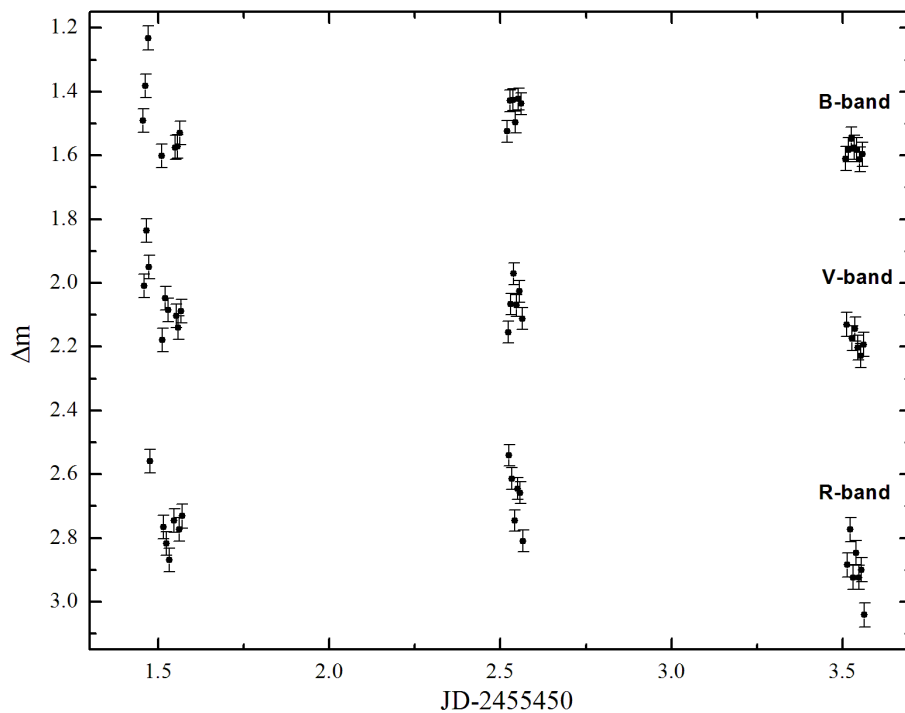


Рис. 38. Кривые блеска GSC 02197-00886 в трех полосах В, V и R в шкале юлианский дат.

Далее с использованием значения фотометрического периода  $P=0.^d05450$  [167] наблюдаемые кривые блеска переводились из шкалы JD в шкалу фаз во всех трех фильтрах B, V и R (рис. 39). В орбитальных кривых блеска отсутствуют затмения или какие-либо другие систематические изменения блеска с амплитудой до  $0.^m05$ . Разброс точек в пределах одной полосы обусловлен суперпозицией данных 3 ночей с разными средними значениями блеска, а также ошибками измерений, которые возникают вследствие неточного учета вклада оптического спутника. С другой стороны, причиной такого разброса значений могут быть квазипериодические осцилляции яркости на шкале времени в несколько минут, которая существенно короче скважности наших наблюдений. В работе [116] для подобного периода наблюдений получена орбитальная кривая блеска, амплитуда которой составила примерно  $\Delta m_V=0.^m07$ , а дисперсия индивидуальных значений -  $\Delta m_V=0.^m35$ . Из этих данных следует, что изменения блеска GSC 02197-00886 через 100 дней после вспышки носят непериодический характер, который сложно исследовать вследствие ограниченности фотометрического ряда и непригодности его для определения параметров системы.

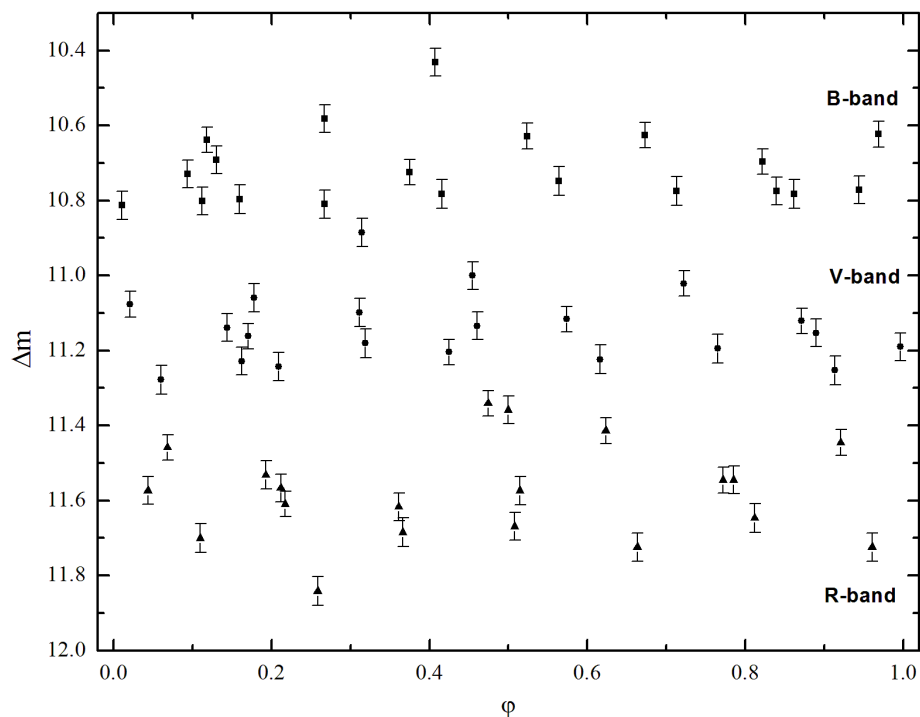


Рис. 39. Кривые блеска GSC 02197-00886 в трех полосах B (квадраты), V (круги) и R (треугольники) в шкале фаз орбитального периода.

### Анализ спектров

Нормированные спектры для трех ночей наблюдений на разных орбитальных фазах объекта представлены на рис. 40-42. Спектры ночи 8 мая 2010г. представлены экстремально мощным голубым континуумом с широкими абсорбционными линиями (до  $\Delta\lambda \approx 50\text{\AA}$ )  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ , HeI ( $\lambda=4471\text{\AA}$ ) и FeII ( $\lambda=5169\text{\AA}$ ) с узкими эмиссиями  $\Delta\lambda \approx 10\text{\AA}$ . Также наблюдается неотожествленная депрессия на  $\lambda=5015-5085\text{\AA}$ , которая, возможно, является блендой линий HeI  $\lambda\lambda 5015, 5047\text{\AA}$ . При переходе от  $H_\beta$  к  $H_\delta$  интенсивность эмиссионных линий показывает сильный бальмеровский декремент, что говорит об их формировании в газе с большими эффектами термализации. В спектре GSC 02197-00886 во время вспышки наблюдаются узкие ( $\Delta\lambda=25\text{\AA}$ ) эмиссионные линии HII и HeI (эмиссионные компоненты внутри абсорбций) и широкие ( $\Delta\lambda=30\text{\AA}$ ) эмиссионные линии HeII  $\lambda\lambda 4686, 5411\text{\AA}$  и CIII+NIII ( $\lambda=4650\text{\AA}$ ). Отсутствие в наблюдаемых спектрах абсорбционных линий ионизованного гелия HeII и Боуэновской бленды CIII+NIII можно объяснить их подавлением более сильными эмиссионными компонентами. Как видно на рис. 40, с изменением фазы орбитального периода эмиссионные компоненты перемещаются по профилю абсорбционных линий. Эти несинхронные доплеровские смещения происходят со сдвигом по фазе примерно на четверть периода. При детальном анализе смещений эмиссионных компонент линий HII и HeII обнаружилось отличие их фазовых зависимостей. Однако смещение абсорбционных компонент линий HII и HeI происходит синхронно. Из этого можно заключить, что спектр GSC 02197-00886 в момент вспышки формировался в трех областях, различно расположенных в пространстве: оптически толстой со сравнительно низкой температурой, формирующей континуум и абсорбционные линии; умеренно горячей и оптически тонкой, в которой формируются эмиссионные линии HII и HeI; наиболее горячей и оптически тонкой, формирующей линии HeII и CIII+NIII. Можно сделать вывод, что спектры в фазе максимума вспышки указывают на преобладание излучения оптически толстого аккреционного диска с горячим ( $T_e \approx 30000\text{K}$ ) пограничным слоем, что характерно для вспышек карликовых Новых типа WZ Sge. Доплеровские смещения абсорбционных линий HII и HeI отражают орбитальное движение аккреционного диска и связанного с ним белого карлика, так как они могут формироваться в плазме с  $T_e < 40000\text{K}$  (в большей части аккреционного диска).

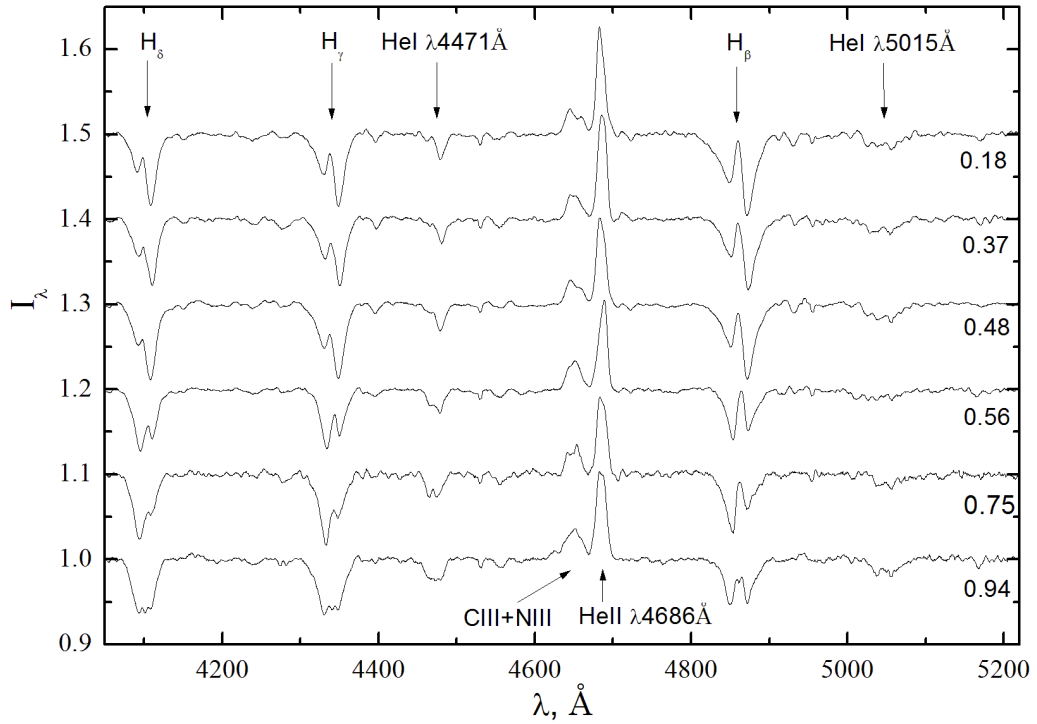


Рис. 40. Спектры GSC 02197-00886 для разных фаз орбитального периода в момент максимума вспышки в ночь 8 мая 2010г.

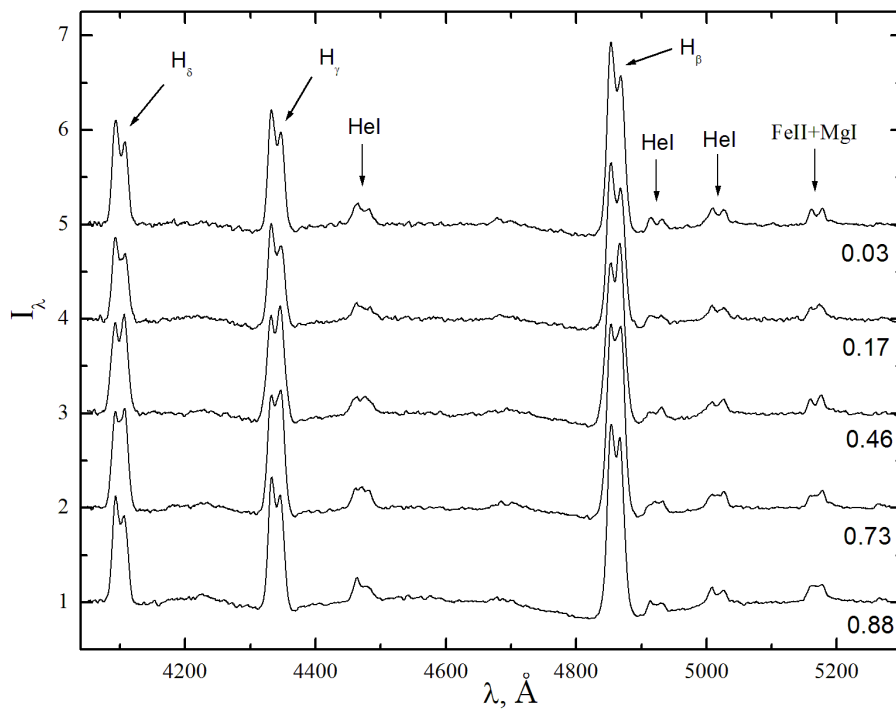


Рис. 41. Спектры GSC 02197-00886 для разных фаз орбитального периода в момент релаксации системы к спокойному состоянию в ночь 4 августа 2010г.

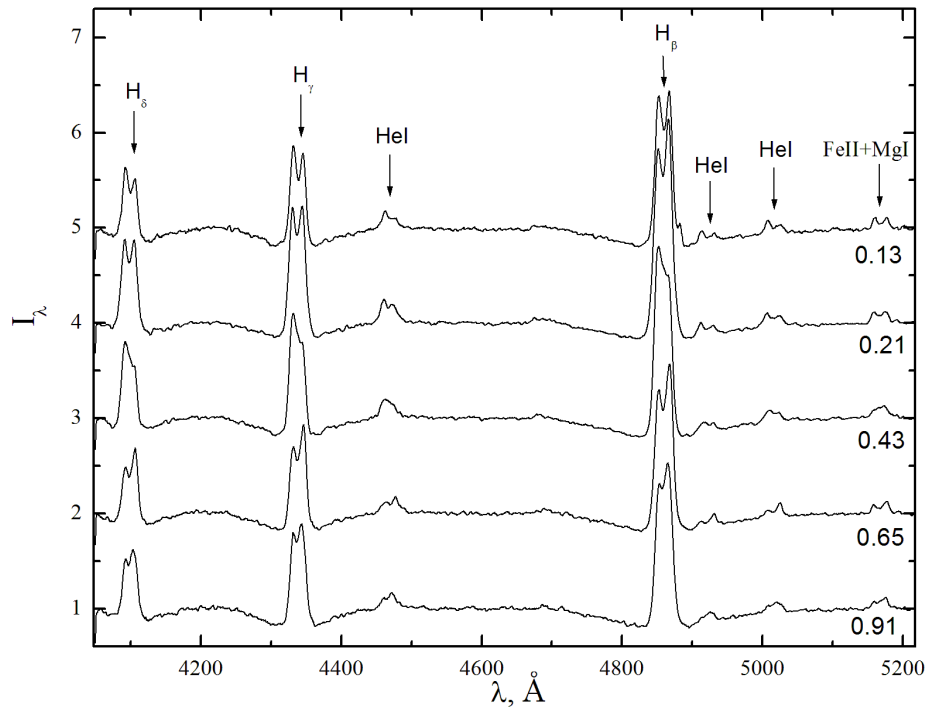


Рис. 42. Спектры GSC 02197-00886 для разных фаз орбитального периода в спокойном состоянии системы в ночь 21 июля 2012г.

В спектрах ночи 4 августа 2010г. наблюдается достаточно слабый голубой континуум с широкими ( $\Delta\lambda \approx 100\text{\AA}$ ) и мелкими абсорбционными профилями линий бальмеровской серии  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ . Главную роль в формировании непрерывного спектра играет излучение остывающего белого карлика с чисто водородной атмосферой и  $T_{\text{eff}} \approx 30000\text{K}$ . Данный вывод можно сделать из факта отсутствия в наблюдаемых спектрах абсорбционных линий HeI. Эмиссионный спектр представлен широкими ( $\Delta\lambda = 20\text{-}25\text{\AA}$ ) двухпиковыми линиями HII ( $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ ), HeI ( $\lambda\lambda 4471, 4713, 4921, 5015\text{\AA}$ ) и FeII ( $\lambda\lambda 4551, 4581, 5169, 5268, 5323\text{\AA}$ ). Магнитное поле белого карлика в GSC 02197-00886 достаточно слабое и практически не влияет на характер аккреции, о чем говорит отсутствие в спектрах системы линий HeII. На формирование линий в оптически тонкой среде с  $T_e = 11000\text{-}18000\text{K}$  указывают интенсивности наблюдаемых линий. В данной среде преобладает водород, но дополнительно присутствуют атомы тяжелых элементов, что отражается на богатом составе идентифицированных линий. Наблюдаемый бальмеровский декремент для линий  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  ( $I(H_\beta)/I(H_\gamma) \approx 1.7$ ) получается меньше теоретического для оптически тонкой среды с доминированием в ней радиативных процессов ( $I(H_\beta)/I(H_\gamma) \approx 2.3$ ). Из перечисленного выше следует, что наблюдаемый линейчатый спектр в момент релаксации системы к спокойному состоянию (4 августа 2010г.) формируется в оптически тонком во

всех неводородных линиях аккреционном диске, что обуславливает двухпиковую структуру их профилей. Переменность по времени эмиссионных линий с чередованием увеличения интенсивности красного и синего пиков обусловлена наличием в них двух компонент. Доминирующая компонента малоподвижна и соответствует протяженной и почти однородной дисковой структуре. Узость ( $\Delta\lambda \approx 10 \text{ \AA}$ ) второй компоненты указывает на возможное ее излучение вблизи поверхности холодной звезды в яркой и компактной области со скоростью движения не менее  $V_r = 300 \text{ км/с}$  под действием эффектов флуоресценции мягкого рентгеновского облучения.

Спектры GSC 02197-00886 в спокойном состоянии в ночь 21 июля 2012г. качественно совпадают со спектрами стадии поздней релаксации. Их заметным различием является слабая эмиссионная линия HeII ( $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ ), присутствующая только в спектрах ночи 4 августа 2010г. и блендированная линией HeI ( $\lambda = 4713 \text{ \AA}$ ). Также как в стадии поздней релаксации в ночь 21 июля 2012г. в наблюдаемом непрерывном спектре объекта преобладает излучение остывающего белого карлика. Возросшая интенсивность абсорбционных линий H $\beta$  говорит о понижении его эффективной температуры в эпоху 2010-12 гг. К фазе спокойного состояния системы произошло уменьшение оптической толщины диска. Этот вывод следует из уменьшения усредненной по орбитальному периоду интенсивности линий H $\beta$  на 25-30%, а линий HeI - на 45-55%. Медленное ослабление эмиссионных компонент линий водорода (более всего заметное в H $\beta$ ) указывает на то, что оптическая толщина аккреционного диска в стадии релаксации в 2010 году имела величину  $\tau > 1$ . Уменьшение оптической толщины диска и его вклада в полное излучение в линиях вызвало увеличение амплитуды переменности профилей в наблюдениях 2012 года. Из качественного анализа спектров GSC 02197-00886 в фазах релаксации (4 августа 2010г.) и в спокойном состоянии (21 июля 2012г.) следует, что аккреционный диск стал оптически тонким даже в линиях H $\beta$ , отражая незначительный темп аккреции в системе.

### **Анализ лучевых скоростей**

Для определения лучевых скоростей главной и вторичной компонент GSC 02197-00886 использовалась комбинация методов кросс-корреляции, Шафтера и данных доплеровского картирования.

### Метод кросс-корреляции

При определении лучевых скоростей  $V_r$  компонент исследуемой системы методом кросс-корреляции использовался программный пакет Velos [149]. Для получения значений  $V_r$  горячей звезды в ночь 8 мая 2010г. выбирались абсорбционные крылья профилей линий  $H_\beta$ - $H_\delta$  и HeI ( $\lambda=4471\text{\AA}$ ) и эмиссионная линия HeII ( $\lambda=4686\text{\AA}$ ), которые формируются в оптически толстом аккреционном диске (см. выше). Чтобы определить скорости главной компоненты GSC 02197-00886 выбирались интервалы  $\Delta\lambda=80\text{\AA}$  для водородных линий и  $\Delta\lambda=40\text{\AA}$  для линии HeII ( $\lambda=4686\text{\AA}$ ), центрированные на соответствующие лабораторные длины волн избранных линий. Для абсорбционных линий в качестве спектров сравнения использовались усредненные 3-5 спектрограмм с высоким отношением S/N и слабой интенсивностью эмиссионных компонент. Дополнительно при нахождении значений  $V_r$  горячей звезды из профилей линий поглощения предварительно исключались центральные участки ( $\Delta\lambda=30\text{\AA}$ ), соответствующие эмиссионным компонентам. В процессе определения значений  $V_r$  одновременно анализировались одиночные линии и их сочетания. Далее выбирались комбинации линий, для которых изменение лучевых скоростей происходило последовательно для спектров внутри одного блока наблюдений и отклонения индивидуальных значений были наименьшими. Полученные значения лучевых скоростей для ночи 8 мая 2010г. приводятся в таблице 11.

Таблица 11. Амплитуды лучевых скоростей  $K_1$  главной компоненты, определенные методом кросс-корреляции по данным ночи 8 мая 2010г.

Параметр	$H_\beta$	$H_\gamma$	$H_\delta$	HeI $\lambda=4471\text{\AA}$	HeII $\lambda=4686\text{\AA}$
$K_1$ , км/с	$124\pm 24$	$123\pm 20$	$111\pm 12$	$126\pm 15$	$81\pm 6$

Доплеровские смещения абсорбционных линий HI и HeI в спектрах ночи 8 мая 2010г. соответствуют орбитальному движению главной компоненты, поскольку они формируются в оптически толстом аккреционном диске. Поэтому амплитуда лучевых скоростей белого карлика  $K_1$  получена с помощью аппроксимации синусоидой измеренных значений  $V_r$  для абсорбционных линий (рис. 43-44). Параметры синусоиды были найдены методом градиентного спуска в программе Origin Pro. Найденные по всем абсорбционным линиям значения  $K_1$  усреднялись с получением итоговой амплитуды лучевых скоростей главной компоненты  $K_1=121\pm 6.4$  км/с. Как видно из таблицы 11, амплитуды лучевых скоростей, полученные по разным линиям, согласуются в пределах  $\Delta K_1 = 15$  км/с. Стоит отметить, что большая ошибка определения усредненной  $K_1$



получается вследствие сильного уклонения значения, найденного по линии  $H_\delta$ , расположенной на краю спектра. В то же время вариации лучевых скоростей, измеренных по линии  $HeII$  ( $\lambda=4686\text{\AA}$ ), также хорошо описываются моделью кругового движения, но с опережением по фазе на  $\Delta\phi=0.25$ . Амплитуда лучевых скоростей, полученная по этой линии, оказывается равной  $K_1=81\pm 6$  км/с. Очевидно, что наблюдаемые профили линий  $HII$  и  $HeI$  представляют собой наложение эмиссионных компонент на абсорбционные с разными амплитудами и фазами смещений. Напротив, линия  $HeII$  ( $\lambda=4686\text{\AA}$ ) и другие эмиссии  $HeII$ , а также Боуэновская бленда  $CIII+NIII$  формируются в наиболее горячей части диска. При условии симметричности ее формы в плоскости диска лучевая скорость этой области будет соответствовать скорости белого карлика. В итоге для фазы вспышки ночи 8 мая 2010г. получено две оценки амплитуды лучевой скорости, скорее всего связанной с орбитальным движением главной компоненты. При этом значения  $K_1$ , найденные на основе анализа эмиссионных линий представляются предпочтительными для описания ее реальных движений.

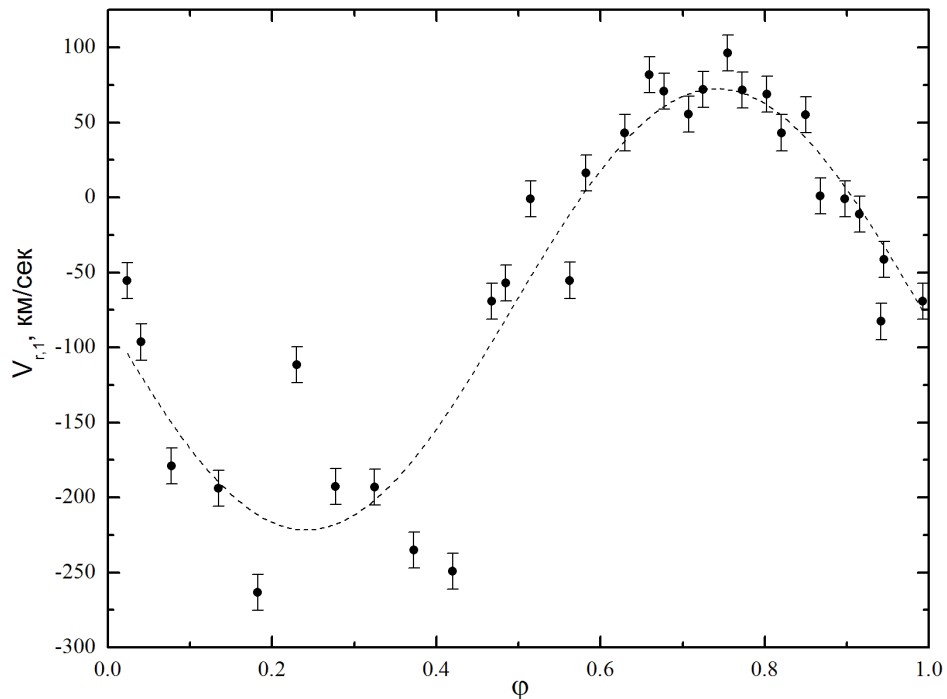


Рис. 43. Кривая лучевых скоростей GSC 02197-00886, полученная по абсорбционной линии  $H_\gamma$  в ночь максимума вспышки 8 мая 2010г. методом кросс-корреляции.

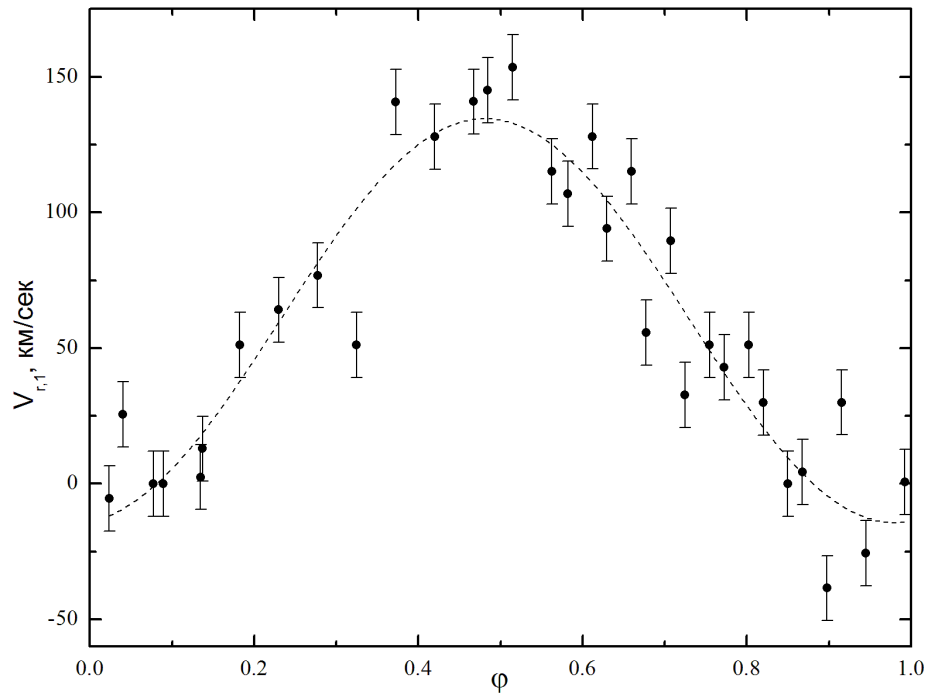


Рис. 44. Кривая лучевых скоростей GSC 02197-00886, полученная по эмиссионной линии HeII  $\lambda=4686\text{\AA}$  в ночь максимума вспышки 8 мая 2010г. методом кросс-корреляции.

Лучевые скорости вторичной компоненты для наблюдательной ночи 4 августа 2010г. измерялись по эмиссионным линиям H $\beta$ -H $\delta$ , HeI ( $\lambda\lambda 4471, 5051\text{\AA}$ ) и FeII ( $\lambda=5169\text{\AA}$ ). Как видно из таблицы 11, значения  $K_2$  для водородных (среднее значение  $K_2=25$  км/с) и для неводородных (среднее значение  $K_2=45$  км/с) линий достаточно хорошо согласуются между собой. Подобная малость оценок  $K_2$  указывает на отсутствие их связи с реальным движением звезд в GSC 02197-00886 и наличие в эмиссионных линиях ночи 4 августа 2010г. сильных стационарных компонент. Для анализа смещений переменной составляющей линий мы вычли из их профилей стационарные компоненты, определенные как наибольшие значения интенсивностей на каждой длине волны, имеющиеся во всех спектрах. Данная процедура привела увеличению амплитуд  $K_2$  (вторая строка таблицы 12) для линий H $\beta$  в несколько раз, но почти не оказало влияния на результаты для других линий элементов. Вследствие сильных различий получаемых значений для водородных линий оценки амплитуд  $K_2$  не могут использоваться для описания движения вторичной компоненты. Таким образом, мы пришли к выводу, что высокая яркость аккреционного диска в фазе вспышки делает сомнительной возможность наблюдения в спектрах каких-либо деталей, формирующихся на поверхности вторичной компоненты.

Таблица 12. Амплитуды лучевых скоростей  $K_2$  вторичной компоненты, определенные методом кросс-корреляции по данным ночи 4 августа 2010г.

Параметр	H $\beta$	H $\gamma$	H $\delta$	HeI $\lambda=4471\text{\AA}$	HeI $\lambda=5015\text{\AA}$	FeII $\lambda=5169\text{\AA}$
$K_2$ , км/с	27.3 $\pm$ 4.8	24.2 $\pm$ 5.1	24.1 $\pm$ 6.3	49.5 $\pm$ 10.5	41.7 $\pm$ 9.0	43.2 $\pm$ 9.5
$K_2$ , км/с	113.8 $\pm$ 20.4	282.3 $\pm$ 18.5	406.8 $\pm$ 79.2	34.0 $\pm$ 12.9	16.3 $\pm$ 21.7	29.4 $\pm$ 7.7

### Метод Шафтера

Определение лучевых скоростей методом Шафтера [169, 91] было применено только к спектрам ночей 4 августа 2010г. и 21 июля 2012г., поскольку во время вспышки в ночь 8 мая 2010г. данный метод непригоден из-за формирования наблюдаемых спектров в оптически толстом аккреционном диске. Сначала спектры обеих ночей были перенормированы с проведением локального континуума по крыльям абсорбционных профилей линий H $\text{I}$ . Метод Шафтера основан на определении лучевых скоростей по крыльям эмиссионных линий. Принимается, что ширина эмиссионной линии обусловлена только эффектом Доплера вследствие кеплеровского вращения вещества в аккреционном диске. Еще одним предположением является симметричность распределения интенсивности линии по диску. Поскольку крылья линий формируются во внутренних областях аккреционного диска, именно они точнее всего должны отражать движение белого карлика. В синем и красном крыльях выделяются две одинаковые узкие (по сравнению с шириной исследуемой линии) гауссианы. Их центры находятся на расстоянии  $a$  ( $\text{\AA}$ ) друг от друга. Посредством согласованного перемещения этих гауссиан и сравнения потоков в вырезаемых участках, достигается равенство данных потоков. Таким образом, центральная длина волны средней точки между гауссианами принимается в качестве длины волны всей исследуемой линии. Затем по ней измеряется значение лучевой скорости. Стоит отметить, что результат измерений сильно зависит от величины расстояния  $a$  между гауссианами. Значение лучевой скорости увеличивается с увеличением значения  $a$  до тех пор, пока  $a$  не становится настолько большим, что в измерении лучевых скоростей начинает доминировать шум в континууме. Однако считается, что чем больше параметр  $a$ , тем корректнее оценивается значение лучевой скорости белого карлика. Следовательно, выбирается такое значение  $a$ , при котором относительная ошибка амплитуды меньше всего. Данный метод определения лучевых скоростей применялся по отдельности для каждой линии с ручным контролем минимизации ошибок при аппроксимации их крыльев. В результате были получены

оценки доплеровских смещений узких эмиссионных компонент линий, связанных с орбитальным движением звезды.

Измеренные с помощью метода Шафтера значения лучевых скоростей представлены в таблице 13 для линий  $H_{\beta}$  ( $\lambda=4861\text{\AA}$ ),  $H_{\gamma}$  ( $\lambda=4340\text{\AA}$ ),  $H_{\delta}$  ( $\lambda=4102\text{\AA}$ ), HeI ( $\lambda\lambda 4471, 5015\text{\AA}$ ) и FeII ( $\lambda=5169\text{\AA}$ ). Аппроксимация наборов полученных лучевых скоростей проводилась в рамках модели круговой орбиты (рис. 45-47).

Таблица 13. Амплитуды лучевых скоростей  $K_2$  вторичной компоненты, определенные методом Шафтера по данным ночей 4 августа 2010г. и 21 июля 2012г.

Параметр	Дата	$H_{\beta}$	$H_{\gamma}$	$H_{\delta}$	HeI $\lambda=4471\text{\AA}$	HeI $\lambda=5015\text{\AA}$	FeII $\lambda=5169\text{\AA}$
$K_2$ , км/с	04.08.10	$290\pm 28$	$328\pm 29$	$329\pm 30$	$464\pm 37$	$400\pm 39$	$95\pm 12$
	21.07.12	$81\pm 15$	$103\pm 17$	$275\pm 41$	$439\pm 32$	$511\pm 26$	$107\pm 0$

Однако полученные для фазы поздней релаксации системы и фазы ее спокойного состояния лучевые скорости имеют отклонения от модели кругового движения, что особенно заметно в данных ночи 4 августа 2010г. Их значения резко изменяются от больших положительных к отрицательным с дальнейшим ростом по близкому к синусоидальному закону. Подобные вариации лучевых скоростей наблюдаются в системах с большим эксцентриситетом, что невозможно для GSC 02197-00886. Также аналогичные изменения могут быть вызваны попаданием области формирования линий в частичное или полное затмение. Однако в исследуемой системе отсутствует затмение главной компоненты и аккреционного диска [116, 167]. Можно предположить, что затмеваемой областью формирования эмиссионных линий является облучаемая часть поверхности холодной звезды или горячая струя, истекающая с нее в районе первой точки Лагранжа. Из данных таблицы 13 видно, что полученные амплитуды лучевых скоростей имеют большой разброс значений. Для обеих ночей наблюдений амплитуды, определенные по линиям HeI, имеют близкие значения  $K_2 \approx 450 \pm 40$  км/с. Амплитуда кругового движения для линий HI ночи 4 августа 2010г. в среднем получается равной  $K_2 \approx 310 \pm 30$  км/с. Однако для фазы спокойного состояния системы это значение уменьшается примерно на 200 км/с для линий  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$ . Для ночи 21 июля 2012г. найденная по этим линиям амплитуда  $K_2 \approx 100 \pm 15$  км/с достаточно хорошо согласуется со значениями, определенными по линии FeII ( $\lambda=5169\text{\AA}$ ) для обеих ночей. Из всего вышперечисленного можно сделать предположение о формировании эмиссионных линий

в наблюдаемых спектрах как в аккреционном диске, так и на поверхности холодной звезды. Вклад обоих источников излучения в суммарные профили линий, очевидно, носит переменный характер в зависимости от типа линии и состояния системы. В результате оказывается невозможным однозначно определить скорости орбитального движения компонент GSC 02197-00886 на основе лучевых скоростей, измеренных методом Шафтера.

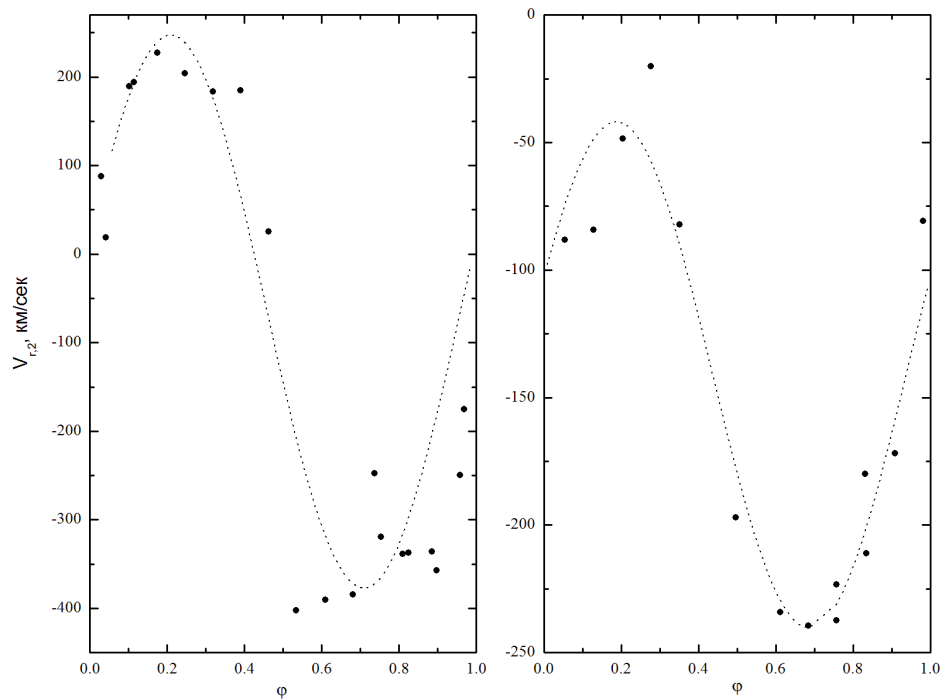


Рис. 45. Кривые лучевых скоростей GSC 02197-00886, полученные по линии  $H_\gamma$  в ночи 4 августа 2010г. (слева) и 21 июля 2012г. (справа) методом Шафтера.

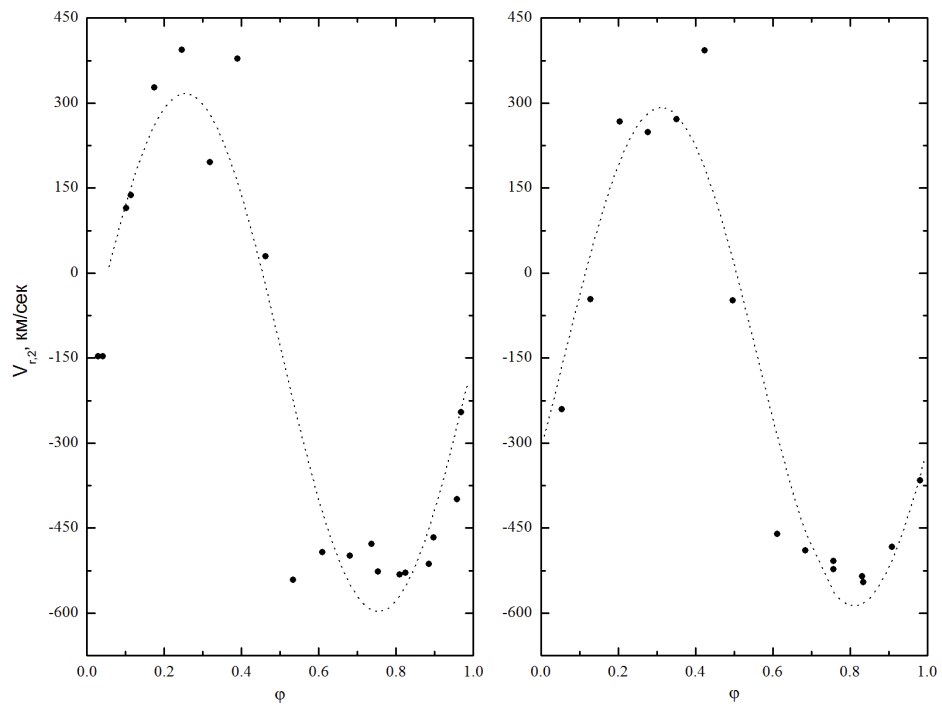


Рис. 46. Кривые лучевых скоростей GSC 02197-00886, полученные по линии HeI  $\lambda=4471\text{\AA}$  в ночи 4 августа 2010г. (слева) и 21 июля 2012г. (справа) методом Шафтера.

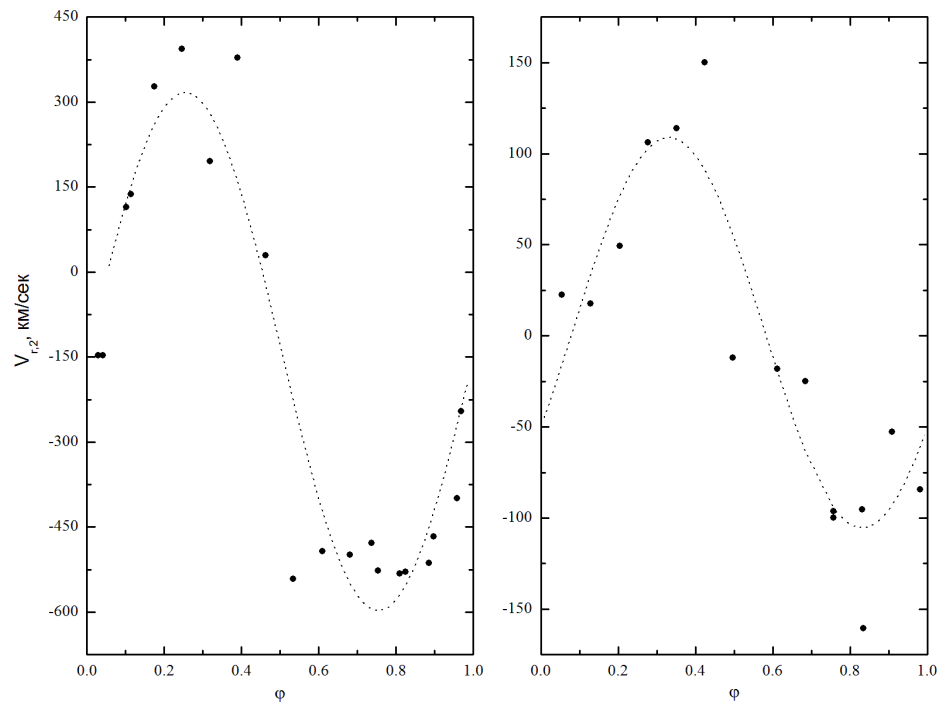


Рис. 47. Кривые лучевых скоростей GSC 02197-00886, полученные по линии HeI  $\lambda=5015\text{\AA}$  в ночь 4 августа 2010г. (слева) и линии FeII  $\lambda=5169\text{\AA}$  в ночь 21 июля 2012г. (справа) методом Шафтера.

### Доплеровское картирование

С помощью комплекса компьютерных программ Dorpat [170], реализующего метод максимизации энтропии, было выполнено доплеровское картирование GSC 02197-00886. В данном методе предполагается, что система состоит из оптически тонких излучающих областей, стационарных в системе координат, связанной с орбитальным движением. Профиль линии для каждой орбитальной фазы представляет собой суперпозицию большого числа профилей линий, соответствующих каждому элементу излучающего вещества и вращающихся синусоидально. На самом деле, в спектрах всегда присутствуют такие линии, которые не могут быть описаны в рамках данной модели, потому что не соответствуют принимаемым изначально предположениям (в частности об оптически тонкой природе их излучения или его постоянстве на шкале орбитального периода). Наборы спектральных данных для большого количества фаз конкретного объекта позволяют получить профили линий с разными значениями лучевых скоростей заданных точек. Следовательно, с помощью доплеровской томографии появляется возможность построения карты интенсивности излучения точек в пространстве их скоростей  $V_x$  и  $V_y$ . Однако, обратная задача нахождения интенсивности излучения всех точек по доплеровским картам является некорректно поставленной. Такой подход допускает множество решений, которые зависят от установленных дополнительных предположений. На доплеровских томограммах в координатах скоростей положение центра масс системы соответствует точке  $V_x=0$  км/с и  $V_y=0$  км/с, а главной и вторичной компонент -  $V_x=0$  км/с и  $V_y=-250$  км/с и  $V_y=80$  км/с, соответственно. Координаты внутренней и внешней границ аккреционного диска для каждого случая индивидуальны (см. ниже).

Из перечисленного выше следует, что для анализа пригодны только спектры, полученные в ночи 4 августа 2010г. и 21 июля 2012г., поскольку в спектрах ночи 8 мая 2010г. линии поглощения формируются в излучении оптически толстого аккреционного диска. Однако для этой ночи доплеровская карта может быть построена для эмиссионной линии HeII ( $\lambda=4686\text{\AA}$ ), большая оптическая толщина которой не очевидна. Поэтому мы выполнили доплеровское картирование GSC 02197-00886 в момент вспышки с применением этой линии и его результаты представляем на рис. 48. В ней наблюдается область высокой яркости, смещенная относительно центра масс на величину  $\Delta V_x = 80-100$  км/с, хорошо совпадающую с оценкой амплитуды лучевой скорости, найденной методом кросс-корреляции спектров по HeII ( $\lambda=4686\text{\AA}$ ). Область имеет правильную симметричную форму с равномерным падением яркости от центра к краю. В целом положение данной

области может соответствовать горячему пограничному слою на поверхности белого карлика.

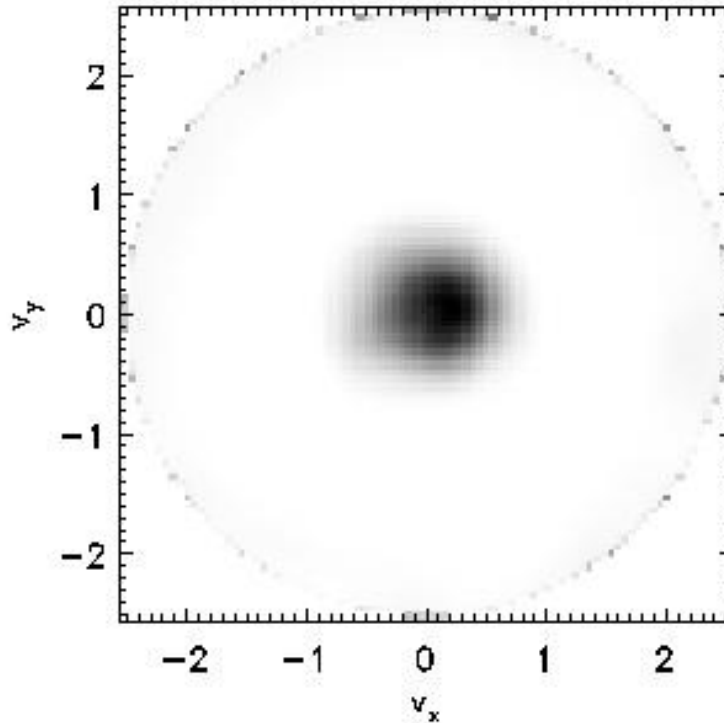


Рис. 48. Доплеровская карта, построенная по линии HeII ( $\lambda=4686\text{\AA}$ ) в ночь 8 мая 2010г. Масштаб - 100 км/с.

Для проведения доплеровской томографии в остальных состояниях были выбраны линии  $H_\beta$  ( $\lambda=4861\text{\AA}$ ),  $H_\gamma$  ( $\lambda=4340\text{\AA}$ ),  $H_\delta$  ( $\lambda=4102\text{\AA}$ ), HeI ( $\lambda\lambda 4471, 5051\text{\AA}$ ) и FeII ( $\lambda=5169\text{\AA}$ ). Так же как для метода Шафтера спектры системы предварительно были перенормированы с полным исключением широких абсорбционных крыльев водородных линий. Полученные доплеровские карты представлены на рис. 49-50.



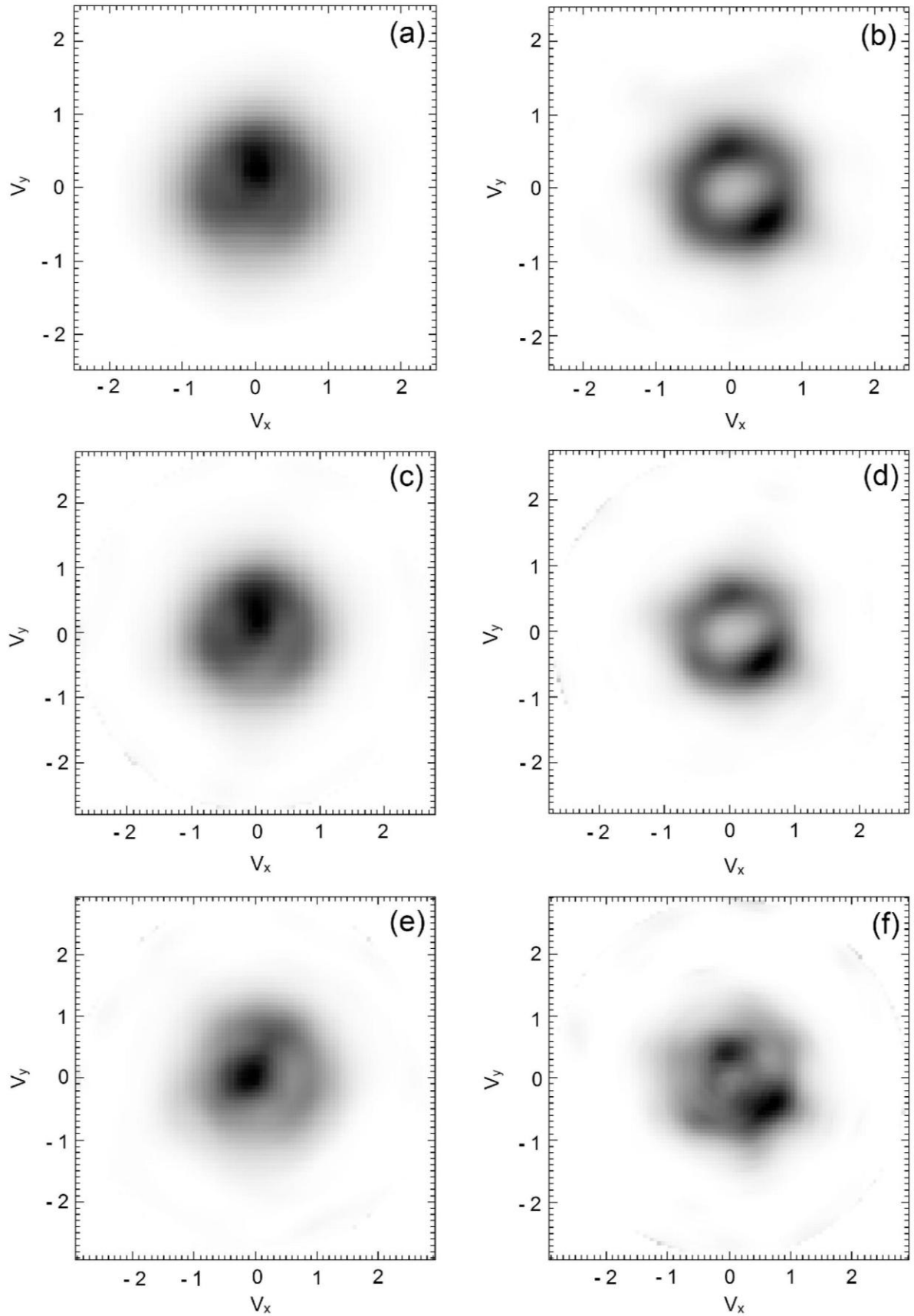


Рис. 49. Доплеровские карты, построенные по линиям  $H_\beta$  (a,b),  $H_\gamma$  (c,d) и  $H_\delta$  (e,f) в ночи 4 августа 2010г. (слева) и 21 июля 2012г. (справа). Масштаб - 100 км/с.

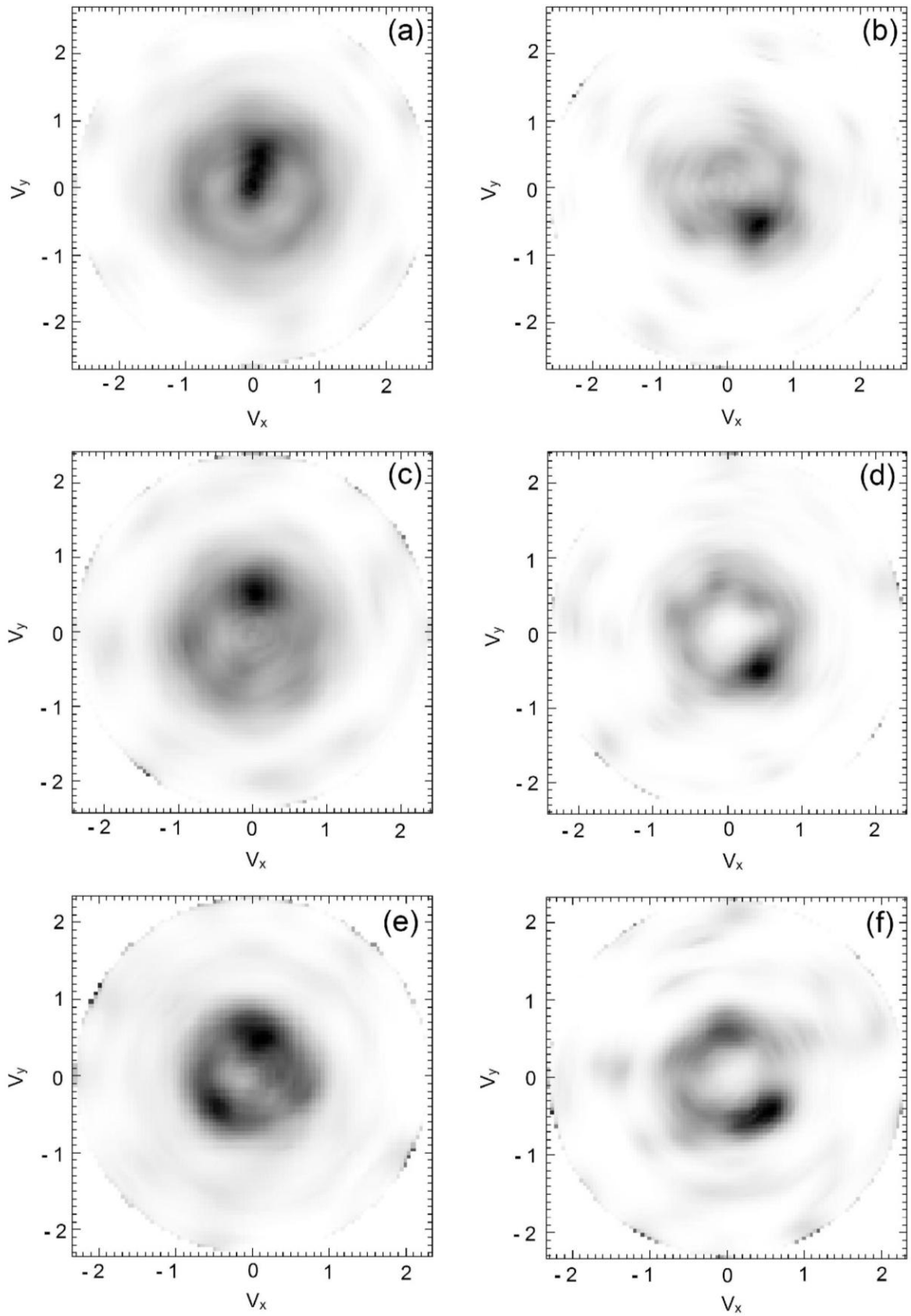


Рис. 50. Доплеровские карты, построенные по линиям HeI  $\lambda=4471\text{\AA}$  (a,b), HeI  $\lambda=5015\text{\AA}$  (c,d) и FeII  $\lambda=5169\text{\AA}$  (e,f) в ночи 4 августа 2010г. (слева) и 21 июля 2012г. (справа). Масштаб - 100 км/с.

Анализ доплеровских карт для спектров ночи 4 августа 2010г. показал, что излучение в линиях H $\beta$  формируется в достаточно однородной дисковой структуре с круговыми скоростями на внутреннем радиусе диска около  $V_{\text{circ}}=900$  км/с. В то же время на рис. 49 (панели с и е) видно, что в системе находилось достаточно много вещества ( $v < 250$  км/с), которое излучает в линиях H $\gamma$  и H $\delta$ . Внешняя граница аккреционного диска в этих линиях размыта, что вероятно свидетельствует о наличии вокруг системы, находящейся в стадии поздней релаксации, относительно холодной расширяющейся оболочки. Температура возбуждения газа в оболочке может быть оценена на уровне  $9000\text{K} \leq T_{\text{eff}} \leq 11000\text{K}$  по факту ее отсутствия в линиях HeI, как можно видеть на рис. 50. На доплеровских картах линий H $\beta$  и H $\gamma$  в области  $V_x=350-450$  км/с выделяется лишь одно пятно, яркость которого составляет менее 25% всей светимости диска. Вывод о большой оптической толщине аккреционного диска подтверждается его высокой яркостной однородностью в линиях водорода (прежде всего в H $\beta$ ). В доплеровских томограммах линий HeI прослеживается четкая дисковая структура с круговыми скоростями на внутреннем и внешнем радиусах  $V_{\text{circ}}=1300$  км/с и  $V_{\text{circ}}=600$  км/с, соответственно. Как видно на рис. 50, аккреционный диск практически однороден в более сильной линии HeI ( $\lambda=4471\text{\AA}$ ) и имеет неоднородности в более слабой линии HeI ( $\lambda=5015\text{\AA}$ ). Подобные флуктуации, скорее всего, представляют собой результат гидродинамических возмущений диска после его взаимодействия с перетекающим веществом вторичной компоненты. Данный вывод следует из того, что отмеченные неоднородности блеска практически полностью сосредоточены на внешней границе диска и по форме не соответствуют волне плотности в нем. Стоит отметить, что линии HeI формируются только во внутренних частях аккреционного диска с достаточно высокой температурой ( $>13000\text{K}$ ). В отличие от карт линий H $\beta$ , в томограммах для HeI пятно выражено значительно сильнее вследствие условий низкой яркости диска в этих линиях. Однако оно занимает аналогичное положение на  $V_x=500$  км/с. Вероятно, пятно связано с излучением струи вещества, перетекающего с поверхности холодной звезды, в месте ее столкновения с аккреционным диском. Однако положение пятна на томограммах может указывать и на его формирование на поверхности вторичной компоненты под действием эффектов отражения жесткого ультрафиолетового и рентгеновского излучения релятивистского объекта. Доплеровские карты в линии FeII ( $\lambda=5169\text{\AA}$ ) показывают, что яркая дисковая структура имеет четко выраженные границы со скоростями  $V_{\text{circ}}=300$  км/с на внешнем радиусе и  $V_{\text{circ}}=900$  км/с - на внутреннем. Особенностью томограмм в этой линии является наличие еще одной области повышенной яркости с  $V_x=-380$  км/с,  $V_y=-330$  км/с. Это пятно находится на  $\Delta\varphi \approx 145^\circ$  от основного пятна и имеет близкую скорость

кругового вращения. Появление такого пятна, вероятно, обуславливается повторным ударом в диск струи от аккректора, при условии отражения части вещества диском при их первом взаимодействии [171].

Полученные для ночи 21 июля 2012г. доплеровские карты всех линий указывают на продолжающееся уменьшение оптической толщины аккреционного диска. В томограммах для линий H $\beta$  (рис. 49) видно, что яркость диска уменьшилась, а его границы соответствуют  $V_{\text{circ}}=800$  км/с и  $V_{\text{circ}}=500$  км/с. В наиболее сильной линии H $\beta$  диск однороден, однако с ослаблением линий начинают появляться неоднородности. В томограммах наблюдается пятно, соответствующее главному пятну в картах ночи 4 августа 2010г., с координатами  $V_x=-400$  км/с и  $V_y=200$  км/с. Вклад пятна оказался сравним с общим вкладом диска в полное излучение в линиях H $\beta$ , а вклад стационарной оболочки стал незначительным. Также, как в томограммах ночи 4 августа 2010г. для линии FeII, в картах H $\beta$  ночи 21 июля 2012г. присутствует еще одно яркое пятно. Его наличие в линиях H $\beta$  и синхронное ослабление его яркости в линиях FeII указывает на понижение температуры газа в зоне вторичного взаимодействия диска и аккрецирующей струи. Возможно подобное явление вызвано уменьшением доли вещества, отраженного от диска при первом ударе струи. В линиях HeI и FeII дисковая структура проявляется слабее и более однородна с внутренней и внешней границами  $V_{\text{circ}}=900$  км/с и  $V_{\text{circ}}=500$  км/с, соответственно. Эти значения круговых скоростей близки к значениям для границ в линиях H $\beta$ . Наличие в диске волн плотности не подтверждается вследствие несовпадения флуктуаций яркости в доплеровских картах для разных линий. Координаты яркого пятна в томограммах линий HeI и H $\beta$  полностью совпадают.

Из результатов доплеровской томографии GSC 02197-00886 можно заключить, что излучение в эмиссионных линиях формируется в нескольких источниках:

- 1) аккреционный диск, оптически толстый в линиях H $\beta$  и тонкий в линиях HeI и FeII в стадии релаксации;
- 2) регистрируемая в линиях H $\beta$  сравнительно холодная, отекающая общая оболочка объекта, наблюдаемая только в стадии релаксации;
- 3) главное яркое пятно на поверхности вторичной компоненты, видимое во всех линиях;
- 4) второе яркое пятно, наблюдающееся в томограммах линий H $\beta$  и FeII с невысокими потенциалами возбуждения энергетических уровней.

На основе того, что главное яркое пятно формируется на поверхности холодной звезды, с помощью доплеровских карт можно оценить амплитуду скорости орбитального движения вторичной компоненты. В таблице 14 представлены значения амплитуд для

центра пятна, найденные по разным линиям. Данные, определенные по линиям HeI, в пределах  $\Delta K=100$  км/с совпадают со значениями, полученными с использованием метода Шафтера. Данные из томограмм для всех линий H $\beta$  (за исключением H $\beta$  в ночь 4 августа 2010г.) и FeII, отличаются на величину менее  $\Delta K=70$  км/с от оцененных по линиям HeI. Можно сделать вывод, что область главного яркого пятна является компактной и оптически толстой для линий атомов и ионов с существенно разными потенциалами ионизации. Выдвинутое выше предположение о нахождении пятна на поверхности вторичной компоненты подтверждаются наличием внутри него больших градиентов электронной температуры и плотности газа.

Таблица 14. Амплитуды лучевых скоростей  $K_2$  вторичной компоненты, определенные по картам доплеровской томографии данных ночей 4 августа 2010г. и 21 июля 2012г.

Параметр	Дата	H $\beta$	H $\gamma$	H $\delta$	HeI $\lambda=4471\text{\AA}$	HeI $\lambda=5015\text{\AA}$	FeII $\lambda=5169\text{\AA}$
$K_2$ , км/с	04.08.10	300	440		480	490	530
	21.07.12	460	400	450	500	520	390

### Моделирование и определение параметров

Полученные с помощью различных методов амплитуды лучевых скоростей GSC 02197-00886 имеют большой разброс значений. Некоторые из них не связаны с орбитальным движением компонент системы. Например, для амплитуды главной компоненты  $K_1=121.4\pm 6.4$  км/с, определенной по абсорбционным линиям H $\beta$  в фазе вспышки, значение функции масс вторичной компоненты будет равно  $f(M_2)=0.0096\pm 0.0020M_\odot$ . Следовательно, условие  $\sin i \leq 1$  не будет выполняться ни при какой оценке амплитуды вторичной компоненты  $K_2$ , т.к. получаемое в итоге значение массы  $M_2$  оказывается неприемлемо большим. Некоторые полученные по эмиссионным линиям амплитуды нельзя применять для описания движения холодной звезды, поскольку они соответствуют движению аккреционного диска или перетекающей на него горячей струи. В результате определение параметров исследуемой системы может быть выполнено только с помощью теоретического моделирования ее непрерывных спектров. При этом предполагается, что в фазах релаксации и спокойного состояния в них доминирует излучение остывающего белого карлика. На обоснованность данного предположения указывает большая ширина абсорбционных компонент линий H $\beta$ , формирующихся в условиях крайне высокого давления, не характерного для аккреционных дисков. В результате параметры белого

карлика получены на основе согласования теоретических и наблюдаемых крыльев абсорбционных компонент линий H $\beta$  в фазах релаксации и спокойного состояния. Кроме того, с помощью сравнения теоретических и наблюдаемых спектров ночи 8 мая 2010г. были определены параметры атмосферы аккреционного диска GSC 02197-00886 в момент вспышки.

Сначала с помощью программного комплекса ATLAS12 [127], адаптированного для применения на ПК и предоставленного В.В. Цимбалом, рассчитывались сетки гидростатических, плоскопараллельных атмосфер белых карликов с параметрами:  $T_{\text{eff},1}=10000-90000\text{K}$  (шаг  $\Delta T_{\text{eff},1}=2000\text{K}$ ),  $\log g=6.5-9.5$  (шаг  $\Delta \log g=0.25$ ), при  $[\text{He}/\text{H}]=-3\text{dex}$  и  $[\text{M}/\text{H}]=-5\text{dex}$ . В то же время, дополнительно была получена сетка моделей атмосфер голубых субкарликов с параметрами  $T_{\text{eff},1}=30000-60000\text{K}$  (шаг  $\Delta T_{\text{eff},1}=5000\text{K}$ ),  $\log g=5.0-6.5$  (шаг  $\Delta \log g=0.5$ ) и солнечным химическим составом. Синтетические спектры этих атмосфер рассчитывались с помощью модернизированной версии программного комплекса SYNTH [172, 139]. При моделировании спектров учитывались все источники непрерывного поглощения, линии H $\beta$ , HeI, HeII с уширением согласно теориям Вайдл-Куппер-Смитта [135] и Гримма [136], а также линии тяжелых элементов из списков [173, 174, 175]. Шкала солнечных содержаний химических элементов бралась из работы Андерса и Гревеса [128].

При согласовании наблюдаемых и теоретических данных из спектров исключались все эмиссионные детали. Для данных ночи 8 мая 2010г. ширина участков, содержащих такие детали, выбиралась равной  $\Delta\lambda=30\text{\AA}$ , а для наблюдений в ночи 4 августа 2010г. и 21 июля 2012г. -  $\Delta\lambda=80\text{\AA}$ . Центры этих участков для каждой линии соответствовали лабораторным длинам волн. Критерием корректного описания спектров являлась минимальность среднеквадратических отклонений теоретических и наблюдаемых потоков в интервале длин волн  $\lambda=4060-5100\text{\AA}$ . Вследствие условия постоянства значения силы тяжести на поверхности белого карлика, данные в фазе поздней релаксации и в спокойном состоянии системы анализировались совместно для единого значения  $\log g$ . Отметим, что после вспышки происходит быстрое понижение температуры белого карлика при практически постоянном значении его массы, что в условиях неполного вырождения его внешних слоев должно приводить к слабому уменьшению радиуса [160]. Таким образом, значение  $\log g$  в процессе охлаждения звезды не остается постоянным. Однако, как показывают модели белых карликов [160] варьирование их температуры в пределах  $T_{\text{eff},1}=15000-25000\text{K}$  при фиксированной массе  $M_1=0.70-0.80M_{\odot}$  приводит к изменениям радиуса не более, чем на 5%, что соответствует  $\Delta \log g \sim 0.05 \text{ dex}$ . Данные вариации поверхностной

силы тяжести намного меньше возможной ошибки ее определения ( $\Delta \log g \sim 0.20$  dex) и в дальнейших исследованиях нами игнорировались. На рис. 51 показаны результаты наилучшего согласования наблюдаемых и теоретических спектров. С целью иллюстрации точности определения параметров на рис. 52 и 53 представлено сравнение наблюдаемых спектров с теоретическими при уменьшенных на  $2\sigma$  значениях  $T_{\text{eff},1}$  и  $\log g$ . В целом для ночей 4 августа 2010г. и 21 июля 2012г. получено хорошее описание широких абсорбционных профилей линий H $\beta$  в спектрах системы. В фазе спокойного состояния эти абсорбционные детали описываются лучше вследствие меньшей интенсивности эмиссионных компонент. Величина силы тяжести на поверхности главной компоненты получилась равной  $\log g = 8.25 \pm 0.1$ , а значение ее эффективной температуры понижалась с  $T_{\text{eff},1} = 24000 \pm 1500\text{K}$  в ночь 4 августа 2010г. до  $T_{\text{eff},1} = 18000 \pm 1000\text{K}$  в ночь 21 июля 2012г. Отметим, что при исследовании эволюции ультрафиолетовых спектров WZ Sge Годон и Сион [176] показали аналогичное охлаждение белого карлика от  $T_{\text{eff},1} \approx 25000\text{K}$  через 100 дней после вспышки до  $T_{\text{eff},1} \approx 17500\text{K}$  через 400 дней. Оценки скорости охлаждения белых карликов в обеих системах совпадают в пределах точности определения, что говорит о корректности наших результатов для GSC 02197-00886. В целом проведенный анализ спектров на основе их теоретического моделирования подтверждает предположение о преобладании излучения белого карлика в спектрах объекта на поздних стадиях релаксации и в спокойном состоянии.

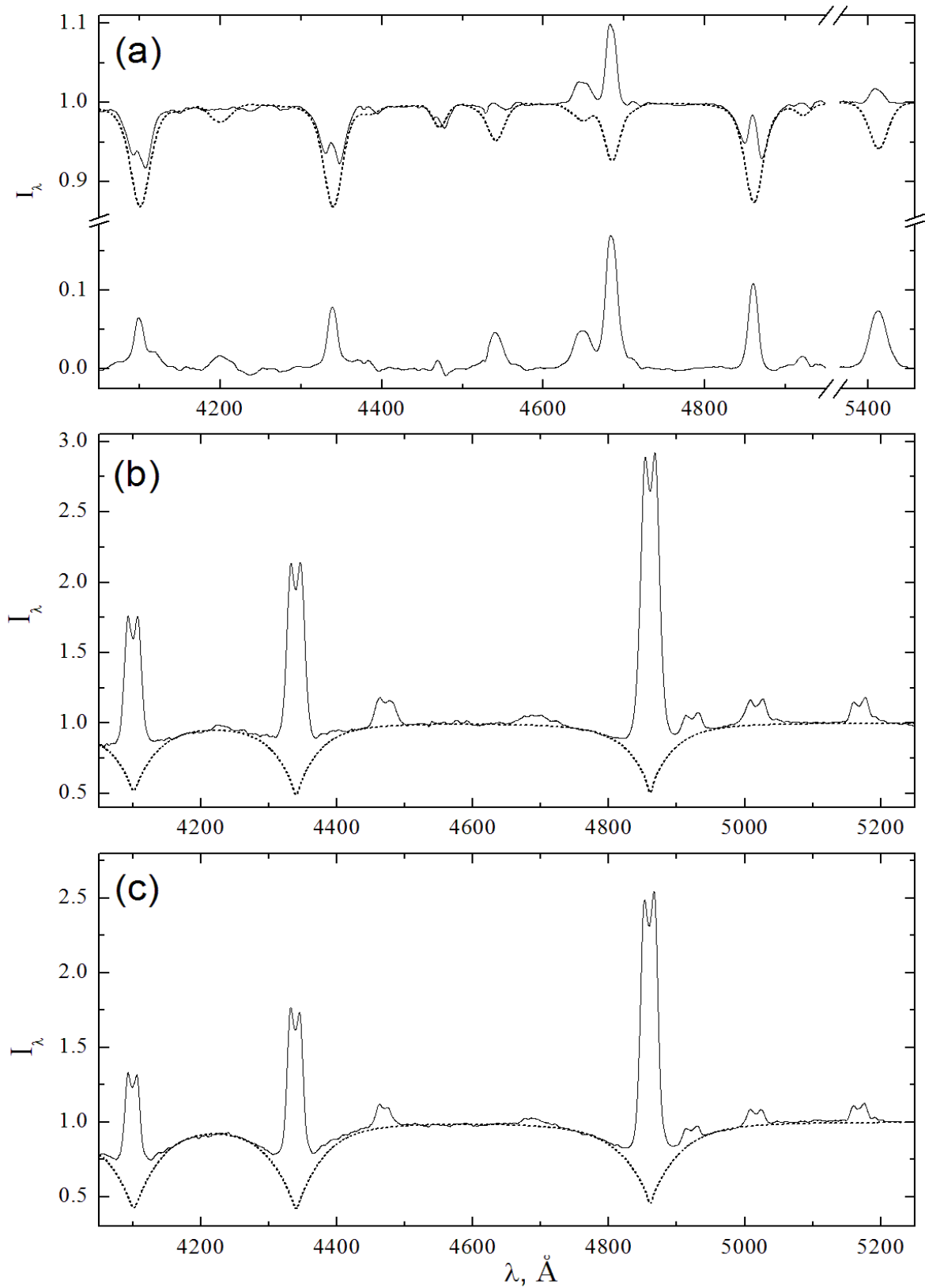


Рис. 51. Сравнение наблюдаемых (сплошные линии) и теоретических (пунктирные линии) спектров GSC 02197-00886 в ночи 8 мая (a) и 4 августа (b) 2010г. и 21 июля 2012г. (c). В нижней части панели (a) показан результат вычитания теоретического спектра из наблюдаемого.



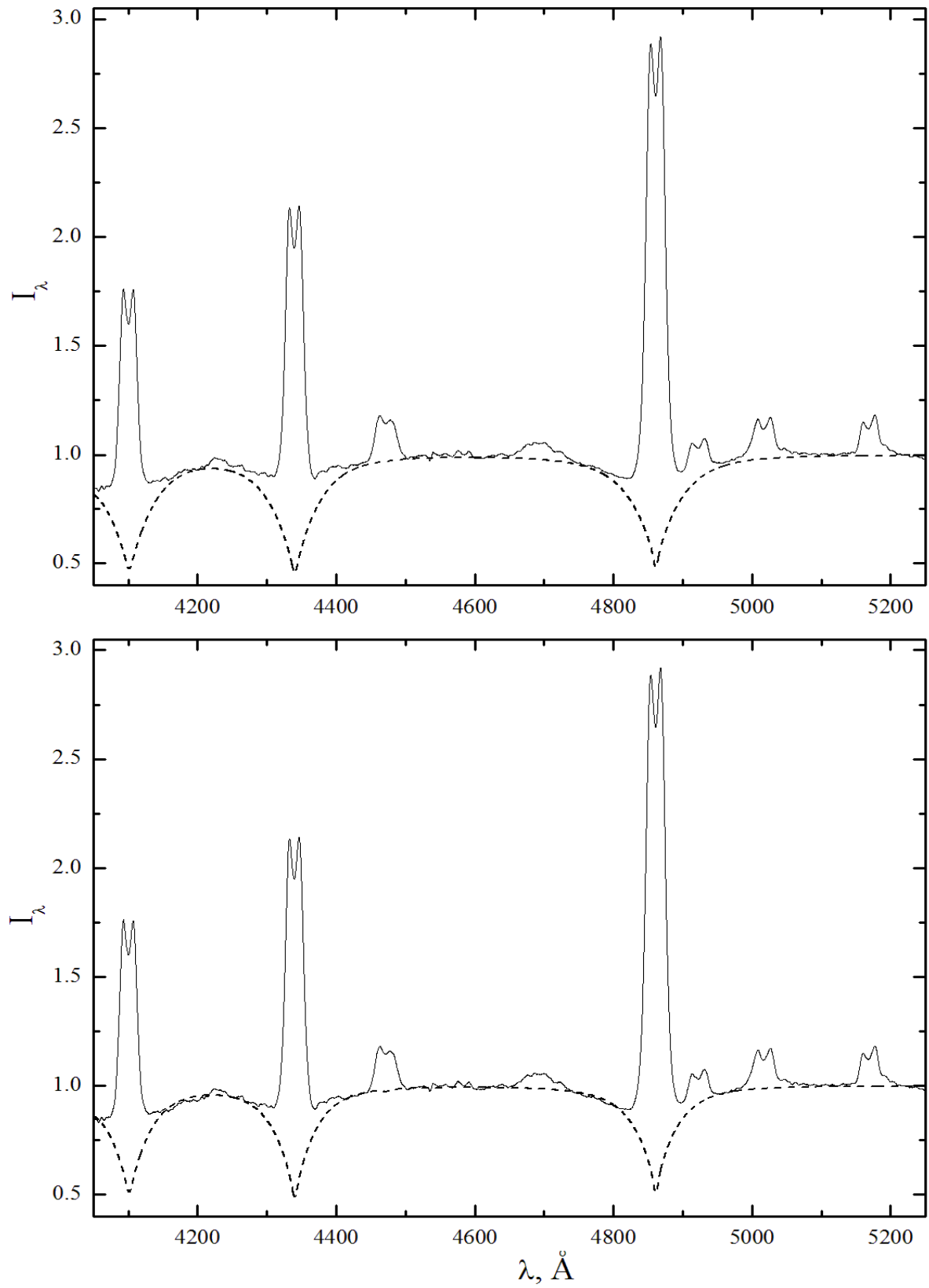


Рис. 52. Сравнение наблюдаемых (сплошные линии) спектров GSC 02197-00886 в ночь 4 августа 2010г. с теоретическими (пунктирные линии) для значений  $T_{\text{eff},1}$  (верхняя панель) и  $\log g$  (нижняя панель), уменьшенных на  $2\sigma$ .

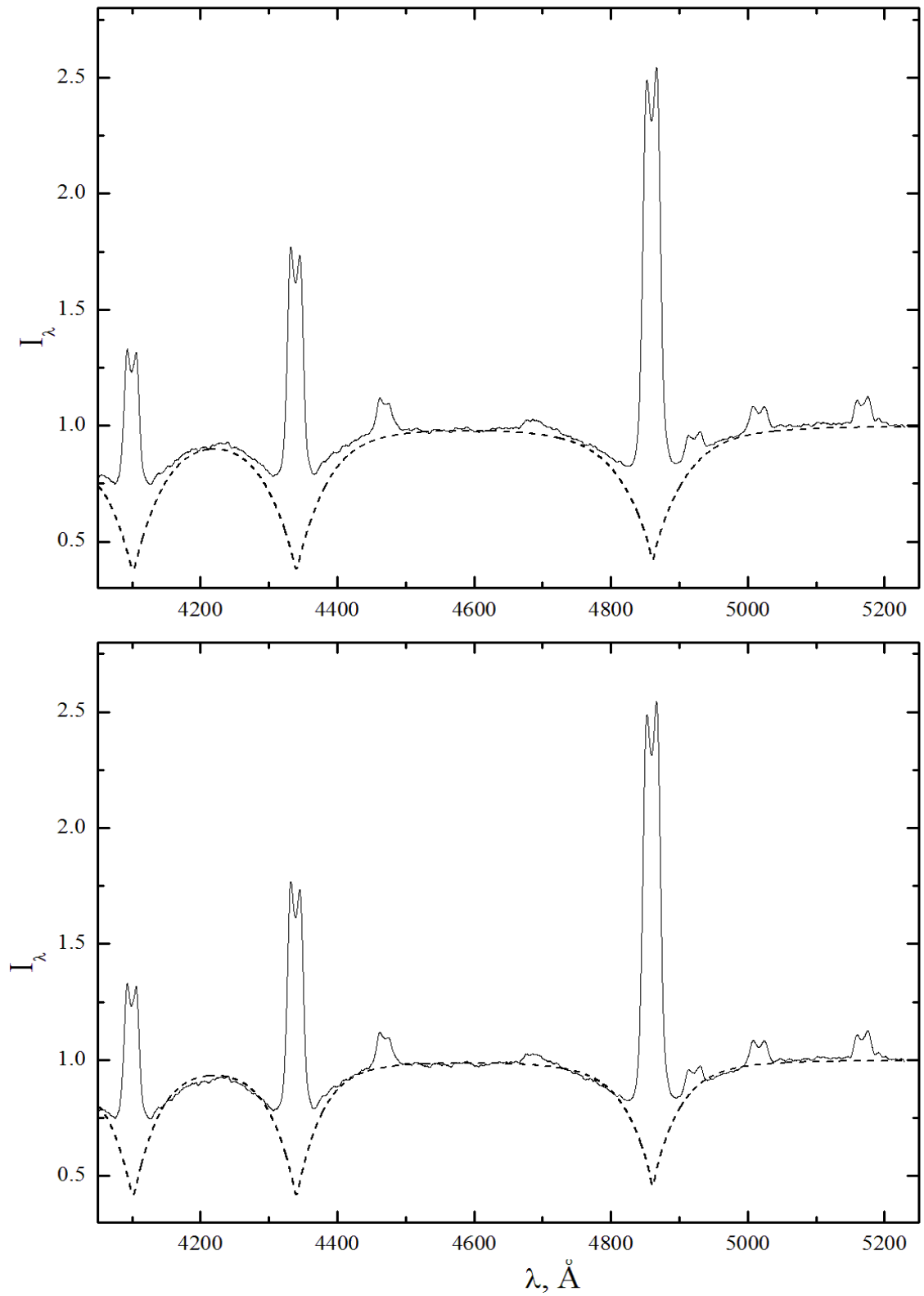


Рис. 53. Сравнение наблюдаемых (сплошные линии) спектров GSC 02197-00886 в ночь 21 июля 2012г. с теоретическими (пунктирные линии) для значений  $T_{\text{eff},1}$  (верхняя панель) и  $\log g$  (нижняя панель), уменьшенных на  $2\sigma$ .

На основе полученных параметров атмосферы белого карлика и теоретических моделей [160] были определены масса ( $M_1=0.74\pm 0.03M_{\odot}$ ) и радиус ( $R_1=0.0105\pm 0.001R_{\odot}$ ) главной компоненты в предположении доминирования кислорода в ядре звезды. Следует заметить, что при использовании модели с углеродным вырожденным ядром оценка массы изменяется максимум на  $\Delta M_1=0.02M_{\odot}$ .

При моделировании спектров GSC 02197-00886 в ночь 8 мая 2010г. почти все наблюдаемые абсорбционные компоненты линий воспроизводятся корректно, что позволяет получить параметры атмосферы основной излучающей области  $\log g=6.0\pm 0.2$  и  $T_{\text{eff}}=45000\pm 3000\text{K}$ . Подобное значение силы тяжести в сочетании с массой белого карлика накладывает верхнее ограничение на величину радиуса излучающей области аккреционного диска примерно  $R_{\text{AD}}=0.14R_{\odot}$ . Следовательно, в фазе максимума вспышки наблюдаемый абсорбционный спектр GSC 02197-00886 формировался в части аккреционного диска, максимально приближенной к поверхности белого карлика, а более внешние зоны диска оставались оптически тонкими. Путем вычета из наблюдаемых потоков ночи 8 мая 2010 г. теоретических был получен спектр системы, свободный от искажения абсорбционными компонентами и содержащий линии H $\beta$ , HeI, HeII, CII, CIII, NIII, OII и SiIV. Высокие потенциалы возбуждения уровней, соответствующих линиям HeII и NIII, с их доминированием над линиями H $\beta$  и HeI, указывают на значение электронной температуры излучающего вещества  $T_{\text{eff}}\approx 100000\text{K}$ , что характерно для пограничного слоя между аккреционным диском и белым карликом. Из этого можно сделать вывод, что для оценки скорости движения главной компоненты лучше всего подходят значения лучевых скоростей, измеренные по эмиссионной линии HeII ( $\lambda=4686\text{\AA}$ ).

Для определения параметров вторичной компоненты использовалась связь ее массы  $M_2$  и радиуса полости Роша  $R_{\text{RL},2}$  с орбитальным периодом системы [177]:

$$\frac{R_{\text{RL},2}^3}{M_2} = 7.5807 * P_{\text{orb}}^2 \quad (29)$$

где радиус полости Роша и масса вторичной компоненты задаются соответственно в единицах солнечных  $R_{\odot}$  и  $M_{\odot}$ , а значение периода - в часах. На основе определенного в [116] значения орбитального периода  $P_{\text{orb}}=0.05435$  и эволюционных треков маломассивных звезд ГП с солнечным химическим составом [159], а также принимая  $R_{\text{RL},2}=R_2$  для полуконтактных систем, были получены значения массы ( $M_2=0.13M_{\odot}$ ) и

радиуса ( $R_2=0.14R_\odot$ ) вторичной компоненты. Таким образом, было оценено отношение масс компонент GSC 02197-00886 ( $q=M_2/M_1=0.17$ ) и большая полуось ее орбиты ( $A=0.575\pm 0.006R_\odot$ ). В таблице 15 представлен итоговый набор параметров исследуемой системы.

Таблица 15. Итоговый набор параметров GSC 02197-00886. (1 - данные из статьи [116], \* - значение для ночи 4 августа 2010г., \*\* - значение для ночи 21 июля 2012г.)

Параметр	Главная компонента	Вторичная компонента
$P_{orb}, d$	$0.05435\pm 0.000002^1$	
$K, km/c$	$85\pm 10$	$480\pm 30$
$T_{eff}, K$	$24000\pm 1500^*$ $18000\pm 1000^{**}$	$\approx 3200$
$\log g$	$8.25\pm 0.1$	$5.26\pm 0.06$
$R, R_\odot$	$0.0105\pm 0.001$	$0.14\pm 0.02$
$M, M_\odot$	$0.74\pm 0.03$	$0.13\pm 0.02$
$q$	$0.17\pm 0.02$	
$A, R_\odot$	$0.575\pm 0.006$	
$i, ^\circ$	$70-80$	

Далее на основе определенных характеристик с использованием формул:

$$f(M_1) = \frac{M_1^3 * (\sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} \quad (30)$$

$$f(M_2) = \frac{M_2^3 * (\sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} \quad (31)$$

были найдены (с точностью до значения  $\sin i$ ) значения функций масс компонент  $f(M_1)=0.535(\sin i)^3$  и  $f(M_2)=0.0029(\sin i)^3$ . Для определения значений амплитуд лучевых скоростей применялись следующие формулы:

$$f(M_1) = K_2^3 * 10385 * 10^{-11} * P \quad (32)$$

$$f(M_2) = K_1^3 * 10385 * 10^{-11} * P \quad (33)$$

соответственно для каждой звезды (величина периода задается в сутках). Полученные амплитуды  $K_1/(\sin i)=80\pm 2$  км/с и  $K_2/(\sin i)=455\pm 8$  км/с близки к некоторым значениям, определенным ранее на основе анализа наблюдаемых данных (при условии  $i > 70^\circ$  [116]). В частности, величина амплитуды движения главной компоненты хорошо согласуется с найденной по эмиссионной линии HeII ( $\lambda=4686\text{\AA}$ ) в ночь 8 мая 2010г. Данный факт подтверждает, что эта линия формируется в области пограничного слоя на поверхности белого карлика. Для вторичной компоненты близкие значения имеют амплитуды, определенные по линиям HeI ( $\lambda\lambda 4471, 4921\text{\AA}$ ) методом Шафтера для ночей 4 августа 2010г. и 21 июля 2012г. Следовательно, при определении лучевых скоростей холодной звезды в фазах релаксации системы и ее спокойного состояния вполне обоснованно использование линий HeI.

### Заключение

Исследование спектров GSC 02197-00886 на интервале времени с 2010г. до 2012г. показало соответствие ее эволюции современным представлениям о физике звезд типа WZ Sge. В фазе вспышки в спектрах системы преобладало излучение оптически толстого аккреционного диска с температурой основного излучающего слоя  $T_{\text{eff}} \approx 45000\text{K}$  и радиусом  $R_{\text{AD}} \leq 0.14R_{\odot}$ . Часть наблюдаемого излучения формировалась в пограничном слое (максимально приближенном к белому карлику и более горячей области), на что указывает присутствие эмиссионных линий гелия и элементов группы CNO в спектрограммах в фазе максимума вспышки. При дальнейшей эволюции объекта оптическая толщина диска уменьшалась, вследствие чего в конечном счете произошло исчезновение горячего пограничного слоя. В итоге на протяжении 24 дней после вспышки блеск объекта и амплитуда сверхгорбов равномерно уменьшались. В начале июня 2010г. наблюдалось уменьшение яркости на  $\Delta m_V \approx 2^m - 2.^m2$ , связанное с началом преобладания излучения белого карлика после перехода аккреционного диска в оптически тонкий в континууме. Стоит отметить, что одновременное увеличение амплитуды вариаций яркости, вероятно, связано с изменением основного механизма их формирования. В фазе оптически толстого диска изменения блеска были связаны с переменностью его проекции на картинную плоскость, а в последующее время - с действием эффектов отражения на поверхности вторичной компоненты. О наличии таких эффектов свидетельствует факт появления синусоидальной формы кривой блеска GSC 02197-00886 в момент резкого

падения яркости через 25-33 дня после вспышки [116]. С учетом превышения в это время эффективной температурой белого карлика значения  $T_{\text{eff}}=24000\text{K}$ , вычисленного для ночи 4 августа 2010г., можно сделать вывод о формировании орбитальных вариаций блеска под действием переизлучения мягкого ультрафиолетового излучения главной компоненты на поверхности холодной звезды. При дальнейшем уменьшении температуры горячей звезды светимость объекта понижалась слабо, а эффекты отражения и амплитуды орбитальных вариаций яркости уменьшались быстрее. Во время релаксации системы аккреционный диск становился тоньше во все более сильных линиях, в результате чего в спокойном состоянии преобладало излучение в линиях  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$ . Формирование других линий в основном происходило на поверхности холодной звезды вследствие флуоресценции из-за облучения рентгеновским потоком от источника 1RXS J213807.1+261958. На основе проведенного анализа эволюции GSC 02197-00886 на послевспышечных фазах можно говорить о почти полной потере аккрецируемого вещества диском вследствие прекращения его переноса с поверхности вторичной компоненты. В итоге полученные в данной работе результаты хорошо согласуются с моделями вспышек карликовых Новых из [178].

В результате можно сделать вывод о хорошем согласии полученных в работе параметров GSC 02197-00886 с характеристиками карликовых новых. Оценки масс компонент исследуемой системы имеют близкие значения к средним величинам из каталога [179] для объектов типа WZ Sge ( $M_1=0.85\pm 0.04M_{\odot}$ ,  $M_2=0.078\pm 0.006M_{\odot}$ ) и для систем близкого класса переменных типа SU UMa ( $M_1=0.69\pm 0.19M_{\odot}$ ,  $M_2=0.10\pm 0.04M_{\odot}$ ), с аналогичными значениями орбитального периода. Данный факт также подтверждает классификацию GSC 02197-00886 в качестве системы типа WZ Sge.

## Заключение

Предкатаклизмические переменные впервые были выделены в отдельный класс объектов Риттером [6]. Стадия ПП является промежуточной между фазами общей оболочки и фазой обмена веществом между компонентами ТДС. В статье 1976г. Пачински [180] предложил концепцию эволюции систем с общей оболочкой для объяснения образования катаклизмических переменных. Существование молодых предкатаклизмических переменных в качестве ядер планетарных туманностей предоставляет наиболее прямое доказательство прохождения фазы общей оболочки при эволюции двойных систем. В настоящее время установлено, что по крайней мере 10% ядер планетарных туманностей являются тесными двойными с периодами от нескольких часов до нескольких дней [181, 13]. Было показано, что предшествующая фаза общей оболочки отражается на современном состоянии компонент таких систем. В частности у вторичных компонент молодых ПП с sdO-субкарликами или DAO белыми карликами обнаружено наличие существенных избытков светимости [11]. Исследование подобных избытков и процесса релаксации звезд в спокойное состояние позволит как лучше понять их внутреннюю структуру, так и уточнить теорию формирования и эволюции систем с общими оболочками. Для решения названных проблем группой казанских астрономов в последние два десятилетия проводится планомерное изучение большой выборки молодых предкатаклизмических переменных, что было частично продолжено в рамках данной диссертации. Важными вопросами эволюции таких систем являются продолжительность и особенность их перехода в старые ПП. Их вторичные компоненты являются звездами ГП спектральных классов К-М, у которых, как правило, наблюдается хромосферная, вспышечная или пятенная активность, обусловленная наличием сильных магнитных полей на поверхности холодной звезды. Для выявления механизма формирования магнитных полей в ТДС необходимо изучение предкатаклизмических переменных промежуточного возраста, в которых холодные звезды близки к возврату на ГП. Как показано в диссертационной работе, большая часть проблем связанных с анализом наблюдений ПП, определением их характеристик, физического и эволюционного состояния может быть эффективно решена с применением методов численного моделирования их оптического излучения. Этот факт открывает хорошие перспективы для распространения методов численного моделирования на более сложные объекты, в том числе на катаклизмические переменные с дисковой аккрецией. Выполненные к

настоящему времени исследования систем типа WZ Sge не позволяют сделать однозначных выводов о физической природе их вспышек. Однако на их основе было найдено, что ослабление блеска систем этого типа после вспышки обусловлено уменьшением оптической толщины аккреционного диска. Таким образом, не решена задача об установлении степени уменьшения темпа аккреции в спокойном состоянии и возможности постепенного накопления массы в аккреционном диске между вспышками. Кроме того, остается актуальной проблема разработки эффективных методов определения параметров катаклизмических переменных, в том числе звезд типа WZ Sge. Однако в представленной диссертации показано, что современная астрофизика обладает достаточно полным набором инструментов для исследования дисковых катаклизмических переменных с решением части вышеперечисленных проблем.

В диссертационной работе представлены исследования 4 тесных двойных систем (двух молодых ПП (PN G068.1+11.0 и TW Crv), ПП промежуточного возраста (RE J2013+4002) и катаклизмической переменной (GSC 02197-00886)), проведенные на основе комплексного анализа уникальных наблюдательных данных и теоретического моделирования спектров и кривых блеска объектов. В итоге были получены следующие результаты:

1. Выполнен анализ фотометрических и спектроскопических наблюдений 4-х ТДС (PN G068.1+11.0, TW Crv, RE J2013+4002 и GSC 02197-00886), которые были получены на телескопах Цейсс-1000 и БТА САО РАН, а также на телескопе РТТ-150 КФУ.
2. Впервые для объекта RE J2013+4002 была построена эфемерида системы, а для PN G068.1+11.0 эфемерида была уточнена.
3. Объект PN G068.1+11.0 был классифицирован как молодая ПП типа BE UMa с экстремально сильными эффектами отражения. Из сравнения ряда абсорбционных деталей в наблюдаемых спектрах RE J2013+4002 с теоретическими был определен спектральный класс красного карлика (не ранее M2). Подтверждена классификация систем TW Crv как молодой ПП с sdO-субкарликом, RE J2013+4002 как ПП промежуточного возраста и GSC 02197-00886 как системы типа WZ Sge.
4. Для PN G068.1+11.0 было сделано предположение о повышенном содержании углерода (возможно, и азота) в атмосфере вторичной холодной звезды, обнаруженном ранее у ряда молодых ПП типа BE UMa [150, 121, 146] и обусловленном перемешиванием вещества компонент ПП на стадии общей оболочки [139].
5. Было выдвинуто предположение о наличии избытка азота и кислорода в атмосфере вторичной компоненты TW Crv, обнаруженного ранее при изучении ряда молодых ПП



[147, 150, 121]. Из анализа спектров следует вывод о слабых аномалиях химического состава холодной звезды по сравнению с аналогичными системами.

6. В спектрах максимума блеска TW Crv наблюдаются двухпиковые линии бальмеровской серии водорода, что обусловлено сильными не-ЛТР эффектами в атоме H в облучаемой атмосфере вторичной компоненты. Также сделано предположение, что на формирование этих линий значительное влияние оказывает звездный ветер, истекающий с поверхности облучаемой зоны и направленный под действием давления ультрафиолетового излучения главной компоненты от центральных частей пятна к его периферии.

7. У вторичных компонент PN G068.1+11.0 и TW Crv обнаружены избытки светимости, обусловленные накоплением дополнительной энергии в недрах звезд в фазе общей оболочки и постепенной их релаксацией к состоянию ГП после сброса последней.

8. В эмиссионных спектрах RE J2013+4002 не обнаружено аномалий, которые указывали бы на наличие у вторичной компоненты хромосферной и вспышечной активности. На основе анализа химического состава атмосферы холодной звезды сделан вывод о пониженном (до  $[X/H]=-0.5$ ) содержании металлов в атмосфере вторичной компоненты.

9. В кривых блеска GSC 02197-00886 обнаружено увеличение яркости объекта в первую ночь наблюдений, имеющее нетепловое происхождение и, вероятно, обусловленное фликерингом блеска, характерным для дисковой аккреции.

10. Сделан вывод о преобладании в спектрах GSC 02197-00886 в фазе максимума вспышки излучения оптически толстого аккреционного диска с горячим пограничным слоем, а в момент релаксации системы к спокойному состоянию - излучения оптически тонкого аккреционного диска. К фазе спокойного состояния системы произошло уменьшение оптической толщины диска.

11. На основе анализа доплеровских томограмм GSC 02197-00886 был сделан вывод о формировании излучения эмиссионных линий в спектрах системы в нескольких источниках: аккреционный диск, главное яркое пятно на поверхности вторичной компоненты, второе яркое пятно и холодная, оттекающая общая оболочка объекта, наблюдаемая только в стадии релаксации.

12. На основе проведенного анализа эволюции GSC 02197-00886 на послевспышечных фазах сделан вывод о практически полной потере аккрецируемого вещества диском из-за прекращения его переноса с поверхности вторичной компоненты.

13. Получены наборы фундаментальных параметров PN G068.1+11.0 (для вариантов с  $M_1=0.7M_\odot$  и  $M_1=0.78M_\odot$ ), TW Crv, RE J2013+4002 и GSC 02197-00886 (с точностью до значения угла наклона  $i$ ). Найдено изменение эффективной температуры главной компоненты GSC 02197-00886 на 6000K при переходе из фазы промежуточной релаксации ( $T_{\text{eff}}=24000\pm 1500\text{K}$ ) в спокойное состояние системы ( $T_{\text{eff}}=18000\pm 1000\text{K}$ ), что согласуется с результатами Лонга и др [88] для WZ Sge.

Следует отметить, что развитие моделирования облучаемых звездных атмосфер достигло существенного прогресса в описании излучения ТДС. В результате список молодых ПП с определенными наборами фундаментальных параметров расширился до 11 объектов [147, 119, 182, 183, 184, 151, 20, 11, 146, 185]. Положения главных компонент этих систем на эволюционных треках ядер планетарных туманностей [153] указывают на то, что у пяти систем (UU Sge, V664 Cas, V477 Lyr, KV Vel и Abell 65) они находятся на различных этапах сжатия и нагрева голубых субкарликов, у трех систем (TW Crv, PN G068.1+11.0 и VE UMa) - в фазе перехода на последовательность остывающих белых карликов, и еще у трех систем (NN Ser, HS 1857+5144 и GK Vir) - на стадии охлаждения белых карликов. В настоящее время только для 5 ПП промежуточного возраста (FS Cet [157], IN Cma [157], RE J1016-0520AB [186], RE J2013+4002 [158] и SDSS J172406+562002 [158]) были определены полные наборы параметров. Вторичные компоненты в подобных системах находятся на стадии возврата на ГП и с увеличением возраста у них начинают появляться магнитные поля, влияние которых начинает играть роль в изменении кривых блеска объектов. Для выявления механизма формирования магнитных полей в ТДС требуется выборка объектов с надежно определенными параметрами и с низкой скважностью по времени, прошедшего с фазы сброса общей оболочки ( $\sim 1 \times 10^6$  лет).

В случае карликовых Новых типа WZ Sge к настоящему моменту была исследована достаточно большая выборка объектов этого типа [74]. Возникает проблема изучения подобных систем, которые продолжительное время находятся в спокойном состоянии ( $\sim 1$ -1.5 года). В диссертационной работе было установлено (на примере GSC 02197-00886), что при переходе объекта из стадии релаксации в спокойное состояние изменяется эффективная температура главной компоненты. Поэтому необходимы дополнительные исследования карликовых Новых типа WZ Sge для подтверждения подобного явления, описания происходящих в этот момент физических процессов и изучения внутренней структуры белых карликов. Методика определения параметров карликовых Новых типа WZ Sge, представленная в диссертации, должна быть проверена на ряде подобных систем с надежно определенными параметрами.

Автор выражает благодарность научному руководителю Шиманскому В.В. за помощь в выполнении задач, поставленных в рамках диссертационной работы. Отдельно хочу поблагодарить коллектив наблюдателей (Н.В. Борисов, М.М. Габдеев, О.И. Спиридонова, В.В. Власюк, С.Н. Фабрика, А.И. Галеев, Э.Н. Иртуганов, Р.Я. Жучков, С.С. Мельников) за предоставление наблюдательных данных, использованных в данной работе. Автор выражает благодарность Сахибуллину Н.А. за обсуждение результатов и за ценные указания и замечания по тексту диссертации. Отдельно выражаю благодарность РФФИ за поддержку грантов (15-32-50879 мол\_рф\_нр, 13-02-90726 мол\_рф\_нр, 16-32-00212 мол\_а), в рамках которых были выполнены части диссертационной работы.

## Список литературы

1. Paczynski, B. Evolution of close binaries / B. Paczynski // Sixth Texas Symposium on Relativistic Astrophysics. - 1973. - V. 224. - P. 233.
2. Iben, I.J. Common envelopes in binary star evolution / I.J. Iben, M. Livio // PASP. - 1993. - V. 105. - No. 694. - P. 1373-1406.
3. Paczynski, B. Common envelope binaries / B. Paczynski // Proceedings of the symposium: Structure and Evolution of Close Binary Systems. - 1976. - No. 73. - P. 75.
4. Webbink, R.F. Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and Type I supernovae / R.F. Webbink // Astrophysical Journal. - 1984. - V. 277. - 355-360.
5. Zorotovic, M. Post-common-envelope binaries from SDSS IX: Constraining the common-envelope efficiency / M. Zorotovic, M.R. Shreiber, B.T. Gansicke and A.N. Gomez-Moran // Astronomy and Astrophysics. - 2010. - V. 520. - P. A86.
6. Ritter, H. Precataclysmic binaries / H. Ritter // Astronomy and Astrophysics. - 1986. - V. 169. - № 1-2. - P. 139-148.
7. Marsh, T.R. Detached white-dwarf close-binary stars - CV's extended family / T.R. Marsh // New Astronomy Review. - 2000. - V. 44. - I. 1-2. - P. 119-124.
8. Hillwig, T.C. Post-common-envelope binary stars and the precataclysmic binary PG 1114-187 / T.C. Hillwig, R.K. Honeycutt, J.W. Robertson // The Astronomical Journal. - 2000. - I. 2. - P. 1113-1119.
9. Webbink, R.F. Stellar evolution and binaries / R.F. Webbink // Camb. Astrophys. Ser. - 1985. - P. 39.
10. Hall, P.D. Planetary nebulae after common-envelope phases initiated by low-mass red giants / P.D. Hall, C.A. Tout, R.G. Izzard, D. Keller // MNRAS. - 2013. - V. 435. - P. 2048-2059.
11. Шиманский, В.В. Анализ оптического излучения молодых предкатаклизмических переменных HS 1857+5144 и Abell 65 / В.В. Шиманский, С.А.Позднякова, Н.В. Борисов, И.Ф. Бикмаев, В.В. Власюк, О.И. Спиридонова, А.И. Галеев, С.С. Мельников // Астрофиз. Бюллетень - 2009. - Т. 64. - № 4. - С. 366-382.
12. Kwok, S. The Origin and Evolution of Planetary Nebulae / S. Kwok // Camb. Astrophys. Ser. - 2000. - V. 33.
13. Bond, H.E. Binaricity of central stars of planetary nebulae / E.H. Bond // ASP Conference Series. - 2000. - V. 199. - P. 115.; De Marco, O. Binary central stars of planetary nebulae discovered through photometric variability. I. What we know and what we would like to find

- out / O. De Marco, T.C. Hillwig, A.J. Smith // *The Astronomical Journal*. - 2008. - V. 136. - I. 1. - P. 323-336.
14. Miszalski, B. Prediction of close binary based on planetary nebula morphology / B. Miszalski, R.L. Corradi, D. Jones, M. Santander-Garcia, P. Rodrigues-Gil, M.M. Rubio-Diez // *arXiv:1009.2890v1*. - 2011.
  15. Miszalski, B. Binary planetary nebulae nuclei towards the Galactic bulge. I. Sample discovery, period distribution, and binary fraction / B. Miszalski, A. Acker, A.F.J. Moffat, Q.A. Parker, A. Udalski // *Astronomy and Astrophysics*. - 2009. - V. 496. - I. 3. - P. 813-825.
  16. De Marco O. The origin and shaping of planetarynebulae: putting the binary hypothesis to the test / O. De Marco // *PASP*. - 2009. - V. 121. - I. 878. - P. 316-342.
  17. Войханская, Н.Ф. Предкатаклизмические двойные системы / Н.Ф. Войханская // *Бюллетень Спец. астрофиз. обсерв.* - 2006. - Т. 59. - С. 34-51.
  18. Pigulski, A. NN Ser and V664 Cas: two pre-cataclysmic binaries with large reflection effect / Pigulski A., Michalska G. // *Comission 27 and 42 of the IAU information bulletin on variable stars*. - 2002. - №5218.
  19. Шиманский, В.В. Эффекты отражения и параметры старых предкатаклизмических переменных MS Peg и LM Com / В.В. Шиманский, Н.В. Борисов, Н.Н. Шиманская // *Астрон. Журн.* - 2003. - Т. 80. - № 9. - С. 830-844.
  20. Шиманский, В.В. Ревизия фундаментальных параметров VE UMa / В.В. Шиманский, Н.В. Борисов, С.А. Позднякова, И.Ф. Бикмаев, В.В. Власюк, Н.А. Сахибуллин, О.И. Спиридонова // *Астрон. Журн.* - 2008. - Т. 85. - № 7. - С. 623-641.
  21. Exter, K.M. The planetary nebulae K 1-2 and its binary central star VW Pux / K.M. Exter, D.L. Pollacco, S.A. Bell // *MNRAS*. - 2003. - V. 341. - P. 1349-1359.
  22. Berger, J. A sample of new hot subluminous stars taken from the list of ultraviolet objects detected by the S2/68 sky survey experiment / J. Berger, A.-M. Fringant // *Astronomy and Astrophysics*. - 1980. - V. 85. - No. 3. - P. 367-369.
  23. Vos, J. Long period sdB0MS binaries with Mercator / J. Vos, R.H. Ostensen, H.V. Winckel // *ASP Conference Series*. - 2014. - V. 481. - P. 265-271.
  24. Saffer, R.A. Atmospheric parameters of field subdwarf B stars / R.A. Saffer, P. Bergeron, D. Koester, J. Liebert // *Astrophysical Journal*. - 1994. - V. 432. - No. 1. - P. 351-366.
  25. Brassard, P. Discovery and asteroseismological analysis of the pulsating sdB star PG 0014-067 / P. Brassard, G. Fontaine, M. Billeres, S. Charpinet et al. // *The Astrophysical Journal*. - 2001. - V. 563. - I. 2. - P. 1013-1030.

26. Heber, U. The atmosphere of subluminoous B stars. II - Analysis of 10 helium poor subdwarfs and the birthrate of sdB stars / U. Heber // *Astronomy and Astrophysics*. - 1986. - V. 155. - No. 1. - P. 33-45.
27. Morales-Rueda, L. Subdwarf B binaries from the Edinburg-Cape Survey / L. Morales-Rueda, P.F.L. Maxted, T.R. Marsh, D. Kilkeny, D. O'Donoghue // *ASP Conference Series*. - 2005. - V. 999. - P. 333-336.
28. Engels, D. The Hamburg Quasar Survey. II. A first list of 121 quasars / D. Engels, H.-J. Hagen, L. Cordis, S. Koehler et al. // *Astronomy and Astrophysics Supplement*. - 1998. - V. 128. - P. 507-523.
29. Maxted, P.F.L. Radial velocity measurements of white dwarfs / P.F.L. Maxted, T.R. Marsh, C.K.J. Moran // *MNRAS*. - 2000. - V. 319. - I. 1. - P. 305-317.
30. Maxted, P.F.L. The binary fraction of extreme horizontal branch stars // P.F.L. Maxted, U. Heber, T.R. Marsh, R.C. North // *MNRAS*. - 2001. - V. 326. - I.4. - P. 1391-1402.
31. Morales-Rueda, L. Orbital period of 22 subdwarf B stars / L. Morales-Rueda, P.F.L. Maxted, T.R. Marsh, R.C. North, U. Heber // *MNRAS*. - 2003. - V. 338. - I. 3. - P. 752-764.
32. Silvestri, N.M. A catalog of spectroscopically selected close binary systems from the Sloan Digital Sky Survey data release four / N.M. Silvestri, S.L. Hawley, A.A. West, P. Szkody et al. // *The Astronomical Journal*. - 2006. - V. 131. - I. 3. - P. 1674-1686.
33. Geier, S. The MUCHFUSS project - searching for hot subdwarf binaries with massive unseen companions. Survey, target selection and atmospheric parameters / S. Geier, H. Hirsch, A. Tillich, P.F.L. Maxted et al. // *Astronomy and Astrophysics*. - 2011. - V. 530. - id.A28. - 14 p.
34. Han, Z. The origin of subdwarf B stars - I. The formation channels / Z. Han, Ph. Podsiadlowski, P.F.L. Maxted, T.R. Marsh, N. Ivanova // *MNRAS*. - 2002. - V. 336.- I. 2. - P. 449-466.
35. Han, Z. The origin of subdwarf B stars - II / Z. Han, Ph. Podsiadlowski, P.F.L. Maxted, T.R. Marsh // *MNRAS*. - 2003. - V. 341.- I. 2. - P. 669-691.
36. Kilkeny, D. A new class of rapidly pulsating star - I. EC 14026-2647, the class prototype / D. Kilkeny, C. Koen, D. O'Donoghue, R.S. Stobie // *MNRAS*. - 1997. - V. 285. - I. 3. - P. 640-644.
37. Jeffery, C.S. The detection of binary companions to subdwarf B stars / C.S. Jeffery, D.L. Pollacco // *MNRAS*. - V. 298. - P. 179-184.
38. Bleach, J.N. Echelle observations of chromospheric activity in post-common-envelope binaries / J.N. Bleach, J.H. Wood, B. Smalley, M.S. Catalan // *MNRAS*. - 2002. - V. 335. - I. 3. - P. 593-609.

39. Kawka, A. Spectroscopic and photometric observations of the close binary BPM 71214 / A. Kawka, S. Vennes // *The Astronomical Journal*. - 2003. - V. 125. - I. 3. - P. 1444-1447.
40. Vaccaro, T.R. Fluorescence in ultraviolet active binaries: the case of FF Aquarii / T.R. Vaccaro, R.E. Wilson // *MNRAS*. - 2003. - V. 342. - I. 2. - P. 564-574.
41. Bleach, J.N. Observations of the post-common-envelope binaries EG UMa and PG 1026+002 / J.N. Bleach, J.H. Wood, M.S. Catalan, W.F. Welsh et al. // *MNRAS*. - 2000. - V. 312. - I. 1. - P. 70-82.
42. Pandey, J.C. A study of X-ray flares - I. Active late type dwarfs / J.C. Pandey, K.P. Singh // *MNRAS*. - 2008. - V. 387. - I. 4. - P. 1627-1648.
43. Young, A. Evidence for external plasma around the K dwarf component of the eclipsing binary V471 Tauri / A. Young, L. Rottler, A. Skumanich // *Astrophysical Journal*. - 1991. - V. 378. - P. L25-L28.
44. Bond, H.E. Detection of coronal mass ejections in V471 Tauri with the Hubble Space Telescope / H.E. Bond, D.J. Mullan, M.S. O'Brien, E.M. Sion // *The Astrophysical Journal*. - 2001. - V. 560. - I. 2. - P. 919-927.
45. Stauffer, J.R. Dynamical mass determination for the white dwarf components of HZ9 and Case1 / J.R. Stauffer // *Astronomical Journal*. - 1987. - V. 94. - P. 996-1002.
46. Tappert C. Multiple emission line components in detached post-common-envelope binaries / C. Tappert, B.T. Gansicke, A. Rebassa-Mansergas, L. Schmidtbreick, M.R. Shreiber // *A&A*. - 2011. - V. 531 - pp. A113, Ritter, H. Precataclysmic binaries / H. Ritter // *Astronomy and Astrophysics*. - 1986. - V. 169. - № 1-2. - P. 139-148.
47. Smith, R.C. Cataclysmic variables / R.C. Smith // arXiv:astro-ph/0701654v1.
48. Giacconi, R. The Uhuru catalog of X-ray sources / R. Giacconi, S. Murray, H. Gursky et al. // *Astrophysical Journal*. - 1972. - V. 178. - P. 281-308.
49. Mestel, L. The theory of white dwarfs / L. Mestel // *Stellar structure - Stars and Stellar Systems: Compendium of astronomy and astrophysics*. - 1965. - V. VIII. - P. 297.
50. Kemp, J.C. Discovery of circularly polarized light from a white dwarf / J.C. Kemp, J.B. Swedlung, J.D. Landstreet, J.R.P. Angel // *The Astrophysical Journal*. - 1970. - V. 161. - P. L77-L79.
51. Balbus, S.A. A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I – Linear analysis. II – Nonlinear evolution / S.A. Balbus and J.F. Hawley // *The Astrophysical Journal*. - 1991. - V. 376. - P. 214-233.
52. Balbus, S.A. Instability, turbulence, and enhanced transport in accretion disks / S.A. Balbus and J.F. Hawley // *Reviews of Modern Physics*. - 1998. - V. 70. - I. 1. - P. 1-53.

53. Selvelli, P. The recurrent nova T Pyx: a progenitor of a type Ia supernova? / P. Selvelli, R. Gilmozzi, and A. Cassatella // *Mem. S.A.It. Suppl.* - 2003. - V. 3. - P. 129-132.
54. Shaviv, G. The effect of heating from the boundary layer on accretion models for Novae and other compact objects / G. Shaviv, S. Starrfield // *The Astrophysical Journal.* - 1987. - V. 321. - P. L51-L53.
55. Hernanz, M. Classical nova explosions / M. Hernanz // *ASP Conf. Series.* - 2005. - V. 330. - P. 265–278.
56. Starrfield, S. CNO abundances and hydrodynamic models of the Nova outburst. II. 1.00  $M_{\odot}$  models with enhanced carbon and oxygen / S. Starrfield, W.M. Sparks, J.W. Truran // *The Astrophys. Journal Supplement Series No. 261.* - 1974. - V. 28. - P. 247-270.
57. Starrfield, S. CNO abundances and hydrodynamic studies of the Nova outburst. V. 1.00  $M_{\odot}$  models with small mass envelopes / S. Starrfield, W.M. Sparks, J.W. Truran // *The Astrophysical Journal.* - 1978. - V. 226. - P. 186-202.
58. Kutter, G.S. Radial accretion of H-rich material onto a He white dwarf / G.S. Kutter, W.M. Sparks // *The Astrophysical Journal.* - 1980. - V. 239. - P. 988-998.
59. Taam, R.E. Ultrashort-period binaries. III. The accretion of hydrogen-rich matter onto a white dwarf of one solar mass / R.E. Taam, J. Faulkner // *The Astrophysical Journal.* - 1975. - V. 198. - P. 435-438.
60. Prialnic, D. On the role of the accretion rate in Nova outburst / D. Prialnic, M. Livio, G. Shaviv, A. Kovetz // *The Astrophysical Journal.* - 1982. - V. 257. - P. 312-317.
61. Starrfield, S. Recurrent Novae as a consequence of the accretion of solar material onto a 1.38  $M_{\odot}$  white dwarf / S. Starrfield, W.M. Sparks, J.W. Truran // *The Astrophysical Journal.* - 1985. - V. 291. - P. 136-146.
62. Starrfield, S. Hydrodynamic models for Novae with ejecta rich in oxygen, neon, and magnesium / S. Starrfield, W.M. Sparks, J.W. Truran // *The Astrophysical Journal.* - 1986. - V. 303. - P. L5-L9.
63. Warner, B. Non-radial pulsations in white dwarf stars / B. Warner, E.L. Robinson // *Nature Physical Science.* - 1972. - V. 239. - I. 88. - P. 2-7.
64. Warner, B. Cataclysmic variable stars / B. Warner // *Cambridge Astrophys. Ser.* - 1995. - V. 28.
65. Richman, H.R. Long-term periods in cataclysmic variables / H.R. Richman, J.H. Applegate, J. Patterson // *ASP.* 1994. - V. 106. - No. 704. - P. 1075-1084.
66. Baptista, R. Cyclical period changes in short-period dwarf Novae / R. Baptista, B.W. Borges, H.E. Bond, F. Jablonski et al. // *Stars as Suns: Activity, Evolution, and Planets IAU Symposium.* - 2004. - V. 219. - P. 844-847.



67. Baptista, R. Cyclical period changes in the dwarf novae V2051 Oph and V4140 Sgr / R. Baptista, B.W. Borges, H.E. Bond, F. Jablonski et al. // MNRAS. - 2003. - V. 345. - I. 3. - P. 889-896.
68. Osaki, Yo. Why does RZ Leonis Minoris, an unusual SU UMa star, have such a short supercycle? / Yo. Osaki // PASJ. - 1995. - V. 47. - P. L25-L29.
69. Osaki, Yo. A model for a peculiar SU Ursae Majoris-type dwarf Nova ER Ursae Majoris / Yo. Osaki // PASJ. - 1995. - V. 47. - P. L11-L14.
70. O'Donoghue, D. WX Cet and the WZ Sge stars / D. O'Donoghue, A. Chen, F. Marang, J.P.D. Mittaz, H. Winkler, B. Warner // MNRAS. - 1991. - V. 250. - P. 363-372.
71. Osaki, Yo. A model for WZ Sagittae-type dwarf Novae: SU UMa/WZ Sge connection / Yo. Osaki // PASJ. - 1995. - V. 47. - P. 47-58.
72. Gansicke, B.T. SDSS unveils a population of intrinsically faint cataclysmic variables at the minimum orbital period / B.T. Gansicke, M. Dillon, J. Southworth, J.R. Thorstensen et al. // MNRAS. - 2009. - V. 397. - I. 4. - P. 2170-2188.
73. Howell, S.B. Tremendous outburst amplitude dwarf Novae / S.B. Howell, P. Szkody, J.K. Cannizzo // Astrophysical Journal. - 1995. - V. 439. - No. 1. - P. 337-345.
74. Kato, T. WZ Sge-type Novae / T. Kato // PASJ. - 2015. - V. 67. - I. 6. - P. 108-149.
75. Imada, A. Discovery of a new dwarf Nova, TSS J022216.4+412259.9: WZ Sge-type dwarf Nova breaking the shortest superhump period record / A. Imada, K. Kubota, T. Kato, D. Nogami, H. Maehara, et al. // PASJ. - 2006. - V. 58. - No. 4. - P. L23-L27.
76. Kato, T. Survey of period variations of superhumps in SU UMa-type dwarf Novae / T. Kato, A. Imada, M. Uemura, D. Nogami, H. Maehara et al. // PASJ. - 2009. - V. 61. - No. SP2. - P. S395-S616.
77. Meyer, F. SU UMa stars: rebrightenings after superoutburst / F. Meyer, E. Meyer-Hofmeister // PASJ. - 2015. - V. 67. - I. 3. - P. id5211.
78. Schmeer, P. HV Virginis / P. Schmeer, G.M. Hurst, P.M. Kilmartin, A.C. Gilmore // IAU Circulars. - 1992. - No. 5502.
79. Kato, T. Discovery of two types of superhumps in WZ Sge-type dwarf Nova AL Comae Berenices / T. Kato, D. Nogami, H. Baba, K. Matsumoto et al. // PASJ. - 1996. - V. 48. - P. L21-L25.
80. Patterson, J. A photometric study of the dwarf Nova WZ Sagittae in outburst / J. Patterson, J.T. McGraw, L. Coleman, J.L. Africano // Astrophysical Journal. - 1981. - V. 248. - P. 1067-1075.
81. Matsumoto, K. "Huruhata's Variable" revealed: the WZ Sge-type dwarf Nova EG Cancri / K. Matsumoto, D. Nogami, T. Kato, H. Baba // PASJ. - 1998. - V. 50. - P. 405-409.

82. Osaki, Yo. Early humps in WZ Sge stars / Yo. Osaki, F. Meyer // *Astronomy and Astrophysics*. - 2002. - V. 383. - P. 574-579.
83. Hessman, F.V. Time-resolved spectroscopy of SS Cygni at minimum and maximum light / F.V. Hessman, E.L. Robinson, R.E. Nather, E.-H. Zhang // *Astrophysical Journal*. - 1984. - V. 286. - P. 747-759.
84. Steeghs, D. Spiral structure in the accretion disc of the binary IP Pegasi / D. Steeghs, E.T. Harlaftis, K. Horne // *MNRAS*. - 1997. - V. 290. - I. 2. - P. L28-L32.; Wu, X. Spectroscopy of IY Ursae Majoris during superoutburst / X. Wu, Z. Li, W. Gao, K.-C. Leung // *The Astrophysical Journal*. - 2001. - V. 549. - I. 1. - P. L81-L84.
85. Nogami, D. Dramatic spectral evolution of WZ Sagittae during the 2001 superoutburst / D. Nogami, T. Iijima // *PASJ*. - 2004. - V. 56. - P. S163-S182.
86. Patterson, J. Late evolution of cataclysmic variables / J. Patterson // *PASP*. - 1998. - V. 110. - I. 752. - P. 1132-1147.
87. Osaki, Yo. An accretion model for the outbursts of U Geminorum stars / Yo. Osaki // *PASJ*. - 1974. - V. 26. - P. 429-436.
88. Long, K.S. WZ Sagittae: Hubble Space Telescope spectroscopy of the cooling of the white dwarf after the 2001 outburst / K.S. Long, E.M. Sion, B.T. Gansicke, P. Szkody // *The Astrophysical Journal*. - 2004. - V. 602. - P. 948-959.
89. Slevinsky, R.J. A time-series IUE archival study of the white dwarf in the ultrashort-period dwarf Nova WZ Sagittae / R.J. Slevinsky, D. Stys, S. West et al. // *PASP*. - 1999. - V. 111. - I. 764. - P. 1292-1297.
90. Wade, R.A. Cataclysmic variables: observational overview / R.A. Wade, M.J. Ward. - Cambridge: Cambridge University Press, 1985. - 129 p.
91. Szkody, P. Photometry and spectroscopy of short-period cataclysmic variables / P. Szkody // *The Astrophys. Journal Supplement Series*. - 1987. - V. 63. - P. 685-699.
92. Walker, M.F. A photometric investigation of the short-period eclipsing binary, Nova DQ Herculis (1934) / M.F. Walker // *The Astrophysical Journal*. - 1956. - V. 123. - P. 68-92.
93. Якин, Д.Г. Исследование новой катаклизмической переменной 1RXS J180834.7+101041 / Д.Г. Якин, В.Ф. Сулейманов, Н.В. Борисов, В.В. Шиманский, И.Ф. Бикмаев // *Письма в Астрономический Журнал*. - 2011. - Т. 37. - № 12. - С. 911-923.
94. Kirkpatrick, J.D. New spectral types L and T / J.D. Kirkpatrick // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. - 2005. - V. 43. - I. 1. - P. 195-245.
95. Keenan, P.C. An atlas of spectra of cooler stars: Types G, K, M, S and C. Part 1: Introduction and tables / P.C. Keenan, R.C. McNeil. - Columbus: Ohio State University Press, 1976.

96. Bailey, J. Cyclotron features in the infrared spectrum of AM Herculis / J. Bailey, L. Ferrario, D.T. Wickramasinghe // MNRAS. - 1991. - V. 251. - P. 37P-40P.
97. Friend, M.T. The 8190Å sodium doublet in cataclysmic variables - I. The quest / M.T. Friend, R.C. Smith, J.S. Martin, and D.H.P. Jones // MNRAS. - 1988. - V. 233. - P. 451-474.
98. Friend, M.T. The 8190Å sodium doublet in cataclysmic variables - II. Too cool for comfort // M.T. Friend, R.C. Smith, J.S. Martin, and D.H.P. Jones // MNRAS. - 1990. - V. 246. - P. 637-653.
99. Wade, R.A. Ultraviolet flux distributions of Novalike variables / R.A. Wade // Bulletin of the American Astronomical Society. - 1987. - V. 19. - P. 1041.
100. Robinson, E.L. The emission lines from accretion disks in cataclysmic variable stars / E.L. Robinson, T.R. Marsh, and J.I. Smak // Accretion disks in compact stellar systems. Series: Advanced Series in Astrophysics and Cosmology. - 1993. - V. 9. - P. 75-116.
101. Williams, R.E. Emission lines from the accretion disks of cataclysmic variables / R.E. Williams // The Astrophysical Journal. - 1980. - V. 235. - P. 939-944.
102. <http://www.sao.ru/Doc-k8/Telescopes/small/descrip.html>
103. <http://hea.iki.rssi.ru/rtt150/ru/index.php?page=telescope>
104. <http://www.tug.tubitak.gov.tr/>
105. <http://www.sao.ru/Doc-k8/Telescopes/small/instrum.html>
106. <http://hea.iki.rssi.ru/rtt150/ru/index.php?page=tfosc>
107. Афанасьев, В.Л. Универсальный редуктор светосилы 6-м телескопа SCORPIO / В.Л. Афанасьев и А.В. Моисеев // Письма в Астрономический Журнал. - 2005. - Т. 31. - № 3. - С. 214-225.
108. <http://www.sao.ru/hq/lon/SCORPIO/scorpio.html>
109. Afanasiev, V.L. SCORPIO on the 6m telescope: current state and perspectives for spectroscopy of galactic and extragalactic objects / V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev // Baltic Astronomy. - 2011. - V. 20. - P. 363-370.
110. <http://www.sao.ru/hq/lsvfo/devices/scorpio-2/index.html>
111. Bohlin, R.C. Spectrophotometric standards from the far-UV to the near-IR on the white dwarf flux scale / R.C. Bohlin // The Astronomical Journal. - 1996. - V. 111. - No. 4. - P. 1743-1747.
112. Greenstein, J.L. The nature of the faint blue stars / J.L. Greenstein // Astrophysical Journal. - 1966. - V. 144. - P. 496-515.
113. Bohlin, R.C. HST stellar standards with 1% accuracy in absolute flux / R.C. Bohlin // The future of photometric, spectrophotometric and polarimetric standardization ASP Conference Series. - 2007. - V. 364. - P. 315-331.

114. Ribeiro, T. Near-infrared SOAR photometric observations of post common envelope binaries / T. Ribeiro and R. Baptista // *Astronomy and Astrophysics*. - 2011. - V. 526. - id.A150, 6 pp.
115. Miszalski, B. ETHOS 1: a high-latitude planetary nebula with jets forged by a post-common-envelope binary central star / B. Miszalski, R.L.M. Corradi, H.M.J. Boffin, D. Jones, L. Sabin, M. Santander-Garcia, P. Rodrigues-Gil, M.M. Rubio-Diez // *MNRAS*. - 2011. - V. 413. - I. 2. - P. 1264-1274.
116. Chochol, D. Photometric investigation of the dwarf nova Pegasi 2010 - a new WZ Sge-type object / D. Chochol, N.A. Katysheva, S. Yu. Shugarov, P.O. Zemko and M.V. Andreev // *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*. - 2012. - V. 42. - P. 39-79.
117. Chen, K. Monochromatic reflection effect of close binary stars / K. Chen and W.J. Walter // *PASP*. - 1971. - V. 83. - P. 449-458.
118. Wilson, R.E. Realization of accurate close-binary light curves: application to MR Cygni / R.E. Wilson and E.J. Devinney // *Astrophysical Journal*. - 1971. - V. 166. - P. 605-619.
119. Pollacco, D.L. New light on UU Sagittae / D.L. Pollacco and S.A. Bell // *MNRAS*. - 1993. - V. 262. - P. 377-391.
120. Pollacco, D.L. A preliminary analysis of the planetary nebulae central star V477 Lyrae / D.L. Pollacco and S.A. Bell // *MNRAS*. - 1994. - V. 267. - P. 452-464.
121. Ferguson, D.H. The spectacular emission-line reflection effect of BE Ursae Majoris / D.H. Ferguson and T.A. James // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. - 1994. - V. 94. - № 2. - P. 723-747.
122. Сахибуллин, Н.А. Атмосферы и спектры звезд с внешним рентгеновским облучением. Формирование линий / Н.А. Сахибуллин, В.В. Шиманский // *Астрон. Журн.* - 1997. - Т. 74. - № 3. - С. 432-439.
123. Сахибуллин, Н.А. Атмосферы и спектры звезд с внешним рентгеновским облучением. Несерая модель / Н.А. Сахибуллин, В.В. Шиманский // *Астрон. Журн.* - 1996. - Т. 73. - № 5. - С. 793-799.
124. Иванова, Д.В. Формирование линий CaII в спектрах облучаемых звездных атмосфер. Методика моделирования / Д.В. Иванова, Н.А. Сахибуллин, В.В. Шиманский // *Астрон. Журн.* - 2002. - Т. 79. - № 5. - С. 1-17.
125. Сахибуллин, Н.А. Атмосферы и спектры звезд с внешним рентгеновским облучением. Серая модель / Н.А. Сахибуллин, В.В. Шиманский // *Астрон. Журн.* - 1996. - Т. 73. - № 1. - С. 73-80.
126. Шиманский, В.В. Анализ параметров UX CVn / В.В. Шиманский // *Астрономический Журнал*. - 2002. - Т. 79. - № 2. - С. 1-12.

127. Kurucz, R.L. ATLAS12, SYNTH3, ATLAS9, WIDTH9, et cetera / R.L. Kurucz // MSAIS. - 2005. - V. 8. - P. 14.
128. Anders, E. Abundances of the elements - Meteoritic and solar / E. Anders, N. Grevesse // Geochimica et Cosmochimica Acta. - 1989. - V. 53. - P. 197-214.
129. Castelli, F. New grids of ATLAS9 model atmospheres / F. Castelli, R.L. Kurucz // arXiv:astro-ph/0405087
130. Сулейманов, В.Ф. Могут ли наблюдаться оптические линии поглощения в спектрах рентгеновских Новых звезд? / В.Ф. Сулейманов // Письма в Астрономический Журнал. - 1996. - Т. 22. - С. 107-123.
131. Иванова, Д.В. Исследование формирования линий CaII в спектрах облучаемых атмосфер. / Д.В. Иванова, Н.А. Сахибуллин, В.В. Шиманский // Астрон. Журн. - 2004. - Т. 81. - № 6. - С. 523-540.
132. Suleimanov, V.F. On the possible nature of the source of x-ray radiation in quasars / V.F. Suleimanov // Astronomical and Astrophysical Translations. - 1992. - V. 2. - I. 3. - P. 197-199.
133. R.L. Kurucz, SAO CD-Roms, (Cambridge, MA02138, USA. 1994).
134. Naersisian, S.E. The analyses of molecular spectrum of N-type stars with the model atmospheres / S.E. Naersisian, A.V. Shavrina, A.A. Yaremchuk // Astrofizika. - 1989. - V. 30. - I. 2. - P. 147.
135. Vidal, C.R. Hydrogen Stark-broadening tables / C.R. Vidal, J. Cooper, E.W. Smith // Astrophysical Journal Supplement. - 1973. - V. 25. - P. 37.
136. Griem, H.R. Stark broadening of higher hydrogen and hydrogen-like lines by electrons and ions / H.R. Griem // Astrophysical Journal. - 1960. - V. 132. - P. 883.
137. Kurucz, R.L. Sample spectral atlas for Sirius / R.L. Kurucz, I. Furenlid // SAO Special Report. - 1979. - #3.
138. Unsold, A. Physik der Sternatmosphären, MIT besonderer Berücksichtigung der Sonne / A. Unsold. - Berlin, Springer, 1955.
139. Шиманская, Н.Н. Анализ спектров FF Aqr / Н.Н. Шиманская, И.Ф. Бикмаев, В.В. Шиманский // Астрофизический Бюллетень. - 2011. - Т. 66. - № 3. - С. 358-371.
140. Сахибуллин, Н.А. Решение не-ЛТР проблемы на ЕС-компьютере / Н.А. Сахибуллин // Труды Казанской Городской астрономической обсерватории. - 1983. - Т. 48. - С. 9-20.
141. Шиманский, В.В. Анализ оптических спектров V1357 Cyg=Cyg X-1 / В.В. Шиманский, Е.А. Карицкая, Н.Г. Бочкарев, Г.А. Галазутдинов, В.М. Лютый, Н.Н. Шиманская // Астрономический Журнал. - 2012. - Т. 89. - № 10. - С. 821-842.

142. Exter, K.M. A study of two post-common envelope binary systems / K.M. Exter, D.L. Polacco, P.F.L. Maxted, R. Napiwotzki, S.A. Bell // *MNRAS*. - 2005. - V. 359. - I. 1. - P. 315-327.
143. Chen, A. EC 11575-1845: a new close binary with a large reflection effect discovered by the Edinburgh-Cape Survey / A. Chen, D. O'Donoghue, R.S. Stobie, D. Kilkenny, G. Roberts, F. van Wyk // *MNRAS*. - 1995. - V. 275. - I. 1. - P. 100-114.
144. Samus', N.N. An electronic version of the second volume of the general catalogue of variable stars with improved coordinates // N.N. Samus', V.P. Goranskii, O.V. Durlevich, et al. // *Astron. Lett.* - 2003. - V. 29. - P. 468-479.
145. Cutri, R.M. 2MASS All Sky Catalog of point sources / R.M. Cutri, M.F. Skrutskie, S. Van Dyk, et al. // *The IRSA 2MASS All-Sky Point Source Catalog, NASA/IPAC Infrared Science Archive*. <http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/Gator/>
146. Шиманский, В.В. О природе уникальной предкатаклизмической переменной V664 Cas с двухпиковыми профилями бальмеровских линий в спектрах / В.В. Шиманский, Н.В. Борисов, Н.А. Сахибуллин, А.Е. Сурков // *Астрон. журн.* - 2004. - Т. 81. - № 7. - С. 620-634.
147. Митрофанова, А.А. PN G068.1+11.0 - молодая предкатаклизмическая переменная с экстремально горячей главной компонентой / А.А. Митрофанова, В.В. Шиманский, Н.В. Борисов, О.И. Спиридонова, М.М. Габдеев // *Астрон. Журн.* - 2016. - Т. 93. - № 2. - С. 210-223.
148. Абубекеров, М.К. Масса компактного объекта в маломассивной рентгеновской двойной системе 2S 0921-630 / М.К. Абубекеров, Э.А. Антохина, А.М. Черепащук, В.В. Шиманский // *Астрон. Журн.* - 2006. - Т. 83. - № 7. - С. 609-619.
149. Шиманский, В.В. MT Ser - двойной голубой субкарлик / В.В. Шиманский, Н.В. Борисов, Н.А. Сахибуллин, Д.В. Шевелева // *Астрон. Журн.* - 2008. - Т. 85. - № 6. - С. 537-544.
150. Wawrzyn, A.C. Structure and spectra of irradiated secondaries in close binaries. A model calculation of the pre-cataclysmic variable UU Saggitae / A.C. Wawrzyn, T.S Barman, H.M. Hunther, P.H. Hauschildt, K.M. Exter // *Astronomy and Astrophysics*. - 2009. - V. 505. - I. 1. - P. 227-237.
151. Шиманский, В.В. Анализ фундаментальных параметров V477 Lyr / В.В. Шиманский, С.А. Позднякова, Н. В. Борисов, И. Ф. Бикмаев, А. И. Галеев, Н. А. Сахибуллин, О. И. Спиридонова // *Письма в Астрон. Журн.* - 2008. - Т. 34. - № 6. - С. 465-480.

152. Шиманский, В.В. Наблюдения затмений UU Sge / В.В. Шиманский, Н.В. Борисов, И.Ф. Бикмаев, Н.Н. Шиманская // *Астрон. Журн.* - 2012. - Т. 89. - № 6. - С. 508-514.
153. Blocker, T. Stellar evolution of low- and intermediate-mass stars. II. Post-AGB evolution / T. Blocker // *Astronomy and Astrophysics.* - 1995. - V. 299. - P. 755-769.
154. Страйжис, В.Л. Многоцветная фотометрия звезд / В.Л. Страйжис. - Вильнюс: Москласс, 1977. - 312 с.
155. Thorstensen, J.R. The pre-cataclysmic binary EUVE 2013+400 / J.R. Thorstensen, S. Vennes, A. Shambrook // *The Astronomical Journal.* - 1994. - V. 108. - No. 5. - P. 1924-1930.
156. Barstow, M.A. The orbital period of the pre-cataclysmic binary RE 2013+400 and a study of the atmosphere of the DAO white dwarf primary / M.A. Barstow, M.R. Burleigh, T.A. Fleming, et al. // *MNRAS.* - 1995. - V. 272. - I. 3. - P. 531-543.
157. Kawka A. Orbital parameters and chemical composition of four white dwarfs in post-common-envelope binaries // A. Kawka, S. Vennes, J. Dupuis, P. Chayer, T. Lanz // *The Astrophysical Journal.* - 2008. - V. 675. - I. 2. - P. 1518-1530.
158. Шиманский, В.В. Предкатаклизмические переменные промежуточного возраста SDSS J172406+562003 и RE J2013+4002 / В.В. Шиманский, Н.В. Борисов, Д.Н. Нуртдинова, А.А. Митрофанова, В.В. Власюк, О.И. Спиридонова // *Астрономический журнал.* - 2012. - Т. 89. - № 6. - С. 492-507.
159. Girardi, L. Evolutionary tracks and isochrones for low- and intermediate-mass stars: from 0.15 to 7  $M_{\text{sun}}$ , and from  $Z=0.0004$  to 0.03 / L. Girardi, A. Bressan, G. Bertelli, C. Chiosi // *Astron. Astrophys. Suppl.* - 2000. - V. 141. - 371-383.
160. Panei, J.A. Mass-radius relations for white dwarf stars of different internal compositions / J.A. Panei, L.G. Althaus, O.G. Benvenuto // *Astronomy and Astrophysics.* - 2000. - V. 353. - P. 970-977.
161. Renedo, I. New cooling sequences for old white dwarfs // I. Renedo, L.G. Althaus, M.M. Miller-Bertolami, A.D. Romero, A.H. Corsico, R.D. Rohrmann, E. Garcia-Berro // *The Astrophysical Journal.* - 2010. - V. 717. - I. 1. - P. 183-195.
162. Dae-Am Yi, Yeongwol-kun, Gangwon-do, IAU Electronic Telegram No. 2273 (2010).
163. Haakonsen, C.B. XID II: Statistical cross-association of ROSAT Bright Source Catalog X-ray Sources with 2MASS Point Source Catalog Near-Infrared Sources // C.B. Haakonsen, R.E. Rutledge // *The Astrophysical Journal Supplement Series.* - 2009. - V. 184. - I. 1. - P. 138-151.
164. Nakano S., IAU Electronic Telegram No. 2275 (2010).
165. Schmeer P., IAU Electronic Telegram No. 2277 (2010).

166. Tovmassian G., Clark D. and Zharikov S., IAU Electronic Telegram No. 2283 (2010).
167. Kato, T. Survey of period variations of superhumps in SU UMa-type dwarf novae. II The second year (2009-2010) / T. Kato, H. Maehara, M. Uemura et al. // PASJ. - 2010. - V. 62. - No. 6. - P. 1525-1584.
168. Poggiani, R. Spectroscopic observations of the transient OT J213806.6+261957 in Pegasus / R. Poggiani // New Astronomy. - 2013. - V. 19. - P. 62-66.
169. Shafter, A. W. Radial velocity studies of cataclysmic binaries. I - KR Aurigae / A.W. Shafter // Astrophysical Journal. Part 1. - 1983. - V. 267. - P. 222-231.
170. Spruit, H. C. Fast maximum entropy Doppler mapping / H.C. Spruit // arXiv:astro-ph/9806141. - 1998.
171. Bisikalo, D.V. A possible manifestation of spiral shock waves in the accretion disks of cataclysmic variables / D.V. Bisikalo, A.A. Boyarchuk, A.A. Kilpio, O.A. Kuznetsov // Astronomy Reports. - 2001. - V. 45. - I. 9.- P. 676-685.
172. Piskunov, N.E. SYNTH - a code for rapid spectral synthesis / N.E. Piskunov // Proceedings of international meeting on the problem "Physics and evolution of stars". - 1992. - P. 92.
173. Kurucz, R.L. Atomic data for Fe and Ni [Электронный ресурс]/ R.L. Kurucz // Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory. - 1994. - 1 электрон. опт. диск (CD-ROM No.22).
174. Kurucz, R.L. Atomic data for Mn and Co [Электронный ресурс]/ R.L. Kurucz // Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory. - 1994. - 1 электрон. опт. диск (CD-ROM No.21).
175. Kurucz, R.L. Atomic data for Ca, Sc, Ti, V, and Cr [Электронный ресурс]/ R.L. Kurucz // Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory. - 1994. - 1 электрон. опт. диск (CD-ROM No.20).
176. Godon, P. Hubble Space Telescope STIS Spectroscopy and modeling of the long-term cooling of WZ Sagittae following the 2001 July outburst / P. Godon, E.M. Sion, F. Cheng, K.S. Long, B.T. Gansicke, P. Szkody // The Astrophysical Journal. - 2006. - V. 642. - I. 2. - P. 1018-1028.
177. Knigge, C. The donor stars of cataclysmic variables / C. Knigge // MNRAS. - 2006. - V. 373. - I. 2. - P. 484-502.
178. Hameury, J.-M. The zoo of dwarf novae: illumination, evaporation and disk radius variation / J.-M. Hameury, J.-P. Lasota, B. Warner // Astronomy and Astrophysics. - 2000. - V. 353. - P. 244-252.



179. Ritter, H. VizieR Online Data Catalog: cataclysmic binaries, LMXBs, and related objects (Ritter+, 2004) / H. Ritter, U. Kolb // VizieR On-line Data Catalog. - 2011.
180. Paczynski, B. Close binaries / B. Paczynski // Comments on Astrophysics. - 1976. - V. 6. - P. 95.
181. Bond, H.E. Morphologies of planetary nebulae ejected by close-binary nuclei / H.E. Bond, M. Livio // Astrophysical Journal. - 1990. - V. 355. - P. 568-576.
182. Haefner, R. Refined system parameters for the pre-cataclysmic binary NN Serpentis / R. Haefner, A. Fiedler, K. Butler, H. Barwig // Astronomy and Astrophysics. - 2004. - V. 428. - P. 181-190.
183. Hilditch, R.W. On the reflection effect in three sdOB binary stars / R.W. Hilditch, T.J. Harries, G. Hill // MNRAS. - 1996. - V. 279. - P. 1380-1392.
184. Parsons, S.G. A precision study of two eclipsing white dwarf plus M dwarf binaries / S.G. Parsons, T.R. Marsh, B.T. Gansicke et al. // MNRAS. - 2012. - V. 420. - P. 3281-3297.
185. Шиманский, В.В. О формировании оптического излучения TW Crv / В.В. Шиманский, А.А. Митрофанова, Н.В. Борисов, С.Н. Фабрика, А.И. Галеев // Астрофизический Бюллетень. - 2016. - Т. 71. - № 4. - С. 497-509.
186. Vennes, S. Stellar masses, kinematics, and white dwarf composition for three close DA+dMe binaries / S. Vennes, J.R. Thorstensen, E.F. Polomski // The Astrophysical Journal. - 1999. - V. 523. - P.386-398.