

А.А. ПАНФЁРОВ

**ИССЛЕДОВАНИЕ
СТРУЙ ЗВЕЗД**

SS 433

И

MWC 560

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

НИЖНИЙ АРХЫЗ 1997

Научный руководитель: *С.Н. Фабрика*, кандидат физ.-мат. наук (Специальная астрофизическая обсерватория РАН).

Официальные оппоненты: *Н.Ф. Войханская*, доктор физ.-мат. наук (Специальная астрофизическая обсерватория РАН),

Н.А. Катышева, кандидат физ.-мат. наук (Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга).

Ведущая организация: Казанский государственный университет.

Александр Анатольевич Панфёров

Исследование струй звезд SS 433 и MWC 560.

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности астрофизика и радиоастрономия. Защита состоялась 24 апреля 1997 г. на заседании специализированного совета Д 003.35.01 при Специальной астрофизической обсерватории РАН.

Содержание

Введение	5
1 Интенсивности линий и бальмеровские декременты струй SS 433.	14
1.1 Свойства струй SS 433. Нерешенные проблемы.	14
1.2 Данные наблюдений.	17
1.3 Метод вычисления интенсивностей подвижных линий.	18
1.4 Прецессионные кривые интенсивностей подвижных линий.	25
1.5 Диаграмма направленности излучения струй.	31
1.6 Бальмеровские декременты струй.	34
2 Анализ физических условий в струях SS 433.	41
2.1 Физические параметры струй.	41
2.2 Иерархическая структура струй.	46
2.3 Динамика облаков в струях.	49
2.4 Коллимированное излучение как источник нагрева струй.	53
2.4.1 Положение струи в конусе излучения.	53
2.4.2 Модель струи и алгоритм расчета профилей.	57
2.4.3 Результаты моделирования.	59
3 Затмения в SS 433 в эмиссионных линиях.	63
3.1 Наблюдаемые проявления сверхкритического аккреционного диска в SS 433.	63
3.2 Наблюдательный материал.	64
3.3 Анализ профилей эмиссионных линий в затмениях.	67
3.3.1 Линия HeII $\lambda 4686$	67
3.3.2 Линия H β	78
3.4 Структура газовых потоков в линиях HeII $\lambda 4686$ и H β	81
4 Мониторинг активности MWC 560.	85
4.1 Переменность MWC 560.	85

4.2	Спектральные наблюдения MWC 560 в 1990–1993 гг.	86
4.2.1	Наблюдения.	86
4.2.2	Переменность высокоскоростных абсорбций.	91
4.2.3	Обнаружение контр-струи.	93
4.3	Зависимость блеска MWC 560 от активности струи.	93
5	Природа активности MWC 560.	98
5.1	Интерпретации MWC 560.	98
5.2	Моделирование непрерывного спектра системы.	100
5.3	Природа горячего компонента излучения. Пропеллер в MWC 560.	105
5.4	Параметры струй MWC 560.	109
	Заключение	112
	Литература	115
	Приложение	128

Введение

Коллимированные потоки вещества — струи — наблюдаются в виде протяженных структур у молодых звезд, у вырожденных звезд и у активных галактических ядер. Интервалы параметров струй очень большие: по длине — $10^{16} \div 10^{25}$ см, по потоку кинетической энергии — $10^{30} \div 10^{46}$ эрг/с. По размеру они на много порядков превосходят свои источники, а некоторые галактические струи являются наибольшими целостными структурами во Вселенной.

Впервые струями были названы протяженные оптические структуры в гигантской эллиптической галактике М 87, в 1954 г. [1] (хотя этот выброс был известен с 1918 г. [2]), и квазаре 3С 273, в 1963 г. [3], несмотря на отсутствие явных свидетельств истечения. После обнаружения радиоизлучения от этих струй протяженные радиоструктуры у других активных галактических ядер также были названы струями. В 1973 г. были созданы первые модели струй с непрерывным течением газа для активных ядер галактик [4].

В нашей Галактике струи впервые были обнаружены в 1978 г. у рентгеновской двойной звезды SS 433, которая до сих пор является единственной, имеющей явные свидетельства релятивистской скорости движения протонного вещества [5]. Струи этой системы в отличие от других релятивистских струй излучают в оптических линиях, что позволило точно определить скорость газа, равную $0.26c$. Через несколько лет в связи с изучением природы объектов Хербига-Аро было открыто множество струй у молодых звезд [6, 7]. Скорость газа в этих струях ~ 100 км/с. Небольшое число объектов со струями также было обнаружено среди симбиотических звезд, рентгеновских двойных, рентгеновских транзиентов и в планетарных туманностях [8].

Струи различных классов объектов сильно различаются по своим характеристикам. Несмотря на это всем им свойственно происхождение от объектов с аккреционными дисками. Однако не всегда аккреция со-

проводится струйным выбросом. Механизм образования струй до сих пор не понят. Скорость во всех струях примерно равна параболической скорости центрального объекта, что свидетельствует о происхождении струй в центре аккреционного диска, вблизи центрального объекта. Недоступность этой области для прямых наблюдений сдерживает прогресс в понимании природы струй. Большие наблюдательные и теоретические усилия еще требуются для его достижения.

Актуальность исследования струй обусловлена в первую очередь тем, что проблема их ускорения и коллимации астрофизическими объектами самых разных классов далека от окончательного разрешения. Кроме того струи связаны с такими проблемами астрономии, как физика аккреции, рождение звезд, активные состояния в их эволюции, физика релятивистских объектов и т.д. В релятивистских струях возможно изучение физических процессов в условиях, недостижимых на Земле. Поэтому очень важно знать параметры струй.

Звездные струи являются более доступными для определения параметров, чем струи ядер активных галактик. Обычно с ними связывают надежды на достижение понимания механизмов ускорения и коллимации струй. В этой диссертации исследуются струи и их источники в массивной рентгеновской двойной звезде SS 433 и в симбиотической звезде MWC 560. Струи этих объектов, что уникально для высокоскоростных струй, проявляются в спектральных линиях, которые могут быть использованы для диагностики физических условий в струях.

Вдоль струй вероятно существуют конуса коллимированного излучения, что следует из факта происхождения струй в центре аккреционного диска [9, 10]. Такое излучение действительно наблюдается у некоторых струй активных галактических ядер [11]. Мы проанализировали возможность существования коллимированного излучения в SS 433. Обнаружение такого излучения важно для изучения самых глубоких областей аккреционного диска, где формируются это излучение и струи.

Вопрос о происхождении струй непосредственно связан с вопросом о

природе источника. В связи с этим важно знать параметры систем, которые генерируют струи, структуру аккреционных дисков, особенно в области формирования струй, связь параметров струй с параметрами аккреционных дисков. Эти мало исследованные вопросы также рассматриваются в этой диссертации.

Целью данной работы является определение параметров струй и их источников в SS 433 и MWC 560 на основе данных наблюдений, с привлечением методов моделирования. В связи с этим также анализируется возможность существования коллимированного излучения в SS 433. Полученные параметры позволяют сделать важные выводы о динамическом поведении струй SS 433 и построить феноменологическую модель образования струй MWC 560.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Впервые построена эмпирическая диаграмма направленности излучения струй SS 433. Она отражает факт динамического взаимодействия струй с окружающей средой вследствие прецессии.
2. Впервые получены бальмеровские декременты струй SS 433. По ним определены наиболее точные на сегодняшний день значения физических параметров облаков в струях. Параметры и структура облаков свидетельствуют о динамическом взаимодействии с окружающей средой и позволяют объяснить диаграмму направленности излучения струй.
3. Получены ограничения на параметры коллимированного излучения SS 433. Это излучение может быть источником нагрева облаков в струях.
4. Найдено, что струи SS 433 возможно имеют иерархическую структуру.
5. Дано описание динамического поведения облаков в струях SS 433, основанное на полученных в диссертации параметрах этих струй.

Впервые объясняются длина оптических струй и наличие хорошо известной по данным РСДБ зоны поярчания синхротронного радиоизлучения на расстоянии $4 \cdot 10^{15}$ см.

6. Проведен анализ изменений в затмениях профиля линии HeII $\lambda 4686$ в спектре SS 433. Впервые определена структура газовых потоков, излучающих в линии HeII $\lambda 4686$, в сверхкритическом аккреционном диске SS 433: излучение линии формируется в коконах вокруг оснований струй над поверхностью аккреционного диска и в потоке газа, перетекающего в диск от звезды-компаньона, переполняющей полость Роша.
7. Объяснена переменность потока в УФ-спектре MWC 560 переменностью поглощения в струе: вследствие переменности механизма ускорения струи ее скорость изменяется, а это приводит к изменению колонковой плотности поглощающего газа.
8. Впервые получены параметры горячего компонента системы MWC 560 и струи. Активность MWC 560 интерпретируется в рамках модели пропеллера, в которой магнитное поле белого карлика взаимодействует с аккрецирующим веществом. В результате образуются струи и квазисферический медленный оптически непрозрачный ветер.

Научно-практическая ценность работы. Полученные параметры струй SS 433 и MWC 560 являются совершенно новыми, позволяющими лучше понять природу этих струй. Они могут быть использованы для сравнительного изучения струй других объектов и для построения теоретических моделей образования струй. В частности для изучения динамики и структуры струй необходимо учитывать их взаимодействие с окружающей средой вследствие прецессии струй.

Результаты по исследованию MWC 560 могут быть использованы в теории звезд-пропеллеров, которая пока далека от завершенности.

Апробация работы. Основные результаты работы опубликованы в 7-ми статьях и докладывались на конференции "Звездные струи" в 1991 г. (Италия), на конференции памяти В.Ф. Шварцмана в 1991 г. (САО), на конференции памяти И.С. Шкловского, С.А. Каплана и С.В. Пикельнера в 1996 г. (ГАИШ), на ежегодных конференциях научных достижений САО в 1991, 1992 и в 1993 гг., на астрофизических семинарах обсерватории Рожен (Болгария), ГАИШ и САО.

Личный вклад автора. Постановка задачи и интерпретация результатов сделана совместно с С.Н. Фабрикой. Автору принадлежит равный вклад с С.Н. Фабрикой в моделировании и в определении параметров струй SS 433 и MWC 560, а также в определении параметров горячего компонента в системе MWC 560. Работа по исследованию структуры аккреционного диска SS 433 выполнена совместно с С.Н. Фабрикой, В.П. Горанским, Л.В. Бычковой и В.Ю. Рахимовым. Спектральные наблюдения SS 433 и MWC 560 на БТА выполнены коллективно, с участием автора. Большая часть обработки спектров SS 433, начиная с 1988 г., и MWC 560 принадлежит автору.

На защиту выносятся следующие результаты:

1. Результаты исследования диаграммы направленности излучения в линиях струй SS 433 в сопутствующей системе координат. Эта диаграмма одинакова для обеих струй, в ней имеется два противоположных максимума излучения, головной максимум (т.е. в сторону движения) ярче примерно в 1.7 раза, он ориентирован под углом около 40° к вектору скорости струи.
2. Результаты определения бальмеровских декрементов струй SS 433. Декременты оказываются равными для обеих струй, со средними значениями $H\alpha/H\beta = 1.3$ и $H\gamma/H\beta = 0.8$, но они значительно различаются в разных фазах прецессии, т.е. зависят от ориентации струй.
3. Результаты определения физических параметров струй SS 433: оптическая толщина газа в линии $H\alpha$ равна $10^{2\div 4}$, плотность газа $\geq 10^{13}$

см^{-3} , температура газа $\approx 2 \cdot 10^4$ К, размер облаков $\leq 10^8$ см, объемная скважность облаков $\sim 10^{-6}$, поток кинетической энергии оптической струи $\approx 10^{39}$ эрг/с.

4. Вывод об иерархической структуре струй SS 433: облака размером $\leq 10^8$ см сгруппированы в скопления размером около 10^{12} см.
5. Результаты определения параметров горячего компонента и струй в системе MWC 560: температура горячего компонента $\approx 2 \cdot 10^4$ К, его радиус $\approx 5 \cdot 10^{11}$ см, длина области струи, где формируются высокоскоростные абсорбционные линии, $\leq 2 \cdot 10^{12}$ см, поток кинетической энергии $\approx 7 \cdot 10^{35}$ эрг/с.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка цитируемой литературы и приложения.

Во **Введении** приводится обоснование актуальности работы, сформулированы положения, выносимые на защиту, кратко представлено содержание диссертации и дан список работ, в которых содержатся ее основные результаты.

Первая глава посвящена получению и анализу интенсивностей подвижных линий водорода струй SS 433 в сопутствующей системе координат. Для этого используются данные спектральных наблюдений объекта на 6-м телескопе с 1980 г. Представлены параметры подвижных линий. Описывается методика расчета интенсивностей подвижных линий с использованием фотометрии, выполненной в разных обсерваториях. Анализируются прецессионные зависимости интенсивностей подвижных линий. Эти зависимости свидетельствуют об анизотропии излучения струй. Строится эмпирическая модель диаграммы направленности этого излучения. Определены бальмеровские декременты струй, которые одинаковы для обеих струй, но различаются в разных фазах прецессии.

Во **Второй главе** по бальмеровским декрементам определяются физические условия в струях SS 433. Рассматривается изменение параметров вдоль струй и описывается динамика облаков. Найдено, что оптический

участок струй (10^{14} – 10^{15} см) имеет иерархическую структуру: облака с размером около 10^8 см сгруппированы в скопления с размером около 10^{12} см.

Определена зона выметания на расстоянии до $3 \cdot 10^{15}$ см, в пределах которой струя пробивается сквозь газ ветра аккреционного диска. Эта зона существует вследствие прецессии струй. Взаимодействие облаков струи с окружающей средой в пределах зоны выметания объясняет: 1) удержание облаков от расширения, 2) наблюдаемую длину оптической струи, 3) факт анизотропии излучения струй, 4) вид диаграммы направленности этого излучения. Подчеркивается, что уникальность релятивистских оптических струй SS 433 (факт продолжительного излучения в оптических линиях) обусловлена прецессией струй.

Проверяется гипотеза о коллимированном излучении в SS 433, высказанная в ряде работ [10, 12]. В рамках предположения о том, что тепловой баланс в облаках оптических струй SS 433 регулируется коллимированным излучением, моделируются профили подвижной линии $\text{H}\alpha^-$. Результаты моделирования поддерживают эту гипотезу. Получены параметры коллимированного излучения: раствор конуса $> 14^\circ$, светимость $> 3 \cdot 10^{39}$ эрг/с.

В **Третьей главе** приводятся результаты спектральных и фотометрических наблюдений SS 433 в затмениях, выполненных в кооперации нескольких обсерваторий. Наблюдения проводились с целью изучения структуры аккреционного диска по стационарным линиям. Анализируется поведение стационарных линий $\text{HeII } \lambda 4686$ и $\text{H}\beta$ в фазах затмения. Показано, что линия $\text{HeII } \lambda 4686$ состоит из двух компонент: одна из них образуется в аккреционном потоке в диск (как и линии водорода), другая — в коконах вокруг оснований релятивистских струй. Получены размеры структур аккреционного диска, излучающих в линии $\text{HeII } \lambda 4686$.

Четвертая глава посвящена описанию спектрального мониторинга MWC 560, проведение которого является очень актуальным в связи с необычными свойствами объекта. Представлены спектры в разных состоя-

ниях активности объекта в 1990–1993 гг. Обнаружена переменность высокоскоростных абсорбций на временах около 3 часов. С привлечением данных из литературы по потокам в визуальной и УФ областях установлена и объяснена связь между этими потоками и скоростями в абсорбциях. Обнаружена эмиссия в красном крыле линии $H\alpha$, которая образуется в удаляющейся струе.

В **Пятой главе** с помощью моделирования непрерывного спектра определена природа горячего компонента в системе MWC 560: фотосфера оптически непрозрачного ветра от белого карлика. Получены параметры фотосферы ветра и струй. Поглощение света в струе, направленной на наблюдателя, определяет наблюдаемую яркость объекта. Приводятся аргументы, что источником ветра и струй является быстровращающийся белый карлик с большим магнитным полем, находящийся в состоянии пропеллера. В рамках модели пропеллера предложено объяснение активности и спектра MWC 560.

В **Заключении** сформулированы основные результаты диссертации.

В **Приложении** приведены журналы и данные спектральных наблюдений SS 433 и MWC 560, на основании которых была выполнена эта работа.

Основное содержание диссертации изложено в следующих статьях:

1. Панфёров А.А., Фабрика С.Н. Коллимированное излучение SS 433. Моделирование профилей подвижных линий. Письма в Астрон. журн., **19**, 104–113, 1993.
2. Панфёров А.А., Фабрика С.Н., Бычкова Л.В. Analysis of Balmer line intensities and radiation non-isotropy of SS433 jets. In *Stellar Jets and Bipolar Outflows*, eds. L. Errico, A.A. Vittone, Kluwer, 197–202, 1993.
3. Панфёров А.А., Фабрика С.Н., Рахимов В.Ю. Оптические струи SS 433. Анизотропия излучения струй. Препринт САО, **109**, 3–25, 1995; Астрон. Ж., **74**, N2, 1997, в печати.
4. Панфёров А.А., Фабрика С.Н. Оптические струи SS 433. Физические параметры струй. Препринт САО, **109**, 26–41, 1995; Астрон. журн.,

74, N2, 1997, в печати.

5. Фабрика С.Н., Панфёров А.А., Бычкова Л.В., Рахимов В.Ю. Структура сверхкритического аккреционного диска SS 433. Препринт САО, **120/1**, 1997; Бюлл. САО, **43**, 1997, в печати.
6. Горанский В.П., Фабрика С.Н., Рахимов В.Ю., Панфёров А.А., Белов А.Н., Бычкова Л.В. Оптические наблюдения SS 433 во время затмений: структура аккреционного диска. Астрон. журн., 1997, в печати.
7. Панфёров А.А., Фабрика С.Н., Томов Т. Спектроскопия MWC 560. Параметры системы, горячего источника и струй. Препринт САО, **120/2**, 1997; Бюлл. САО, **43**, 1997, в печати.

1 Интенсивности линий и бальмеровские декременты струй SS 433.

1.1 Свойства струй SS 433. Нерешенные проблемы.

Уникальная рентгеновская звезда SS 433, открытая почти 20 лет назад, является единственным галактическим источником струй, которые наблюдаются на всех длинах волн, от радио- до рентгеновского диапазонов. Модель струй в SS 433 была предложена для объяснения уникальных спектральных свойств объекта: периодически перемещающихся по спектру на сотни ангстрем эмиссионных линий водорода и HeI. Подвижность линий вызвана переменным изменением направления струй. Данные наблюдений струй SS 433 в разных спектральных диапазонах хорошо описываются кинематической моделью [13], согласно которой две противоположно направленных струи, скорость газа в которых равна $0.26c$, прецессируют с периодом $P_{pr} = 162^d.5$. Полураствор конуса прецессии $\theta_{pr} = 19^\circ.85$, угол наклона оси прецессии $i = 78^\circ.83$. Кроме того струи нутационно колеблются с периодом $P_n = 6^d.28$ [14], в конусе с полураствором $\theta_n = 2^\circ.8$ [15]. Наиболее полные обзоры наблюдений и теоретических исследований SS 433 можно найти в [5, 16, 17].

Подвижные линии обеих струй были обнаружены также в рентгеновском диапазоне спектра [18, 19]. Эти линии наблюдаются на фоне горячего теплового непрерывного излучения с температурой $kT \geq 30$ кэВ. Область этого излучения расположена на расстоянии около 10^{12} см от релятивистского объекта. Скорость рентгеновских струй, также как и оптических, равна $0.26c$, что свидетельствует об ускорении струй под фотосферой аккреционного диска. Большая болометрическая светимость диска, равная $L_b = 0.4-1 \cdot 10^{40}$ эрг/с [20, 21], позволяет предположить ускорение струй давлением излучения. Кинетическая светимость рентгеновской струи равна $L_k 0.5-2 \cdot 10^{40}$ эрг/с по результатам работы Бринкманна и др. [22], и $\leq 4 \cdot 10^{39}$ эрг/с по результатам недавних наблюдений рентгеновского спутника ASCA [23].

Оптические струи SS 433, наблюдаемые в линиях водорода и HeI, простираются от $2 \cdot 10^{14}$ см до $3 \cdot 10^{15}$ см и имеют раcтвор $1.0\text{--}1^\circ.4$ [15]. Температура газа в струях около 10^4 К. В оптической струе может содержаться лишь часть вещества, видимого в рентгеновской струе. Бегельман и др. [24] дают весьма приблизительное значение $L_k \geq 10^{40}$ эрг/с. Многокомпонентность быстро эволюционирующих эмиссионных линий струй отражает фрагментарность струй [25, 26], тогда как рентгеновские и радиоданные свидетельствуют о непрерывности струй [27, 28]. Сам факт фрагментарности еще не свидетельствует о существовании внутренней структуры струй, т.к. фрагментарность возможна и в результате резких изменений направления струй [13]. Предположение о структурности струй вытекает из энергетических ограничений. Для кинетической светимости 10^{39} эрг/с и светимости струи в линии $\text{H}\alpha$ 10^{36} эрг/с [29] можно получить, что излучающий в оптике газ заполняет около 10^{-5} части объема струи, а его плотность порядка 10^{12} см $^{-3}$ [30]. Образование в струях облаков возможно посредством тепловой неустойчивости; размер таких облаков будет равен $10^7\text{--}10^8$ см [30, 31, 32]. С другой стороны, Фабрика и Борисов [12, 15] нашли, что число облаков в оптической струе около 10^3 , а их размер около 10^{12} см.

Радиоизлучение струй наблюдается начиная с расстояния от источника около 10^{15} см, где его яркость максимальная; оно имеет синхротронную природу. До расстояния около 10^{17} см яркость радио струй уменьшается и далее они невидны вплоть до расстояния около 10^{20} см, на котором струи взаимодействуют с газом радиотуманности W 50. В результате этого взаимодействия образуются так называемые "уши", в которых имеются области рентгеновского и оптического излучения, а также радиоизлучения нетепловой природы. По этому излучению величина L_k оценивается равной $1\text{--}5 \cdot 10^{39}$ эрг/с [12, 24, 33].

В SS 433 эффективность механизма ускорения струй, определенная как отношение L_k/L_b , равна $0.2\text{--}10$. Это много больше эффективности для многочисленного класса низкоскоростных звездных струй, которая равна

в среднем 0.001 [7]. На основании величины скорости струй и ее удивительной стабильности Милгром [34] предположил, что струи ускоряются световым давлением за счет эффекта *line-locking* в спектральных линиях водорода. По этой гипотезе температура газа должна быть около 10^4 К и скважность газа около 10^{-7} . Это противоречит наблюдениям уже ускоренных струй в рентгеновском диапазоне. Шапиро и др. [35] рассматривают возможность ускорения *line-locking* на водородо- и гелиоподобных ионах тяжелых элементов, для чего необходимы либо аномально высокая металличность газа и скважность струи $\ll 1$, либо мощное коллимированное излучение вдоль струй. Модели радиационного ускорения в работах [36, 37] также требуют существования облаков в струях. В других моделях [32, 38, 39] предполагается радиационное ускорение непрерывного потока газа. Однако до сих пор ни одна из моделей не объясняет всей совокупности наблюдаемых фактов о струях SS 433. Более точное знание физических условий в струях SS 433 и структуры струй необходимо для понимания их происхождения.

Таким образом многие параметры струй SS 433 остаются еще не ясными и их оценки, полученные разными авторами, являются противоречивыми. В данной главе мы рассчитываем интенсивности подвижных линий и бальмеровские декременты струй SS 433, на основании которых в Гл. 2 диагностируются физические условия в струях. Для этого мы используем спектральные и фотометрические данные по SS 433, собранные за много лет наблюдений. Интенсивность как эмиссионных линий струй, так и континуального излучения является сильно переменной. Поэтому для получения интенсивностей требуется корректный учет блеска объекта. Мы описываем методику получения интенсивностей линий с учетом межзвездного поглощения и релятивистских aberrаций света. Исследование зависимости интенсивности подвижных линий и декрементов от фазы прецессии выявляет эффект анизотропии излучения струй SS 433. По этой зависимости строится диаграмма направленности излучения струй.

1.2 Данные наблюдений.

Используемые нами спектральные данные по SS 433 были получены на 6-м телескопе САО с 1980 г. по 1990 г., в основном И.М. Копыловым и др. Результаты этих наблюдений, а также описание аппаратуры и методики обработки опубликованы в [25, 26, 40, 41, 42, 43]. Спектры SS 433 за 1988–1990 гг. были получены при участии автора и им обработаны (см. Гл. 3.2).

По всем этим наблюдениям были собраны данные об эквивалентных ширинах подвижных линий водорода $H\alpha$, $H\beta$ и $H\gamma$ от обеих струй (для обозначения которых ниже используются надстрочные символы “+” для струи, чей прецессионный конус образует с лучом зрения больший угол, и “–” — для противоположной струи). Все используемые спектры были получены на TV-сканере со спектральным разрешением (два канала) 4 \AA , со средним временем накопления 20 минут и средним $S/N = 20\text{--}30$. Интересующие нас спектральные линии расположены в широком спектральном диапазоне $3800\text{--}8000 \text{ \AA}$, не охватываемом одним сканом. Поэтому для значительной части данных не имеется полного набора линий $H\alpha^\pm$, $H\beta^\pm$ и $H\gamma^\pm$ для получения бальмеровских декрементов (БД) за одну дату наблюдений. К уменьшению используемого объема данных привела также отбраковка блендированных и слабых линий, среди которых большая часть приходится на линии $H\gamma^\pm$ и вторичные компоненты линий $H\alpha^\pm$ и $H\beta^\pm$. Часто подвижная линия, формирующаяся в струе, состоит из главного компонента и слабых вторичных компонентов в крыльях линии [25]. Это свидетельствует о том, что разные фрагменты струй летят по баллистическим траекториям с различными углами наклона к лучу зрения. Вторичные компоненты заметны только у сильных линий и на спектрах высокого качества.

Все данные, после указанного отбора, представлены в табл. 7 (в Приложении), где даны юлианская дата наблюдений, длина волны центра тяжести линии и эквивалентная ширина W_λ . Ниже параметров главных компонентов даны параметры вторичных компонентов. Если имелось несколько спектров в ночь, то параметры определялись по средним спек-

грам. Согласно нашей компиляции данных Копылова и др. [41] об ошибках измерения эквивалентных ширин по этим спектрам, ошибка измерения W_λ по одному спектру составляет в процентах $\sigma(W_\lambda) = 3.4 + 39/W_\lambda$. Те даты в табл. 7, на которые имеются фотометрические наблюдения блеска в интервале времени ± 0.5 дней, помечены знаком "*" для наблюдений в V и знаком "**" для одновременных наблюдений в $UBVR$.

Для определения интенсивности излучения в подвижных линиях необходимо знание блеска системы. Часть используемых нами данных фотометрии в U, B, V, R -фильтрах опубликована в [43, 44]. Другая часть этих данных неопубликована и в диссертации мы представляем все данные в виде графиков и формул аппроксимаций. Эти данные были получены В.Ю. Рахимовым на 1-м телескопе Института астрофизики АН Таджикистана (гора Санглок). Звездные величины были приведены к стандарту $C1$ [45] со звездной величиной в V $11^m.42$ [44]. Описание аппаратуры, использованной в этих фотометрических наблюдениях, дано в статье Каюмова и др. [46]. Заметим, что нами использовались звездные величины в фильтре R с вычетом вклада стационарной линии $H\alpha$ [44]. Использовались также все опубликованные данные фотометрии в фильтре V , собранные Т.Р. Исрамбетовой (частное сообщение). Кроме того использовалась J -фотометрия по данным работ [47, 48, 49]. Калибровки фотометрической системы $UBVJ$ соответствуют стандартной фотометрической системе Джонсона, а R — модифицированной системе Джонсона [50].

1.3 Метод вычисления интенсивностей подвижных линий.

Абсолютную интенсивность подвижных линий, далее просто интенсивность линий, мы определяли по формуле $\mathcal{J} = W_\lambda F_\lambda$, где F_λ — освещенность в континууме на длине волны линии. Под интенсивностью линии мы понимаем исправленную за межзвездное поглощение освещенность в этой линии, на границе земной атмосферы (в единицах эрг/см²с). Как правило подвижные линии имеют несимметричный и переменный профиль, а наиболее сильные из них ($H\alpha$ и $H\beta$) имеют и слабые вторичные ком-

поненты в крыльях главного компонента [15, 26, 25]. Главный компонент формируется в наиболее яркой части оптической струи, более близкой к источнику. Вторичные компоненты слабы, они формируются в далеких частях струи. Уверенно измеряются вторичные компоненты только у линии $H\alpha$. Поэтому все наши БД в Гл. 1.6 были получены по главным компонентам подвижных линий, которые образуются в ярчайшей части оптических струй.

Для определения потоков F_λ , которые зависят от орбитальной и прецессионной фаз, мы использовали $UBVR$, а также J -фотометрию SS 433, полученную разными наблюдателями и часто не одновременную спектральным наблюдениям в САО. Если разница по времени фотометрических и спектральных наблюдений не превышала 0.5 дня, то такие фотометрические данные использовались непосредственно. В противном случае фотометрическая привязка осуществлялась по средним кривым блеска.

Мы нашли зависимости блеска объекта в фильтрах U , B , R от блеска в фильтре V , которые являются более удобными для использования в тех случаях, когда известны только V величины. Для этого был использован однородный ряд $UBVR$ -наблюдений, полученный на 1-м телескопе (на горе Санглок) в течение 86 ночей и покрывающий достаточно плотно фазы орбитального и прецессионного периодов. Эти фотометрические данные были сгруппированы по условным фазам яркого блеска (фазы прецессии $\psi = 0.8-0.2$) и слабого блеска ($\psi = 0.2-0.8$), и аппроксимация кривых осуществлялась методом наименьших квадратов полиномом 2-ой степени. На рис. 1 показаны наблюдаемые потоки (точки) в фильтрах U , B , R в двух прецессионных интервалах и их аппроксимация (линии) в зависимости от потока F_V в фильтре V . Аналитические выражения этих аппроксимаций следующие:

$$\begin{aligned}
 F_U &= -0.39 + 1.84 \cdot F_V - 0.49 \cdot F_V^2, & (\psi = 0.2 - 0.8) \\
 &= -0.52 + 1.70 \cdot F_V - 0.21 \cdot F_V^2, & (\psi = 0.8 - 0.2) \\
 F_B &= -0.23 + 1.51 \cdot F_V - 0.39 \cdot F_V^2, & (\psi = 0.2 - 0.8) \\
 &= -0.14 + 1.06 \cdot F_V - 0.07 \cdot F_V^2, & (\psi = 0.8 - 0.2)
 \end{aligned}$$

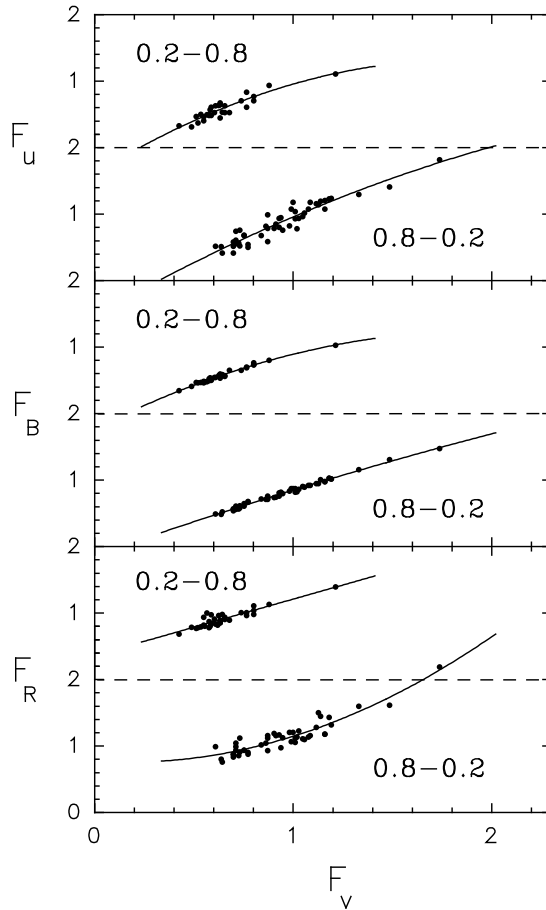


Рис. 1: Зависимости потоков излучения SS 433 в фильтрах U , B и R от потока в фильтре V в прецессионных интервалах 0.2–0.8 и 0.8–0.2. Точками показаны наблюдаемые потоки, линиями — их аппроксимации.

$$\begin{aligned}
 F_R &= 0.36 + 0.85 \cdot F_V, & (\psi = 0.2 - 0.8) \\
 &= 0.77 - 0.19 \cdot F_V + 0.56 \cdot F_V^2, & (\psi = 0.8 - 0.2)
 \end{aligned} \tag{1}$$

На этом рисунке (и далее на рис. 2, 3) потоки в фильтрах приведены нормированными на потоки, соответствующие средним U , B , V , R - и J - внезатменным звездным величинам 17, 16, 14, 12 и 9 соответственно [43, 51]. Наименьший разброс точек наблюдается в фильтре B ($\text{rms} = 0^m.03$). Большой разброс в случае фильтров U и R ($0^m.12$ и $0^m.08$) вызван значительными ошибками измерений в фильтре U и влиянием дополнительного красного света от газовой оболочки SS 433 в фильтре R .

На рис. 2 показаны орбитальные кривые блеска в фильтре J для 4-х прецессионных интервалов, полученные аппроксимацией усеченным ря-

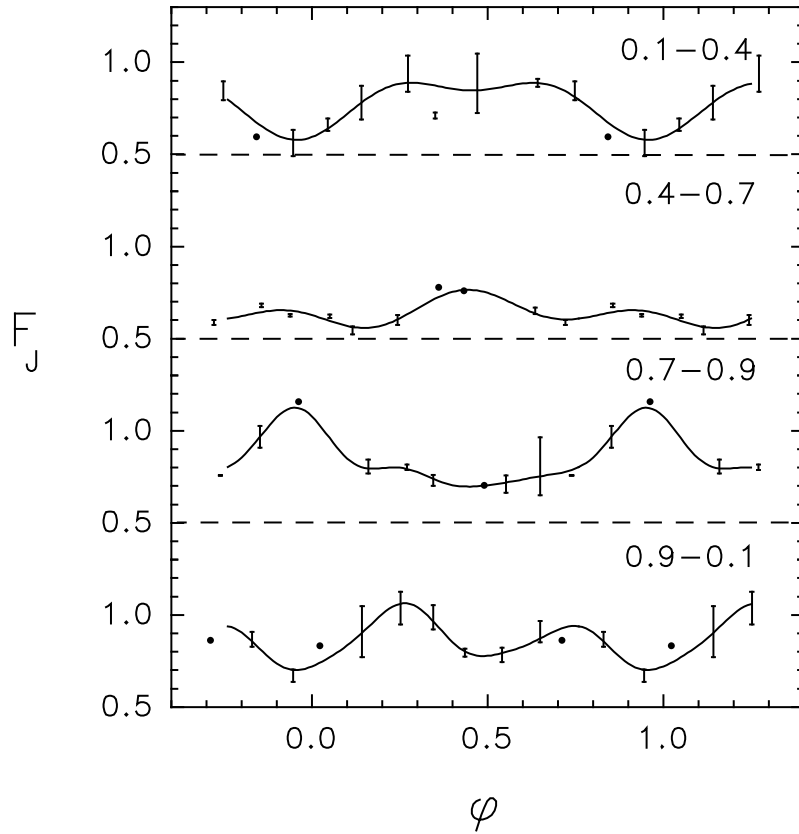


Рис. 2: Орбитальные зависимости потока в фильтре J в прецессионных интервалах 0.1–0.4, 0.4–0.7, 0.7–0.9 и 0.9–0.1. Показаны интервалы ошибок средних потоков в интервалах орбитальной фазы $\Delta\phi = 0.1$, средние потоки (точки), если число данных меньше 4-х, и аппроксимационные кривые.

дом Фурье с количеством первых членов от 2 до 5. Отрезками показаны средние потоки и их ошибки, точками — средние потоки, если число данных в бине меньше 4-х. Орбитальные кривые блеска в 8-ми прецессионных интервалах в фильтре V получены по обширной базе данных Т.Р. Исрамбетовой. Эти кривые приведены на рис. 3, где как и на предыдущем рисунке мы даем также средние по интервалам орбитальной фазы 0.1 значения потоков и их rms. Разбиение данных в фильтрах J и V по интервалам фазы прецессии мы выбрали, руководствуясь наименьшей средней квадратичной ошибкой аппроксимаций. Фазы орбиты и прецессии вычислялись по следующим эфемеридам [13, 52]:

$$\begin{aligned}
 Min 1 &= JD\ 2445942.217 + 13.08134 \cdot E \\
 T_{max} &= JD\ 2443506.78 + 162.50 \cdot E
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

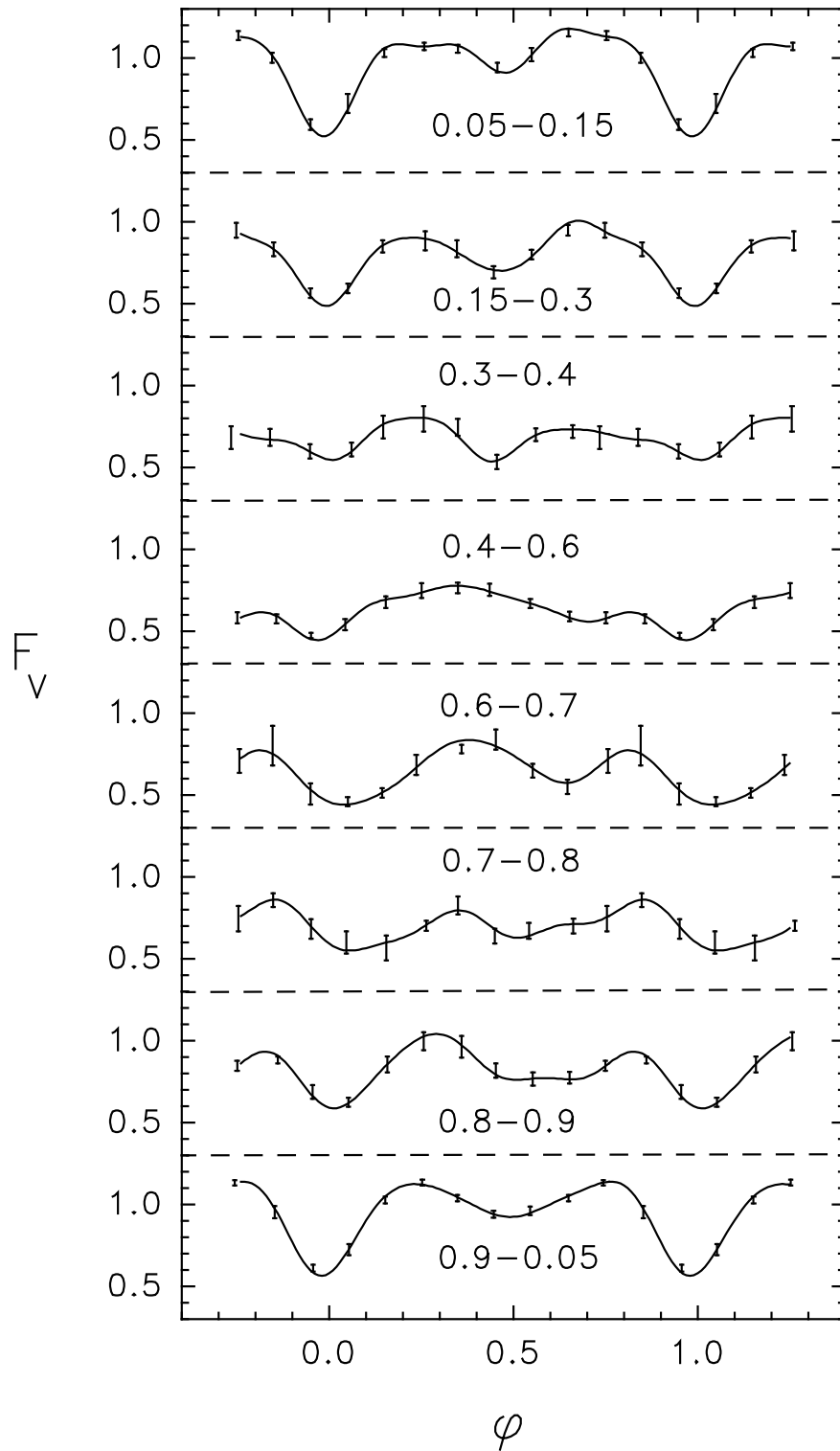


Рис. 3: Орбитальные зависимости потока в фильтре V в 8-ми прецессионных интервалах, обозначенных на рисунке. Показаны интервалы ошибок средних потоков в интервалах орбитальной фазы $\Delta\phi = 0.1$ и аппроксимационные кривые.

Здесь момент Min 1 соответствует центру затмения аккреционного диска, момент T_{max} соответствует максимальному раскрытию аккреционного диска на наблюдателя.

Найденный по такой методике блеск звезды подвергался далее коррекции за межзвездное поглощение, для которого использовался закон $A(\lambda)$ в компиляции Лууда [53]. Эта компиляция находится в отличном согласии с более поздними компиляциями, например О’Доннела [54]. Поглощение в направлении на SS 433, согласно Черепашуку и др. [21], является нормальным, т.е. $R = A_V/E(B - V) = 3.14$, и в фильтре V поглощение равно $A_V = 7^m.8 \pm 0^m.5$ [20, 21], где ошибка частично связана с неопределенностью в отождествлении типа нормальной звезды системы. Межзвездное поглощение в фильтрах U , B , V , R , J определялось на эффективных длинах волн этих фильтров для спектра SS 433. Непрерывный спектр проводился по средним звездным величинам в этих фильтрах, с коррекцией блеска в фильтре R за вклад мощной стационарной линии $H\alpha$, через изофотные длины волн [50] этих фильтров для спектра SS 433. Вследствие сильного межзвездного покраснения спектра SS 433 эффективные и изофотные длины волн различны и сильно отличаются от таковых для плоского спектра. Учет этого факта существенно влияет на результирующие интенсивности линий. В табл. 1 даны эффективные и изофотные длины волн для среднего континуума SS 433. Для разных фаз прецессии и орбиты эти длины волн отличаются не более чем на 15–20 Å.

Таблица 1: Изофотные и эффективные длины волн фильтров для среднего спектра SS 433.

	U	B	V	R	J
$\lambda_{is}, \text{Å}$	3660	4560	5570	7080	11320
$\lambda_{eff}, \text{Å}$	3680	4670	5700	7410	12500

Потоки F_λ мы находили линейной интерполяцией логарифмов потоков в фильтрах, найденных вышеописанным методом. Основным источником ошибок получаемых потоков являлось использование в большинстве наших случаев средних кривых блеска. Средняя ошибка вычисления интенсивности линии по этому методу составила не более 15% (для средних

W_λ) для всех подвижных линий. Для БД результирующая ошибка оказалась менее 30%. Учитывая неопределенность в значении межзвездного поглощения, далее мы анализируем интенсивности и БД для 3-х значений A_V : $7^m.3$, $7^m.8$ и $8^m.3$.

На наблюдаемую интенсивность спектральных линий струй влияют релятивистские абберации света. Хорошо известно [29], что для точечного источника релятивистские эффекты изменения частоты излучения, замедления времени и абберации углов дают фактор изменения интенсивности излучения $(1+z)^{-4}$, где $z = \delta\lambda/\lambda$. Наблюдаемая интенсивность излучения $\mathcal{J}_{\text{набл}}$ (эрг/см²с) больше для струи, движущейся в сторону наблюдателя, и меньше для противоположной струи. Кроме того, в струе конечной длины, состоящей из отдельных облаков газа или фрагментов с конечным временем жизни, количество одновременно видимых облаков — релятивистски зависима функция угла, под которым наблюдается струя [55, 56]: $N_{\text{набл}} \propto 1+z$.

Учитывая эти эффекты, мы преобразовывали наблюдаемые интенсивности линий к интенсивностям в сопутствующей системе координат (ССК) по формуле для оптически тонкой струи [55]:

$$\mathcal{J}_{\text{ССК}} = (1+z)^3 \mathcal{J}_{\text{набл}}. \quad (3)$$

В Гл. 2.1 на основе анализа БД струй найдено, что излучающий агент в струях оптически толстый в линии $\text{H}\alpha$. Тем не менее формула (3) применима и в этом случае, т.к. структуры максимальных размеров в струях не перекрываются Гл. 2.1 и, следовательно, могут рассматриваться как элементарные излучатели, наблюдаемое число которых подчиняется вышеупомянутой релятивистской зависимости. Для анизотропного источника, эта формула тоже применима, но необходимо учитывать также и релятивистскую абберацию углов, функцией от которых будет являться величина \mathcal{J} . Заметим, что формула (3) справедлива для любой отдельно взятой части струи, а значит и для отдельных компонент подвижных линий.

1.4 Прецессионные кривые интенсивностей подвижных линий.

С помощью описанной выше методики были рассчитаны интенсивности подвижных линий струй в ССК. В ходе прецессионного движения наклон струй к лучу зрения меняется от 59° до 99° , что позволяет исследовать диаграмму направленности излучения струй. Асадуллаев и Черепашук [29] предположили анизотропию излучения в линиях $H\alpha^\pm$. Здесь мы анализируем ее более детально, используя больше наблюдательных данных, и обсуждаем новые эффекты.

На рис. 4 представлены интенсивности подвижных линий в ССК в зависимости от фазы прецессии для $A_V = 7^m.8$ по данным, полученным на 6-м телескопе. Показаны средние значения в интервалах по фазе 0.1 и их ошибки, если число данных в интервале больше 3-х, или просто средние в противном случае. Положение точки внутри бинов по фазе также отражает среднюю фазу наблюдений. Точки, отличающиеся от среднего в каждом интервале более чем на два среднеквадратичных отклонения, отбрасывались. Интенсивности на этом рисунке (и далее на рис. 5) даны в единицах 10^{-10} эрг/см² с. Для наглядности средние значения интенсивностей соединены пунктирными линиями. Подвижная линия направленной от нас струи $H\alpha^+$ в своем прецессионном движении по спектру попадает в сильные атмосферные полосы кислорода $\lambda\lambda$ 7590–7680. При этом для нее возможна большая ошибка в измерении W_λ или подмена основного компонента линии вторичными. Поэтому мы не включали в анализ линии $H\alpha^+$, попадающие в окно $\lambda\lambda$ 7530–7740, представляющее собой полосу поглощения атмосферным кислородом и соседние области шириной, равной максимальной полуширине линии $H\alpha^+$ — 60 Å [26].

Угол наклона η прецессирующей струи к лучу зрения можно определить по формуле $\cos(\eta) = j(\sin(\theta_{pr}) \sin(i) \cos(2\pi\psi) + \cos(\theta_{pr}) \cos(i))$. Параметры кинематической модели известны (Гл. 1.1). Здесь j — знак струи (“–” или “+”), фаза ψ определяется по эфемеридам (1). Таким образом, изменению ψ от 0 до 0.5 соответствует изменение угла наклона голубой струи от 59° до 99° , причем на фазе 0.34 (и на симметричной фа-

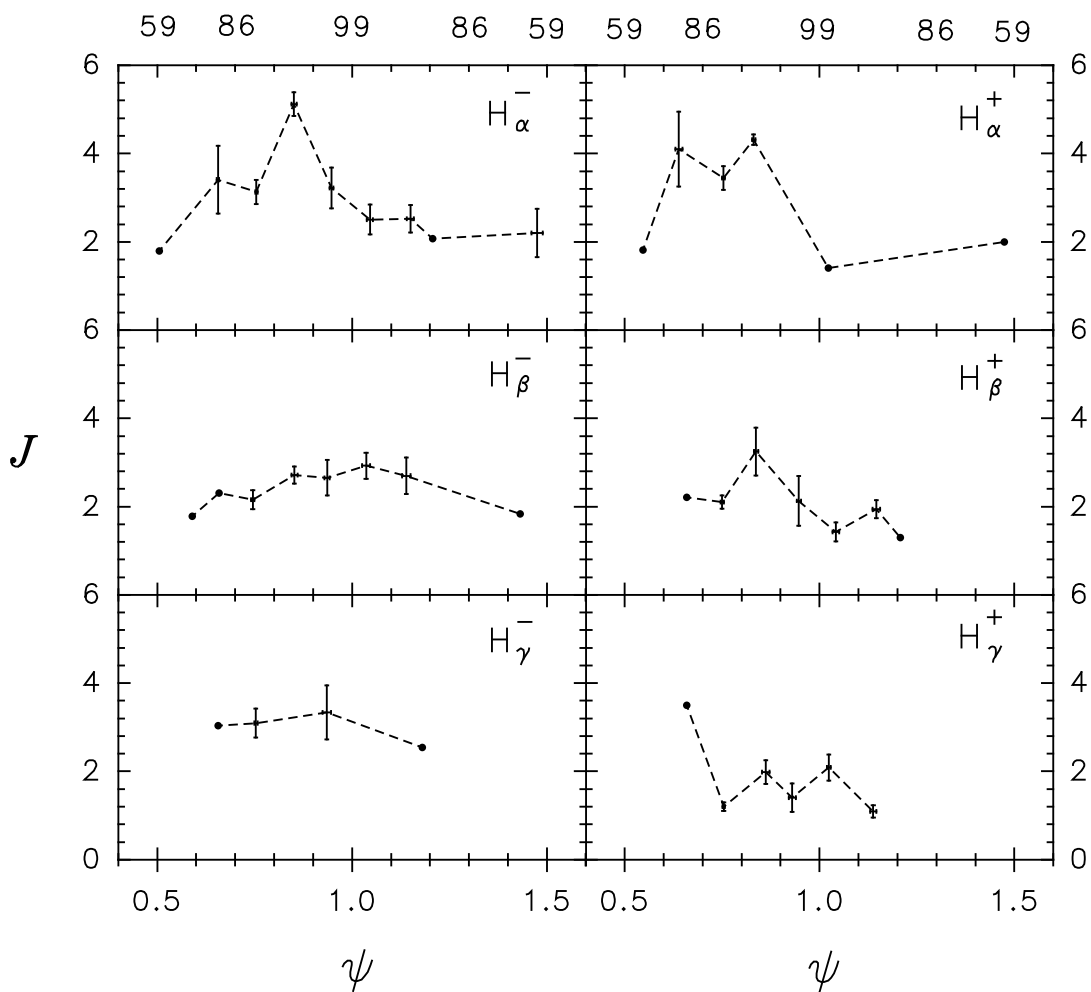


Рис. 4: Прецессионные зависимости интенсивностей подвижных линий в сопутствующей системе координат, построенные по данным 6-м телескопа. Приведены интервалы ошибок средних значений интенсивностей в интервалах прецессионной фазы $\Delta\psi = 0.1$, если число данных больше 3-х, в противном случае показаны только средние интенсивности (точки). Пунктирные кривые приведены для наглядности трендов изменений. Единица измерения интенсивностей 10^{-10} эрг/см 2 с. Верхняя ось оцифрована значением угла между "+" струей и лучом зрения.

зе 0.66) струи находятся в картинной плоскости и интенсивности линий голубой и красной струй должны быть одинаковыми в случае физической идентичности струй. Реальный угол наклона струй может отличаться от вычисленного по этой формуле вследствие нутации ($\pm 2^\circ.6$ [15]) и стохастического качания струй ($\leq 3^\circ$ [13]). Это влияет на разброс точек на рис. 4 по горизонтали. Кроме этого существует и разброс точек по вертикали вследствие эволюционности подвижных линий и скважности их наблюдений: в изменяющихся профилях линий главный компонент появляется со средней частотой 1–2 раза в день, далее его интенсивность падает на масштабе времени 1–6 дней [15]. Усреднением в интервалах фаз 0.1 мы уменьшаем влияние этих эффектов и получаем среднюю прецессионную кривую интенсивности подвижной линии.

Прецессионные кривые интенсивностей на рис. 4 показывают, что излучение струй не является изотропным: интенсивность подвижных линий заметно изменяется с изменением ориентации струй. На кривых для $H\alpha^-$, $H\alpha^+$ и $H\beta^+$ имеется значимый максимум примерно на фазе 0.85. Этот максимум содержит наблюдательные данные, которые были получены за несколько прецессионных циклов, что исключает его объяснение спорадической активностью SS 433. Амплитуда изменений больше на кривых линии $H\alpha$, что может быть обусловлено большей оптической толщиной в этой линии. Возможно по этой причине, а также из-за бедности данных, линии $H\beta^-$ и $H\gamma$ не показывают таких значимых прецессионных вариаций.

Для увеличения числа данных мы привлекли также эквивалентные ширины подвижных линий $H\alpha$ из работ [57, 58, 59]. По этим данным, объединенным с нашими данными, мы приводим на рис. 5 кривые интенсивностей линий $H\alpha^\pm$ для значений $A_V = 7^m.3, 7^m.8, 8^m.3$. Кроме того на этом же рисунке (e, f) показаны интенсивности этих же подвижных линий, но суммарные по всем компонентам (главной и вторичным) при $A_V = 7^m.8$. Система обозначений аналогична рис. 4, за исключением кривых на рисунках c и d, являющихся модельными (см. Гл. 1.5). Рис. 5 также

свидетельствует об анизотропии излучения струй. Из этого рисунка видно, что вывод об анизотропии независит от неопределенности значения межзвездного поглощения и от учета слабых компонент линий.

Расположение максимума и поведение интенсивностей с фазой прецессии у "–" и "+" струй очень похожи. Это могло бы быть следствием того, что угловое распределение излучения подобно в обеих струях и имеет центральную симметрию: при инверсии струй характер распределения излучения не меняется. Особенности кривых, различающими "–" и "+" струи, являются: 1) меньшая ширина главного максимума кривой интенсивности у "–" струи, чем у "+" струи, 2) большая интенсивность излучения "–" струи на фазе около 0.55, 3) меньшая интенсивность излучения "+" струи на фазе около 0.05. Две последние особенности хорошо видны на графиках отношений интенсивностей "–"/"+" в линиях $H\alpha$ и $H\beta$ (рис. 6), построенных для $A_V = 7^m.8$. Для этих графиков использовались только парные данные по "–" и "+", полученные за одну дату. Значение $H\alpha^-/H\alpha^+ \approx 3$ вблизи $\psi = 0$ было получено также Асадуллаевым и Черепашуком [29]. На этом основании они первыми указали на возможность анизотропии излучения струй. Для струй, излучающих изотропно, отношение интенсивностей струй должно быть равно 1. Из рис. 6 мы видим, что это отношение равно 1 в пределах ошибок на фазах около 0.34 и 0.66, когда струи расположены в картинной плоскости, и максимально отличается от 1 на фазах около 0.5 и 1.0, когда различие в ориентации струй максимальное. Из рассмотрения рис. 5, 6 можно сделать определенный вывод, что увеличение отношения интенсивностей линий "–"/"+" на фазе 0 связано не с увеличением интенсивности излучения "–" струи, а с ослаблением излучения "+" струи в этот момент. Поведение отношения интенсивностей $H\beta^-/H\beta^+$ согласуется с поведением $H\alpha^-/H\alpha^+$, однако различие струй в линии $H\beta$ меньше, что может быть следствием меньшей оптической толщи в этой линии.

Главные особенности кривых на рис. 4–6 невозможно объяснить не-точностью величины межзвездного поглощения или какими-либо други-

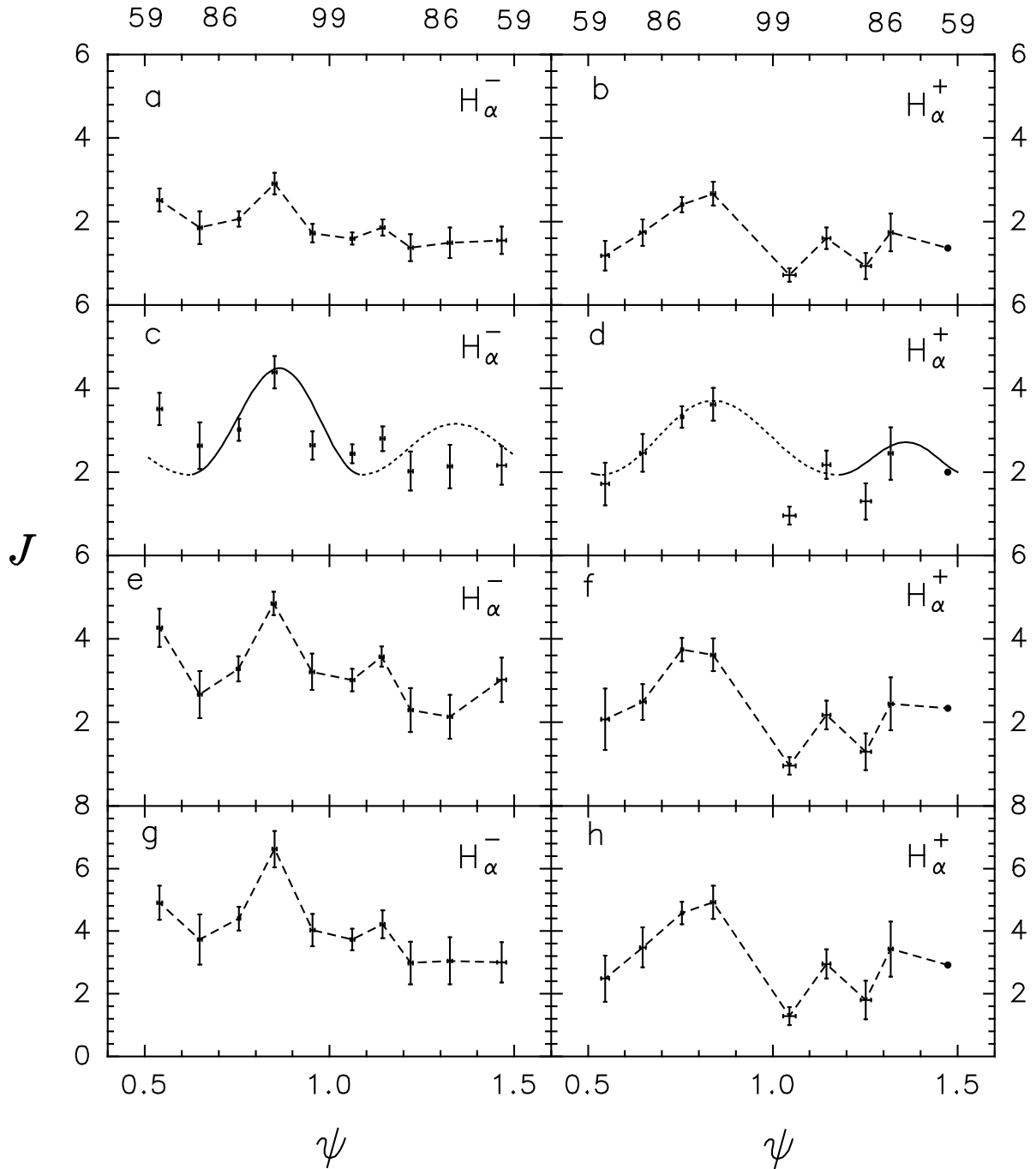


Рис. 5: Прецессионные зависимости интенсивностей подвижных линий $H\alpha^\pm$ в сопутствующей системе координат, построенные по нашим и литературным данным. Обозначения — те же, что на рис. 4. Интенсивности исправлены за межзвездное поглощение для величин: $A_V = 7^m.3$ — а и b, $A_V = 7^m.8$ — с, d, e и f, $A_V = 8^m.3$ — g и h. Интенсивности на рисунках (e) и (f), в отличие от остальных рисунков, получены по сумме всех компонент профилей подвижных линий. Модельные кривые интенсивности показаны на рисунках (c) и (d), где сплошная линия соответствует излучению передней полусферы излучателя, штриховая — задней полусферы. Верхняя ось оцифрована значением угла между "+" струей и лучом зрения.

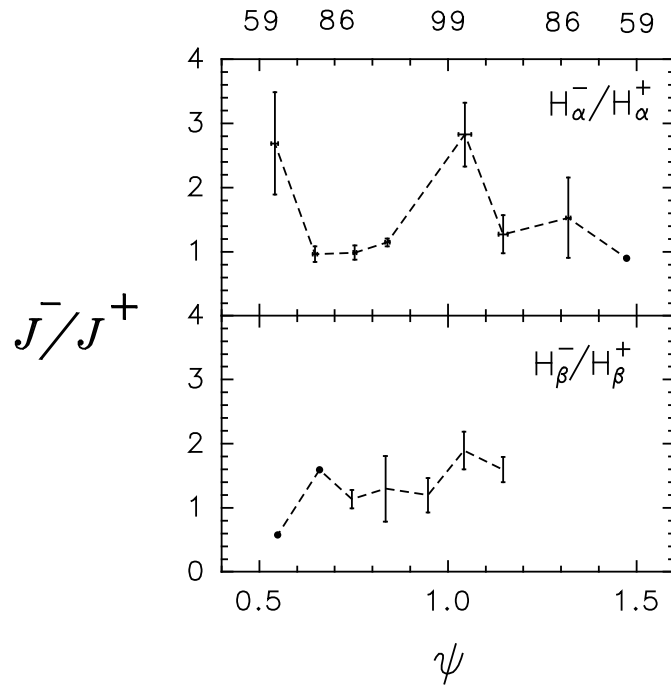


Рис. 6: Прецессионные зависимости отношений интенсивностей ”-”/”+” для линий $H\alpha$ и $H\beta$ при $A_V = 7^m.8$. Верхняя ось оцифрована значением угла между ”+” струей и лучом зрения.

ми систематическими ошибками. Фазы максимума интенсивностей линий 0.8–0.9 ничем не выделены при движении подвижных линий по спектру. Исключение линий, попадающих в атмосферные полосы кислорода $\lambda\lambda$ 7590–7680, не является причиной появления максимума на этих фазах. Минимум интенсивности $H\alpha^+$ на фазе 0 не может быть связан с ее прохождением через эту полосу кислорода, т.к. такие линии, согласно нашей методике, не учитывались. Этот минимум не может быть также объяснен переоценкой величины межзвездного поглощения A_V : ослабление интенсивности линии $H\alpha^+$ при ее максимальном смещении на этой фазе в красную область спектра не сопровождается соответствующим увеличением интенсивности $H\alpha^-$, которая в это время максимально смещается в голубую область спектра. Непонятно происхождение заметного максимума $H\alpha^-$ на фазах 0.5–0.6 с точки зрения селекции наблюдений и редукции данных.

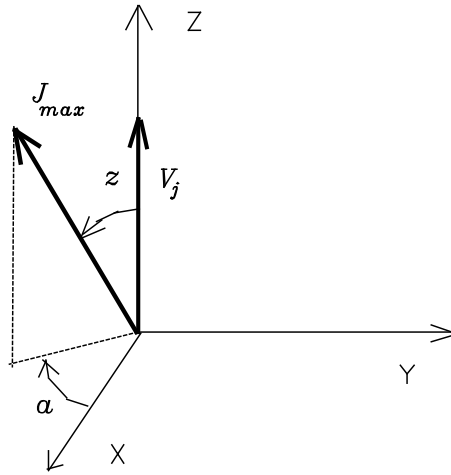


Рис. 7: Схема системы координат прецессирующей струи. Ось Z совпадает с мгновенным направлением струи. Прецессионное движение перемещает струю в направлении $-Y$. Ось X направлена от оси прецессии, которая лежит в плоскости XOZ . Головной максимум диаграммы направленности излучения струи J_{max} совпадает по направлению с осью диаграммы. Согласно нашей модели его приблизительные координаты: $a = 70^\circ$, $z = 40^\circ$.

1.5 Диаграмма направленности излучения струй.

Простая модель лобового разогрева облака, привлеченная для объяснения анизотропного распределения излучения струи, предполагает существование одного максимума излучения, направленного вдоль оси струи. Прецессионная кривая интенсивности "–" струи должна тогда иметь максимум на фазе 0, а у "+" струи — на фазе 0.5, и они должны различаться по ширине и по амплитуде. Максимум у "+" струи должен быть мельче, т.к. минимальный наклон ее к лучу зрения составляет 81° (против 59° минимального наклона "–"). Однако по нашим данным распределения интенсивности излучения струй являются в целом похожими. Эти кривые могли бы быть получены от облаков в струях, которые имеют максимумы излучения в двух противоположных направлениях, возможно обозначающих ось симметрии распределения излучения и геометрии облаков. Судя по положению главного максимума на рис. 5 эта ось симметрии распределения излучения не совпадает с осью самой струи.

Мы осуществили поиск возможного направления оси симметрии рас-

пределения излучения струй, используя данные рис. 5 для $A_V = 7^m.8$. Эти данные соответствуют интенсивности излучения в точках пересечения луча зрения и вращающейся в ходе прецессии диаграммы направленности излучения струй. Таким образом, мы имеем два среза диаграммы направленности. Они соответствуют кривым интенсивностей на рис. 5 для ”-” и ”+” струй. Положение оси симметрии этой диаграммы должно удовлетворять минимуму невязок внутри наших данных: между точками на кривых интенсивностей линий на рис. 5, симметричными на диаграмме относительно искомой оси. При анализе мы использовали следующие системы координат прецессирующих струй (рис. 7): ось Z направлена вдоль струй, ось Y — в сторону противоположную направлению прецессионного движения, а ось X направлена в сторону от оси прецессии. Ось прецессии находится в плоскости XOZ . Учитывалось релятивистское изменение направления излучения при переходе от системы координат наблюдателя в ССК. В ССК положение оси симметрии диаграммы направленности излучения струи характеризуется двумя углами, как показано на рисунке: полярный угол z отсчитывается от оси Z , азимут a — от оси X . Положение этой оси искалось независимо для ”-” и ”+” струй.

Из возможных вариантов направления оси диаграммы направленности наилучшими оказались следующие: для ”-” струи $a = 71^\circ$ и $z = 40^\circ$, для ”+” струи $a = 77^\circ$ и $z = 62^\circ$. Однако, проверка осесимметричности диаграммы направленности по критерию χ^2 не выявила минимумов χ^2 высокой значимости. Из моделирования (см. ниже) стало понятно, что найденные ориентации осей указывают направления максимумов излучения. Излучение ”-” струи в основном соответствует передней полусфере своей диаграммы направленности, а излучение ”+” струи соответствует в основном задней полусфере своей диаграммы направленности. Принимая во внимание видимую центральную симметрию в распределении излучения струй (Гл. 1.4), естественно считать максимумы излучения соответствующими передней и задней полусферам одинаковой для обеих струй диаграммы направленности. На рис. 7 схематично показано направление

головного максимума излучения. Полученные направления максимумов примерно противоположны и ориентированы наклонно к оси струи, под значительным углом. Они смещены в сторону прецессионного вращения для головного максимума ($-Y$). Отклонение от идеальной противоположности свидетельствует об отсутствии полной симметрии двух полусфер диаграммы направленности, что действительно показано нашим моделированием ниже. Возможно, что причины найденной ориентации максимумов излучения связаны с прецессией струй (см. Гл. 2.3).

Используя найденные положения осей диаграммы направленности, мы рассчитали прецессионные кривые интенсивности для 2-х одинаковых точечных источников, движущихся в "–" и "+" струях, с учетом релятивистского преобразования углов. Для этих источников мы приняли функцию распределения интенсивности излучения в виде $I(\theta) = C + A \cos^2(\theta)$, которая может представлять собой распределение излучения от сплюснутого сфероида. Угол θ — полярный угол в ССК, отсчитываемый от направления головного максимума, определенного выше по "–" струе, C и A — постоянные, разные для разных полусфер. Один из вариантов расчетных прецессионных кривых показан на рис. 5с, 5d, где непрерывная линия соответствует излучению передней полусферы на диаграмме направленности, штриховая — задней. Параметры этих кривых следующие: $C^- = C^+ = 2$, $A^- = 2.5A^+ = 5$. Заметим, что вид функции распределения излучения нами выбран произвольно, и полученные параметры являются приближенными. Нашей целью было найти качественное объяснение вида прецессионных кривых интенсивности излучения струй. Как видно из рис. 5, положение максимумов модельных кривых совпадает с наблюдаемым. Следовательно, распределение излучения у каждой струи действительно имеет максимумы в противоположных направлениях, наклонных к оси струй. Передняя полусфера диаграммы направленности получается ярче, чем задняя в $(A + C)^- / (A + C)^+ = 1.75$ раза. При этом мы заключаем, что видимое равенство интенсивностей излучения "+" и "-" струй (рис. 5) является результатом релятивистской абберации света. По этой

же причине ширина максимума кривой интенсивности "–" струи меньше, чем "+" струи. Мы обращаем внимание на то, что эта модель описывает не отдельно взятое облако в струях, а струю в целом. Поэтому при интерпретации анизотропии излучения важно знать структуру струй.

В следующем разделе мы увидим, что БД струй также свидетельствуют об оптической непрозрачности струй и об анизотропии их излучения.

1.6 Бальмеровские декременты струй.

Бальмеровские декременты зависят от таких параметров газа как температура, плотность, оптическая толщина, и от характеристик источника нагрева. Поэтому изучение БД струй очень важно для непосредственной диагностики физических условий газа в струях.

БД струй мы получали по данным, приведенным в Гл. 1.2. Зависимость БД от фазы прецессии показана на рис. 8 для величины межзвездного поглощения $A_V = 7^m.8$. На этом рисунке приведены средние значения БД в интервалах прецессионной фазы $\Delta\psi = 0.1$, интервалы их ошибок (если число точек больше 3-х), тренды изменений (пунктир) этих средних. Заметим, что средние БД на рис. 8 получены усреднением индивидуальных БД, а не по средним интенсивностям. Для других значений A_V в допустимом интервале ошибок этой величины $7^m.3-8^m.3$ вид прецессионных кривых подобный. Из сравнения рис. 8 с рис. 5 видно, что отношение $N\alpha^-/N\beta^-$ имеет прецессионную зависимость, подобную интенсивности излучения линий струй. Как и кривые интенсивностей линий, она имеет максимум вблизи фазы 0.85. Прецессионная кривая для $N\alpha^-/N\beta^-$ получена по большему числу данных и, как видно из рис. 8, лучше представлена по всему прецессионному периоду. Данных по отношениям интенсивностей других бальмеровских линий недостаточно, чтобы судить уверенно о форме их кривых. Чтобы характеризовать струи статистически более значимыми значениями БД, мы выделили данные из двух интервалов по фазе прецессии, 0.7–0.9 и 0.0–0.2, которые заметно различаются значениями средних БД при условии приблизительного постоянства БД в каждом

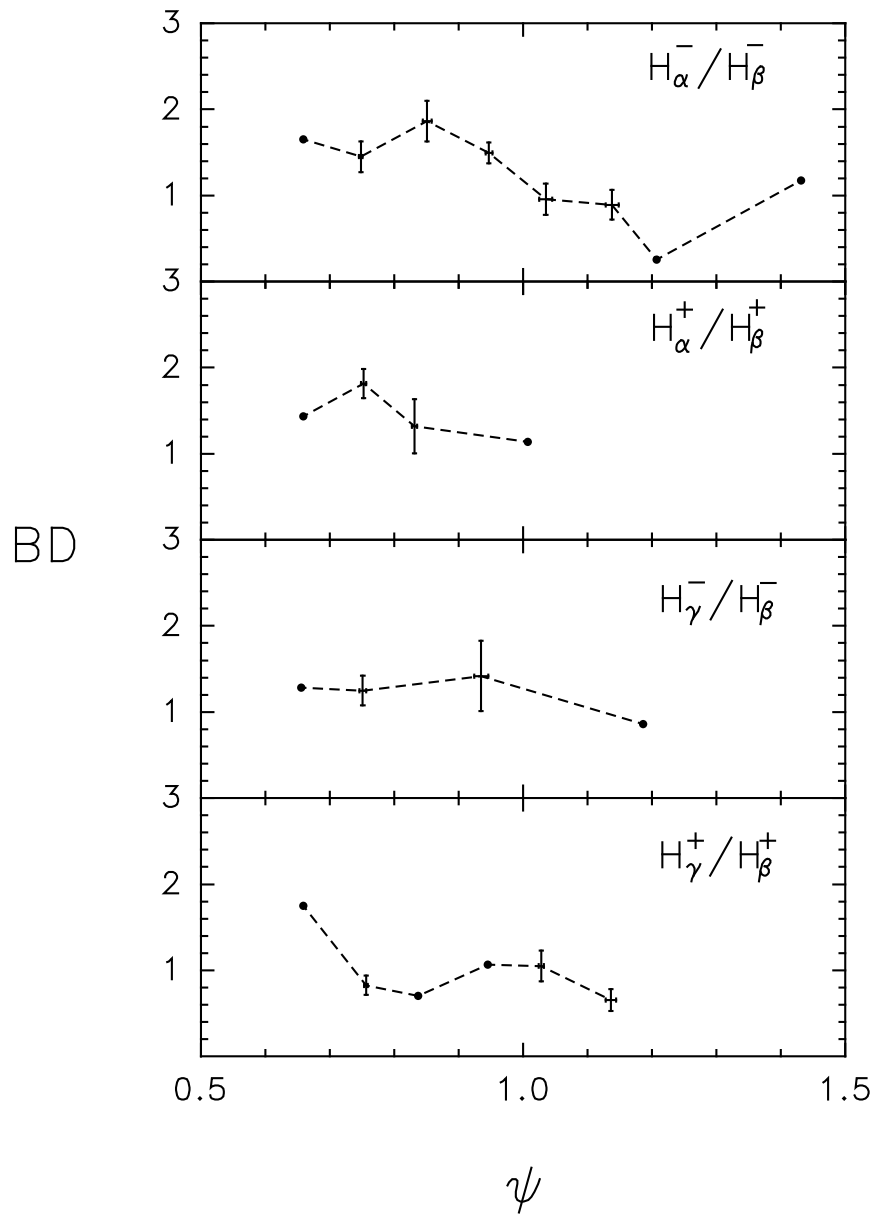


Рис. 8: Прецессионные зависимости БД струй для величины $A_V = 7^m.8$. Приведены средние значения БД в интервалах прецессионной фазы $\Delta\psi = 0.1$ и их ошибки, если число данных больше 3-х (в противном случае ошибки не указаны). Пунктирные линии приведены для наглядности трендов изменений.

из них. Такое разбиение согласуется с результатами нашего исследования диаграммы направленности излучения струй (см. модельные кривые на рис. 5с, 5d): фазы 0.7–0.9 соответствуют направлению луча зрения ближе к максимуму диаграммы, а в фазах 0.0–0.2 направление луча зрения совпадает с направлением минимума излучения. Поэтому представляется естественным, что БД в каждом из этих интервалов наиболее однородные. Средние БД струй в интервалах максимальной и минимальной интенсивности, как мы далее называем прецессионные фазы 0.7–0.9 и 0.0–0.2 соответственно, их среднеквадратичные ошибки и количество использованных данных приведены в табл. 2 для значений $A_V = 7^m.3$, $7^m.8$ и $8^m.3$. Там же даны соответствующие средние абсолютные интенсивности в линии $H\alpha$ в единицах 10^{-10} эрг/см²с в сопутствующей системе координат, переход к которой осуществлялся по формуле (3), их rms и количество использованных измерений N . Средние БД и их rms представлены также графически на рис. 9 для трех значений A_V . Кружками показаны БД в фазах прецессии максимума интенсивности линий, квадратиками — в фазах минимума, светлые значки соответствуют струе ”+”, темные — струе ”–”. Отрезки показывают ошибки средних значений декрементов. Величина отношения $H\gamma^-/H\beta^-$ в фазах минимума интенсивности получена только по одному значению, поэтому в этом случае ошибка не показана.

Таблица 2: Бальмеровские декременты и абсолютная интенсивность подвижной линии $H\alpha$.

A_V	$\Delta\psi$	Струя	$H\alpha/H\beta$	rms	N	$H\gamma/H\beta$	rms	N	$J(H\alpha)$	rms	N
$7^m.3$	0.7–0.9	–	1.87	0.16	20	1.16	0.16	7	2.44	0.16	34
		+	2.02	0.18	18	0.68	0.07	10	2.47	0.15	26
	0.0–0.2	–	1.12	0.15	15	0.80	–	1	1.69	0.12	63
		+	1.32	–	1	0.77	0.11	9	1.09	0.15	13
$7^m.8$	0.7–0.9	–	1.55	0.13	20	1.25	0.17	7	3.62	0.25	34
		+	1.71	0.15	18	0.74	0.07	10	3.40	0.21	26
	0.0–0.2	–	0.92	0.12	15	0.86	–	1	2.57	0.17	63

A_V	$\Delta\psi$	Струя	$H\alpha/H\beta$	rms	N	$H\gamma/H\beta$	rms	N	$J(H\alpha)$	rms	N
		+	1.14	–	1	0.83	0.12	9	1.47	0.21	13
$8^m.3$	0.7–0.9	–	1.28	0.11	20	1.35	0.19	7	5.37	0.38	34
		+	1.44	0.13	18	0.79	0.08	10	4.67	0.29	26
	0.0–0.2	–	0.76	0.10	15	0.93	–	1	3.91	0.27	63
		+	0.98	–	1	0.90	0.13	9	1.99	0.29	13

Примечание: $J(H\alpha)$ — в единицах 10^{-10} эрг/см² с в сопутствующей системе отсчета.

В фазах максимума интенсивностей линий значения $H\alpha/H\beta$ совпадают в пределах ошибок для обеих струй, но отношения $H\gamma/H\beta$ сильно различаются. Интенсивность линии $H\gamma$ у струи ”–” очень велика. Мы предполагаем, что это может быть результатом селекции наиболее сильных линий $H\gamma^-$. Линия $H\gamma$ струи ”–” в своем прецессионном движении уходит в голубую область спектра, в которой объект весьма слаб (качество спектров там плохое) и где очень много спектральных деталей. Из-за сравнимости этой линии с шумами слабые линии $H\gamma^-$ терялись, а учитывались только сильные линии. Поэтому далее для определения параметров газа в струях мы не используем значение $H\gamma^-/H\beta^-$. В фазах минимума интенсивностей линий мы знаем надежно только отношения $H\alpha^-/H\beta^-$ и $H\gamma^+/H\beta^+$ (табл. 2). Первая величина значительно отличается от аналогичной величины в фазах максимума интенсивностей (рис. 9). Одновременных данных недостаточно для получения величины $H\alpha^+/H\beta^+$ в фазе минимума интенсивностей линий. Поэтому мы использовали не одновременные наблюдения линий $H\alpha^+$ и $H\beta^+$ (рис. 4, 5). Найденное таким образом отношение $H\alpha^+/H\beta^+$ равно 0.85 ± 0.19 для $A_V = 7^m.8$, и показано на рис. 9. Это практически совпадает с величиной $H\alpha^-/H\beta^-$ в той же фазе и значительно отличается от величины $H\alpha^+/H\beta^+$ в фазе максимума интенсивностей. Таким образом, декременты обеих струй можно считать одинаковыми и зависящими только от величины интенсивности подвижных линий: яркой фазе соответствует большее значение $H\alpha/H\beta$ и несколько меньшее $H\gamma/H\beta$, чем в фазах минимума интенсивностей. Заметим, что в яркой и

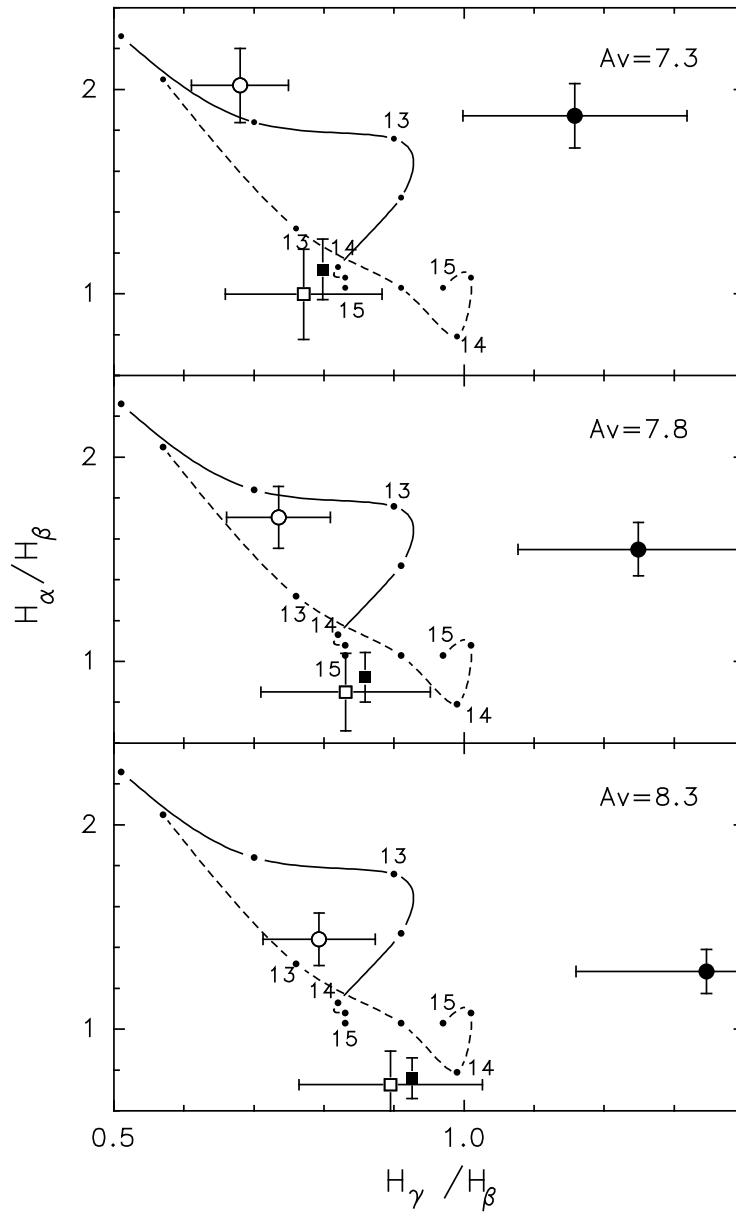


Рис. 9: Средние БД и среднеквадратичные ошибки для 3-х значений A_V . Кружками показаны БД в фазах прецессии 0.7–0.9, квадратиками — в фазах 0.0–0.2, светлые значки соответствуют струе ”+”, темные — струе ”-”. Показаны теоретические кривые зависимости БД от плотности газа. Штриховой кривой соответствуют параметры газа модели 1 табл. 3, непрерывной кривой — модели 3. Кривые параметризованы логарифмом концентрации (см^{-3}) водорода (атомы+протоны) с шагом 0.5.

слабой фазе подвижные линии не сильно различаются по длине волны, следовательно найденный нами эффект не обусловлен возможной ошибкой величины A_V . Очень важно, что по БД различаются не струи, которые мы видим всегда противоположно направленными, а прецессионные фазы моментов наблюдения. Таким образом на вид бальмеровского эмиссионного спектра влияет наклон струи к лучу зрения, т.е. важны эффекты оптической толщи или эффекты проекции. Хотя БД зависят и от других физических параметров (плотности, температуры, внешнего нагрева), предположение о возможных изменениях в процессе прецессионного вращения каких-либо параметров струй, кроме оптической толщи вдоль луча зрения, кажется маловероятным.

По нашим данным мы заключаем, что значения БД струй SS 433 (величину $N\gamma^-/N\beta^-$ мы во внимание не принимаем), для величин межзвездного поглощения $A_V = 7^m.3-8^m.3$, лежат в следующих интервалах (с учетом ошибок 1σ средних значений): $N\alpha/N\beta = 0.66-2.20$, $N\gamma/N\beta = 0.61-1.03$ со средними значениями (для $A_V = 7^m.8$) $N\alpha/N\beta = 1.3$, $N\gamma/N\beta = 0.8$. При этом декременты для обеих струй весьма близки, но значимо различаются в разных фазах прецессии. В фазах максимума интенсивностей подвижных линий (0.7–0.9) $N\alpha/N\beta = 1.6 \pm 0.2$, $N\gamma/N\beta = 0.7 \pm 0.1$, в фазах минимума (0.0–0.2) — $N\alpha/N\beta = 0.9 \pm 0.2$, $N\gamma/N\beta = 0.8 \pm 0.1$ ($A_V = 7^m.8$). Такие декременты, близкие к 1, характерны для газа с высокой плотностью ($n_e > 10^{12} \text{ см}^{-3}$), когда заселенность атомных уровней определяется в основном столкновительными процессами (см. например, [60]). По БД можно диагностировать физические условия в струях, используя результаты теоретических расчетов, что мы сделаем в Гл. 2.1.

Таким образом, на основе большой базы спектральных и фотометрических данных нами были получены средние интенсивности подвижных линий и БД струй и изучена их зависимость от фазы прецессии. Эти зависимости свидетельствуют об анизотропии излучения струй. Направления максимумов в эмпирически найденной диаграмме направленности этого излучения не параллельны оси струй. Согласно этой диаграмме в фазах

прецессии 0.7–0.9 угол между лучом зрения и направлениями максимумов излучения обеих струй минимальный, а в фазах 0.0–0.2 направление луча зрения совпадает с направлением минимума излучения. Прецессионная зависимость БД согласуется с параметрами этой диаграммы.

2 Анализ физических условий в струях SS 433.

2.1 Физические параметры струй.

Как уже отмечалось нами, физические условия в струях SS 433 известны лишь в общих чертах. Поэтому весьма противоречивы и модели этих струй. В этой главе мы исследуем физические условия в струях, основываясь на результатах Гл. 1. По полученным БД можно найти плотность газа и другие физические параметры струй SS 433. Для этого мы сравнили наблюдаемые БД с теоретическими, рассчитанными Дрэйком и Улричем [60] для однородного слоя газа в широких интервалах физических параметров, включающих значения, близкие к условиям газа в струях SS 433. Эти расчеты учитывают влияние эффекта Штарка на вероятность выхода квантов света из газа, что особенно важно при плотностях $n_e > 10^{12}$ см⁻³.

Струи SS 433 излучают в линиях H I и He I, чьи эквивалентные ширины относятся примерно как 10 : 1. Это соответствует температуре газа $T_e = 1-2 \cdot 10^4$ К (ближе к $2 \cdot 10^4$ К). Важным параметром является число фотоионизаций с основного уровня $R_{1c} = 4\pi \int_{\nu_1} \frac{j_\nu}{h\nu} a_1(\nu) d\nu$ под действием внешнего поля излучения с плотностью j_ν . Здесь $a_1(\nu)$ — коэффициент ионизации с основного уровня атома водорода, ν_1 — пороговая частота ионизации. Среди источников этого излучения имеются как очевидные — аккреционный диск, характеристики которого мы знаем, так и предполагаемые — воронки аккреционного диска (источник коллимированного рентгеновского излучения) и ударные волны в струях. Оценим R_{1c} от излучения системы, которое будет рассматриваться как нижний предел величины. При средней чернотельной температуре излучения системы $T_* = 32000$ К и соответствующем радиусе источника $R_* = 2 \cdot 10^{12}$ см [20], на расстоянии максимума излучения в струе $R_m = 4 \cdot 10^{14}$ см [12], с учетом релятивистской дилуции излучения в ССК $(1+z)^{-4}$, получаем $R_{1c} \approx 3$. УФ-излучение системы эффективно может прогреть только поверхностный слой облаков, если облака оптически толстые для иони-

зующего излучения. Однако, равенство БД для струй ”–” и ”+” говорит о том, что облака в струях SS 433 являются относительно однородными не только по параметрам газа, но и по нагреву. Однородная функция источника может быть создана жестким излучением — коллимированным рентгеновским излучением аккреционного диска. Для его вероятных параметров — раствора конуса коллимации $\theta_c = 0.1\text{--}0.3$ рад, светимости $L_c = 10^{38\div 39}$ эрг/с и температуры излучения $T_c = 10^7$ К [10] — мы находим $R_{1c} \approx 10^{-4\div -6}$, т.е. поправка к доле R_{1c} от УФ-излучения системы незначительная. Неопределенность в значении R_{1c} не влияет на результирующие значения БД, если R_{1c} меньше некоторой критической величины $R_{1c cr}$, которая зависит от температуры концентрации электронов [60]. Для концентраций $n_e > 10^{12}$ см $^{-3}$ имеем ограничения: $R_{1c cr}(T_e = 10^4) > 0.01$ и $R_{1c cr}(T_e = 2 \cdot 10^4) > 5$.

Таблица 3: Варианты расчетов эмиссионного спектра водорода

N	$T_e, \text{ K}$	R_{1c}	τ_{L_α}
0	10^4	3	10^5
1	$2 \cdot 10^4$	0.03	10^4
2	$2 \cdot 10^4$	0.03	10^5
3	$2 \cdot 10^4$	0.03	10^6

Ожидаемые значения T_e и R_{1c} в струях SS 433 находятся в пределах сетки расчетов [60]. Оставшимися параметрами, необходимыми для полного описания газа, являются оптическая толщина слоя τ_{L_α} в линии L_α и концентрация протонов $n = n_H + n_e$ (расчеты в [60] сделаны для случая чисто водородного газа). Эти величины определялись нами путем сравнения наблюдаемых БД с теоретическими, полученными по данным работы [60]. По критериям T_e и $R_{1c} \leq R_{1c cr}$ было отобрано 4 подходящих нам варианта расчетов из работы [60], которые приведены в табл. 3. На рис. 9 показаны треки изменения БД в зависимости от концентрации n для вариантов 1 (пунктир) и 3 (сплошная линия). Треки параметризованы логарифмом концентрации n с шагом 0.5.

Для сравнения с расчетами использовались интервалы значений БД отдельно в максимуме и минимуме интенсивностей линий, объединенные для струй ”+” и ”-” (табл. 2). Величины $N\gamma^-/N\beta^-$ здесь не учитывались. Полученные теоретические значения плотности n , оптической толщины $\tau_{H\alpha}$ в линии $H\alpha$, геометрической толщины слоя l и кинетической светимости струи L_k (см. ниже уравнение (4)) показаны в табл. 4 для трех значений A_V .

Таблица 4: Параметры газа в струях SS 433.

N	Параметр	$A_V = 7^m.3$		$A_V = 7^m.8$		$A_V = 8^m.3$	
		0.7–0.9	0.0–0.2	0.7–0.9	0.0–0.2	0.7–0.9	0.0–0.2
1	n	12.7	13.1–13.3	12.8–12.9	13.5–13.7	12.9–13.2	13.8–14.1
	$\tau_{H\alpha}$	1.61	1.60	1.60	1.62–1.65	1.60	1.67–1.77
	l	7.70	7.32–7.13	7.60–7.51	6.94–6.74	7.51–7.22	6.64–6.34
	L_k	0.9	0.6–0.5	1.3	0.5–0.4	1.8–1.4	0.6–0.3
2	n	12.4	14.4–14.7	12.5–12.7	14.8–14.9	12.7–12.9	–
	$\tau_{H\alpha}$	2.57	2.89–3.04	2.57	3.11–3.15	2.57–2.58	–
	l	9.55	7.51–7.18	9.45–9.25	7.07–6.96	9.25–9.05	–
	L_k	8.9	0.4–0.2	12.5–11.5	0.3–0.2	16–14	–
3	n	12.3–12.6	13.8–15.0	12.5–12.7	14.9–15.0	13.8–13.9	–
	$\tau_{H\alpha}$	3.56	3.66–4.23	3.56	4.18–4.23	3.66–3.68	–
	l	10.98–10.68	9.48–8.17	10.78–10.58	8.28–8.17	9.48–9.38	–
	L_k	75–61	4.4–0.5	96–76	0.9–0.7	13.4–11.0	–

Примечания. Концентрация n (см^{-3}), геометрическая толщина l (см) и оптическая толщина $\tau_{H\alpha}$ даны в десятичных логарифмах, L_k дано в единицах 10^{39} эрг/с.

Оказалось, что вариант с $T_e = 10^4$ К не удовлетворяет наблюдаемым БД ни при каких значениях n , и для всех вариантов с $T_e = 2 \cdot 10^4$ К имеются решения. Следовательно, температура газа должна быть ближе к $2 \cdot 10^4$ К. Нижняя граница возможных плотностей равна, согласно табл. 4, $2 \cdot 10^{12}$ см^{-3} , а верхняя — максимальному рассматриваемому значению 10^{15} см^{-3} . Из табл. 4 видно, что фазе максимума интенсивности линий соответствует меньшая плотность и меньшая оптическая толщина слоя. Этот факт может быть интерпретирован как свидетельство плоской формы облаков.

Вид диаграммы направленности излучения струй SS 433 и наша модель излучателя в струях (Гл. 1.5) также поддерживают эту интерпретацию: на фазах прецессии 0.7–0.9 мы видим плоские облака под минимальным углом к их оси, т.е. более яркими, на фазах прецессии 0.0–0.2 облака видны с ребра.

Различие параметров газа в разных направлениях наблюдения одного и того же облака может свидетельствовать о неоднородности газа. С другой стороны равенство БД для струй ”–” и ”+”, которые предоставляют взгляд с противоположных сторон на одинаковое в среднем для обеих струй облака, говорит о том, что распределение параметров газа в облаке может быть в некоторой степени центрально симметричным. Мы же использовали радиационные расчеты для однородного бесконечного плоского слоя газа [60]. Поэтому неучет реальной геометрической формы облака, возможно, является причиной различий параметров в табл. 4 для разных фаз прецессии. Понятно, что истинные значения этих параметров лежат внутри полученных интервалов.

В зависимости от геометрии источника, распределения функции источника и микротурбулентности полная оптическая толщина $\tau_{L_\alpha \text{ tot}}$ может отличаться от средней τ_{L_α} (параметра в расчетах [60]) на порядок и более. Полная геометрическая толщина облака, представленная в табл. 4, оценена по формуле $l = \hat{l} \cdot \tau_{L_\alpha \text{ tot}}/\tau_{L_\alpha}$ [61], где \hat{l} — средняя толщина из [60]. Согласно табл. 4 l лежит в пределах $2 \cdot 10^6$ – 10^{11} см. Зависимость оптической толщины облака от направления, что мы интерпретируем как свидетельство плоской формы облаков, предполагает, что мы должны сопоставлять параметры в табл. 4 в разных фазах прецессии для разных τ_{L_α} . Причем в фазах 0.0–0.2, мы должны брать бóльшие τ_{L_α} . С другой стороны, кинетические светимости должны быть близки для обеих фаз. Поэтому наилучшим сочетанием является вариант 1 ($\tau_{L_\alpha} = 10^4$) в фазах прецессии максимума интенсивностей линий, и вариант 3 ($\tau_{L_\alpha} = 10^6$) в фазах минимума интенсивностей — вид облаков с ребра. Эти варианты наиболее близки по значению L_k , которое равно примерно 10^{39} эрг/с.

В варианте 3 величина l , равная $\approx 10^8$ см, больше, как и должно быть при виде облаков с ребра. Тот факт, что околополюсным частям облаков соответствует меньшая плотность, чем боковым сторонам, может быть объяснен воздействием ударной волны на облако: как со стороны ударной волны, так и с противоположной, облако будет более разреженным и горячим, чем с боку [62]. Ограниченность радиационных расчетов в [60] не позволяют делать более детальную интерпретацию и параметры в табл. 4 надо воспринимать как приблизительные.

Дополнительные ограничения на плотность газа и толщину облака можно получить, требуя, чтобы кинетическая светимость оптической струи L_k была не больше кинетической светимости всей струи, для которой мы приняли верхний предел $2 \cdot 10^{40}$ эрг/с [22]. Величина L_k в табл. 4 получена на основании наблюдаемой светимости струи $L_{H\beta}$ в линии $H\beta$ и значения отношения средней эффективности излучения единичного объема газа в линии $H\beta$ $\epsilon_{H\beta}$ к плотности газа n из расчетов [60] по формуле:

$$L_k \approx L_{H\beta} m_p n V_j^3 / 2 \epsilon_{H\beta} R_j, \quad (4)$$

где R_j — длина струи, равная сумме пространственных инкремента $R_{in} = 1.7 \cdot 10^{14}$ см и декремента $R_d = 6.7 \cdot 10^{14}$ см экспоненциального изменения яркости струи [15], m_p — масса протона, V_j — скорость струи. Величина $L_{H\beta}$ определялась при принятом расстоянии до SS 433 5.1 кпс по наблюдаемым декрементам и интенсивности $\mathcal{J}(H\alpha)$ (табл. 2). Для фазы максимума интенсивности линий мы использовали средние по струям ”—” и ”+” интенсивности излучения, для фазы минимума — только по струе ”—”. Согласно вышеупомянутому ограничению на кинетическую светимость оптической струи получаем более жесткие ограничения на параметры: $n > 3 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, $l < 3 \cdot 10^9$ см. Для всех возможных вариантов из табл. 3 колонковая плотность, определяемая по оптической толщине, находится в пределах $2 \cdot 10^{20}$ – $2 \cdot 10^{23}$ см $^{-2}$.

Итак средние значения параметров облаков в струях SS 433 равны (для $A_V = 7^m.8$): $n \geq 10^{13}$ см $^{-3}$, $l \approx 10^8$ см. При этом кинетическая светимость

струи равна $L_k \approx 10^{39}$ эрг/с, а эффективность излучения в линии H β $\epsilon_{H\beta} \geq 1$ эрг/см³с. При небольшой массе одного облака $M \approx m_p n l^3/2 \geq 10^{13}$ г струи должны состоять из большого количества таких облаков. Наблюдаемая светимость струи в линии H β примерно равна $7 \cdot 10^{35}$ эрг/с. С учетом этого, число облаков в струе равно $N \approx 2 L_{H\beta}/\epsilon_{H\beta} l^3 \leq 10^{12}$, а их объемная скважность в струе равна $q_j \approx 4 L_{H\beta}/(R_m + R_d)^3 \theta_j^2 \epsilon_{H\beta} \leq 4 \cdot 10^{-6}$, где R_m — расстояние до максимума излучения струи, равное $4 \cdot 10^{14}$ см [12].

С помощью численных расчетов тепловой неустойчивости в струях SS 433 Бринкманн и др. [31] нашли возможные параметры облаков $l \sim 10^8$ см и $n \sim 10^{14}$ см⁻³. Эти расчеты были выполнены для условий в воронке аккреционного диска под уровнем фотосферы ($< 10^{12}$ см) и без учета нагрева газа. Такие условия сильно отличаются от тех, которые соответствуют оптическим струям: оптические струи излучают на расстоянии $> 2.3 \cdot 10^{14}$ см, и для их излучения требуется источник нагрева, т.к. время рекомбинации газа в облаках ~ 1 с. Тем не менее совпадение параметров облаков, полученных Бринкманном и др., с параметрами, полученными нами, может свидетельствовать о тепловой неустойчивости как принципиальном механизме образования облаков в струях SS 433.

2.2 Иерархическая структура струй.

Физический смысл геометрической толщины l , полученной нами для источника излучения в линиях струй, зависит от реальной структуры струй. Это может быть размер индивидуальных облаков l_c . Однако, облака в струе или в скоплении облаков (далее, говоря о скоплении, мы подразумеваем или фрагмент струи, или отдельное скопление облаков) могут перекрываться, т.е. фотоны в линии могут претерпевать рассеяние в нескольких облаках прежде чем выйти из скопления. В этом случае реальные размеры облаков будут меньше l .

Относительные интенсивности линий определяются средним числом рассеяний фотонов в линиях, которое в случае одинаковых облаков равно

$\bar{S} = N' \bar{S}_c$, где N' — среднее число облаков, сквозь которые диффундирует фотон прежде чем выйдет из скопления, \bar{S}_c — среднее число рассеяний фотона в одном облаке. С другой стороны, согласно формуле (5), величина \bar{S}_c пропорциональна квадрату размера, или эквивалентно оптической толщины, облака (в случае рассеяний без перераспределения по частотам). Тогда, если $l_c < l$, фотон рассеивается в $N' = \bar{S}/\bar{S}_c = (l/l_c)^2$ облаках. Таким образом, реальный размер скопления облаков l_t может быть много больше эффективного размера l скопления.

Предположим, что все облака в скоплении одинаковые и рассеивают фотоны во все направления с равной вероятностью. Тогда время блужданий фотона между облаками скопления t связано с размером скопления формулой Эйнштейна для броуновского движения:

$$\bar{r}^2 = (l_t/2)^2 = 6 D t, \quad (5)$$

где \bar{r}^2 — средний квадрат смещения фотона, D — коэффициент диффузии, равный $c \bar{\lambda}/3$, $\bar{\lambda}$ — длина свободного пробега между облаками. В величину t не входит время нахождения фотона в облаках. Подставив в формулу (5) выражение для времени $t = N' \Delta \bar{t} = (l/l_c)^2 \bar{\lambda}/c$, где $\Delta \bar{t}$ — среднее время свободного пробега фотона между облаками, получим следующее выражение $l_t = 2\sqrt{2} \bar{\lambda} l/l_c$. По определению длина свободного пробега равна $\bar{\lambda} = 1/n_c \Sigma = 2 l_t^3/3 N_c l_c^2$, где n_c — концентрация облаков в скоплении, N_c — число облаков в скоплении, Σ — площадь сечения облака. Число облаков N_c можно выразить через кинетическую светимость струи: $N_c = 12 L_k P/\pi m_p n V_j^2 l_c^3$, где P — период генерации скоплений в струе. Из выражений для l_t , $\bar{\lambda}$ и N_c легко получить выражение, связывающее эффективный l и реальный l_t размеры скопления:

$$l_t = 1.4 \cdot 10^{12} \sqrt{L_{k39} P_2/n_{13} l_8} \text{ см}, \quad (6)$$

где P_2 — период в единицах 100 с, n_{13} — плотность газа в облаке в единицах 10^{13} см^{-3} , l_8 — эффективный размер скопления в единицах 10^8 см . Здесь мы использовали характерное время 100 с генерации неоднородностей (скоплений) в струе, которое следует из структурности профи-

лей подвижных линий [15], и фотометрической переменности в УФ [63] и оптическом диапазонах [64]. Уравнение (6) действительно только для $N' \gg 1$, или $l_c < l$. При значении $l \approx 10^8$ см толщина скопления равна согласно уравнению (6) $l_t \approx 10^{12}$ см. Это значительно меньше поперечного размера струи на расстоянии максимума излучения $R_m \operatorname{tg}(\theta_j) \approx 10^{13}$ см, т.е. струи SS 433 являются неоднородными на масштабе $\gg 10^8$ см и скопления облаков являются реальной структурой струй.

При получении выражения (6) предполагалось, что дисперсия скоростей облаков в скоплении ΔV_t , влияющая на вероятность выхода фотона, не больше, чем дисперсия скоростей газа внутри облака ΔV_c . При образовании облаков скоплениями это справедливо. В противном случае величина l_t будет больше, чем следует из (6). Для оптически толстых и плотных облаков, у которых ширина линии определяется в основном эффектом Штарка, увеличение размера скопления из-за дисперсии скоростей облаков будет незначительным: $\sqrt{(\Delta^2 V_s + \Delta^2 V_t)} / \Delta V_s \approx 1$, где ΔV_s — ширина штарковского профиля линии в единицах скорости.

Выше мы предполагали, что количество рассеяний в линии пропорционально τ^2 , что справедливо в случае рассеяния без перераспределения по частотам. В более реальном случае полного перераспределения по частотам в линии количество рассеяний будет пропорционально $\tau \ln(\tau)$ [65]. Для простоты примем $\bar{S} \propto \tau$. В этом случае вид выражения для l_t получится идентичным (6), но параметр l в (6) заменяется на выражение $\sqrt{l l_c}$. Минимум размера l_t соответствует тогда асимптотике $l_c \rightarrow l$ снизу, т.е. (6) дает нижнюю границу l_t . Так как l_t имеет корневую зависимость четвертой степени от l_c , то реальный размер скопления будет близок к значению 10^{12} см.

Если характерное время генерации скоплений $P \sim 100$ с, то число скоплений в струе $R_j/V_j P$ порядка тысячи. Количество облаков в скоплении составляет $N_c = 2 L_k P / M V_j^2 = 3 \cdot 10^8 L_{k39} P_2 / M_{13}$, где M_{13} — масса одного облака в единицах 10^{13} г. Объемная скважность облаков в скоплении равна $q_t \approx 12 L_k P / \pi m_p n V_j^2 l_t^3 \approx 4 \cdot 10^{-4}$. Объемная скважность скоплений

облаков в струе равна $q_j/q_t \approx 10^{-2}$.

Существование в струях SS 433 структур с двумя характерными масштабами — $l_c \approx 10^8$ см (облака) и $l_t \approx 10^{12}$ см (скопления облаков) — свидетельствует об иерархической структуре струй. Весьма интересно, что полученный здесь размер скоплений примерно равен длине $V_j P$ полета струи за время генерации скопления $P \approx 100$ с.

2.3 Динамика облаков в струях.

Облака в струях SS 433 с найденными нами в Гл. 2.1 параметрами должны были бы свободно расширяться, находясь в разреженном межоблачном газе (см. ниже), за время $t_s \approx l_c/c_s \approx 100$ с, что существенно меньше времени свечения компонент подвижных линий (1–6 дней). Здесь c_s — скорость звука в облаке. Следовательно, облака находятся в струях не в свободном состоянии и должен существовать механизм, удерживающий их от расширения. На природу сдерживающих сил указывает тот факт, что оптическая струя кончается на расстоянии около $3 \cdot 10^{15}$ см [15], на котором струя выходит из области взаимодействия с ветром аккреционного диска. Прецессионное вращение струй приводит к тому, что струя постоянно выметает газ, истекающий в этом ветре. Темп потери массы в нем $\dot{M} \approx 10^{-4} M_\odot/\text{год}$ [66], скорость истечения, полученная из ширины эмиссионных линий, $V_w = 1000\text{--}2000$ км/с. Струя выметает газ ветра по поверхности прецессионного конуса на расстоянии, равном длине выметания $R_s = R_{pr} V_w \approx 3 \cdot 10^{15}$ см. Далее струя распространяется по менее плотной среде, где газ ветра был выметен в предыдущие прецессионные циклы. Ветер не успевает достигать этих областей за время одного прецессионного обращения струи.

Внутри области выметания холодные облака могут сдерживаться от расширения динамическим давлением окружающего газа. За ее пределами динамический напор газа на облака значительно меньше, и облака расширяются и перегреваются — высвечивание в водородных линиях прекращается. Представление о динамическом взаимодействии обла-

ков струй с межоблачным газом согласуется с найденным нами в Гл. 1.5 видом распределения излучения струй с максимумом в головной части облаков. Из равенства теплового давления в облаке и динамического давления окружающего газа $n k T = m_p \hat{n} V^2$, при предположении $V \leq V_j$, получаем, что плотность налетающего на облако газа должна быть не меньше $\hat{n} = k n T / m_p V_j^2 \approx 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. В изотропном ветре от аккреционного диска, истекающем при постоянной скорости $V_w = 2000 \text{ км/с}$, плотность газа на расстояниях $4 \cdot 10^{14} \text{ см}$ и $3 \cdot 10^{15} \text{ см}$ равна соответственно 10^7 см^{-3} и $2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, т.е. плотность достаточна для динамического удержания облаков от расширения. Однако условия в межоблачном газе струи должны быть другими, чем в ветре от аккреционного диска: они резко изменяются в пограничном слое струи. Скорее всего облака прецессирующей струи взаимодействуют с газом, увлекаемым из пограничного слоя. Возмущения в пограничном слое генерируют ударные волны внутрь струи [67], которые распространяясь по межоблачной среде могут влиять на эволюцию облаков.

В Гл. 2.1 мы получили параметры облаков по главным компонентам подвижных линий, которые формируются на расстоянии около $R_m = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}$. Более слабые вторичные компоненты, являясь более ранними, чем главные, формируются в далеких участках струи. У линий $\text{H}\beta^\pm$ вторичные компоненты часто отсутствуют, в то время как у линий $\text{H}\alpha^\pm$ они весьма мощные. Это свидетельствует о крутом декременте $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$ в далеких частях струи и, следовательно, об уменьшении плотности облаков в струе с течением времени. В предположении о зависимости плотности налетающего на облака газа $\hat{n} \propto R^{-2}$, где R — расстояние вдоль струи, плотность облаков, сдерживаемых от расширения динамическим давлением этого газа, падает примерно на два порядка к концу струи. При этом размер облаков, зависящий от расстояния как $l_c \propto R^{2/3}$, увеличивается примерно в 5 раз. Объемная мера эмиссии в газе облаков $n^2 l_c^3$ падает как R^{-2} или несколько слабее за счет просветления облаков. Поэтому компоненты подвижных линий, соответствующие концу зоны выметания,

наблюдаются как правило только у линий $H\alpha^\pm$.

С быстрой эволюцией облаков за зоной выметания вероятно связано существование зоны поярчания в радиоструях SS 433, которая наблюдается на VLBI изображениях [68]. Зона поярчания располагается на расстоянии $3.7 \cdot 10^{15}$ см, что соответствует 5.6 дням полета газа, т.е. непосредственно за зоной выметания. Здесь плотность налетающего газа резко падает. Облака, несдерживаемые более за зоной выметания, расширяются и заполняют весь объем струи (скопления). Этот процесс приводит к появлению множества ударных волн в струе и к быстрому нагреву газа. С этим, вероятно, связано увеличение эффективности процесса генерации релятивистских частиц в зоне поярчания. Свободное расширение облаков начинается на границе зоны выметания, на расстоянии около $3 \cdot 10^{15}$ см (4.5 дня полета газа), и в результате приводит, как мы предполагаем, к поярчанию радиоструи на расстоянии $3.7 \cdot 10^{15}$ см. Участок струи между зонами выметания и поярчания, который назовем зоной расширения, соответствует примерно одному дню полета струи. Для облаков в зоне выметания выполняются зависимости $l_c \propto R^{2/3}$, $q \propto R^{-1}$. Пересчитывая параметры облаков, полученные нами для $R \approx R_m$, на внешнюю границу зоны выметания, получаем, что облака заполняют весь объем струй — приходят в столкновение друг с другом — за время $t = t_s/q^{1/3} \approx 1$ день, что соответствует длине зоны расширения. Таким образом, наши предположения о взаимодействии струй с ветром аккреционного диска и о динамике облаков, дополнительно подтверждаются существованием зоны поярчания.

Нам представляется весьма важным, что струи SS 433 движутся сквозь окружающую среду не в ранее проделанном канале, как струи с неизменным направлением, а все время перестраивают этот канал, изменяя его направление в сторону прецессионного движения. При этом поперечный профиль плотности и скорости межоблачного газа в струе уже не будет осесимметричным: большие градиенты будут в сторону направления прецессионного вращения. Учитывая сильную зависимость структуры струй

от характера взаимодействия с окружающей средой [67], мы предполагаем, что именно прецессия обуславливает наклон оси диаграммы направленности излучения струй SS 433 в сторону прецессионного вращения (см. Гл. 1.5). Вообще сам факт излучения струй, т.е. образование, длительное существование и тепловой баланс облаков в струях, может быть обусловлен такой кинематической картиной — прецессионным смещением струи относительно медленного ветра от центрального источника.

Для объяснения анизотропии излучения струй SS 433 мы предлагаем модель, в которой скопления облаков, чья оптическая толщина согласно Гл. 2.1 и 2.2 больше единицы, имеют *плоскую* форму или преимущественное направление выхода квантов света вследствие *просветления* градиентом скорости в облаках [65]. В этой модели направление, перпендикулярное к плоскости скоплений облаков, или направление просветления, имеет наклон к вектору скорости струи в сторону прецессионного вращения. Вдоль этого направления излучение струй максимальное как вперед, так и назад. Все сказанное относительно скоплений облаков может иметь отношение и к индивидуальным облакам. Выше мы говорили об удержании облаков от расширения динамическим давлением налетающего газа. Поэтому естественно предположить, что как плоская форма, так и просветление могут быть вызваны течением межоблачного газа относительно облаков (здесь под течением газа можно понимать и ударные волны). Это течение противоположно направлению прецессионного движения и наклонено к оси струи. Ориентация его возможно совпадает с ориентацией диаграммы направленности излучения струй (см. Гл. 1.5). Прецессионная фаза максимума интенсивности подвижных линий, около 0.8, соответствуют тогда минимальному наклону оси облака или направления просветления к лучу зрения. Эта модель анизотропии излучения струй SS 433 хорошо согласуется с выводом главы 2.1 о плоской форме излучателя.

Наша модель анизотропии излучения струй SS 433 естественно объясняет то, что лобовая сторона излучателя в струях более яркая (Гл. 1.5) за

счет динамического взаимодействия облаков струй с налетающим межоблачным газом. Следовательно, диссипация кинетической энергии струй является одним из источников нагрева струй.

2.4 Коллимированное излучение как источник нагрева струй.

Струи SS 433 по происхождению связаны с аккреционным диском, являясь одним из проявлений сверхкритической аккреции [69]. Орбитальное затмение рентгеновского излучения струй [70] свидетельствует, что струи выходят из полюсных воронок аккреционного диска. Эти воронки могут формировать коллимированное излучение с максимумом в мягком рентгеновском диапазоне, и с интенсивностью много превышающей Эддингтоновский предел [9, 10]. Раствор конуса коллимированного излучения (далее конус излучения) может быть порядка 1 рад [10, 71]. Конуса излучения были обнаружены вдоль радио струй в активных ядрах галактик [11], аналогом которых является SS 433. Поэтому, возможно, что конус излучения имеется и в SS 433.

Фабрика и Борисов [12] показали, что газ в струях SS 433 может нагреваться рентгеновским излучением, которое должно быть коллимированным, т.к. интенсивности изотропного излучения системы недостаточно. Здесь мы проверяем непротиворечивость этой идеи наблюдательным данным с помощью моделирования профилей подвижных линий струи, при предположении о нагреве газа в струе коллимированным излучением.

2.4.1 Положение струи в конусе излучения.

Прецессионное и нутационное движения струи приводят к выходу струи из конуса излучения на больших расстояниях. Время выхода конкретного облака из конуса, а значит и время угасания его излучения, зависит от фаз нутации в моменты наблюдения и появления облака в струе. Мы предположили, что струя и конус излучения соосны и одинаковым образом изменяют ориентацию в пространстве вследствие прецессии и нутации. Прецессионное вращение происходит в противоположном на-

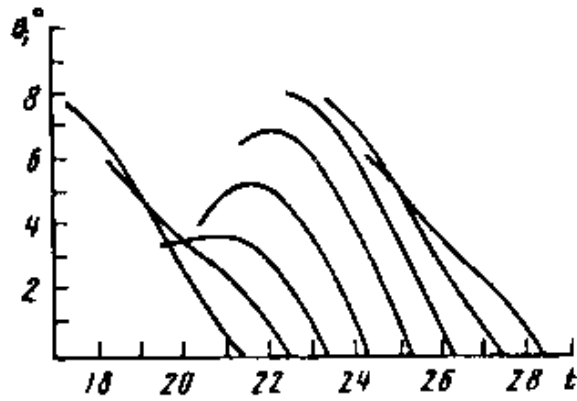


Рис. 10: Положение струи в конусе излучения на моменты наблюдений SS 433 с 21 по 28 июля 1981 г. Ось t — момент появления облака у основания струи по всемирному времени (в днях), ось θ — угловое расстояние этого облака от оси конуса излучения на момент наблюдения.

правлении нутационному, и оба имеют равномерный круговой характер [72].

Мы рассчитали видимое для земного наблюдателя положение оси струи в конусе при предположении, что струя видна в результате мгновенного переизлучения фотонов конуса излучения (т.к. время рекомбинации газа в облаках около 1 с), и с учетом одновременности прихода к наблюдателю фотонов от разных частей струи. На рис. 10 показано положение оси струи в конусе в моменты наблюдений SS 433 с 21 по 28 июля 1981 г. Копыловым и др. [41]. Профили подвижной линии $\text{H}\alpha^-$, полученные в этих наблюдениях, мы сравнивали с модельными профилями. Ось t на рис. 10 — момент появления облака у основания струи по всемирному времени (в днях), ось θ — угловое расстояние этого облака от оси конуса излучения на момент наблюдения t_0 , которое равно моменту пересечения траектории струи с осью t . Из рис. 10 следует, что в зависимости от времени дальняя от источника часть струи может быть на расстоянии 3–8° от оси конуса излучения, что существенно превышает собственный раствор струй, который равен $\approx 1^\circ$ [15]. Расстояние облака от начала струи определяется по формуле:

$$R = V_j t_c / (1 - \beta \cos \eta), \quad (7)$$

где $t_c = t_0 - t$ — продолжительность времени существования облака по часам наблюдателя, $\beta = V_j/c$, η — угол между вектором скорости облака и лучом зрения, который зависит от фаз прецессии и нутации. Концы траекторий струи на рис. 10 соответствуют 4-м дням полета облака — максимальной продолжительности видимости отдельных деталей в профилях подвижных линий [15]. Угол θ определяется относительно положения оси конуса излучения в момент времени излучения ионизирующего фотона $t_e = t_0 - (1 - \cos \eta) R/c$, где учтено время движения фотонов от источника до облака и условие одновременной регистрации наблюдателем излучения от всех облаков.

В связи с изменением положения струи в конусе излучения форма профилей подвижных линий должна зависеть от времени наблюдения. На рис. 11 представлены профили подвижной линии Na^+ : слева — наблюдаемые, полученные с 21 по 28 июля 1981 г. Копыловым и др. [41], справа — рассчитанные нами. По горизонтальной оси — длина волны, по вертикальной оси — относительная интенсивность в одинаковом масштабе для всех профилей. Видно, что наблюдаемые профили состоят из нескольких компонент, проходящих стадии увеличения и угасания интенсивности. В отдельном компоненте излучает не одно, а множество облаков (см. Гл. 2.2). Наиболее мощные компоненты находятся на длинах волн, соответствующих экстремумам в нутационной кривой лучевой скорости, вследствие увеличения количества облаков с данной лучевой скоростью — это эффект проекции [15]. Следовательно на длинах волн, соответствующих точкам поворота в движении линии по спектру, должны быть видны наиболее старые компоненты, являющиеся реликтами эволюции наиболее мощных компонент. На рис. 11 стрелочками отмечены эволюционирующие компоненты на двух экстремальных длинах волн. Продолжительность их видимости составляет около 4-х дней. Поэтому нижний предел на величину раствора конуса излучения должен быть не меньше величины 2θ (см. рис. 10) для 4-х дневного облака, видимого в самой старой компоненте подвижной линии.

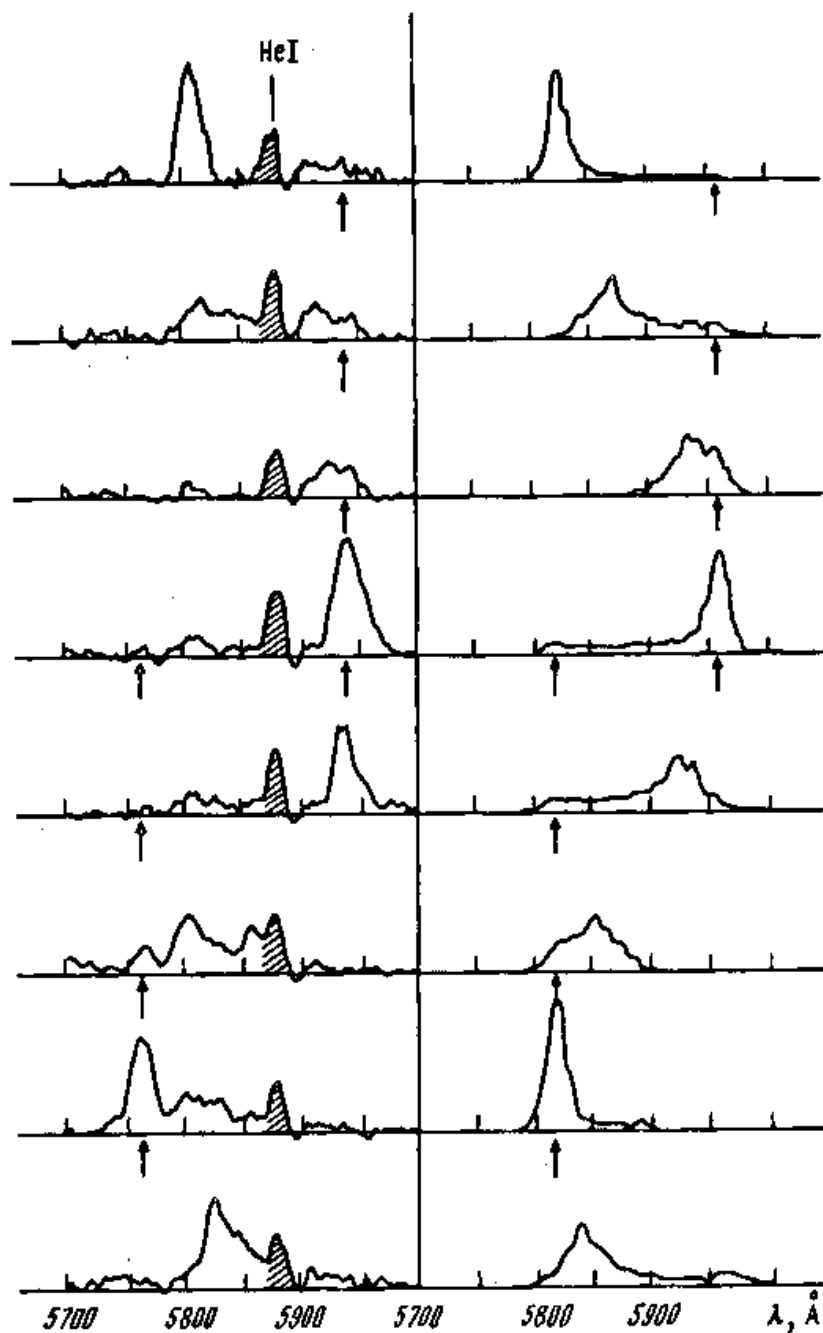


Рис. 11: Профили подвижной линии He I : слева — наблюдаемые, справа — модельные. Модельные профили получены для изотропного распределения излучения в конусе с раствором $\theta_c = 20^\circ$. Заштрихована стационарная линия $\text{He I } \lambda 5876$. Стрелочками обозначены эволюционирующие компоненты на длинах волн, соответствующих экстремумам кривой лучевых скоростей.

2.4.2 Модель струи и алгоритм расчета профилей.

С целью определения параметров коллимированного излучения SS 433 мы моделировали профили наиболее яркой линии струй $\text{H}\alpha^-$. Струя с известными кинематическими параметрами (см. Гл. 1.1) заполнялась облаками с периодом 100 с, который обеспечивает сходство мелкомасштабной структуры модельных профилей с наблюдаемыми [15]. На расстоянии увеличения интенсивности излучения струй в оптике ($R \leq R_m$) мы использовали предположенную Борисовым и Фабрикой [15] экспоненциальную функцию потока излучения облака:

$$F(R) = F_0 \exp((R - R_m)/R_{in}), \quad (8)$$

где F_0 — постоянный коэффициент. Оказалось, что наши модельные профили ближе к наблюдаемым при значениях $R_m = 4 \cdot 10^{14}$ см и $R_{in} = 1.7 \cdot 10^{14}$ см, что совпадает с результатами в [12].

На расстояниях $R > R_m$ нагрев облака определялся коллимированным излучением. Доля линии $\text{H}\alpha$ в охлаждении газа α зависит от условий в облаках и изменяется вдоль струи. Однако для нашей задачи учет этого изменения несуществен, т.к. мы получаем нижний предел на раствор конуса излучения и учитываем любой отклик струи в виде эмиссии в $\text{H}\alpha$ на освещение коллимированным излучением. Поэтому мы предполагаем величину α постоянной. Из этого предположения следует, что поток излучения облака в линии $\text{H}\alpha$ пропорционален поглощенной энергии ионизирующего излучения, которая вследствие его диллюции и оптической прозрачности облаков пропорциональна R^{-2} и не зависит от изменений размера и плотности облака с расстоянием. Из нашего анализа бальмеровских декрементов и интенсивностей подвижных линий от двух противоположных струй SS 433 (см. Гл. 1.6) следует, что задняя сторона облака не горячее передней и функция источника в облаке близка к однородной, что позволяет предполагать оптическую прозрачность облака для ионизирующего излучения. Возможно, что струя в целом, так же как и отдельное облако, является прозрачной для ионизирующего излучения. Поэтому

мы предположили, что зависимость фактора перекрытия облаков ξ от расстояния не влияет на функцию светимости группы близких облаков, которое можно представлять как одно облако. Дополнительно это предположение может быть аргументировано также, как и предположение о постоянстве величины α .

Несмотря на диллюцию коллимированного излучения, поддержание температуры облаков около 10^4 К вдоль всей струи, как того требуют наблюдения, вполне возможно вследствие особенности поведения водорода при этих температурах: при уменьшении температуры в области 10^4 К рекомбинация водорода приводит к резкому уменьшению охлаждения газа, примерно в 1000 раз [73]. Поэтому при достаточной мощности коллимированного излучения удаляющиеся от источника облака могут излучать в линии $\text{H}\alpha$ до расстояний, удовлетворяющих условию ослабления нагрева облака не более чем в $(R/R_m)^2 < 10^3$ раз. Предельно возможная длина оптической струи, согласно этому неравенству, $R \approx 10^{16}$ см значительно превышает длину $\text{H}\alpha$ -струи, которая равна $3 \cdot 10^{15}$ см [15]. Таким образом на расстояниях $R > R_m$ поток излучения облака в линии $\text{H}\alpha$ равен:

$$F(R, \theta) = F_0 f(\theta)/R^2, \quad (9)$$

где $f(\theta)$ — функция распределения интенсивности излучения в конусе. Было рассмотрено два вида распределения $f(\theta)$:

$$f(\theta) = \begin{cases} 1, & \theta \leq \theta_c/2 \\ 0, & \theta > \theta_c/2 \end{cases} \quad (10)$$

$$f(\theta) = \exp(-2\theta/\theta_c) \quad (11)$$

Далее метод расчета профилей подвижных линий был следующий. По случайно заданным угловым координатам облака в струе и по фазам прецессии ψ_{pr} и нутации ψ_n на момент рождения облака определялся угол η между вектором его скорости и лучом зрения. Затем по формуле (7) определялось расстояние от источника до этого облака на момент наблюдения. Далее определялись фазы ψ_{pr} и ψ_n , соответствующие направлению конуса

излучения в момент t_c . И по известным фазам после несложных вычислений определялся угол θ между вектором скорости облака и осью конуса излучения. Излучение каждого облака суммировалось в профиль подвижной линии с учетом влияния эффекта Доплера на длину волны и релятивистских aberrаций света на наблюдаемую интенсивность. Если время существования облака t превышало интервал времени между моментами наблюдений в последнюю ночь и в предыдущие ночи, то излучение этого облака суммировалось и в профили этих предыдущих ночей с соответствующими им интенсивностями. Суммирование в профиль данной ночи продолжалось до тех пор, пока время t для этой ночи не превышало 4-х дней. Окончательно профили линий сворачивались с профилями аппаратной функции, соответствующей спектральному разрешению 4 \AA [41].

2.4.3 Результаты моделирования.

Неизвестными параметрами при моделировании были θ_c и фаза нутации для первого профиля ψ_n^1 , выбор которой определяет характер изменения профиля от ночи к ночи. Как видно из рис. 11, движение главного пика в модельных профилях (которые рассчитаны для ступенчатого, т.е. изотропного внутри конуса, распределения $f(\theta, \theta_c = 20^\circ)$) и их форма хорошо согласуются с наблюдениями. Оба вида функции $f(\theta)$ — ступенчатое и экспоненциальное распределения — приводят к почти идентичным профилям, для чего, однако, необходим выбор различных θ_c . Это объясняется тем, что форма профилей определяется главным образом *дильуцией* коллимированного излучения. Тот факт, что источник нагрева облаков имеет зависимость $\propto R^{-2}$, может также соответствовать нагреву за счет диссипации кинетической энергии облаков при их движения через медленный ветер аккреционного диска (см. Гл. 2.3).

На рис. 11 видно, что в случае ступенчатого распределения $f(\theta)$ самые старые компоненты подвижной линии (помеченные стрелочками), связанные с эффектом проекции, воспроизводятся при $\theta_c = 20^\circ$, когда, согласно рис. 10, струя находится заведомо в пределах конуса излучения.

Моделирование показало, что четырехдневные реликты исчезают и форма профилей хуже согласуется с наблюдениями, если θ_c становится меньше 14° и 50° в случаях ступенчатого и экспоненциального распределений $f(\theta)$ соответственно. В первом случае исчезновение связано с выходом струи за границу конуса излучения. Поэтому 14° — нижний предел полного раствора конуса излучения. Во втором случае с более естественным непрерывным распределением интенсивности излучения в конусе струя всегда находится внутри конуса излучения, и исчезновение 4-х дневных реликтов при уменьшении θ_c происходит в результате уменьшения нагрева облаков.

Понятно, что θ_c зависит от вида функции распределения $f(\theta)$, который нам неизвестен. Полученное для экспоненциального распределения $f(\theta)$ ограничение $\theta_c \geq 50^\circ$ означает слабую зависимость $f(\theta)$, т.е. интенсивность излучения в конусе распределена приблизительно изотропно и разница между обоими вариантами функции $f(\theta)$ в этом смысле незначительна.

Определение верхнего предела значений θ_c по изменению вида реликтовых компонент профиля не представляется возможным из-за их слабости. Фабрика и Борисов [12] нашли, что $\theta_c < 13^\circ$. Однако этот предел был получен при слишком сильном предположении, что облака гаснут в линии $\text{H}\alpha$ вследствие выхода из конуса излучения. Это не учитывает возможность ослабления нагрева вследствие других причин, таких как, например, дилуции коллимированного излучения. Поэтому в рамках модели нагрева струй коллимированным излучением уверенной является только оценка нижнего предела раствора конуса излучения.

Найдем нижнюю границу светимости коллимированного излучения L_c , предположив, что оптическая толщина струи для ионизирующего излучения равна $\tau \sim 1$. В этом случае светимость струи в линии $\text{H}\alpha$ равна:

$$L_{\text{H}\alpha} = \alpha L_c \pi l_c^2 N / 4 \xi \Omega_c R_m^2, \quad (12)$$

где Ω_c — телесный угол конуса излучения, l_c — размер облака, N — число облаков. Фактор перекрытия ξ определим как отношение суммарной

площади поперечных сечений облаков, образуемых в единицу времени, к площади, заматаемой струей при нутационном движении:

$$\xi = \frac{\pi L_k}{m_p l_c V_j^2} \bigg/ \frac{2\pi R^2 \theta_n \theta_j}{P_n}. \quad (13)$$

Как мы уже говорили величина α вероятно изменяется вдоль струи. Примем примерное значение $\alpha \approx 0.01$ [73] для области температур в струях SS 433. Подставляя величину ξ в формулу (12) получим величину L_c :

$$L_c \approx 3 \cdot 10^{39} \left(\frac{\theta_c}{0.24 \text{ рад}} \right)^2 \frac{0.01}{\alpha} \frac{L_k}{10^{39} \text{ эрг/с}} \frac{10^{12}}{N_c} \frac{10^{13} \text{ гр}}{M} \text{ эрг/с}, \quad (14)$$

где использованы полученные нами раньше значения величин $L_{H\alpha}$, L_k , N , M и известные кинематические параметры из Гл. 1.1. Формула (14) дает нижний предел величины L_c , т.к. при выводе мы использовали предположение $\tau = 1$ (величина τ может быть и меньше) и минимальную величину θ_c , найденную из моделирования. Полученная оценка светимости коллимированного излучения согласуется с величиной болометрической светимости SS 433.

Таким образом, сходство между модельными и наблюдаемыми профилями линии $H\alpha$ по форме и изменению со временем дает основание предполагать, что газ в струях SS 433 действительно нагревается коллимированным излучением аккреционного диска. Существенное различие растворов конуса излучения и струи свидетельствует о различии способов коллимации излучения воронки аккреционного диска и струи. Светимость конуса излучения может составлять несколько десятков процентов от болометрической светимости SS 433. Прямые наблюдательные доказательства наличия конуса излучения в SS 433 пока отсутствуют. Ориентация системы не позволяет наблюдать его непосредственно. Результат нашего исследования говорит о том, что модель коллимированного излучения аккреционного диска соответствует данным наблюдений и современным представлениям о струях SS 433.

В этой главе мы нашли физические условия в струях SS 433. По интенсивности подвижных линий и БД мы определили, что излучающий газ

сконцентрирован в плотных облаках, с плотностью $\geq 10^{13}$ см⁻³, которые в свою очередь распределены в струе скоплениями. Параметры облаков согласуются с идеей образования облаков посредством тепловых неустойчивостей. Возможно, что уникальность субрелятивистских оптических струй SS 433 (факт продолжительного излучения в оптических линиях) объясняется прецессией струй. Прецессия струй обуславливает динамическое взаимодействие облаков с межоблачным газом на длине выметания струей медленного ветра аккреционного диска, которая равна длине оптических струй. Это взаимодействие определяет вид диаграммы направленности излучения, найденный в Гл. 1.5. Кроме диссипации кинетической энергии струй источником нагрева облаков в струях может быть также коллимированное излучение.

3 Затмения в SS 433 в эмиссионных линиях.

3.1 Наблюдаемые проявления сверхкритического аккреционного диска в SS 433.

В предыдущих главах мы рассматривали струи SS 433. Для понимания природы струй не менее важными являются знания о центральном объекте, который генерирует струи. SS 433 является тесной двойной системой, в которой ОВ звезда переполняет полость Роша и истекает в очень бурном темпе — $\sim 10^{-4}M_{\odot}/\text{год}$ [66, 74]. В результате вокруг релятивистского компонента формируется геометрически толстый ($\sim 10^{12}$ см) сверхкритический (сверхэддингтоновский) аккреционный диск [69]. Этот диск прецессирует одновременно со струями. Его болометрическая светимость равна $L_b = 0.4-1 \cdot 10^{40}$ эрг/с [20, 21], что ставит SS 433 в ряд ярчайших звезд Галактики. Образование струй в SS 433 вероятно связано со сверхкритическим режимом аккреции, при котором почти все аккрецирующее вещество истекает из аккреционного диска, преимущественно вдоль оси диска [69]. Структура такого диска представляет большой интерес, кроме того это важно в связи с вопросом о природе струй.

В спектре объекта присутствуют стационарные эмиссионные линии H, HeI, HeII, CIII, NIII, с шириной в крыльях $1-2 \cdot 10^3$ км/с [42, 75]. Иногда появляются узкие оболочечные линии излучения и поглощения. SS 433 проявляет себя как затменная двойная система с периодом $13^{\text{d}}082$. Затмения наблюдались в оптическом и в рентгеновском диапазонах спектра. Продолжительность затмения около 5-ти дней. С детальным описанием кривой блеска SS 433 можно ознакомиться в [51]. Орбитальную модуляцию показывают и кривые лучевых скоростей стационарных эмиссионных линий H и He [42, 75]. Причем источник эмиссии HeII $\lambda 4686$ расположен в верхнем соединении в фазе главного минимума [76] — фазе затмения аккреционного диска.

В [77, 78] была предложена модель прецессирующего, или ”плавающего”, аккреционного диска, в рамках которой объясняются изменения

блеска SS 433 с периодом прецессии: система становится ярче при увеличении площади проекции диска на картинную плоскость. Прецессия оси диска есть результат прецессии оси вращения массивной ОВ звезды, наклоненной к оси орбиты. Однако, до сих пор нет единой модели, полностью объясняющей орбитальные и прецессионные кривые блеска. Данные оптических и рентгеновских наблюдений свидетельствуют, что затмеваемый в главном минимуме источник света (аккреционный диск) является скорее многокомпонентным, типа как у катаклизмических переменных звезд. Структурность этого источника может быть обусловлена несколькими факторами. Есть основания предполагать [79, 80], что в местах выхода струй на аккреционном диске имеются горячие пятна, или "короны диска" [81]. Кроме того, значительный вклад в светимость источника может давать аккреционный газовый поток от "нормальной" звезды и пятно на диске, в месте контакта потока с диском. Условия видимости диска меняются в ходе прецессии, что влияет на вид затмений и кривых блеска в целом. Орбитальные кривые блеска в разных фазах прецессии свидетельствуют об асимметрии аккреционного диска [81] (см. также рис. 3).

В [43] было показано, что области образования стационарных эмиссионных линий SS 433 затмеваются нормальной звездой. Анализ поведения лучевых скоростей и профилей этих линий может дать информацию о структуре аккреционного диска. Ниже мы исследуем структуру диска в линиях HeII $\lambda 4686$ и H β .

3.2 Наблюдательный материал.

Для анализа профилей стационарных эмиссионных линий мы используем данные спектральных наблюдений, проведенных в затмениях 1–5 июня 1986 г. (затмение 1, фаза прецессии $\psi = 0.92$) и 2–5 сентября 1988 г. (затмение 2, $\psi = 0.99$). Эти наблюдения являются частью программы многолетнего мониторинга затмений в SS 433 в кооперации нескольких обсерваторий, результаты которой подробно описаны в [44]. Фотометрия

проводилась на телескопах Крымской станции ГАИШ и на 1-м телескопе ИАФ АН Таджикистана на горе Санглок.

Спектральные наблюдения SS 433 были выполнены на 6-м телескопе САО, на спектрографе СП-124 с линейным IPCCS-приемником — TV сканером [82]. В табл. 8 (в Приложении) представлен журнал наблюдений SS 433, в которых принимал участие автор. Эти наблюдения относятся ко времени затмения 2, а также к 1989 и 1990 гг. Часть данных по параметрам подвижных линий (см. табл. 7), используемых в Гл. 1, была получена по этим наблюдениям. С участием автора было получено 46 спектров SS 433 в течение 17 ночей. В табл. 8 приведены: номер файла, юлианская дата середины экспозиции, время экспозиции, спектральный диапазон. Использовалась Ar-Ne-He-лампа полого катода для калибровки по длине волны. Спектры обрабатывались с учетом влияния магнитного поля Земли на положение спектра, за неоднородность чувствительности фотокатода и сглаживались низкочастотным фильтром, вычитался спектр фона ночного неба. Результирующее спектральное разрешение по нашим спектрам составляло $\Delta\lambda \approx 4 \text{ \AA}$. Далее спектры были приведены к абсолютным потокам (в единицах $\text{эрг}/\text{см}^2 \text{ с \AA}$) с помощью данных фотометрии [44]. Вклад эмиссионных линий в полосах B и V не превосходит 2–3 %, поэтому абсолютная калибровка потоков в интересующих нас линиях HeII $\lambda 4686$ и $H\beta$ достаточно корректна. Обработка спектров осуществлялась с помощью программ на основе языка SIPRAN [83].

Во время рассматриваемых затмений проводились также фотометрические наблюдения объекта [44]. Кратко представим их результаты. Наши наблюдения относятся к фазам прецессии вблизи $\psi = 0$, т.е. когда диск имеет максимальную проекцию на картинную плоскость. В этих фазах затмение диска происходит следующим образом: от орбитальной фазы $\phi \approx 0.75$ до первого контакта на $\phi \approx 0.9$ блеск SS 433 постепенно понижается, примерно на 25 % в фильтре V , затем происходит резкое падение блеска. Фазы моментов контактов, а также крутизна входа и выхода из затмения, по-видимому, варьируются в зависимости от фазы

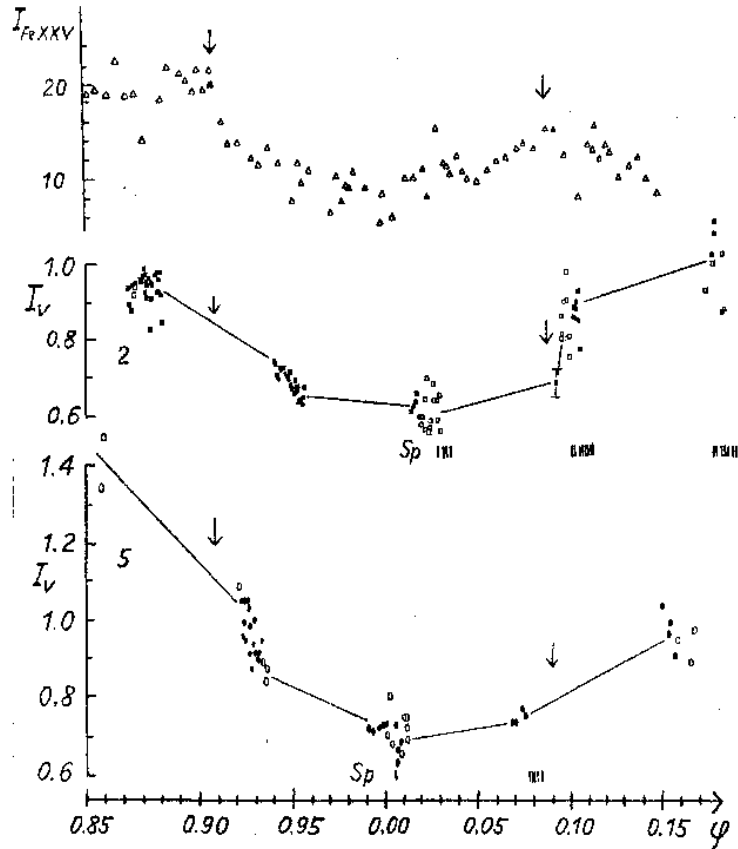


Рис. 12: Кривые интенсивности затмений SS 433 в полосе V . Вверху — затмение 2–5 сентября 1988 г., в середине — затмение 1–5 июня 1986 г. Светлые значки — фотографические наблюдения, темные — фотоэлектрические. Внизу показана кривая интенсивности эмиссии FeXXV по данным Ginga. Вертикальными отрезками указаны фазы спектральных наблюдений.

прецессии (даже в узком интервале фаз $0.9 < \psi < 0.1$), т.е. от ориентации аккреционного диска. Медленное изменение блеска между контактами и элонгациями может быть как следствием эффекта прогрева поверхности "нормальной" звезды, так и затмением внешних частей аккреционного диска.

На рис. 12 показана интенсивность излучения SS 433 в фильтре V в обсуждаемых затмениях [44]. За единицу принята величина внезатменного блеска $V = 14^m.0$. Перед затмением 1988 г. произошла вспышка звезды, при которой ее блеск поднялся над спокойным средним уровнем на 40 %, и затмение началось в активном состоянии. Нисходящая ветвь

этого затмения и уровень "дна" заметно превышают уровень спокойного состояния и постепенно приближаются к нему. Амплитуда резких спадов и подъемов блеска при входе в затмение и выходе достигает почти 0^m3 . На рисунке приведена кривая интенсивности эмиссии FeXXV, полученная по результатам наблюдений на спутнике Ginga в затмении 18–23 мая 1987 г. ($\psi = 0.09$) [84]. Как известно, затмение в рентгеновском диапазоне частное и составляет 50 % интенсивности. По этим данным можно сделать вывод [44], что внешние контакты в рентгеновском затмении совпадают с контактами в оптике. Следовательно ярким источником света в континууме является область вокруг рентгеновской струи.

Описание спектров SS 433 в затмении 1986 г. приведено в [43]. В спектрах видны яркие эмиссионные линии $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ и HeI с профилями типа P Cyg, эмиссия HeII $\lambda 4686$, бленда эмиссионных линий CIII, NIII $\lambda_{eff} 4644$, слабые эмиссии FeII, также имеющие профили типа P Cyg, а также многочисленные и сложные по структуре движущиеся эмиссии $H\alpha^-$, $H\beta^\pm$, $H\gamma^\pm$, $H\delta^+$ и $H\epsilon^+$. В ходе затмений не замечено радикального изменения спектра, появления или исчезновения спектральных линий. В центре затмения линия HeII $\lambda 4686$ выглядит более узкой, чем вне затмения, на 30 % по FWHM [43]. Другие линии показывают меньшие изменения.

В затмении 1988 г., в активном состоянии, изменения ширины профиля HeII $\lambda 4686$ и его интенсивности еще больше. Даже в последовательно полученных спектрах заметна переменность профиля. Эмиссии HI и FeII не имеют абсорбционных компонентов. В этом затмении спектры первой ($\phi = 0.007-0.011$) и третьей ($\phi = 0.238$) ночей низкого качества (получены сквозь облака), поэтому точность измерения интенсивностей линий хуже, чем точность для спектров 2-й ночи ($\phi = 0.078-0.084$).

3.3 Анализ профилей эмиссионных линий в затмениях.

3.3.1 Линия HeII $\lambda 4686$.

На рис. 13 и 14 показаны профили HeII $\lambda 4686$ и бленды CIII, NIII $\lambda_{eff} 4644$ в затмениях 1986 и 1988 г. соответственно. Спектры, полученные в од-

ну ночь, наложены друг на друга, чтобы показать изменения профилей от спектра к спектру. В каждую ночь дана последовательная нумерация спектров.

В фазах "дна" затмения 1986 г. ($0.025 \leq \phi \leq 0.031$) профиль HeII наиболее узкий и симметричный и хорошо аппроксимируется гауссовой функцией, его полуширина FWHM составляет ≈ 1000 км/с. Лучевая скорость гауссова компонента равна $V_r = 54$ км/с. В фазах $\phi = 0.096-0.107$, сразу после второго контакта рентгеновской струи, в профиле появилось яркое голубое крыло, увеличившее ширину линии. Интенсивность гауссова компонента уменьшилась в этих фазах в 1.5–2 раза. Однако локальный максимум этого компонента виден почти в каждом спектре. Виден большой разброс с голубой стороны профиля: за 20–40 минут появляются и исчезают детали крыла. Быстрая переменность эмиссии в голубом крыле возможно связана с неравномерным истечением вещества. В то же время положение красной части профиля не сдвигается относительно положения в затмении. Интенсивность голубого крыла переменна и нарастает от ранних спектров к поздним. Полуширина профиля в эту и последующие ночи увеличивается с появлением голубого крыла на 300–500 км/с, отдельные же детали голубого крыла распространяются до $V_r = -1500$ км/с.

В середине затмения 1988 г. эмиссия HeII очень узкая с FWHM ≈ 700 км/с и лучевой скоростью соответствующего гауссова компонента около 150 км/с. На следующую ночь видно расширение линии и смещение максимума в голубую сторону. Профиль переменен как с красной, так и с голубой стороны, интенсивность излучения в обоих крыльях растет со временем, однако, как и в затмении 1986 г., голубое крыло более переменное. Переменна не только линия HeII, но и профиль бленды CIII, NIII. Как и в затмении 1986 г. амплитуда узкого гауссова компонента во вторую ночь уменьшается. Через ночь (уже вне затмения) наблюдается мощная эмиссия HeII. Даже в активном состоянии спектры качественно подтверждают картину поведения профиля линии HeII в затмении 1986 г.

Итак, линия HeII состоит из двух компонент с разными областями

Рис. 13: Профили линии HeII $\lambda 4686$ и бленды CIII, NIII $\lambda 4644$ 1–5 июня 1986 г.; внизу — в фазах "дна" затмения, выше — вне затмения. Интенсивность дана в единицах 10^{-15} эрг/см² с Å. Спектры 2-ой, 3-ей и 4-ой ночей сдвинуты вверх на 1.5, 3.7, 5.3 единиц соответственно. Пунктир показывает зеркальное отображение красного крыла линии.

Рис. 14: Участок спектра, что и на рис. 13, 2–5 сентября 1988 г. Спектр 1-ой ночи сдвинут вниз на 1.8 единицы, спектр 3-ей ночи сдвинут вверх на 1.8 единицы.

формирования: широкого асимметричного и переменного компонента, который затмевается в центре затмения аккреционного диска, и узкого гауссова компонента, который затмевается нормальной звездой на более поздних фазах. Мы выделили профиль линии HeII, излучаемой в диске, вычитая из наблюдаемого профиля гауссовый профиль, минимизируя остаточную интенсивность в линии. Предварительно лучевые скорости профилей линий HeII были исправлены за орбитальное движение на основании кривой лучевых скоростей [85]. На рис. 15 приведены фрагменты средних спектров затмения 1986 г., включающие линии CIII, NIII и HeII и ниже спектр 2-й ночи затмения 1988г. (в 1-ю и 3-ю ночи спектры были плохого качества). Справа от линии HeII хорошо видна эмиссия HeI $\lambda 4713$, также на спектрах заметны две релятивистские эмиссии. Результат вычитания показан пунктирными линиями.

Хорошо видно, что профиль остатка двугорбый. В первую ночь затмения 1 вычитание получилось практически полное — полное затмение широкого компонента HeII звездой. Небольшой избыток в голубом крыле составляет всего 5 % по интенсивности от всей линии до вычитания. Процедуру корректной аппроксимации профиля HeII осложняет наличие в его красном крыле линии HeI $\lambda 4713$. Однако интенсивность последней существенно меньше, чем интенсивность линии HeII. Во вторую ночь появилось интенсивное голубое крыло широкого компонента. В остаточных профилях двух последующих ночей хорошо заметна уже и красная компонента. Она менее интенсивна, чем голубая. Двугорбость профиля, оставшегося после вычитания гауссианы, хорошо видна в затмении 2, где обе компоненты остаточного профиля примерно одинаковой интенсивности. Тот факт, что в центре затмения диска линия превосходно описывается узким гауссовым профилем, регулирует процедуру деблендирования. Он указывает на то, что из профилей этой линии, полученных в последующие ночи, мы должны вычитать именно гауссов профиль. Аргументом в пользу корректности нашей процедуры вычитания является регулярность поведения параметров полученного гауссова компонента в затмении (см.

Рис. 15: Суммарные спектры за ночь для затмения 1 и за вторую ночь затмения 2. Единицы интенсивности такие же как на рис. 13. Цифры обозначают номер ночи в затмении. Пунктиром показан результат вычитания гауссова профиля из профиля линии HeII.

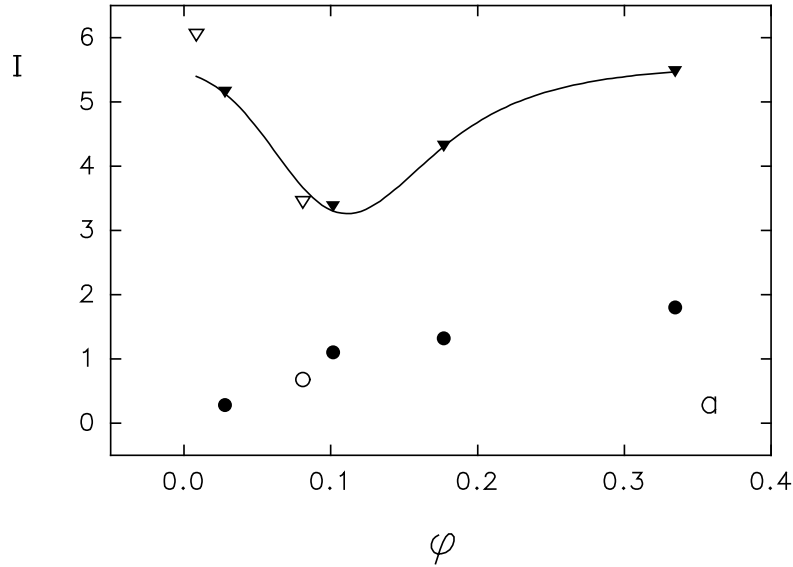


Рис. 16: Зависимость от орбитальной фазы потоков гауссового компонента (треугольники) и в голубом крыле (кружки) профиля HeII в единицах 10^{-14} эрг/см² с, полученные по средним спектрам. Темные символы — затмение 1, светлые — затмение 2. Затмение узкого гауссового компонента линии происходит на фазе около 0.11.

ниже).

В работе [64] также проводился гаусс-анализ профилей HeII. Из требования минимизации остатков там выделялось до трех компонентов этой линии и строились их кривые лучевых скоростей. Однако, не было сделано каких-либо определенных выводов о природе этих компонентов. На основе анализа поведения этой линии в затмениях мы выделяем два компонента, соответствующие разным пространственным областям.

По результатам нашего анализа на рис. 16 показана зависимость потока гауссового компонента (треугольники) и в голубом крыле (кружки) профиля HeII по средним спектрам. Потоки в линии в затмении 2 были умножены на коэффициент 1.15, выбранный из соображений сопоставимости кривых. Из рисунка определенно можно заключить, что область образования узкого компонента HeII затмевается "нормальной" звездой только частично. Минимум интенсивности узкого компонента достигается на фазе около 0.11; затмение является частным, глубина за-

Рис. 17: Зависимость интенсивности голубого крыла HeII $\lambda 4686$ в затмениях от орбитальной фазы, полученная по индивидуальным спектрам. Средняя интенсивность вне затмения принята за единицу. K_x — фаза последнего контакта рентгеновского затмения.

тмения около 35 %. Затмение области образования этого компонента, по-видимому, несимметрично, выход области из затмения более пологий чем вход. Область образования голубого крыла этой линии почти полностью закрывается в центре затмения и резко открывается в районе рентгеновского контакта на фазе 0.09.

На рис. 17 показано изменение интенсивности голубого крыла от орбитальной фазы, полученное по индивидуальным спектрам. Момент контакта рентгеновского затмения K_x находится около середины восходящей ветви, следовательно источником излучения в широкой компоненте линии HeII является область вокруг рентгеновской струи. Продолжительность открытия области из-за лимба оценивается в 0.04–0.05 долей орбитального периода, что определяет ее размер 0.25–0.30 в долях радиуса системы или 0.27–0.32 в долях размера затмевающей звезды.

На рис. 18 представлено изменение полуширин полного профиля наблюдаемой линии HeII (кружки) при выходе диска из затмения и гауссовой компоненты профиля (треугольники), полученных по средним спектрам.

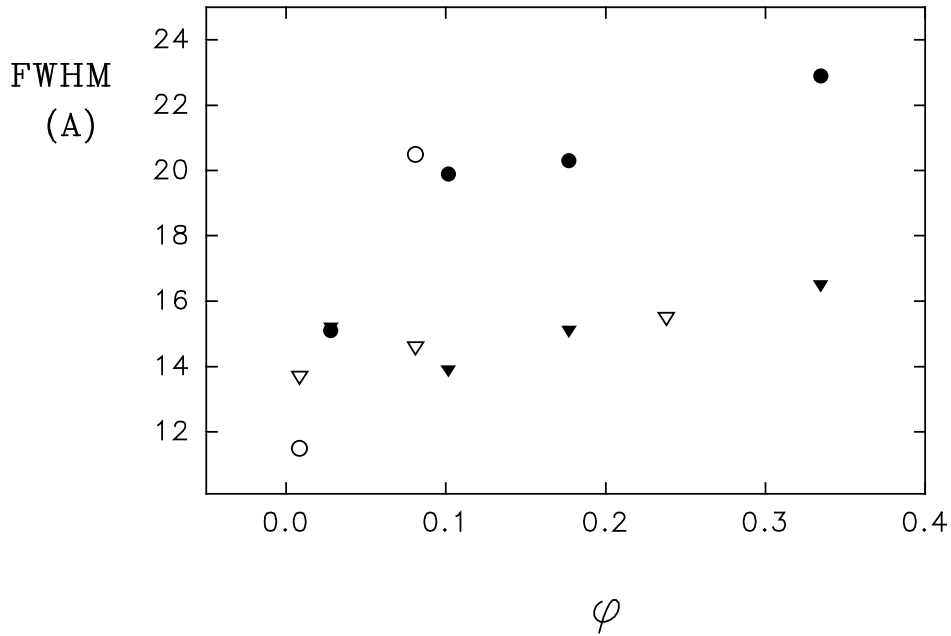


Рис. 18: Изменение полуширин полного профиля линии HeII (кружки) и гауссовой компоненты профиля (треугольники). Видно резкое увеличение ширины полного профиля при выходе диска из затмения. Темные символы — затмение 1, светлые — затмение 2.

Хорошо видно резкое возрастание ширины полного профиля от фаз ”дна” затмения до фазы 0.1 — выход из затмения широкого компонента линии HeII. Вблизи центра затмения ширина полного профиля, как и следовало ожидать, совпадает с шириной узкого компонента. Расхождение этих величин в первую ночь затмения 1988 г. связано с низким качеством спектра. Ширина гауссова компонента профиля HeII практически постоянна и в среднем составляет $14.9 \pm 0.3 \text{ \AA}$ ($950 \pm 20 \text{ км/с}$). Это свидетельствует о том, что уширение линии не связано с крупномасштабными движениями газа. Ширина несколько уменьшается в центре своего затмения на фазе 0.1, что согласуется с предположением об уширении электронным рассеянием [42]. Регулярность поведения параметров выделенного узкого компонента — постоянство его ширины и плавное изменение интенсивности в затмении — говорит о том, что узкий компонент реальный. Область его формирования отстоит от центра аккреционного диска на 40° ($\Delta\phi \approx 0.11$).

Независимость областей излучения узкого и широкого компонентов

Рис. 19: Лучевые скорости узкого гауссова компонента линии HeII. Кружками с крестом показаны точки по затмению 2. Представлены фрагменты кривых лучевых скоростей полного профиля линии HeII: сплошная линия — по всем данным, штрих-пунктир — в фазах прецессии около 0, пунктир — на соседних фазах прецессии. Также показаны γ -скорости каждой кривой. Видно, что лучевая скорость узкого гауссова компонента соответствует пунктирной кривой.

подтверждается анализом лучевых скоростей. На рис. 19 показаны лучевые скорости гауссового компонента профилей линии HeII, полученных по средним спектрам. Линиями на рисунке показаны фрагменты кривых лучевых скоростей полного профиля HeII, полученных по многолетним наблюдениям [85]. Сплошная линия — кривая лучевых скоростей по всем данным (полуамплитуда $K = 134 \pm 20$ км/с), штрихпунктирная линия — только для фаз прецессии $0.9 \leq \psi \leq 0.1$ ($K = 175 \pm 20$ км/с), пунктирная линия — для соседних фаз прецессии $0.7 \leq \psi \leq 0.9$ и $0.1 \leq \psi \leq 0.25$ ($K = 79 \pm 25$ км/с). Несмотря на значительный разброс относительно пунктирной кривой $\sigma \approx 40$ км/с (весьма обычный для лучевых скоростей HeII в системе SS 433 [85]), очевидно, что лучевые скорости узкого компонента линии HeII тяготеют именно к ней. Определенно можно сказать, что скорость узкого компонента не соответствует нижней кривой, полученной для фаз прецессии, к которым, собственно, относятся исследуемые здесь затмения. В [85] линия HeII была разделена на два компонента по поведению ее лучевых скоростей: компонент диска, который доминирует на фазах прецессии около $\psi \approx 0$, чья кривая пересекает свою γ -скорость на орбитальной фазе $\phi \approx 0.0$ (штрихпунктир на рис. 19), и компонент потока, который доминирует на соседних фазах прецессии, его кривая пересекает свою γ -скорость на орбитальной фазе $\phi \approx 0.10$ (пунктир). Последнее обстоятельство означает, что область образования компонента потока должна испытывать затмения на фазе $\phi \approx 0.1$, что и было обнаружено в настоящей работе. Этот компонент линии HeII доминирует в профиле вне фаз прецессии $0.1 < \psi < 0.9$. Теперь он отождествлен нами с узким гауссовым компонентом.

Итак, здесь и в работе [85] линия HeII разделена независимыми способами на два компонента: от диска и от потока. Компонент диска формируется в его центральных частях (областях выхода струй) и испытывает практически полное затмение на фазе 0. Полуамплитуда лучевой скорости орбитального движения аккреционного диска не менее 175 км/с. Второй, более интенсивный компонент эмиссии HeII является относи-

тельно узким и симметричным. Он испытывает частное затмение на орбитальной фазе 0.1, и область его формирования смещена относительно линии, соединяющей центры звезд на $\Delta\phi \approx 0.1$. Орбитальная кривая лучевых скоростей этого компонента (потока) запаздывает относительно аккреционного диска соответственно на интервал фаз 0.1. Полуамплитуда его лучевой скорости составляет 80 км/с.

Поведение бленды CIII, NIII качественно повторяет поведение линии HeII, но сложность бленды не позволяет провести простой анализ. Исходя из потенциалов ионизации и возбуждения этих линий можно сделать вывод, что температура обсуждаемых областей как в диске, так и в потоке около $3-5 \cdot 10^4$ К.

3.3.2 Линия H β .

Бальмеровские линии и эмиссии HeI ведут себя в затмении по-иному. На рис. 20 и 21 показаны профили линии H β и слабой линии HeI $\lambda 4922$ в затмениях 1986 г. и 1988 г. соответственно. В 1-м затмении линия H β имеет профиль типа P Cug. Абсорбционный компонент H β распространяется до $V_r = -1500 \div -2000$ км/с. Эмиссионная линия имеет среднюю полуширину $\text{FWHM} = 840 \pm 40$ км/с, т.е. подобную ширине гауссова профиля HeII. На фазе 0.1 ее полная ширина уменьшается (также как у этого компонента HeII) до 740 км/с. Эмиссия H β в середине затмения аккреционного диска показывает максимальную интенсивность. Далее ее интенсивность падает, т.е. поведение интенсивности H β подобно поведению узкого компонента линии HeII. В центре затмения абсорбция в голубом крыле хорошо заметна, ее эквивалентная ширина составляет 3 Å. В последующие две ночи при выходе из затмения интенсивность абсорбции несколько возрастает, однако после выхода аккреционного диска из затмения величина поглощения резко уменьшается. Переменность профилей в течение ночи мала.

Во 2-м затмении (в активном состоянии) на месте абсорбционного компонента видно слабое эмиссионное крыло, которое остается и в центре

Рис. 20: Профили линии $H\beta$ и $HeI \lambda 4922$ 1–5 июня 1986 г. Единицы интенсивности такие же как на рис. 13. Спектры 2-ой, 3-ей и 4-ой ночей сдвинуты вверх на 5.2, 10.5 и 16.0 единиц соответственно.

Рис. 21: Участок спектра, что и на рис. 20, 2–5 сентября 1988 г. Спектры 2-ой и 3-ей ночей сдвинуты вверх на 5.2, 10.5 единиц соответственно.

затмения. Заметим, что наблюдения яркого голубого крыла в эмиссии $H\beta$ отмечаются в [86]. В последнюю ночь этого затмения в голубом крыле $H\beta$ появляется слабая линия $H\delta^+$. Как и в 1-м затмении эмиссия $H\beta$ имела максимум интенсивности в середине затмения, а затем постепенно ослабевала к фазе 0.25. Однако в затмении 2 интенсивность $H\beta$ была на 30 % выше, чем в тех же фазах затмения 1.

Итак, как по ширине линии, так и по поведению ее интенсивности с орбитальной фазой, линия $H\beta$ вполне подобна узкому компоненту линии $HeII$. Согласно работам [42, 75, 85] лучевые скорости этих двух линий также подобны. Результаты этой работы согласуются с предположением Копылова и др. [42] о затмении в линиях $H\beta$ и $H\gamma$ на орбитальной фазе $\phi \approx 0.25$.

3.4 Структура газовых потоков в линиях $HeII$ $\lambda 4686$ и $H\beta$.

Анализ профилей стационарных линий в предыдущем разделе показал, что широкий компонент $HeII$ и $H\beta$ формируются в разных пространственных областях. Ниже мы рассматриваем интерпретацию этих областей.

Наблюдаемое покрытие голубого крыла профиля $HeII$ и выход области, излучающей в этом крыле, из-за лимба на фазе $\phi \approx 0.09$ позволяет отнести это излучение к окрестностям оснований струй. По аналогии с рентгеновскими струями [87] мы предлагаем модель соосных со струями горячих газовых коконов, в которой объясняются особенности затмений горячего источника.

Размер области образования голубого компонента линии $HeII$, определенный по времени ее выхода из затмения (рис. 17), составляет $0.25-0.30a$, где a — радиус системы. Размер затмеваемой области рентгеновского излучения (см. рис. 12) около $0.20a$. Диаметр затмевающей звезды в таком случае $\approx 0.94a$ или несколько больше. Определенно можно сказать, что область формирования $HeII$ больше области формирования жесткого излучения. Центры обеих областей, по-видимому, совпадают. Наши

наблюдения совместно с рентгеновскими данными подтверждают предположение о горячем коконе вокруг релятивистской струи в области ее появления из-под фотосферы аккреционного диска. Поперек кокона имеется значительный градиент температуры, охлаждение наружу — от $\sim 10^8$ К в рентгеновской области до $\approx 5 \cdot 10^4$ К в области HeII. Этот кокон находится на оси струи (аккреционного диска) и отстоит от релятивистского компонента на расстоянии не более радиуса звезды, $0.5a$, что следует из условия его полного затмения.

Дополнительную аргументацию модели коконов можно получить из факта двугорбости голубого компонента линии HeII. Расстояние между пиками этого компонента около $\Delta V \approx 1500$ км/с. Этот профиль не может принадлежать линии, излучаемой в собственно диске. Действительно, при кеплеровской скорости $\Delta V/2 \approx 750$ км/с для разумных значений массы компактной звезды $1-5 M_{\odot}$ размер диска в линии HeII $2 \cdot 10^{10}-10^{11}$ см. Время выхода из затмения такого диска не превышает 2-х часов, в то время как мы наблюдаем выход из затмения широкой компоненты профиля HeII на временах не менее дня (рис. 15). Двугорбость профиля этой линии может быть обусловлена истечением ветра в коконах вокруг оснований обеих струй. В зависимости от фазы прецессии меняются ориентация струй и условия затмений голубого и красного кокона. В частности, на рис. 15 видно, что в затмении 1 (фаза прецессии 0.92) мы видим появление красного крыла профиля HeII не ранее, чем на третью ночь затмения, а в затмении 2 (фаза прецессии 0.0) появляются оба крыла профиля примерно одинаковой интенсивности уже на вторую ночь затмения. Скорость истечения газа в этих коконах ("струях HeII") около $V(\text{HeII}) = (\Delta V/2)/\cos 59^{\circ} \approx 1500$ км/с. Кроме этого мы видим, что кокон, излучающий в красном крыле линии, не закрывается аккреционным диском. С другой стороны, мы наблюдаем полное затмение обоих крыльев широкого компонента HeII. Это означает, что размер звезды больше проекции аккреционного диска на картинную плоскость.

Узкий гауссовый компонент линии HeII и линия H β ведут себя по дру-

тому в затмении: они ослабляются не полностью, примерно на 35 % в случае HeII и около 15 % в случае линии H β . Затмение происходит на фазах $\psi = 0.1$ у HeII и $\phi \approx 0.1-0.25$ у H β . Излучение в этих линиях формируется далеко от аккреционного диска, на расстоянии не менее $0.6a$. Если предположить, что эти линии формируются на краю аккреционного диска, то с привлечением известной функции масс SS 433 [85] получаются непомерно большие массы обеих звезд системы. Это означает, что узкий компонент линии HeII и линия H β формируются далеко от аккреционного диска. Размер области формирования узкого компонента линии HeII, определенный по продолжительности его входа в затмение (рис. 16), $\approx 0.4a$. Кроме этого мы видим, что с увеличением потенциала ионизации элемента фаза последнего контакта для соответствующей линии уменьшается.

По-видимому узкий компонент линии HeII и линии водорода формируются в аккреционном потоке в диск. Наиболее холодные части потока, в которых высвечивается линия H β , локализованы в областях, проходящих верхнее соединение на фазах $0.1-0.3$, полуамплитуда лучевой скорости этих областей около $70-80$ км/с. Водородные линии, которые формируются в этих областях, сильно искажены поглощением и смещены в красную сторону [75, 42]. Более горячие части потока, в которых формируется компонент линии HeII, проходят верхнее соединение и затмеваются на фазах $\phi \approx 0.1$, полуамплитуда лучевых скоростей около 80 км/с, они также смещены в красную сторону (рис. 10, [85]). Большая ширина линий, светящихся в потоке, FWHM ≈ 1000 км/с, может быть объяснена электронным рассеянием [42], что подтверждается примерным постоянством ширины узкого компонента HeII в затмении. Виральной скорости в системе, около 200 км/с, явно не достаточно для уширения линий. Мы не наблюдаем полного исчезновения стационарных линий потока, что говорит о большой протяженности этой области.

Таким образом, по затмениям в стационарных линиях мы определили структуру потоков в системе: горячие потоки — коконы — вдоль струй со

скоростью около 1500 км/с и аккреционный поток от "нормальной" звезды в диск. Существование горячих коконов около струй представляется естественным, если струи появляются из горячих воронок аккреционного диска. Параметры коконов могут быть использованы для изучения физических условий у оснований струй, излучающих в рентгеновском диапазоне.

4 Мониторинг активности MWC 560.

4.1 Переменность MWC 560.

MWC 560 является симбиотической звездой с необычными переменными свойствами, которые еще недостаточно поняты. Объект был открыт в $H\alpha$ -обзоре Мерриллом и Барвеллом в 1943 г. [88]. В его спектре наблюдался голубой континуум и абсорбционные компоненты бальмеровских линий со скоростями около -1000 км/с. В 1973 году Сандулек и Стефенсон [89] также наблюдали в спектре MWC 560 сдвинутые в голубую сторону абсорбции и переменные эмиссии водорода. Они определили спектральный тип MWC 560 как M4ер. На основании оптических и УФ-наблюдений Бонд и др. [90] предположили, что MWC 560 является двойной звездой, подобной симбиотическим, но в переходном состоянии. В УФ области они наблюдали сильный континуум в совокупности с абсорбциями низкого возбуждения, тогда как в красной области спектра — типичный спектр M-звезды. Наблюдался также фликеринг на минутах. Абсорбции водорода были смещены до скоростей -3000 км/с и имели переменность на временах $< 1^d$.

Блеск звезды является переменным на разных масштабах времени. По данным фотографического патрулирования неба в Зоннебергской обсерватории MWC 560 имеет постоянный тренд увеличения яркости с начала нашего века [91], на который накладываются колебания с периодом 1930^d и амплитудой $0^m.72$ в B -полосе [92]. В марте 1990 г. объект достиг максимальной яркости $V \approx 9^m.2$. В последующие годы его яркость медленно уменьшилась до $V \approx 10^m.5$ [93]. К 1997 г. яркость объекта опять возросла (частное сообщение В.П. Горанского). Быстрые изменения яркости (фликеринг) постоянно присутствуют в UBV -полосах, с временами переменности от минут до часа и с амплитудой до $0^m.5$ [93]. В ближнем ИК диапазоне, где доминирует спектр M-гиганта, фликеринг отсутствует [94].

Спектр MWC 560 необычен сильными, переменными абсорбционными

линиями водорода и однократно ионизованных металлов. Абсорбционные компоненты линий в спектре MWC 560 являются разделенными в том смысле, что между линией поглощения и излучения имеется участок неискаженного континуума. Томовым и др. [95] было обнаружено смещение этих абсорбций до -6000 км/с, что близко к параболической скорости для белого карлика, вероятного компонента системы. Большие скорости в сильных абсорбциях свидетельствуют об истечении вещества из системы. Но т.к. их профили не являются типичными P Cyg, то это истечение вероятно не сферически симметричное. Для появления разделенных абсорбционных компонент дисперсия лучевых скоростей газа должна быть значительно меньше скорости распространения, что характерно для струй. В [95] была предложена модель струи в MWC 560, направленной вдоль луча зрения, в которой образуются высокоскоростные абсорбции.

Для понимания природы MWC 560 (механизм переменности, источник высокоскоростных абсорбций) необходимы длительные наблюдения, которые были предприняты нами вскоре после сенсационного сообщения Т. Томова о необычных высокоскоростных абсорбциях в спектре MWC 560 [96]. Ниже мы представляем результаты спектрального мониторинга MWC 560 в 1990–1993 гг. Помимо слежения за объектом на больших временах, проводились исследования быстрой спектральной переменности на временах от 10^m и более. Знание переменности во времени уникальных абсорбций этого объекта принципиально важно для понимания структуры и геометрии поглощающей области. Мы описываем поведение высокоскоростных абсорбций и находим связь между их поведением и блеском системы.

4.2 Спектральные наблюдения MWC 560 в 1990–1993 гг.

4.2.1 Наблюдения.

С октября 1990 г. по февраль 1993 г. в течение 19-ти ночей мы получили на 6-м телескопе САО 47 спектров MWC 560. Наблюдения проводились на спектрографе СП-124 с линейным ИПС-приемником — TV сканером

[82] (31 спектр) и эшелюм спектрографе "Зебра" с панорамным IPCS-приемником "Квант" [97] (16 спектров). Регистрировался спектральный диапазон 3700–7000 Å, со спектральным разрешением $\lambda/\Delta\lambda = 3500$ и 2300, средним временем экспозиции одного спектра 20^m . Использовалась Ar-Ne-He-лампа полого катода для калибровки по длине волны. Спектры обрабатывались за влияние магнитного поля Земли на положение спектра, за неоднородность чувствительности фотокатода и сглаживались низкочастотным фильтром. Из сканерных спектров объекта вычитался спектр фона ночного неба. Отношение сигнала к шуму S/N в обработанных спектрах находится в пределах 10–30. Для обработки спектров использовались компьютерные программы DECH [98] — для эшелюных спектров, и SPE (автор С. Сергеев, КрАО) — для сканерных спектров. Сводные данные по наблюдениям приведены в табл. 9 (в Приложении), где даны дата наблюдений (UT), номер файла, юлианская дата середины экспозиции, время экспозиции, спектральный диапазон, спектральное разрешение и S/N . Для исследования быстрой переменности мы получали последовательные спектры с временным интервалом от 10^m и выше, что позволяло нам выявлять спектральную переменность от 10^m до недели.

Таблица 5: Параметры абсорбции H β в 1990–1993 гг.

сезон \mathcal{N}	даты наблюдений	I_c	W_λ Å	V_t км/с	V_c км/с	FWHM км/с
2	9.10.90 – 15.10.90	0.1	8 ÷ 11	900 ÷ 1400	400 ÷ 500	500 ÷ 700
	15.04.91	0.2	4.1	580	190	320
3	29.10.91 – 21.3.92	0.1	15	2500 ÷ 2800	1700 ÷ 1900	1000
4	21.09.92 – 10.12.92	0.1	15 ÷ 20	2500 ÷ 2900	1600 ÷ 1900	1000 ÷ 1300
	9 – 10.02.93	0.1	9 ÷ 12	1700 ÷ 1900	1200	600 ÷ 800

Согласно [99] мы используем нумерацию сезонов наблюдений MWC 560, которые определяются условием видимости этого объекта для наземных наблюдений. Первый сезон относится к первой половине 1990 г., когда абсорбции в спектре MWC 560 показывали максимальную скорость и были подвержены сильной переменности от ночи к ночи, вплоть до их

исчезновения [95]. Наши наблюдения относятся к сезонам 2–4. Даты наблюдений и средние параметры высокоскоростной абсорбции линии $H\beta$ в эти сезоны — эквивалентная ширина W_λ , остаточная интенсивность I_c , предельная скорость V_t , определенная по голубому крылу, скорость центра тяжести V_c и ширина на половине интенсивности FWHM — даны в табл. 5. На рис. 22 показано несколько спектров MWC 560 в диапазонах 3660–4460 Å, 4200–5060 Å и 5700–6660 Å. В области $H\gamma$ – $H\beta$ представлены характерные для этих сезонов спектры, по которым видно поведение высокоскоростных абсорбций со временем.

В спектре MWC 560 выделяются сильные эмиссии H I и Fe II (42) и глубокие переменные абсорбции этих элементов, смещенные в голубую сторону до ≈ -3000 км/с. Кроме них на наших спектрах имеются также высокоскоростные абсорбции D_1, D_2 Na I, He I и H и K Ca II, причем последние такие же глубокие, как и абсорбции H I. На спектрах 3-го и 4-го сезонов наблюдаются широкие и очень глубокие абсорбции H I. Во 2-м и конце 4-го сезонов профили абсорбций напоминают профили типа P Cyg, которые появились в результате уменьшения скорости газа. Эквивалентные ширины абсорбций $H\alpha, H\beta$ и $H\gamma$ примерно равны, что говорит о насыщенности линий поглощения, тогда как эквивалентные ширины эмиссий этих линий различаются на порядок между собой. Полуширины эмиссий в 4–5 раз меньше полуширин абсорбций. Наблюдаемые профили, например $H\gamma$, не похожи на теоретические, рассчитанные для сферически симметричного потока (см., например, [100]). Отношение эквивалентных ширин эмиссии и абсорбции $H\gamma$ меньше 0.1, что требует для сферического ветра оптическую толщину $\tau < 1$ [100]. Тем не менее из большой глубины абсорбции можно заключить, что $\tau > 1$. Наблюдаемые абсорбции не похожи и на абсорбции, образующиеся в анизотропном ветре, как например у катаклизмической переменной RW Sex, в которой скорость ветра достигает 4300 км/с [101]. Высокоскоростные абсорбции в спектре MWC 560 могут быть образованы в струе, направленной на наблюдателя.

На рис. 23 показаны профили абсорбций разных элементов, получен-

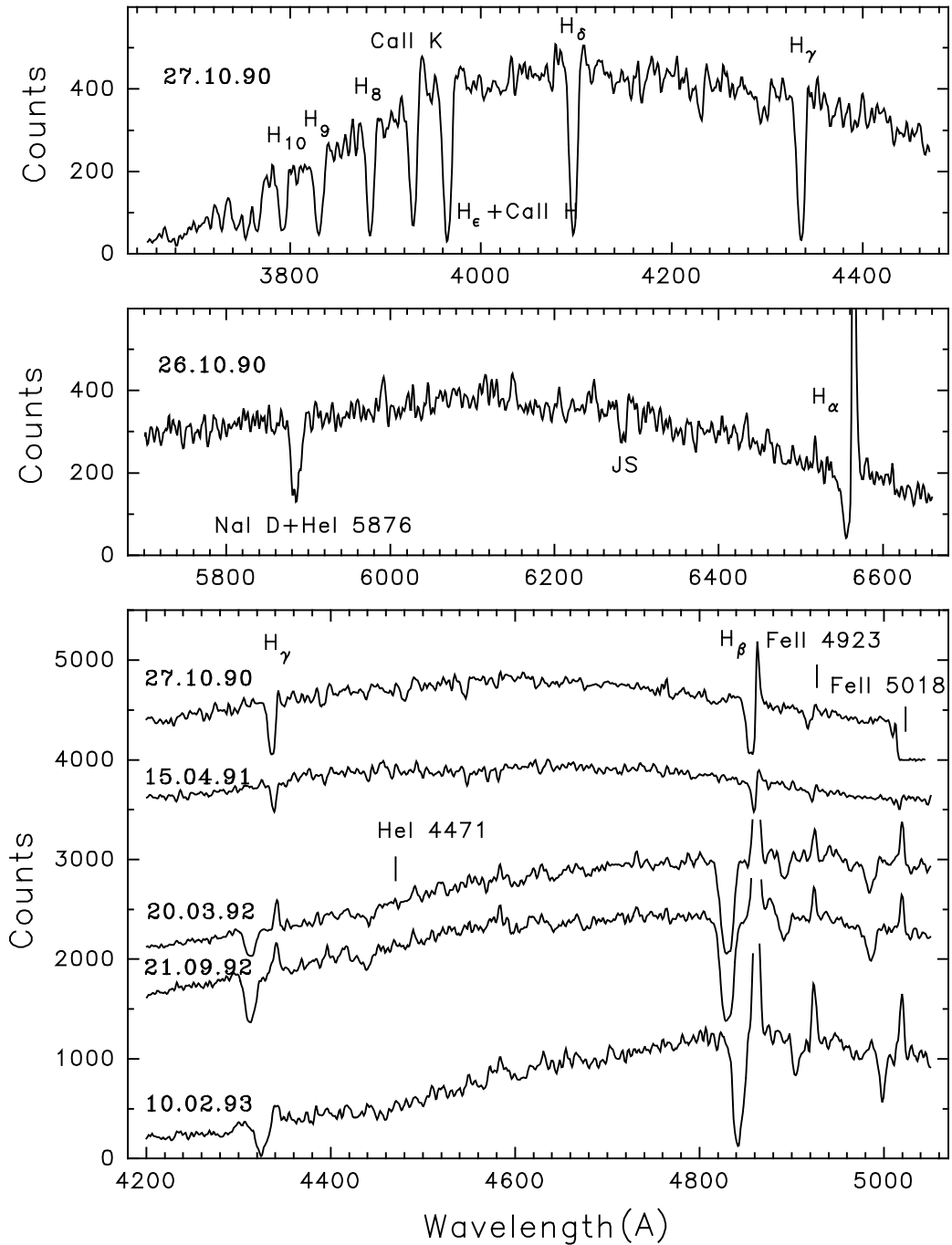


Рис. 22: Спектры MWC 560 в диапазонах 3660–4460 ÅÅ, 4200–5060 ÅÅ и 5700–6660 ÅÅ, полученные в разные сезоны. На рисунке обозначены даты наблюдений. Ось интенсивности дана в отсчетах IPSC. Спектры в диапазоне 4200–5060 ÅÅ сдвинуты по интенсивности на 4000, 3400, 2000 и 1300 единиц, в порядке возрастания даты. Для удобства сильная линия $H\beta$ на трех нижних спектрах и линия $H\alpha$ обрезаны.

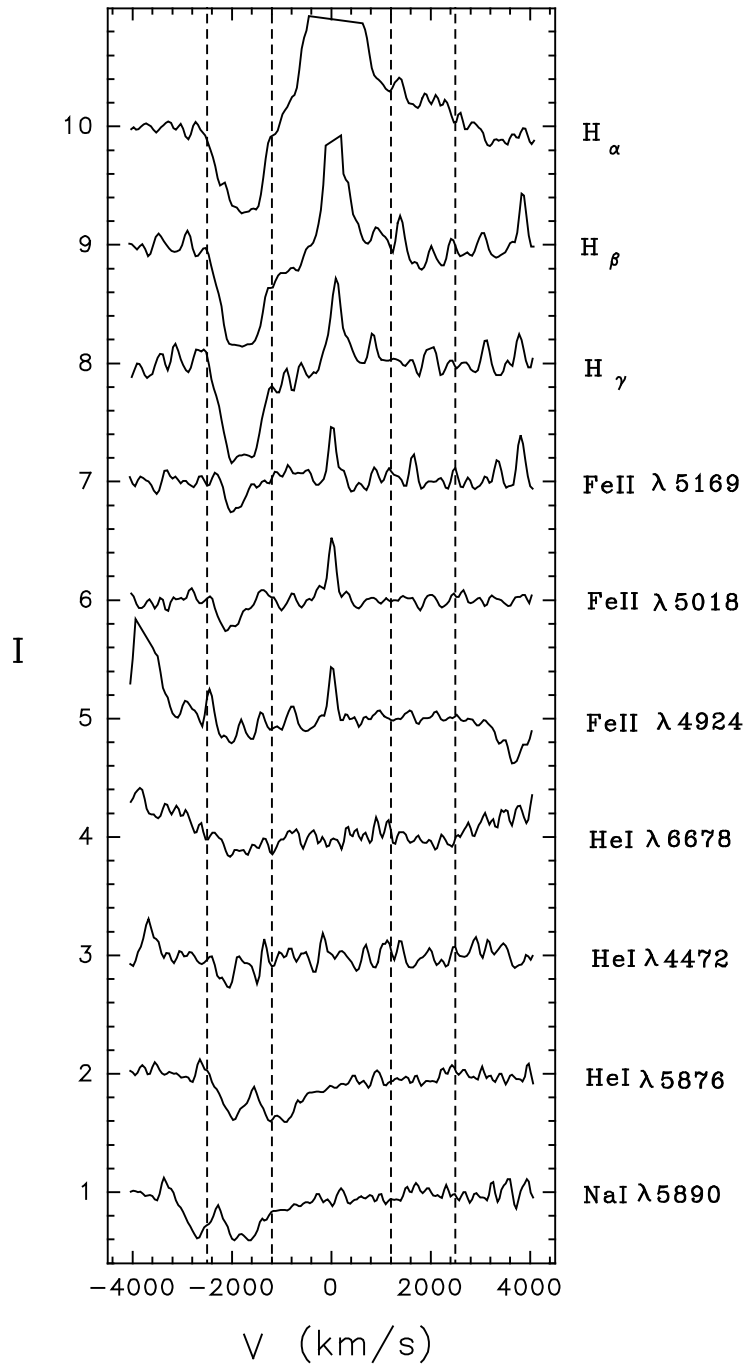


Рис. 23: Профили высокоскоростных абсорбций, полученные 9-го декабря 1992 г. (UT = 9.931). По горизонтальной оси — скорости относительно лабораторной длины волны линии, которая обозначена справа, по вертикальной — остаточные интенсивности. Штриховые линии проведены для удобства сравнения этих профилей. Интенсивные линии $H\beta$ и $H\alpha$ обрезаны.

ные по эшелюному спектру за 9 декабря 1992 г. Видно, что ширины абсорбций FeII меньше, чем абсорбций HI. Абсорбции FeII $\lambda 4924$ и $\lambda 5018$ могут быть блендированы с абсорбциями HeI $\lambda 4922$ и $\lambda 5015$ соответственно. Но последние вероятно много слабее линий железа, т.к. интенсивности других линий поглощения HeI малы. Из рис. 23 видно, что струя является неоднородной как по скорости, так и по температуре. Интенсивности I_c в абсорбциях HI одинаковы в разных сезонах за исключением конца 2-го сезона. Уменьшение I_c и FWHI абсорбций весной 1991 г. (табл. 5) объясняется приближением абсорбций к эмиссиям. Линий высокого возбуждения, типичных для симбиотических звезд, в наших спектрах не обнаружено.

4.2.2 Переменность высокоскоростных абсорбций.

Временное разрешение для исследования переменности по нашим спектрам в разные даты составляло от 10^m до 5^h . Качество спектров в некоторые даты было достаточным для обнаружения 3 % переменности. Всегда наблюдалась суточная переменность этих абсорбций с амплитудой 10–20 %, что видно из рис. 24, где представлено поведение абсорбций $H\gamma$, $H\beta$, $H\alpha$, D_1 , D_2 NaI + HeI $\lambda 5875$ и FeII $\lambda 5018$ по спектрам, полученным с 4-го по 10-е декабря 1992 г. Для демонстрации переменности мы показываем разности между исследуемыми спектрами и опорным спектром, в качестве которого использовался суммарный спектр за все наблюдения (помещен вверху рис. 24). Все спектры были приведены к остаточным интенсивностям. Вертикальным пунктиром отмечена нулевая лучевая скорость и -2800 км/с (± 2800 км/с для линии $H\alpha$). Переменность профилей высокоскоростных абсорбций видна на всех спектрах.

На рисунке также видна переменность абсорбций в спектрах за 8 декабря, полученных с интервалом 3 часа: изменение интенсивности произошло одновременно для абсорбций $H\gamma$ и $H\beta$ на $V_r = -2360$ и -1090 км/с. В $H\alpha$ в то же время подобных изменений не заметно, возможно вследствие бóльшей оптической толщины этой линии. В примерах переменности от ночи к ночи линия $H\alpha$ заметно отличается от линий $H\gamma$ и $H\beta$, перемен-

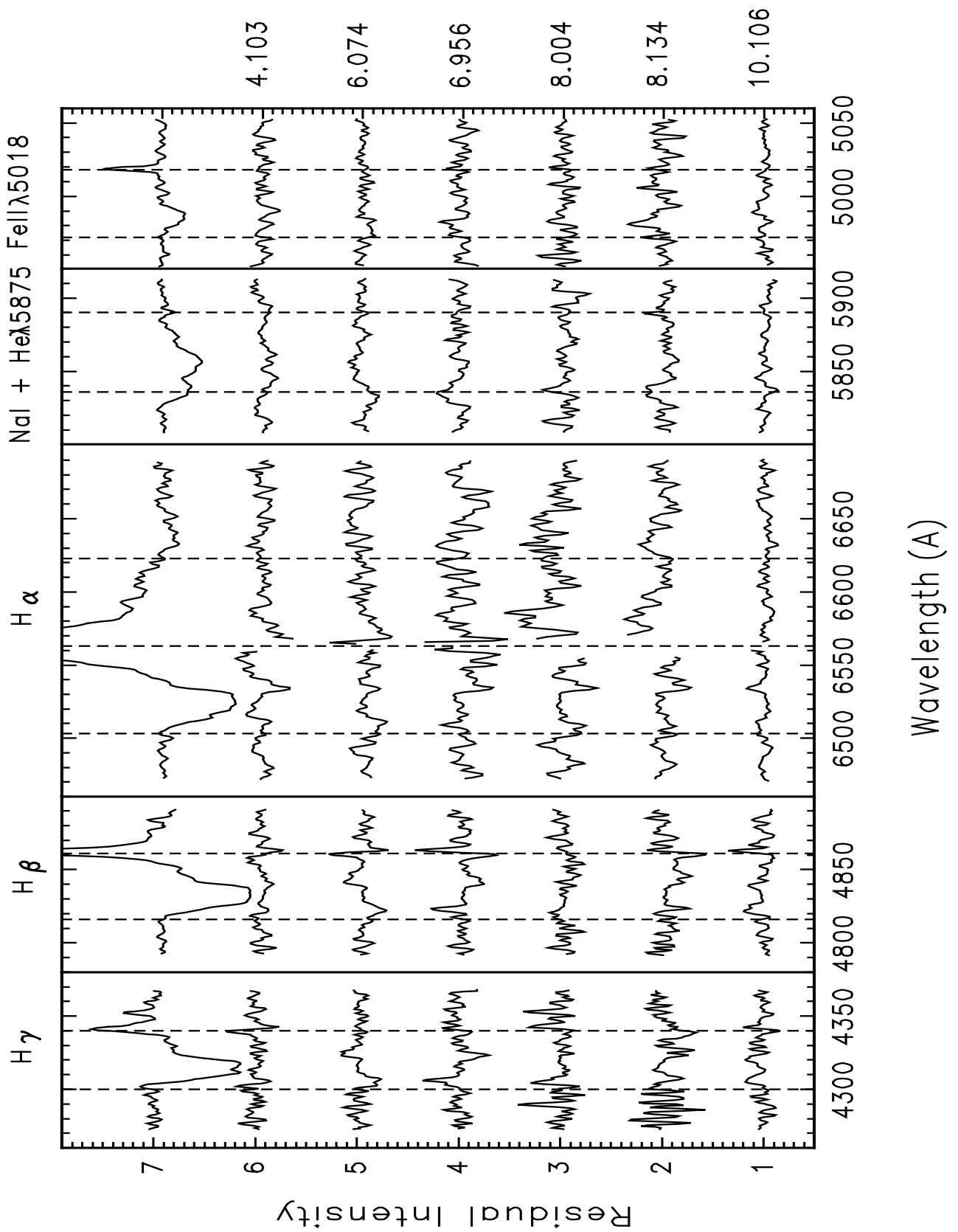


Рис. 24: Суммарные профили линий $H\gamma$, $H\beta$, $H\alpha$, D_1 , D_2 NaI + HeI $\lambda 5875$ и FeII $\lambda 5018$ (вверху) и их разности с профилями за 4–10.12.92. Время наблюдения обозначено вверху. Все спектры нормированы. Штриховые линии проведены для удобства сравнения профилей разности.

ность профилей абсорбций которых практически синхронна. Амплитуда 3-х часовой переменности в $H\gamma$ и $H\beta$ не меньше амплитуды переменности этих линий от ночи к ночи. Несмотря на то, что иногда амплитуда переменности не намного превышает величину шума в спектре, очевидная синхронность изменений в профилях линий поглощения $H\gamma$ и $H\beta$ делает эту переменность значимой. В другие ночи не было замечено быстрой переменности, поэтому для них приводятся разности для суммарных за ночь спектров. Переменность высокоскоростных абсорбций в УФ спектрах на временах $\leq 3^h$ часа была обнаружена Микалитсианосом и др. [102], а на временах около 1^h — Фабрикой и др. [103]. На основании этой переменности мы можем оценить длину струи. Принимая характерное время переменности $\Delta t \leq 3^h$ и скорость газа в струе во время наблюдений в декабре 1992 г. $V_j \approx 2000$ км/с находим:

$$R_j \leq \Delta t V_j \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ см.} \quad (15)$$

4.2.3 Обнаружение контр-струи.

На спектрах у эмиссии $H\alpha$ хорошо заметно широкое красное крыло, его ширина сравнима с шириной абсорбции (рис. 23). Это крыло также показывает переменность от ночи к ночи (рис. 24). Мы предполагаем, что в красном крыле линии $H\alpha$ проявляется эмиссия направленной от нас струи. Возможно, что это излучение частично заслоняется горячим компонентом системы (аккреционным диском). Избыток в красном крыле над профилем ядра линии $H\alpha$, аппроксимированным гауссовой функцией, имеет эквивалентную ширину около 4 \AA . При средних значениях параметров (см. табл. 6 и рис. 25) — расстояние до MWC 560 1.7 кпк, межзвездное поглощение и поток излучения от объекта в районе линии $H\alpha$ 1^m и $F_\lambda = 5 \cdot 10^{-13} \text{ эрг/см}^2 \text{ с \AA}$ — полная светимость в этом крыле равна $2 \cdot 10^{33} \text{ эрг/с}$.

4.3 Зависимость блеска MWC 560 от активности струи.

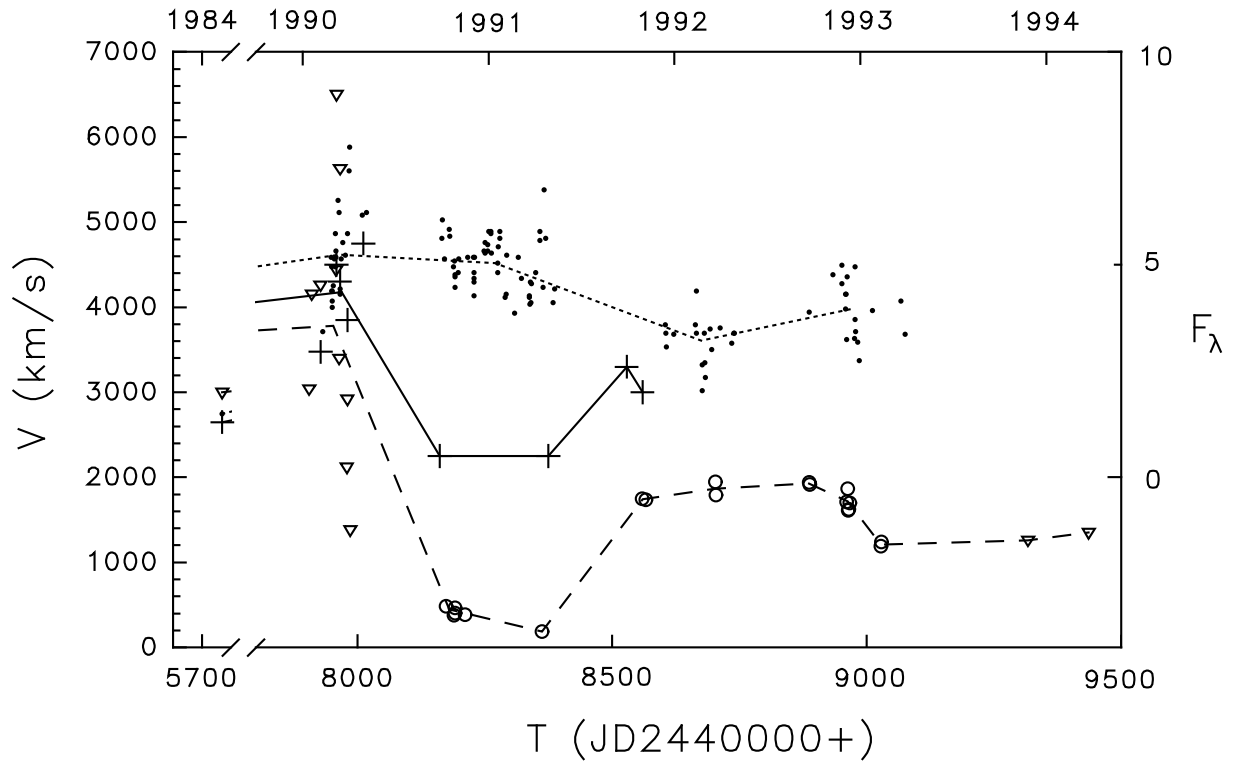


Рис. 25: Поведение активности MWC 560 во времени. Показана скорость V_c центра тяжести абсорбционной линии $H\beta$ (кружки — наши данные, треугольники — данные [90, 95, 105]), интенсивность излучения в оптике (точки) и УФ (крестики). По осям: слева — скорость в км/с, справа — интенсивность в 10^{-13} эрг/см² с Å; внизу — время в днях в JD (2440000+), вверху — в годах.

Спектр MWC 560 образован излучением гиганта типа M4–M5 и горячего источника спектрального класса B5–A0 [94]. В ИК излучении замечена слабая переменность с характерным временем в несколько дней, типичная для поздних гигантов, хотя средний блеск на протяжении нескольких лет не изменялся [94]. В то же время блеск в оптике и особенно в УФ подвержен как быстрой переменности (фликеринг), так и более значительным долговременным изменениям [93]. Жеков и др. [94] нашли, что цвета горячего компонента не соответствуют ожидаемым от аккреционного диска. Однако они не учитывали возможного поглощения излучения веществом струи. При колонковой плотности водорода в струе $N_H = 10^{23 \div 24} \text{ см}^{-2}$ [104] это поглощение должно быть существенным фактором при формировании наблюдаемого спектра в УФ и U -полосе. Следовательно, переменный поток массы в струе (или даже переменная скорость течения газа при постоянном потоке массы) может быть причиной переменности потока излучения в этих диапазонах.

На рис. 25 показаны временные зависимости скорости V_c и потоков излучения объекта в фильтре V [93] и в УФ. Хорошо видна корреляция в изменениях скорости выброса газа и УФ потока. К осени 1990 г., во 2-м сезоне наблюдений скорость оттока в струе упала до ≈ 500 км/с, и стала еще меньше весной 1991 г., ≈ 200 км/с. Это сопровождалось общим падением блеска системы до $0^m.5$, покраснением $\Delta(U - B) \approx 0^m.5$ и более сильным падением интенсивности УФ излучения (по сравнению с весной 1990 г.). В 3-м сезоне к осени 1991 г. скорость возросла и продолжала расти до 1992 г. В 1992 г. росла и светимость в V . Между 1992 и 1993 гг. наблюдалось небольшое уменьшение скорости на фоне постоянной светимости. Далее скорость существенно не изменялась. В общем, в исследуемый период система MWC 560 находилась в пассивном состоянии, когда абсорбции имели лишь небольшую суточную переменность, в отличие от активного состояния весной 1990 г., когда наблюдалась сильная переменность абсорбций [95]. Вариации светимости объекта в пассивном состоянии также меньше, чем в активном состоянии.

Во 2-м сезоне весной 1991 г. скорость струи была примерно в 5 раз меньше средней скорости в последующие сезоны и примерно на порядок меньше скорости в 1-м сезоне. При этом произошли кардинальные изменения в УФ спектре (Рис. 25). Общая интенсивность в УФ во 2-м сезоне меньше, чем в 1-м и в последующие примерно в 5–6 раз, а в диапазоне короче 1400 Å различие еще больше [106] (оно составило несколько десятков раз). УФ спектр в сентябре 1990 г., когда скорость газа в струе упала до ≈ 1000 км/с, был подобен спектрам классических новых через несколько дней после максимума. Этот тип спектра назван ”железным занавесом” [106]: присутствуют мощные эмиссионные неотожествляемые детали, которые на самом деле являются участками континуума, оставшегося от поглощения сильных УФ мультиплетов FeII и других ионов с низкими потенциалами ионизации в движущемся веществе. Такие катастрофические изменения в УФ почти не отразились в оптике, где эти ионы не поглощают. Следовательно сильные изменения в УФ вызваны изменениями оптической толщины поглощающего газа, светимость УФ источника возможно при этом не менялась. Так как перераспределение энергии в оптическом спектре не наблюдалось, то этот газ является оптически толстым только в направлениях близких к лучу зрения, что соответствует модели струйного истечения. Изменение колонковой плотности поглощающего газа между различными состояниями УФ светимости [104] отражает изменение массы газа на луче зрения в пределах зоны ионизации основных поглощающих агентов. Мы предполагаем, что уменьшение скорости газа, наблюдаемое во втором сезоне, и привело к увеличению N_H .

В этой главе на основании наших наблюдений и по данным из литературы мы показали, что вид профилей высокоскоростных абсорбций, их быстрая переменность, наличие в красном крыле линии $\text{H}\alpha$ переменной эмиссии с той же скоростью, что и в абсорбции, — все данные согласуются с представлением об истечении вещества в MWC 560 в струях. Направление струй близко к лучу зрения. Было показано также, что физические условия в струе могут влиять на вид УФ спектра MWC 560 и их

переменностью можно объяснить переменность УФ спектра. В следующей главе мы показываем это с помощью моделирования спектра.

5 Природа активности MWC 560.

5.1 Интерпретации MWC 560.

Множество накопленных наблюдательных фактов свидетельствуют о том, что MWC 560 является двойной системой, состоящей из M-гиганта и белого карлика. По многим признакам этот объект может быть причислен к классу симбиотических звезд [107]. Однако от других симбиотических звезд MWC 560 отличается отсутствием линий высокого возбуждения и необычными высокоскоростными абсорбционными линиями. Для объяснения необычных свойств MWC 560 Томов и др. [95] предложили модель, в которой аккреционный диск вокруг белого карлика генерирует вдоль луча зрения коллимированные выбросы вещества, проявляющиеся в высокоскоростных абсорбционных линиях. Отсутствие заметных вариаций эмиссионных линий может свидетельствовать о наклоне орбитальной плоскости системы близком к 0° , что объясняет распространение выбросов вдоль луча зрения. Обращение звезд системы по эксцентричной орбите может модулировать темп аккреции и тем самым быть причиной переменности блеска системы. Фотометрический фликеринг MWC 560 — типичное свойство катаклизмических переменных звезд, в которых происходит аккреция на белый карлик с магнитным полем [108] — является одним из признаков аккреции в системе.

Другая интерпретация была предложена Микалитсианосом и др. [102] и Мараном и др. [106]. Спектр УФ излучения MWC 560 напоминает спектр новой после вспышки, которая сбросила относительно холодную оптически непрозрачную оболочку. Поэтому они предположили, что в MWC 560 высокоскоростные абсорбции образуются в такой оболочке. Однако, эта оболочка, движущаяся с наблюдаемой скоростью около 1000 км/с, должна быстро стать оптически прозрачной, что привело бы к сильной трансформации спектра. Но это не наблюдается.

Шоре и др. [104] предложили модель коллимированного ветра в MWC 560 для образования высокоскоростных абсорбций. Коллимированный ветер

— достаточно распространенный феномен в катаклизмических переменных [109]. Моделирование показало [104], что абсорбционные профили подобные наблюдаемым в MWC 560 можно получить в коллимированном ветре с быстрым ускорением вблизи центрального источника (в отличие от "нормальных" ветров). Кроме того, чтобы профили были похожи на образующиеся в оболочке, выброс вещества должен быть переменным. Эта модель выглядит очень необычно и, на самом деле, уже мало чем отличается от модели струи, в которой вещество ускоряется в небольшой области вблизи центрального источника.

Известно, что симбиотические звезды являются одним из немногих классов звезд, у которых имеются струи [8]. Таким образом, предположение о существовании струй в MWC 560 выглядит вполне естественным. Источником струй вероятно является белый карлик, что следует из близости максимальной наблюдаемой скорости струи к параболической скорости для белого карлика. Томов и др. [110] считают, что белый карлик имеет большое магнитное поле и его взаимодействие с аккрецирующим веществом приводит к образованию оптически непрозрачной оболочки (ветер) и струй. При малом темпе аккреции это взаимодействие происходит в режиме пропеллера — MWC 560 находится в пассивном состоянии, когда УФ светимость, скорость струй и переменность этих величин мала. При большем темпе аккреции пропеллерный режим меняется на аккректорный — объект переходит в активное состояние, которое наблюдалось весной 1990 г. Однако эта модель не согласована с наблюдаемыми характеристиками объекта.

В этой главе мы определяем природу горячего компонента излучения с помощью моделирования непрерывного спектра MWC 560. В результате находим параметры горячего компонента системы и струи, и корректируем модель активности объекта.

5.2 Моделирование непрерывного спектра системы.

Оптические и УФ спектры симбиотических звезд являются необычными и для их объяснения часто используются 4 модели горячего источника излучения: 1) горячая звезда в планетарной туманности, 2) горячая поверхность белого карлика, на которой происходит постоянное термоядерное горение аккрецирующего вещества, 3) аккреционный диск, 4) горячий оптически толстый ветер от белого карлика. Модели 1 и 2 не согласуются с тем, что в спектре MWC 560 не наблюдаются линии высокого возбуждения, а также с высокой светимостью объекта (табл. 6). Наблюдаемая светимость MWC 560 примерно на порядок меньше Эддингтоновской светимости $L_{Ed} \approx 1.3 \cdot 10^{38} \frac{M_{WD}}{1M_{\odot}}$, что исключает модель сверхкритического аккреционного диска из рассмотрения. В случае модели 4 причиной ветра может быть термоядерная вспышка на поверхности белого карлика вещества, накопленного в процессе аккреции [111], или вращающееся магнитное поле белого карлика, действующего как пропеллер [112, 113, 114]. При термоядерной вспышке светимость объекта должна быть не меньше L_{Ed} для ускорения газа наружу, поэтому эту модель мы также исключаем. Таким образом, источником ветра может быть аккреция в режиме пропеллера. Так как в оптически непрозрачном ветре поглощается и перерабатывается (термализуется) все излучение, идущее из внутренних областей, то эта модель может объяснить отсутствие рентгеновского и жесткого УФ излучения и линий высокого возбуждения в спектре MWC 560. Фотосфера ветра может быть представлена моделью сферы с чернотельным излучением.

Мы рассмотрели модели горячего компонента 3 и 4: аккреционный диск, в геометрически тонком и локально чернотельном приближениях [69] с пограничным слоем [115], и сферу с чернотельным излучением. Такар и Винг [116] определили по абсорбциям TiO спектральный тип гиганта в MWC 560 как M4–M5. При моделировании непрерывного спектра мы использовали цвета и абсолютные светимости гигантов M4 и M5 по данным [117]. Струю мы представляли в виде однородного слоя водо-

родного газа, в состоянии ЛТР, который поглощает излучение горячего компонента. Скорость движения газа задавалась равной 1000 км/с. Эта скорость практически не влияет на вид континуального спектра, а только незначительно меняет положение бальмеровского скачка. Для области вероятных температур газа в струе MWC 560 5000–10000 К [104] учитывались следующие основные процессы поглощения и рассеяния излучения: свободно-связанные и свободно-свободные переходы атомов и отрицательных ионов водорода, рассеяние Рэля на атомах водорода и Томсона на свободных электронах. Модельный спектр непрерывного излучения получался с учетом межзвездного поглощения, для которого использовались аппроксимации из [54, 118] и значение $R_V = A_V/E_{B-V} = 3.14$.

Модельный непрерывный спектр сравнивался с наблюдаемым, который строился по *UBV* данным Томова и др. [93], *JHK* данным Жекова и др. [94] и УФ данным наблюдений IUE Микалитсианоса и др. [102] и Фабрики и др. [103]. Из УФ данных использовались только потоки вблизи $\lambda\lambda$ 1470 и 3100 Å, где уровень непрерывного излучения виден между сильными полосами поглощения. Мы выбрали два состояния MWC 560 по потоку в УФ: с максимальным потоком — весной 1990 г. [102] — и с потоком, характерным для основного более спокойного состояния объекта — осенью 1991 г. [103]. Эти два состояния соответствуют активному и пассивному периодам, определенных в Гл. 4.3 на основе степени переменности скорости истечения и светимости объекта. Из рис. 25 следует, что эти характеристики объекта меняются и в пределах 2-х выделенных периодов, но переменность в активном периоде существенно больше, чем в пассивном. Это хорошо видно также на рис. 26.

В табл. 6 даны модельные параметры системы. Обозначения моделей: ad — аккреционный диск, bb — сфера с чернотельным спектром, 1 — активное состояние, 2 — пассивное, M4 III и M5 III — спектральный класс звезды-гиганта в данной модели. Параметры моделей: D — расстояние до системы, $A_V(G)$ и $A_V(H)$ — межзвездное поглощение в фильтре V , определенное по спектрам гиганта и горячего компонента соответственно, R_{in} — внутренний радиус аккреционного диска, R_{out} — внешний радиус диска или радиус сферы, T — температура аккреционного диска на радиусе 2.25

R_{in} (области максимального вклада в полную светимость [69]) или температура сферы, \dot{M}_a — темп аккреции, L_{bl} — болометрическая светимость горячего компонента. T_j , N_H , n — температура, колонковая и объемная полные плотности (атомы + протоны) поглощающего газа струи.

Таблица 6: Параметры моделей MWC 560.

Параметры	ad1		bb1		ad2		bb2	
	M4 III	M5 III	M4 III	M5 III	M4 III	M5 III	M4 III	M5 III
D [кпк]	1.43	2.00	1.43	2.00	1.42	2.00	1.42	2.00
$A_V(G)$	1.64	1.10	1.62	1.10	1.61	1.03	1.57	1.10
$A_V(H)$	1.26	1.17	1.46	1.44	1.27	1.12	1.29	1.57
R_{in} [10^{10} см]	4.4	7.3	—	—	4.3	7.8	—	—
R_{out} [10^{10} см]	48.7	67.7	38.6	54.1	41.5	58.7	36.3	54.8
T [10^4 К]	2.72	2.40	2.11	2.08	2.50	2.10	1.79	1.99
\dot{M}_a [$10^{-5} M_\odot/\text{год}$]	9	25	—	—	6	18	—	—
L_{bl} [10^{37} эрг/с]	1.73	2.90	2.10	3.90	1.18	1.95	0.96	3.35
T_j [10^4 К]	0.78	0.78	0.78	0.78	.68	.68	0.78	0.78
N_H [10^{23} см $^{-2}$]	2	2.5	3	3	10	12	6	6
n [10^{11} см $^{-3}$]	6	5	5	5	6	6	5	5
χ^2	0.39	0.39	0.34	0.38	0.78	0.49	0.47	1.03

Для моделей с аккреционным диском мы использовали значение массы белого карлика $1M_\odot$, которая является средней для двойных звезд типа катаклизмических переменных [119], и угол наклона системы к лучу зрения $i = 0^\circ$ (точное знание этого угла несущественно при значениях близких к 0°). На рис. 26 показаны данные наблюдений и спектры моделей bb1(M5 III) (сплошная линия) и bb2(M5 III) (штриховая линия) для активного и пассивного состояний соответственно. Вертикальными отрезками показаны неопределенности наблюдательных данных. Большой разброс в потоках излучения в оптическом и УФ диапазонах спектра в активном состоянии соответствует реально наблюдаемой переменности объекта. Модели согласуются с наблюдениями. Другие модели из табл. 6 также хорошо аппроксимируют данные наблюдений. Невязки моделей χ^2 приведены в табл. 6.

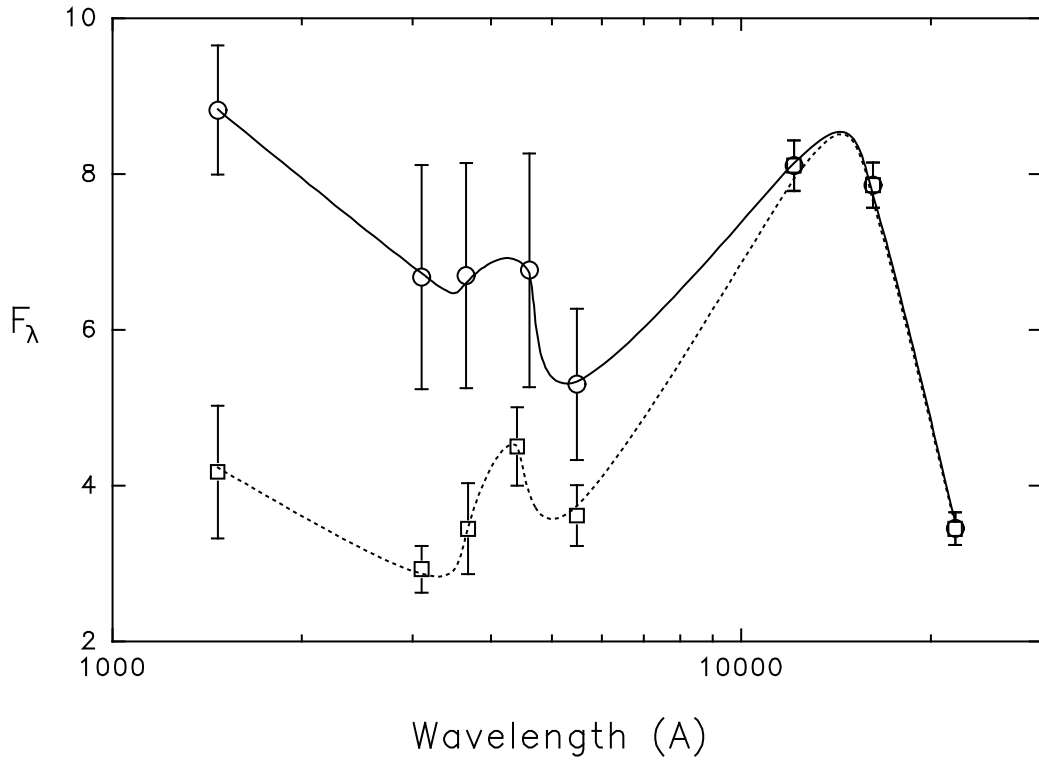


Рис. 26: Спектр непрерывного излучения MWC 560. Кружки и квадраты — данные наблюдений в активном и пассивном состояниях объекта соответственно. Сплошная и пунктирная линии — спектры моделей bb1(M5 III) и bb2(M5 III) соответственно. Ось длины волны представлена в логарифмическом масштабе. Интенсивность дана в единицах 10^{-13} эрг/см² с Å.

В наших моделях расстояние до системы определялось светимостью звезды-гиганта. Однако этот метод отягощен неопределенностью абсолютной звездной величины гиганта. Получаемые нами расстояния согласуются с результатами Жекова и др. [94]. Выбор типа гиганта (M4 или M5) не влияет существенно на параметры горячего компонента. Параметры поглощающего газа струи влияют в основном на вид УФ спектра, а также на излом спектра вблизи бальмеровского скачка. Это позволяет разделить два эффекта: поглощение газом струи и межзвездное поглощение.

Согласно табл. 6 оптимальными параметрами газа струи являются следующие: $T \approx 7000\text{--}8000$ К, $n \approx 5 \cdot 10^{11}$ см⁻³, $N_{\text{H}} \approx 2 \cdot 10^{23}\text{--}1 \cdot 10^{24}$ см⁻². Примерно такие же величины N_{H} были получены Шоре и др. [104] с помощью моделирования абсорбционного УФ спектра. По найденным вели-

чинам N_H и n мы находим длину области струи, где происходит поглощение излучения, $3\text{--}6 \cdot 10^{11}$ см в активный период и $1\text{--}2 \cdot 10^{12}$ см в пассивный период. Это хорошо согласуется с ограничением на длину струи (15) по времени переменности абсорбций в пассивный период.

При расчете спектра аккреционного диска мы учитывали вклад только той части диска, которая имеет температуру больше 10000 К. При меньших температурах водород ионизован частично и становится существенным охлаждение в линиях, что приводит к завышению континуального излучения в модели. В модели аккреционного диска УФ спектр наиболее сильно зависит от R_{in} , $A_V(H)$ и параметров струи. Оказывается, что приемлемая величина R_{in} близка к радиусу нормальных звезд. Уменьшение R_{in} привело бы к увеличению болометрической светимости и N_H , в частности, для радиуса белого карлика $R_{in} = 5 \cdot 10^8$ см, соответствующего массе около $1M_\odot$, получается $L_{bl} \approx 10^{39}$ эрг/с и $N_H \approx 5 \cdot 10^{24}$ см $^{-2}$. Наилучшее сходство модельного спектра с наблюдаемым достигается при $R_{in} \approx 4\text{--}8 \cdot 10^{10}$ см. Темп аккреции однозначно определяется по оптическому спектру и оказывается $\sim 10^{-4} M_\odot/\text{год}$; в активном состоянии он больше, чем в пассивном примерно в 1.5 раза. По величине N_H эти состояния различаются в 5 раз. Болометрическая светимость аккреционного диска равна $1\text{--}3 \cdot 10^{37}$ эрг/с.

В модели чернотельной сферы оптимальные параметры следующие: температура поверхности — 18000–21000 К, радиус сферы — $3.6\text{--}5.5 \cdot 10^{11}$ см. Болометрическая светимость соответственно равна $L_{bl} = 4 \pi \sigma T^4 R_{out}^2 = 1\text{--}4 \cdot 10^{37}$ эрг/с. Активное состояние отличается от пассивного более высокой температурой поверхности и меньшим N_H , в два раза.

Подытоживая результаты моделирования, можно сказать, что в моделях ad и bb параметры горячего источника и струи получаются весьма близкими. Модель bb с физической точки зрения более реальна. Величина N_H в активном состоянии в несколько раз меньше, чем в пассивном. При этом истинная светимость объекта различается меньше, чем его видимая яркость, т.е., как и предсказывалось в Гл. 4.3, переменностью величины

N_H можно объяснить переменность УФ излучения MWC 560.

5.3 Природа горячего компонента излучения. Пропеллер в MWC 560.

В модели аккреционного диска требуется темп аккреции около $10^{-4} M_\odot/\text{год}$. Если белый карлик аккрецирует вещество из ветра красного гиганта, то требуется еще больший поток массы в этом ветре. Однако гиганты в симбиотических звездах имеют много меньший темп потери вещества в ветре — $\dot{M}_w = 10^{-6 \div -8} M_\odot/\text{год}$ [120]. Необходимый темп аккреции возможен, если гигант переполняет полость Роша. Для звезд в MWC 560 прием средние массы белого карлика в двойных системах $M_{WD} = 1 M_\odot$ [119] и гиганта в симбиотических звездах S-типа, которому соответствует MWC 560, $M_G = 1 M_\odot$ [121]. Длина большой оси орбиты в MWC 560 в таком случае равна $a = \left(\frac{P_{orb}^2 G (M_G + M_{WD})}{4 \pi^2} \right)^{1/3} = 5.7 \cdot 10^{13}$ см, где орбитальный период равен $P_{orb} = 1930^d$ [92]. У долгопериодических систем орбита обычно эллиптическая [123]. Вероятное значение эксцентриситета для орбитального периода MWC 560 $e = 0.15(\log P_{orb} - 1) = 0.34$ [123]. Тогда минимальное расстояние в перигелии между компонентами в MWC 560 может быть около $a_p = a(1 - e) \approx 3.8 \cdot 10^{13}$ см. Используя эту величину и ожидаемое отношение масс компонентов $q = M_G/M_{WD} = 1$, получаем минимальный критический радиус (полости Роша) $R_{cr} = a_p(0.38 + 0.2 \log q) \approx 210 R_\odot$ [124]. Типичный же радиус гигантов M4–M5 около $100 R_\odot$ [117], что существенно меньше R_{cr} . Поэтому переполнение полости Роша гигантом в MWC 560 маловероятно.

Даже если гигант обеспечивает темп аккреции на белый карлик $10^{-4} M_\odot/\text{год}$, то непонятно куда девается вещество из внешних частей диска. Если часть этого вещества достигает поверхности белого карлика, а основная часть выбрасывается, то мы фактически имеем дело с моделью типа bb. Поэтому мы предполагаем, что источником УФ излучения MWC 560 является фотосфера мощного ветра, истекающего от белого карлика. Наблюдательным свидетельством оптически непрозрачного ве-

тра возможно являются постоянно присутствующие в спектре MWC 560 слабые линии поглощения водорода со скоростью ≈ -200 км/с [125]. Эмиссионные линии водорода и металлов возможно излучают над фотосферой. Их ширина равна ≈ 100 км/с. Линии металлов возникают за счет флуоресценции УФ излучения [104].

Для определенности примем следующие значения параметров фотосферы: болометрическая светимость $L_{bl} = 1 \cdot 10^{37}$ эрг/с, температура $T = 20000$ К, размер $R_{out} = 5 \cdot 10^{11}$ см (см. табл. 6), скорость истечения вещества в ветре $V_w = 100$ км/с. Для формирования ветра с такими параметрами фотосферы требуется темп истечения вещества:

$$\dot{M}_W \approx \frac{4\pi V_w R_{out}}{k} \approx 2.5 \cdot 10^{-6} M_\odot/\text{год}, \quad (16)$$

где $k \approx 0.4$ см²/гр — сечение поглощения Росселанда для $T = 20000$ К и плотности $\rho = 4 \cdot 10^{-12}$ гр/см³ [126]. Величина ρ была получена для априорно заданной величины $\dot{M}_W = 2 \cdot 10^{-6} M_\odot/\text{год}$. Примерное равенство последней и полученной по формуле (16) оправдывает это. При обсуждении моделей в Гл. 5.2 мы пришли к выводу, что источником ветра может быть пропеллер — быстро вращающийся белый карлик с большим магнитным полем, которое препятствует аккреции вещества на поверхность звезды, отбрасывая его за радиус гравитационного захвата [112]. В других сценариях пропеллера вокруг магнитосферы может образоваться оболочка или диск [127]. Картина гидродинамических течений у пропеллера до сих пор спорная. Вполне возможна секториальная структура течений, когда в одних направлениях происходит аккреция на магнитосферу, а в других — выброс [128], что по-видимому наблюдается в MWC 560 в виде струй. Верхним пределом скорости в выбросе является скорость вращения магнитного поля на магнитосфере $V_s = \omega R_A$, где ω — частота вращения [113]. Нижний предел — параболическая скорость на магнитосфере $V_f = \sqrt{2GM_{WD}/R_A}$ [112]. Если мы примем за радиус магнитосферы в MWC 560 $R_A = 10^{11}$ см, что меньше радиуса фотосферы, и период вращения порядка времени фликеринга 1000 с [93], верхний и нижний пределы скорости в выбросе будут примерно равны 6000 км/с и 500 км/с соот-

ветственно. Как раз такие скорости в струях MWC 560 наблюдались в 1990 г. Различие скорости струи в разные периоды времени может быть обусловлено различием в режиме работы пропеллера. Возможность генерации струй пропеллером согласуется с современными представлениями о роли магнитного поля в ускорении и коллимации струй (см. ссылки в [8]). Суть идеи заключается в том, что ионизованный газ, замороженный в магнитное поле, ускоряется центробежными силами на Альвеновской поверхности, увлекает за собой магнитное поле и формирует тороидальный компонент поля, который коллимирует поток газа вдоль оси вращения. Таким образом, модель пропеллера в MWC 560 позволяет объяснить как природу горячего компонента в спектре и его фликкеринг, так и, возможно, происхождение струй.

Основное условие пропеллера — Альвеновский радиус $R_A = \left(\frac{\mu^4}{2 G M \dot{M}_a^2} \right)^{1/7}$ должен быть примерно больше радиуса коротации $R_c = \left(\frac{G M_{WD}}{\omega^2} \right)^{1/3}$ [112]. Здесь $\mu = B_0 R_0^3 / 2$ — дипольный магнитный момент звезды. В таком случае магнитное поле белого карлика должно быть напряженностью на поверхности звезды:

$$B_0 \approx 9 \cdot 10^9 \left(\frac{\dot{M}_a}{10^{-6} M_\odot / \text{год}} \right)^{0.5} \left(\frac{R_A}{10^{11} \text{ см}} \right)^{1.75} \left(\frac{R_{WD}}{5 \cdot 10^8 \text{ см}} \right)^{-3} \text{ Гс.} \quad (17)$$

Магнитные поля такой величины в принципе наблюдаются у белых карликов [129]. Однако в MWC 560 увидеть это поле по поляризации спектра невозможно, т.к. фотоны с магнитосферы, претерпевая рассеяние в фотосфере, теряют информацию о поле.

При аккреции газа на магнитосферу в режиме пропеллера часть вещества (возможно незначительная) может достигать поверхности белого карлика, и тем самым обеспечивать наблюдаемую светимость. Такое возможно из-за различных неустойчивостей при взаимодействии вращающегося магнитного поля с плазмой, из-за попадания части вещества в области близкие к оси вращения и др. В этой случае темп аккреции на поверхность белого карлика равен $\dot{M}_a = L_{bl} R_{WD} / G M_{WD} \approx 1 \cdot 10^{-6} M_\odot / \text{год}$,

где использованы принятые выше величины. Темп аккреции в этой модели получается существенно меньше, чем в модели аккреционного диска. Радиус гравитационного захвата белого карлика в MWC 560 равен $R_g = 2G M_{WD} / (V_w^2 + V_{WD}^2) = 1.2 \cdot 10^{14}$ см, где использована величина средней скорости ветра у красных гигантов $V_w = 10$ км/с [122] и орбитальная скорость вращения белого карлика равна $V_{WD} = \frac{2\pi a M_G}{P_{orb} (M_G + M_{WD})} = 10.7$ км/с для принятых нами параметров системы. То, что величина R_g превышает расстояние между компонентами, означает гравитационный захват почти всего вещества ветра. Следовательно, для аккреции из ветра гиганта в этой модели требуется темп истечения в ветре около $1 \cdot 10^{-6} M_\odot / \text{год}$, что является вполне приемлемой величиной для гигантов.

Для объяснения переходов между активным и пассивным состояниями MWC 560 в [99] была предложена модель аккректор-пропеллер, в которой магнитный белый карлик взаимодействует с аккрецирующим веществом и это взаимодействие катастрофичным образом изменяется при незначительном изменении темпа аккреции на магнитосферу [127]. При увеличении темпа аккреции R_A может стать меньше, чем R_c , — белый карлик переходит в состояние аккректора и, следовательно, УФ светимость сильно возрастает, что соответствует в терминологии [99] активному состоянию. При условии пропеллера $R_A > R_c$ — аккреция идет на поверхность магнитосферы, УФ светимость ниже, объект наблюдается в пассивном состоянии. Однако эта модель противоречива по следующим причинам. При переходе в режим аккректора энерговыделение должно сильно возрасти, примерно в R_A/R_{WD} раз при квазистационарной аккреции, и еще больше при сбросе оболочки вокруг магнитосферы. Здесь приемлема аналогия с транзиентными рентгеновскими источниками. Но из нашего моделирования (табл. 6) следует, что L_{bl} в активном состоянии (аккректор) отличается от уровня пассивного состояния (пропеллер) не более чем в 2 раза. Скорость струи, образующейся в результате ускорения вещества на магнитосфере, пропорциональна ωR_A , и поэтому должна быть выше в режиме пропеллера, но большие скорости наблюдаются в активном состо-

янии, т.е. в режиме аккретора. С другой стороны, вообще непонятно каким образом ускоряются струи в в этом режиме. В состоянии ”аккретор” находятся полярные и промежуточные полярные. Однако у них не наблюдается струйное истечение как у MWC 560. Ввиду этих противоречий мы предполагаем, что MWC 560 всегда находится в режиме пропеллера. Темп поступления на магнитосферу вещества из ветра гиганта будет влиять на эффективность ускорения струй. А в результате, изменение скорости в струе будет влиять на УФ светимость, о чем говорилось выше.

5.4 Параметры струй MWC 560.

В предыдущих разделах мы обосновали модель струй в MWC 560 как с наблюдательной точки зрения, так и с точки зрения модели горячего компонента системы: пропеллер в принципе может ускорять вещество до больших скоростей и коллимировать выброс с помощью магнитного поля. На самом деле до сих пор непонятно как происходит ускорение струй и какие механизмы отвечают за это. Поэтому наблюдаемые параметры струй MWC 560 представляют большой интерес.

Согласно Гл. 4.2.3 кроме высокоскоростных абсорбций от приближающейся струи в спектре MWC 560 имеется слабая H α -эмиссия контр-струи со светимостью $2 \cdot 10^{33}$ эрг/с. На основании объемной меры эмиссии в линии H α $\approx 2.8 \cdot 10^{-26} n_e^2$ эрг/см³ с стер [73] для температуры 10^4 К (см. табл. 6), получаем меру эмиссии контр-струи $V n_e^2 \geq 6 \cdot 10^{57}$ см⁻³, где V — объем, n_e — концентрация электронов. Неравенство здесь отвечает возможностям покрытия части эмиссионной области центральным объектом и оптической непрозрачности излучающего газа. Полученной величине меры эмиссии, принимая объем струи равным $V = \text{tg}^2 \theta_j R_j^3$, соответствует величина колонковой электронной плотности в струе $N_e = n_e R_j \geq 1.5 \cdot 10^{23}$ см⁻². Здесь использовались величины $R_j \leq 2 \cdot 10^{12}$ см и полураствора струи $\theta_j = 20^\circ$ (см. ниже). Тогда средняя степень ионизации в струях в пассивный период равна $N_e / (N_H - N_e) \geq 0.3$ (величина N_H взята из табл. 6 для модели bb2), что соответствует температуре газа

$T_j \geq 7000$ К. Эта оценка степени ионизации газа в струях не зависит от объемной скважности газа и хорошо согласуется с параметрами струи, полученными нами из моделирования спектра MWC 560.

Результаты наблюдений согласуются с представлением, что струи MWC 560 ориентированы близко к лучу зрения и перпендикулярны орбитальной плоскости, т.е. угол наклона орбиты мал. Лучевая скорость эмиссий FeII, TiII и других металлов, образующихся в результате флуоресценции УФ излучения [104], по-видимому, в горячей оболочке вокруг белого карлика, имеет переменность менее 4 км/с, по данным Томова и Колева [125], и менее 2 км/с, по данным Е.Л. Ченцова (частное сообщение, 1997), за период более тысячи дней. Тогда амплитуда орбитальной переменности лучевых скоростей белого карлика в этой системе равна $2K \leq 4$ км/с. Для орбитальной скорости белого карлика $V_{orb} = 10$ км/с (см. Гл. 5.3) имеем ограничение на возможный интервал значений угла наклона системы $\Delta i \leq K/V_{orb} \cos i = 11^\circ$. С другой стороны, чтобы струя длиной $2 \cdot 10^{12}$ см для образования высокоскоростных абсорбций полностью покрывала источник УФ излучения с радиусом $5 \cdot 10^{11}$ см, угол полураствора струи должен быть $\theta_j > i + 14^\circ$. Вероятность найти двойную систему с $i = 0^\circ$ крайне мала, поэтому мы принимаем величину $\theta_j \geq 20^\circ$. В известной симбиотической двойной СН Суг эта величина, определенная по радионаблюдениям [130], $\theta_j \approx 5^\circ$.

Величины потоков массы и кинетической энергии в струе MWC 560 равны:

$$\dot{M}_j \approx \pi m_p \theta_j^2 N_H R_{out} V_j \approx 6 \cdot 10^{-7} M_\odot / \text{год}, \quad (18)$$

$$L_k = \dot{M}_j V_j^2 / 2 \approx 7 \cdot 10^{35} \text{ эрг/с}. \quad (19)$$

Здесь мы использовали параметры MWC 560 в пассивном состоянии (табл. 6, модель bb2): $N_H = 6 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$, расстояние от центра ускорения до основания струи $R_{out} = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}$, $V_j = 2000 \text{ км/с}$ (Табл. 5) и $\theta_j = 20^\circ$. Для активного состояния объекта (модель bb1) величина \dot{M}_j оказывается

примерно такой же, как для пассивного. Одним из наиболее важных параметров, характеризующих эффективность механизма ускорения струй, является отношение кинетической светимости струй (потока кинетической энергии) L_k к болометрической светимости их источника. В случае MWC 560 $L_k/L_{bol} \approx 0.07$. Если бы истечение газа из этого объекта происходило сферически симметрично, то кинетическая светимость струи была бы примерно равна болометрической светимости центрального источника, что было бы трудно согласовать в рамках законов термодинамики в любой модели ускорения газа. Это независимо свидетельствует о том, что истечение газа в MWC 560 происходит в виде струй.

Итак, мы показали, что УФ и оптическое излучение MWC 560 формируется в фотосфере медленного оптически непрозрачного ветра, истекающего от белого карлика, и нашли параметры горячего компонента и ветра. Ветер может образоваться в результате работы пропеллера. Эта модель способна объяснить активность объекта и формирование струй. Параметры струй — температура, плотность газа и размер струй, — определенные из моделирования и по прямым оценкам на основе наблюдательных данных, хорошо согласуются между собой.

Заключение

В данной диссертации были представлены результаты наблюдений звезд, генерирующих струи, — SS 433 и MWC 560 — и на основе этих результатов определены физические условия в струях и их центральных источниках. Основными результатами работы является следующее:

1) На основе большой базы спектральных и фотометрических данных нами были получены средние интенсивности подвижных линий и бальмеровские декременты струй SS 433. Их зависимость от фазы прецессии свидетельствует об оптической непрозрачности струй и об анизотропии излучения.

2) По зависимости интенсивности излучения в линиях струй SS 433 от фазы прецессии, а значит от угла наклона струй к лучу зрения, найдены диаграммы направленности излучения струй. Они оказались одинаковыми для обеих струй. В этой диаграмме имеется два противоположно направленных максимума излучения. Линия максимумов излучения наклонена к вектору скорости струй под углом около 40° , наклон головного максимума в сторону прецессионного движения.

3) Сравнение наблюдаемых бальмеровских декрементов струй SS 433 с декрементами из радиационных расчетов позволило получить основные физические параметры излучающего газа и струй: плотность $\geq 10^{13}$ см $^{-3}$, температуру около $2 \cdot 10^4$ К, оптическую толщину в линии H α $\gg 1$, кинетическую светимость струй около 10^{39} эрг/с. Было получено также, что излучающий газ сконцентрирован в облаках с размером около 10^8 см, с объемной скважностью около 10^{-6} . Эти облака могут быть образованы посредством тепловой неустойчивости в струе.

4) Анализ показал, что облака в струях SS 433 распределены скоплениями с размерами около 10^{12} см. Это позволяет говорить об иерархической структуре струй.

5) Прецессия струй SS 433 обуславливает динамическое взаимодействие облаков с межоблачным газом на длине выметания струей ме-

дленного ветра от аккреционного диска, которая равна длине оптических струй. Это взаимодействие определяет динамику облаков и вид построенной нами по данным наблюдений диаграммы направленности излучения струй. Диссипация кинетической энергии струй в результате этого взаимодействия является одним из источников нагрева облаков в струях. Прецессией струй можно объяснить уникальность субрелятивистских оптических струй SS 433 (факт продолжительного излучения в оптических линиях).

6) Результаты нашего моделирования профилей линий струй SS 433 при предположении о нагреве струй коллимированным излучением поддерживают гипотезу существования этого излучения в SS 433. Раствор конуса коллимированного излучения должен быть не меньше 14° , а светимость излучения больше $3 \cdot 10^{39}$.

7) Найдена структура газовых потоков в системе SS 433, излучающих в линиях HeII $\lambda 4686$ и H β . Показано, что линия HeII $\lambda 4686$ состоит из двух компонент: одна из них образуется в аккреционном потоке в диск (как и линия H β), другая — в коконах вокруг оснований релятивистских струй. Определены размеры этих структур.

8) В 1990–1993 гг. осуществлен спектральный мониторинг необычно переменной симбиотической звезды MWC 560. В исследуемый период объект находился в пассивном состоянии. Обнаружена переменность высокоскоростных абсорбций за 3 часа, а также эмиссия в красном крыле линии H α — проявление контр-струи. Анализ результатов наблюдений поддерживает модель образования высокоскоростных абсорбций в струе. Переменность скорости струи вполне объясняет переменность яркости объекта в УФ области.

9) С помощью моделирования непрерывного спектра определены параметры горячего компонента в системе MWC 560: температура фотосферы ≈ 20000 К и ее радиус $\approx 5 \cdot 10^{11}$ см. Эта фотосфера образована медленным (100–200 км/с) оптически непрозрачным ветром от белого карлика. Поток массы в ветре достигает $2.5 \cdot 10^{-6} M_\odot/\text{год}$. Из моделирования по-

лучены также параметры струи, которые согласуются с наблюдениями: температура 8000 К, полная колонковая плотность $3-6 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$, средняя электронная плотность $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, длина струи $6 \cdot 10^{11}-10^{12} \text{ см}$, кинетическая светимость струи $\approx 7 \cdot 10^{35} \text{ эрг/с}$. Определена примерная величина полураствора струи 20° .

Медленный ветер и струи в MWC 560 могут образоваться в результате аккреции на магнитный белый карлик, которая протекает в режиме пропеллера. Эта модель объясняет также переменность объекта.

В заключение хочется выразить благодарность С.Н. Фабрике за научное руководство данной работой. Автор признателен многим сотрудникам САО за помощь в наблюдениях и плодотворное обсуждение работы.

Литература

- [1] Baade W., Minkowski R. On the identification of radio sources. *Ap.J.*, **119**, 215–231, 1954.
- [2] Curtis H.D. Descriptions of 762 nebulae and clusters. *Lick Obs. Publ.*, **13**, 11–42, 1918.
- [3] Schmidt M. 3C 273: a star-like object with large red shift. *Nature*, **197**, 1040, 1963.
- [4] Blandford R.D., Rees M.J. A "twin-exhaust" model for double radio sources. *MNRAS*, **169**, 395–416, 1974.
- [5] Margon B. Observations of SS 433. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **22**, 507–536, 1984.
- [6] Dopita M.A., Schwartz R.D., Evans I. Herbig-Haro objects 46 and 47: evidence for bipolar ejection from a young star. *Ap.J.*, **263**, L73–L78, 1982.
- [7] Mundt R., Brugel E.W., Bührke T. Jets from young stars: CCD imaging, long-slit spectroscopy, and interpretation of existing data. *Ap.J.*, **319**, 275–303, 1987.
- [8] Livio M. The formation of astrophysical jets. STSI prep, **1097**, 1–21, 1996.
- [9] Madau P. Thick accretion disks around black holes and the UV/soft X-ray excess in quasars. *Ap.J.*, **327**, 116–127, 1988.
- [10] Arav N., Begelman M.C. Interaction of a jet with a radiation pressure-dominated atmosphere: the case of SS 433. *Ap.J.*, **413**, 700–709, 1993.
- [11] Wilson A.S., Tsvetanov Z.I. Ionization cones and radio ejecta in active galaxies. *Astron. J.*, **107**, 1227–1234, 1994.

- [12] Фабрика С.Н.,
Борисов Н.В. Параметры струй SS 433. Интерпретация результатов. Письма в Астрон. журн., **13**, 663–670, 1987.
- [13] Margon B., Anderson S.F. Ten years of SS 433 kinematics. *Ap.J.*, **347**, 448–454, 1989.
- [14] Ciatti F., Mammano A., Jijima T., Vittone A. Nutation-like effects in SS 433. *Astron. Astrophys. Suppl.*, **52**, 443–454, 1983.
- [15] Борисов Н.В.,
Фабрика С.Н. Параметры струй SS 433. Моделирование профилей движущихся линий. Письма в Астрон. журн., **13**, 487–494, 1987.
- [16] Черепащук А.М. Данные фотометрических наблюдений SS 433 и их интерпретация. — в кн. Итоги науки и техники. Сер. Астрономия. М., ВИНТИ, **38**, 60–120, 1988.
- [17] Vermeulen R. Multi-wavelength studies of SS 433. Ph.D. thesis. Univ. Leiden, 1989.
- [18] Watson M.G., Stewart G.C., Brinkmann W., King A.R. Doppler-shifted X-ray line emission from SS 433. *MNRAS*, **222**, 261–272, 1986.
- [19] Kotani T., Kawai N., Aoki T., Doty J., Matsuoka M., Mitsuda K., Nagase F., Ricker G., White N.E. Discovery of the double Doppler-shifted emission-line systems in the X-ray spectrum of SS 433. *Publ. Astr. Soc. Jap.*, **46**, L147–L150, 1994.
- [20] Wagner R.W. The binary system of SS 433. I Further constraints imposed by observation of the optical continuum spectrum. *Ap.J.*, **308**, 152–160, 1986.
- [21] Черепащук А.М., Асланов А.А., Корнилов В.Г. WBVR-фотометрия SS 433: спектр нормальной звезды и аккреционного диска. *Астрон. журн.*, **59**, 1157–1166, 1982.

- [22] Brinkmann W., Kawai N., Matsuoka M., Fink H.H. The X-ray emission of SS 433. *Astron. Astrophys.*, **241**, 112–126, 1991.
- [23] Kotani T., Kawai N., Matsuoka M., Brinkmann W. X-ray observations of SS 433 with ASCA. *Publ. Astr. Soc. Jap.*, **48**, 619–629, 1996.
- [24] Begelman M.C., Sarazin C.L., Hatchett S.P., McKee C.F., Arons J. Beam models for SS 433. *Ap.J.*, **238**, 722, 1980.
- [25] Копылов И.М., Кумайгородская Р.Н., Сомов Н.Н., Сомова Т.А., Фабрика С.Н. О характере переменности спектра SS 433 с 6-дневным периодом (июнь-август 1981 г.) *Астрон. журн.*, **64**, 785–802, 1987.
- [26] Vermeulen R.C., Murdin P.G., van den Heuvel E.P.J., Fabrika S.N., Wagner R.M., Margon B., Hutchings J.B., Schilizzi R.T., van Kerkwijk M., van den Hoek L.B., Ott E., Angebault L.P., Miley G.K., D’Odorico S., Borisov N.V. Monitoring of very rapid changes in the optical spectrum of SS 433 in May/June 1987. *Astron. Astrophys.*, **270**, 204–221, 1993.
- [27] Hjellming R.M., Johnston K.J. An analysis of the proper motions of SS 433 radio jets. *Ap.J.*, **246**, L141–L147, 1981.
- [28] Stewart G.C., Pan H.-C., Kawai N. X-ray observations of SS 433 and its jets. in: *Proc. 23d ESLAB Symp. (ESA SP-296; Noordwijk:ESA)*, 163–170, 1989.
- [29] Асадуллаев С.С., Черепашук А.М. Переменность абсолютных интенсивностей эмиссионных линий в спектре SS 433. *Астрон. журн.*, **63**, 94–112, 1986.
- [30] Davidson K., McCray R. SS 433 as a prototype of astrophysical jets. *Ap.J.*, **241**, 1082–1089, 1980.

- [31] Brinkmann W., Fink H.H., Massaglia S., Bodo G., Ferrari A. The thermal evolution of the jets in SS 433. *Astron. Astrophys.*, **196**, 313–326, 1988.
- [32] Bodo G., Ferrari A., Massaglia S., Tsinganos K. Acceleration and thermal instabilities in the jets of SS 433. *Astron. Astrophys.*, **149**, 246–252, 1985.
- [33] Zealey W.J., Dopita M.A., Malin D.F. The interaction between the relativistic jets of SS 433 and the interstellar medium. *MNRAS*, **192**, 731–743, 1980.
- [34] Milgrom M. On the interpretation of the large variations in the line positions in SS 433. *Astron. Astrophys.*, **76**, L3–L6, 1979.
- [35] Shapiro P.R., Milgrom M., Rees M. The radiative acceleration of astrophysical jets: line-locking in SS 433. *Ap. J. Suppl.*, **60**, 393–432, 1986.
- [36] Katz J.I. An instability of radiative acceleration. *Ap.J.*, **317**, 264–270, 1987.
- [37] Icke V. Photon surfing near compact accreting objects. *Astron. Astrophys.*, **216**, 294–304, 1989.
- [38] Eggum G.E., Coroniti F.V., Katz J.I. Jet production in supereddington accretion disks. *Ap.J.*, **298**, L41–L45, 1985.
- [39] Begelman M.C., Rees M.J. The cauldron at the cone of SS 433. *MNRAS*, **206**, 209–220, 1984.
- [40] Копылов И.М., Кумайгородская Р.Н., Сомова Т.А. Спектр SS 433 в стадии вспышечной активности (июль 1980). *Астрон. журн.*, **62**, 323–338, 1985.
- [41] Копылов И.М., Кумайгородская Р.Н., Сомов Н.Н., Сомова Т.А., Фабрика С.Н. О быстрой спектральной и фотометрической переменности SS 433. *Астрон. журн.*, **63**, 690–701, 1986.

- [42] Копылов И.М., Бычкова Л.В., Фабрика С.Н., Кумайгородская Р.Н., Сомова Т.А. Переменность спектральных линий SS 433 с орбитальным периодом. Письма в Астрон. журн., **15**, 1092–1101, 1989.
- [43] Горанский В.П., Копылов И.М., Рахимов В.Ю., Борисов Н.В., Бычкова Л.В., Фабрика С.Н., Чернова Г.П. Спектральные и фотометрические наблюдения SS 433 в главном минимуме. Сообщ. Спец. Астроф. Обсерв. АН СССР, N52, 5–50, 1987.
- [44] Горанский В.П., Фабрика С.Н., Рахимов В.Ю., Панфёров А.А., Белов А.Н., Бычкова Л.В. Оптические наблюдения SS 433 во время затмений: структура аккреционного диска. Астрон. журн., 1997, в печати.
- [45] Гладышев С.А., Горанский В.П., Курочкин Н.Е., Черепашук А.М. Фотометрия и орбитальный период SS 433 (V 1343 Aql). Астрон. циркуляр, N1145, 1, 1980.
- [46] Каюмов В.В., Киселев Н.Н., Пушнин П.А., Рахимов В.Ю., Сиклицкий В.И., Тарасов К.В., Чернова Г.П., Якутович В.Н. Исследование фотометра-поляриметра 1-м РСС телескопа. Бюлл. ИАФ АН ТаджССР, N 78, 10–16, 1986.
- [47] Kodaira K., Nakada Y., Backman D.E. Infrared variability of SS 433. Ap.J., **296**, 232–239, 1985.
- [48] Giles A.B., King A.R., Jameson R.F., Sherrington M.R., Hough J.H., Bailey J.A., Cunningham E.C. The IR variability of SS 433. Nature, **286**, 689–691, 1980.
- [49] Catchpole R.M., Glass I.S., Carter B.S., Roberts G. IR variability of SS 433. Nature, **291**, 392–394, 1981.
- [50] Страйжис В.Л. Многоцветная фотометрия звезд. Вильнюс: Моклас, 1979.

- [51] Гладышев С.А., Горанский В.П., Черепашук А.М. Фотометрические исследования SS 433. Результаты наблюдений 1979–1986 гг. Астрон. журн., **64**, 1037–1056, 1987.
- [52] Фабрика С.Н., Копылов И.М., Шхагошева З.У. SS 433 photometric data analysis: constraints on masses of components. САО препринт N61, 1–10, 1990.
- [53] Лууд Л.С. К учету межзвездного поглощения при исследовании эмиссионных линий небесных объектов. Публ. Тартуской обсерв., **46**, 55–70, 1978.
- [54] O'Donnell J.E. R_v -dependent optical and near-ultraviolet extinction. Ap.J., **422**, 158–163, 1994.
- [55] Lind K.R., Blanford R.D. Semidynamical models of radio jets: relativistic beaming and source counts. Ap.J., **295**, 358–367, 1985.
- [56] Бегелман М.С., Блэндфорд Р.Д., Рис М.Дж. Теория внегалактических источников радиоизлучения. В кн. Физика внегалактических источников радиоизлучения. М., Мир. 9–295, 1987.
- [57] Vittone A., Rusconi L., Sedmak G., Mammano A., Ciatti F. Correlations and periodicities of equivalent width in SS 433. Astron. Astrophys. Suppl., **53**, 109–118, 1983.
- [58] Margon B., Anderson S., Aller L.H., Downes R.A., Keyes C.D. Rapid intensity variability in the jets of SS 433. Ap.J., **281**, 313–317, 1984.
- [59] Wagner R.W., Newsom G.H., Foltz C.B., Byard P.L. Short-time-scale doppler and intensity variations in the spectrum of SS 433. Astron. J., **86**, 1671–1678, 1981.
- [60] Drake S.A., Ulrich R.K. The emission-line spectrum from a slab of hydrogen at moderate to high densities. Ap.J. Suppl., **42**, 351–383, 1980.

- [61] Mathews W.G., Blumental G.R., Grandi S.A. Hydrogen line intensities from dense plasmas — application to quasar spectra. *Ap.J.*, **235**, 971–985, 1980.
- [62] Nittmann J., Falles S.A.E.G., Gaskell P.H. The dynamical destruction of shocked gas clouds. *MNRAS*, **201**, 833–847, 1982
- [63] Dolan J.F., Boyd P.T., Fabrika S.N., Tapia S., Bychkov V., Panferov A.A., Nelson M.J., Percival J.W., van Citters G.W., Taylor D.C., Taylor M.J. SS 433 in the ultraviolet. *Astron. Astrophys.*, 1997, в печати.
- [64] Zwitter T., Calvani M., D’Odorico S. Photometry of SS 433 and its implication for the nature of the system. *Astron. Astrophys.*, **251**, 92–102, 1991.
- [65] Соболев В.В. Курс теоретической астрофизики, М., Наука, 1975.
- [66] van den Heuvel E.P.J. SS 433, X-ray binaries and stellar evolution. *Vistas in Astronomy*, **25**, 95–108, 1981.
- [67] Blondin J.M., Fryxell B.A., Königl A. The structure and evolution of radiatively cooling jets. *Ap.J.*, **360**, 370–386, 1990.
- [68] Vermeulen R.C., Schilizzi R.T., Icke I., Fejes I., Spencer R.E. Evolving radio structure of the binary star SS 433 at a resolution of 15 mas. *Nature*, **328**, 309–312, 1987.
- [69] Shakura N.I., Sunyaev R.A. Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astron. Astrophys.*, **24**, 337–355, 1973.
- [70] Stewart G.C., Watson M.G., Matsuoka M., Brinkmann W., Jugaku J., Takagishi K., Omodaka T., Kemp J.C., Henson G.D., Kraus D.J., Mazeh T., Leibowitz E.M. Simultaneous observations of the X-ray and optical eclipse of SS 433 and their implications. *MNRAS*, **228**, 293–304, 1987.
- [71] Eggum G.E., Coroniti F.V., Katz J.I. Radiation hydrodynamic calculation of super-Eddington accretion disks. *Ap.J.*, **330**, 142–167, 1988.

- [72] Collins II G.W., Newson G.H. A dynamical model for SS 433. *Ap.J.*, **308**, 144–151, 1986.
- [73] Каплан С.А., Пикельнер С.Б. Физика межзвездной среды. М., Наука, 1979.
- [74] Шкловский И.С. Потеря массы SS 433 и ее влияние на рентгеновское и радиоизлучение этого источника. *Астрон. журн.*, **58**, 554–560, 1981.
- [75] Crampton D., Hutchings J.B. The SS 433 binary system. *Ap.J.*, **251**, 604–610, 1981.
- [76] Гладышев С.А., Горанский В.П., Черепашук А.М. Фотометрическая переменность SS 433 (V 1343 Aql) в 1979–1981 гг. *Письма в Астрон. журн.*, **9**, 3–13, 1983.
- [77] Шакура Н.И. Дискковая модель аккреции газа релятивистской звездой в двойной системе. *Астрон. журн.*, **49**, 921–929, 1972.
- [78] Van den Heuvel E.P.J., Ostriker J.P., Peterson J.A. An early-the binary model for SS 433. *Astron. Astrophys.*, **81**, L7–L10, 1980.
- [79] Липунов В.М., Шакура Н.И. О природе SS 433. *Астрон. журн.*, **59**, 631–635, 1982.
- [80] Фабрика С.Н. Интерпретация кривой блеска объекта SS 433. *Письма в Астрон. журн.*, **10**, 42–50, 1984.
- [81] Шаховской Н.М., Сазонов А.Н. SS 433: структура аккреционного диска и его короны на базе синхронной *UBVRI* фотометрии. *Письма в Астрон. журн.*, **22**, 580–586, 1996.
- [82] Драбек С.В., Копылов И.М., Сомов Н.Н., Сомова Т.А. Двухпроцессорный аппаратно- программный комплекс — сканер БТА. I. Новые возможности и описание работы. *Астрофиз. исслед.*, *Известия САО*, **22**, 64–72, 1986.

- [83] Сомов Н.Н. Двухпроцессорный аппаратурно- программный комплекс — сканер БТА. II. Сипран — специализированный язык программирования. *Астрофиз. исслед., Известия САО*, **22**, 73–76, 1986.
- [84] Kawai N., Matsuoka M., Pan H.C., Stewart G.C. Ginga observations of the X-ray eclipse of SS 433. *PASP*, **41**, 491–508, 1989.
- [85] Fabrika S.N., Bychkova L.V. The mass function of SS 433. *Astron. Astrophys.*, **240**, L5–L7, 1990.
- [86] Filippenko A.V., Romani R.W., Sargent W.L.W., Brandford R.D. Possible evidence for disk emission in SS 433. *Astron. J.*, **96**, 242–250, 1988.
- [87] Brinkmann W., Kawai N., Matsuoka M. SS 433 — the puzzle continues. *Astron. Astrophys.*, **218**, L13–L16, 1989.
- [88] Merrill P.W., Burwell C.G. Supplement to the mount Wilson catalogue and bibliography of stars of classes B and A whose spectra have bright hydrogen lines. *Ap.J.*, **98**, 153–184, 1943.
- [89] Sanduleak N., Stephenson C.B. Low-dispersion spectra and galactic distribution of various interesting strong-emission-line objects in the southern Milky Way. *Ap.J.*, **185**, 899–913, 1973.
- [90] Bond H.E., Pier J., Pilachowcki C., Slovak M., Szkody P. The extraordinary symbiotic-like variable MWC 560. *BAAS*, **16**, 516, 1984.
- [91] Luthardt R. The long-term behaviour of MWC 560. *IBVS*, N3563, 1991.
- [92] Doroshenko V.T., Goranskij V.P., Efimov Yu.S. MWC 560: detection of a periodic component in the light curve. *IBVS*, N3824, 1993.
- [93] Tomov T., Kolev D., Ivanov M., Antov A., Jones A., Mikolajewski M., Lepardo A., Passuello R., Saccavino S., Sostero G., Valentinuzzi T., Bellas-Velidis Y., Dapergolas A., Munari U. Monitoring MWC 560 =

- V694 Monocerotis in 1990–1995. I. Conventional and high-speed UVB photometry. *Astron. Astrophys. Suppl.*, **116**, 1–8, 1996.
- [94] Zhekov S.A., Hunt L.K., Tomov T., Gennari S. MWC 560: a view from the near-infrared. *Astron. Astrophys.*, **309**, 800–808, 1996.
- [95] Tomov T., Kolev D., Georgiev L., Zamanov R., Antov A., Bellas Y. MWC 560 — a unique astrophysical object. *Nature*, **346**, 637–638, 1990.
- [96] Tomov T. MWC 560. *IAU Circ*, N4955, 1990.
- [97] Гажур Э.Б., Ключкова В.Г., Панчук В.Е. Опыт работы с эшелеспектрометром "Зебра" на 6-м телескопе. *Письма в Астрон. журн.*, **16**, 473–480, 1990.
- [98] Галазутдинов Г. Система обработки звездных эшелеспектров. I. Обработка изображений. II. Обработка спектров. *САО препринт N92*, 1992.
- [99] Tomov T., Kolev D., Michalitsianos A.G., Mikolajewski M., Sonneborn S.N., Maran S.P., Oliverson R.J., Sonneborn G. MWC 560: an exotic interacting binary system. *Mem. Soc. astr. ital.*, **65**, 167–169, 1994.
- [100] Castor J.I., Lamers H.J.G.L. An atlas of theoretical P Cygni profiles. *Ap.J. Suppl.*, **39**, 481–512, 1979.
- [101] Greenstein J.L., Oke J.B. RW Sextantis, a disk with a hot, high-velocity wind. *Ap.J.*, **258**, 209–216, 1982.
- [102] Michalitsianos A.G., Maran S.P., Oliverson R.J., Bopp B., Rontizas E., Dapergolas A., Kontizas M. Observations of the peculiar object MWC 560 in outburst. *Ap.J.*, **371**, 761–771, 1991.
- [103] Fabrika S.N., Dressel H., Hassal B. 1991, частное сообщение.
- [104] Shore S.N., Aufdenberg J.P., Michalitsianos A.G. A model for the spectroscopic variations of the peculiar symbiotic star MWC 560. *Astron. J.*, **108**, 671–677, 1994.

- [105] Tomov T., Kolev D., Munari U., Sostero G., Lepardo A. Searching for rapid spectral changes related to the flickering activity in MWC 560. *Astron. Astrophys.*, **300**, 769–774, 1995.
- [106] Maran S.P., Michalitsianos A.G., Oliverson R.J., Sonneborn G. Spectral transformation of the unusual variable star MWC 560 to resemble a nova. *Nature*, **350**, 404–406, 1991.
- [107] Kenyon S.J. *The symbiotic stars*. Cambridge University Press, Cambridge, 1986.
- [108] Robinson E.L. The structure of cataclysmic variables. *Ann. Rev. Astron. Ap.*, **14**, 119–142, 1976.
- [109] Vitello P., Shlosman I. Ultraviolet line diagnostics of accretion disk winds in cataclysmic variables. *Ap.J.*, **410**, 815–828, 1993.
- [110] Tomov T., Zamanov R., Kolev D., Georgiev L., Antov A., Mikolajewski M., Esipov V. MWC 560: jets or optically thick expanding envelope? *MNRAS*, **258**, 23–35, 1992.
- [111] Pacynski B., Zytkov A.N. Hydrogen shell flashes in a white dwarf with mass accretion. *Ap.J.*, **222**, 604–611, 1978.
- [112] Илларионов А.Ф., Сюняев Р.А. Why the number of galactic X-ray stars is so small? *Astron. Astrophys.*, **39**, 185–206, 1975.
- [113] Шакура Н.И. Долгопериодический рентгеновский пульсар 3U 0900–40 — нейтронная звезда с аномально сильным магнитным полем. *Письма в Астрон. журн.*, **1**, 23–28, 1975.
- [114] Шварцман В.Ф. Два поколения пульсаров. *Радиофизика*, **13**, 1852–1860, 1970.
- [115] Lynden-Bell D., Pringle J.E. The evolution of viscous disk and the origin of the nebular variables. *MNRAS*, **168**, 603–637, 1974.

- [116] Thakar A., Wing R.F. Narrow-band infrared photometry of MWC 560. *BAAS*, **24**, 801, 1992.
- [117] Lang K.R. *Astrophysical Data*. Berlin, Planet and Stars: New York: 1992.
- [118] Cardelli J.A., Clayton G.C., Mathis J.S. The relationship between infrared, optical and ultraviolet extinction. *Ap.J.*, **345**, 245–256, 1989.
- [119] Ritter H., Politano M., Livio M., Webbink R. The white dwarf mass distribution in classical nova systems. *Ap.J.*, **376**, 177, 1991.
- [120] Mürset U., Nussbaumer H., Schmid H.M., Vogel M. Temperature and luminosity of hot components in symbiotic stars. *Astron. Astrophys.*, **248**, 458–474, 1991.
- [121] Whitelock P.A., Munari U. Photometric properties of symbiotic stars and the nature of the cool component. *Astron. Astrophys.*, **255**, 171–180, 1992.
- [122] Nugis T. "Mass loss from stars: the universal formula for mass loss rate", ENSV TA, Tallin, 1989.
- [123] Boffin H.M.J., Cerf N., Paulus G. Statistical analysis of a sample of spectroscopic binaries containing late-type giants. *Astron. Astrophys.*, **271**, 125–138, 1993.
- [124] Paczynski B. Evolutionary processes in close binary systems. *Ann. Rev. Astron. Ap.*, **9**, 183–208, 1971.
- [125] Tomov T., Kolev D. Monitoring MWC 560=V694 Mon in 1990–1995. II. Plate spectra. *Astron. Astrophys.*, 1997, submitted.
- [126] Rogers F.J., Iglesias C.A. Radiative atomic rosseland mean opacity tables. *Ap.J. Suppl.*, **79**, 507–568, 1992.
- [127] Липунов В.М. *Астрофизика нейтронных звезд*. Москва:"Наука", 1987.

- [128] Wang Y.-M., Robertson J. "Propeller" action by rotating neutron stars. *Astron. Astrophys.*, **151**, 361–371, 1985.
- [129] Фабрика С.Н., Валявин Г.Г. Magnetic field function of white dwarfs. in: *Stellar magnetic fields*. eds. Glagolevskij Yu.Yu., Romanyuk I.I. M. Nauka, 132–134, 1997.
- [130] Taylor A.R., Seaquist E.R., Mattei J.A. A radio outburst and jet from the symbiotic star CH Cyg. *Nature*, **319**, 38–41, 1986.

Приложение

Таблица 7: Параметры подвижных линий SS 433.

JD2440000+	H α^-		H α^+		H β^-		H β^+		H γ^-		H γ^+	
	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ
4437.42*	6703	23.0	7108	76.0	5033	12.0	5263	17.0	4488	14.0	—	—
4438.39*	6709	18.1	7091	104.0	4942	6.7	5241	18.0	—	—	—	—
4440.41*	—	—	—	—	4822	7.0	5222	4.0	—	—	—	—
4441.46*	6481	55.0	7122	56.0	4792	16.0	5281	11.0	4276	6.7	4718	5.5
4442.48*	6457	73.0	7152	58.0	4782	13.0	5299	15.0	—	—	4727	4.8
			7100	4.7								
4443.44*	6415	81.0	7210	53.0	4748	30.0	5338	16.0	4240	13.0	—	—
	6455	20.0	7154	17.0								
4764.46*	6442	49.1	7180	42.8	4778	18.7	5314	24.6	4261	12.9	4743	4.8
4765.46*	6467	104.0	7153	98.8	4790	23.1	—	—	4278	24.4	4730	10.1
4766.45	6455	102.6	7145	110.8	4775	24.7	5295	18.3	4266	25.6	4728	13.1
4767.44*	6415	94.1	7244	56.0	4747	13.6	5365	12.5	4240	12.2	4791	5.9
	6470	27.4	7147	23.0								
4768.46	6389	40.7	7276	71.6	—	—	5400	12.4	4211	17.1	4820	7.4
	6360	23.7	7145	16.3							4783	5.6
4769.45	6330	59.5	7292	60.0	—	—	5407	14.4	—	—	4827	14.3
	6388	4.8	7146	2.8								
4770.47*	6310	63.4	7298	62.3	—	—	—	—	—	—	—	—
4777.37	6140	119.4	7452	92.3	4536	27.2	5519	31.5	—	—	—	—
4778.37	6162	94.1	7447	90.3	4588	19.7	5523	34.2	—	—	—	—
4779.37	6184	102.5	7446	80.3	4588	20.4	5527	38.7	—	—	4930	14.4
4780.37	6132	63.2	7529	78.7	4542	35.8	5586	11.5	—	—	4993	7.0
	6195	20.2										
4781.42	6097	75.0	7549	52.2	4486	11.5	5611	10.2	—	—	—	—
4782.42	5989	28.2	—	—	—	—	5659	13.7	—	—	—	—
	6025	20.5										
	6054	4.7										
4807.37*	5826	35.2	7755	27.7	4308	16.6	5743	7.7	—	—	—	—
	5798	5.5	7573	3.2								
	5854	10.9										

JD2440000+	H α^-		H α^+		H β^-		H β^+		H γ^-		H γ^+	
	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ
4808.43*	5912	4.9										
	5759	41.9	7817	23.3	4270	8.6	—	—	—	—	5165	9.3
	5795	15.1										
	5822	13.6										
	5850	6.9										
4809.36*	5918	4.3										
	5800	25.0	7721	28.1	—	—	5698	13.0	—	—	5082	6.2
	5855	16.3	7810	6.4								
	5764	9.5										
	5913	2.3										
4810.36*	5828	11.4										
	5938	39.5	7739	8.4	4398	13.9	5660	12.8	—	—	5050	6.9
	5909	3.3	7647	5.5								
	5856	5.2										
	5827	5.1										
4811.32*	5802	9.5										
	5762	2.8										
	5937	51.7	7620	7.5	4399	12.4	5662	9.7	—	—	5057	9.2
	5805	4.4	7740	5.6								
	4812.32*	5945	21.3	7673	9.0	4384	15.2	5670	5.7	—	—	5060
5925		16.2										
5833		2.2										
5812		4.8										
4813.32*		5815	12.1	—	—	—	—	5735	5.7	—	—	—
	5942	6.8										
	5916	10.5										
	5845	9.4										
	4814.33*	5810	43.0	7757	19.6	4307	14.0	—	—	—	—	5133
5941		6.1										
5910		6.3										
5852		2.8										
4815.29*		5851	33.2	7716	12.6	—	—	—	—	—	—	—
	5813	20.5										
4816.35*	5923	74.3	—	—	—	—	5656	6.2	—	—	—	—

JD2440000+	H α^-		H α^+		H β^-		H β^+		H γ^-		H γ^+	
	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ
4817.30*	5847	11.1										
	5814	8.1										
	5949	93.4	—	—	—	—	5617	10.7	—	—	—	—
	5850	7.8										
4820.36*	5812	5.4										
	5911	5.1	—	—	4399	5.3	5690	3.8	—	—	—	—
4822.30*	5914	3.6			4371	4.7						
	6068	20.1	7557	27.7	—	—	—	—	—	—	—	—
4823.32*	6039	10.3	7580	12.2								
	6005	9.9										
	6088	50.4	7539	47.0	4527	23.9	—	—	—	—	5049	5.6
	6006	3.2									4989	4.1
4825.40*	5957	2.3										
	6039	2.1										
	5976	29.0	7570	34.2	4475	7.0	5620	5.4	—	—	5066	2.6
4826.38*	6038	11.2			4442	5.3						
	6082	6.8			4418	4.6						
	5947	24.2	7665	19.0	4404	7.0	5633	4.6	—	—	5045	3.5
4827.31*	6032	3.2										
	6082	2.2										
	5982	11.8	7544	35.2	4461	10.6	—	—	—	—	4973	6.6
4876.28*	5949	7.2									5048	1.5
	6013	10.8										
	7000	37.8	6510	27.2	5192	12.5	—	—	—	—	—	—
	7042	20.6										
	7071	17.4										
4884.28	7100	9.8										
4886.27	7020	70.6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	7141	28.2	6404	38.8	—	—	—	—	—	—	—	—
	7077	16.8	6458	11.0								
4887.34	7039	4.7										
	7201	23.4	6389	37.8	—	—	—	—	—	—	—	—
	7161	6.9	6435	7.5								
	7115	14.4										

JD2440000+	H α^-		H α^+		H β^-		H β^+		H γ^-		H γ^+	
	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ
4888.30*	7033	33.3	6392	11.1	—	—	—	—	—	—	—	—
	7092	3.2	6431	1.2								
5227.23	—	—	6445	51.9	5176	11.7	—	—	—	—	—	—
			6405	41.4								
5248.31*	6525	157.0	7082	299.4	4837	18.3	5253	40.9	—	—	—	—
5249.32	—	—	—	—	4795	30.0	5227	39.6	—	—	—	—
5250.30	6616	50.3	7018	92.5	4895	17.2	5195	26.8	—	—	—	—
			7132	18.4			5252	4.8				
							5140	3.6				
5251.28	6610	70.1	6981	36.6	—	—	—	—	—	—	—	—
	6627	21.5	7009	22.0								
			7032	12.0								
			7050	18.9								
			7107	24.8								
5252.18*	6518	34.1	7145	85.9	4840	21.3	5297	13.1	—	—	4737	7.7
5253.20*	6499	61.1	7149	48.5	4811	11.3	5298	8.1	—	—	4733	4.6
5254.20*	6462	63.4	7173	34.9	—	—	5324	19.0	—	—	—	—
5256.23*	6406	80.5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	6437	20.1										
	6385	7.9										
5309.16	—	—	—	—	4445	12.4	—	—	—	—	—	—
5310.17	—	—	—	—	4400	15.4	—	—	—	—	5063	9.3
6583.50**	6009	79.0	—	—	4454	23.0	5623	29.2	—	—	—	—
	5963	26.3										
	5921	13.2										
6584.30**	6023	74.5	—	—	4465	17.0	5631	19.0	—	—	5048	7.1
6585.43*	5934	29.8	—	—	4397	9.1	5651	5.1	3929	9.7	5051	5.7
	5984	25.7					5696	3.2				
	6026	18.3										
6587.40**	5833	41.3	—	—	4314	8.5	5730	8.5	3853	12.5	—	—
	5977	8.0										
6615.48	6193	46.0	—	—	4589	12.0	5497	6.2	—	—	4905	2.0
6616.51	6194	54.7	—	—	—	—	5506	11.8	—	—	4893	4.9
6617.51	6109	25.4	—	—	4518	35.7	—	—	—	—	4938	4.7

JD2440000+	H α^-		H α^+		H β^-		H β^+		H γ^-		H γ^+	
	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ
6620.51**	6149	14.0										
	6220	28.3	—	—	4544	25.6	5418	14.3	—	—	4946	3.9
	6156	21.1										
	6113	9.0										
6621.46	—	—	—	—	—	—	5386	16.9	—	—	—	—
6624.51	6256	47.1	—	—	4639	14.0	5421	15.8	—	—	—	—
					4620	4.6						
6626.52	6409	57.1	—	—	4750	56.3	—	—	—	—	—	—
	6261	12.6										
6935.42*	5995	97.0	—	—	—	—	5573	19.0	—	—	—	—
6939.51**	5964	94.0	—	—	—	—	5647	10.2	—	—	—	—
6945.41*	6093	78.0	—	—	—	—	5571	23.0	—	—	—	—
6946.40	6185	52.6	—	—	—	—	5511	33.0	—	—	—	—
	6106	25.9										
6949.47	6285	91.0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
6950.16	6240	9.2	—	—	—	—	5578	16.8	—	—	—	—
6952.46	6230	32.0	—	—	—	—	5480	7.6	—	—	—	—
							5582	6.1				
							5408	3.0				
6953.40	6241	6.9	—	—	4696	17.6	—	—	—	—	—	—
	6302	4.2										
7067.15	—	—	—	—	4439	28.6	—	—	3955	15.6	5066	15.4
7068.15	—	—	—	—	4457	27.8	—	—	3944	12.3	5047	3.6
7407.38**	—	—	—	—	4439	33.0	—	—	—	—	5084	19.0
7408.32**	—	—	—	—	4448	19.3	—	—	—	—	5067	11.1
7668.56*	—	—	6748	75.9	—	—	—	—	—	—	—	—
7669.54*	—	—	6770	166.0	—	—	—	—	—	—	—	—
7670.54	—	—	6751	107.0	—	—	—	—	—	—	—	—
7673.52	6915	76.9	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
7675.44	6900	33.9	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
7759.54**	—	—	—	—	—	—	—	—	4279	14.8	—	—
7761.50**	—	—	—	—	4766	10.9	—	—	4259	6.3	4803	2.7
7837.42*	6896	22.7	6597	22.2	5106	19.4	4889	5.8	4562	16.9	4377	8.6
7838.41*	6597	77.9	6914	64.2	4884	10.5	5122	20.0	4365	8.5	4577	19.3

JD2440000+	H α^-		H α^+		H β^-		H β^+		H γ^-		H γ^+	
	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ	λ	W_λ
7839.38*	6596	82.0	6931	76.0	4926	17.8	5118	18.5	—	—	4554	18.6
8032.50	5974	72.0	7582	33.9	4417	14.4	—	—	—	—	—	—
8035.48*	6023	111.0	7551	56.7	4475	24.4	—	—	—	—	5017	9.0
											5000	4.7
8036.48*	6040	71.6	7545	87.1	4492	23.6	—	—	—	—	5020	7.5
8037.48*	6037	81.9	7546	38.8	4454	9.0	—	—	—	—	5019	8.5

Примечания. Для дат, помеченных знаками "*" и "**", имеются данные близких по времени ($\pm 0^d.5$) фотометрических наблюдений в фильтре V и в фильтрах U, B, V, R соответственно.

Таблица 8: Журнал спектральных наблюдений SS 433.

Скан	JD 2440000+	Δt (м)	$\lambda(\text{\AA})$	Скан	JD 2440000+	Δt (м)	$\lambda(\text{\AA})$
A37201	7407.376	38	3570–5270	A49302	7838.139	12	–
A37211	7408.287	30	–	A49303	.161	22	3650–5550
A37212	.306	20	–	A49304	.188	15	–
A37213	.322	20	–	A49305	.213	22	–
A37214	.339	20	–	A49306	.250	20	–
A37215	.355	20	–	A49401	7839.136	7	5650–7600
A37302	7410.380	26	–	A49402	.160	23	3820–5720
A45111	7668.561	8	6160–7140	A49403	.187	22	–
A45118	7669.537	14	–	A49404	.208	15	–
A45122	7670.543	22	–	A53904	8034.486	25	3440–5340
A45128	7674.526	15	–	A53905	.512	15	–
A45131	7675.443	15	–	A53906	.542	22	5770–7720
A47709	7759.368	34	3480–5380	A54002	8035.448	20	3440–5340
A47710	.389	18	5870–7820	A54003	.469	20	–
A47715	7761.267	14	5610–7560	A54005	.517	21	–
A47716	.285	20	3410–5310	A54006	.529	19	5770–7720
A47717	.299	20	–	A54102	8036.458	25	3440–5340
A47718	.316	20	–	A54103	.479	25	–
A47719	.333	20	–	A54104	.502	25	–
A49203	7837.195	21	3460–5360	A54105	.529	25	5770–7720
A49204	.216	13	–	A54204	8037.465	40	3440–5340
A49205	.237	15	–	A54205	.498	36	–
A49207	.260	2	5650–7600	A54206	.524	25	5770–7720

Таблица 9: Сводные данные по спектральным наблюдениям MWC 560.

Дата (UT)	<i>N</i> Спектра	JD 2440000+	Δt (м)	$\lambda(\text{\AA})$	$\Delta\lambda$ (\AA)	<i>S/N</i>
Окт. 1990 г.						
9.116	A56601	8173.616	36	4000–5000	2.1	29
.141	A56602	.641	22	—	—	30
24.152	A57103	8188.652	24	—	—	20
.170	A57104	.670	11	5650–6750	2.2	5.5
26.151	A57207	8190.651	27	4000–5000	2.1	19.4
.167	A57208	.667	14	5650–6750	2.2	14
27.101	A57308	8191.601	21	4000–5000	2.1	20
.116	A57309	.616	15	—	—	7
.132	A57310	.632	22	—	—	11
.153	A57311	.653	22	3500–4500	—	19.7
.167	A57312	.667	5	5700–6800	2.2	8
Ноябрь						
15.172	A57524	8210.672	12	4100–5100	2.1	17
Апр. 1991 г.						
15.748	A62901	8362.248	15	—	—	18
.760	A62902	.260	20	—	—	8
Окт.						
29.052	E08201	8558.552	20	3890–8050	2.2	9.7
.076	E08202	.576	30	—	—	16.5
.101	E08203	.601	30	—	—	31
.126	E08204	.626	15	—	—	30
Ноябрь						
6.087	E08306	8566.587	30	—	—	34
.108	E08307	.608	26	—	—	26
Март 1992 г.						
20.849	A70302	8702.349	16	4200–5200	2.1	11
.860	A70303	.360	10	—	—	14.8
.874	A70304	.374	20	—	—	19.3
.885	A70305	.385	15	—	—	17.2
21.792	A70314	8703.292	9	—	—	12.3
.803	A70315	.303	10	—	—	16.5

Дата (UT)	<i>N</i> Спектра	JD 2440000+	Δt (м)	$\lambda(\text{\AA})$	$\Delta\lambda$ (\AA)	<i>S/N</i>
.855	A70316	.355	9	—	—	11.9
.867	A70320	.367	19	—	—	17.6
.881	A70321	.381	18	—	—	12.4
Сент.						
21.094	A73205	8886.594	24	—	—	21
.111	A73206	.611	22	—	—	18.4
.169	A73207	.669	22	—	—	18.3
22.169	A73220	8887.669	16	—	—	14.9
Дек.						
4.088	E10510	8960.588	26	4000–7000	1.4	15.2
.117	E10512	.617	10	—	—	13.1
6.027	E10709	8962.527	45	—	—	11.5
.121	E10711	.621	35	—	—	9
6.869	E10809	8963.369	30	—	—	13.4
7.042	E10811	.542	30	—	—	8.9
8.004	E10907	8964.504	40	—	—	9.7
8.134	E10909	.634	40	—	—	9.7
9.931	E11101	8966.431	60	—	—	15.2
10.115	E11104	.615	45	—	—	11
Февр. 1993 г.						
9.958	A74407	9028.458	15	4200–5200	2.1	17.9
.976	A74408	.476	15	—	—	20.7
.989	A74409	.489	22	—	—	21.2
10.897	A74504	9029.397	6	—	—	11

Этот текст был сформатирован с использованием L^AT_EX, русифицированного в лаборатории S_TR_UC_TU_RE © 1993