

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Olivier Schnurr
aus Stuttgart

1999

Spektroskopie
des
Wolf-Rayet-Doppelsterns
 θ Muscae

Die Diplomarbeit wurde von Olivier Schnurr ausgeführt an der
Landessternwarte Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Bernhard Wolf

Zusammenfassung

In den Jahren 1997, 1998 und 1999 wurden insgesamt 108 hochaufgelöste Spektren des Wolf-Rayet-Doppelsterns θ Muscae erhalten. Als Aufnahmeinstrumente dienten die Echelle-Spektrographen HEROS am ESO-50-cm- bzw. FEROS am ESO-1.52-m-Teleskop auf La Silla, (Chile). Die erreichte Phasenabdeckung lag bei 2 Umläufen (1996) bzw. fast 5 Umläufen (1999), wobei die meisten Spektren in aufeinanderfolgenden Nächten gewonnen werden konnten. Die spektrale Auflösung lag bei $R = 20\,000$ (HEROS) und $R = 48\,000$ (FEROS). Die hohe zeitliche und spektrale Auflösung macht den vorliegenden Datensatz bislang einzigartig. Im Zuge der Auswertung konnte erstmals ein (bis auf die systemische Geschwindigkeit) vollständiger Bahnparametersatz für die Wolf-Rayet-Komponente ermittelt werden. Insbesondere die zu $P = 19.1375 \pm 0.0025$ d bestimmte Periode weicht vom bisher publizierten Wert von 18.341 d ab. Es konnte gezeigt werden, daß der spektroskopisch sichtbare O 9.5 Iab im Rahmen der Fehler keine zum Wolf-Rayet-Stern korrespondierende Bahnbeziehung ausführt. Damit und aufgrund geometrischer Überlegungen, die auf Speckleinterferometrischen Beobachtungen beruhen, konnte die Hypothese erhärtet werden, daß es sich bei θ Mus um ein Dreifachsystem handelt. Allerdings konnte in den Daten keinerlei Anzeichen auf den wahren Begleiter des Wolf-Rayet-Sterns gefunden werden. Im Zuge einer kurzen Analyse der Linienprofilvariationen konnte gezeigt werden, daß bei θ Mus Wind-Wind-Kollisionseffekte dominieren.

Abstract

Spectroscopy of the Wolf-Rayet Binary Star θ Muscae. In the years 1997, 1998 and 1999 a total of 108 high resolution spectra of the Wolf-Rayet binary θ Muscae were obtained. As instruments, the echelle spectrographs HEROS at the ESO-50-cm-telescope and FEROS at the ESO-1.52-m-telescope respectively were available at La Silla (Chile). The achieved phase coverage was 2 orbits in 1996 and almost 5 orbits in 1999, with most spectra obtained in contiguous nights. The spectral resolution was $R = 20\,000$ (HEROS) and $R = 48\,000$ (FEROS). The high temporal and spectral resolution makes this data set unique so far. The analysis yielded a complete orbital parameter set (with exception of the systemic velocity) for the WR component. Especially the period analyses yielded a value of $P = 19.1375 \pm 0.0025$ d, differing from the previously published value of 18.341 d. Within error levels, the spectroscopically visible O 9.5 Iab is not orbiting correspondingly to the WR star. As a result, this work and speckle interferometrical observations lend considerable weight to the hypothesis that θ Mus is a triple system. However, no trace of the WR's true companion could be found in the data. A brief line profile variation analysis showed that wind wind collisions dominate the spectral variability.

Niemand entgeht der Offenbarung des Identischen, wenn er sich einbildet,
dem Differenten begegnen zu können.

Umberto Eco

Inhaltsverzeichnis

1	Wolf-Rayet-Sterne	7
1.1	Übersicht	7
1.2	Geschichte	9
1.3	Nomenklatur und Klassifikation	11
1.3.1	Nomenklatur	11
1.3.2	Klassifikation	11
1.4	Sternparameter	14
1.5	Sternwind	16
1.6	Sternentwicklung	19
1.6.1	Entstehung	19
1.6.2	Weitere Entwicklung	22
1.6.3	Endphase	23
1.7	Doppelsterne	24
1.8	Wind-Wind-Kollision und Windbedeckung	25
1.9	Offene Fragen	27
2	θ Muscae	28
2.1	Allgemeines	28
2.2	Röntgenemission	29
2.3	Radiostrahlung	29
2.4	Nebel	30
2.5	Spektroskopische Untersuchungen	31
2.6	Polarimetrie und Spektropolarimetrie	33
2.7	Wind-Wind-Kollision	33
2.8	Photometrie	33
3	Datenaufnahme und Datenreduktion	35
3.1	Beobachtungen	35
3.2	Instrumente	36
3.2.1	Teleskope	36
3.2.2	HEROS	36
3.2.3	FEROS	37
3.3	Datenreduktion	38

4	Datenanalyse	41
4.1	Das visuelle Spektrum	41
4.1.1	WR-Emissionen	41
4.1.2	Absorptionen des O-Sterns	42
4.1.3	Weitere Absorptionen	44
4.1.4	Dynamische Spektren	44
4.2	Analyse einzelner Linien	45
4.2.1	Anpassung der Gaußfunktion	47
4.2.2	Kreuzkorrelationsanalyse	50
4.2.3	Periodenanalyse der Radialgeschwindigkeitskurven	57
4.2.4	Bestimmung der Bahnparameter	63
4.2.5	Ergebnisse	66
4.2.6	Interpretation der WR-Bahnparameter	69
4.2.7	Interpretation der O-Bahnparameter	75
4.2.8	Die Suche nach dem wahren Begleiter	76
4.2.9	Zur Eigengeschwindigkeit des Überriesen	79
4.3	Linienprofilvariationen	80
5	Zusammenfassung, Diskussion und Ausblick	84
	Literaturverzeichnis	91
	Anhang	96
	Danksagung	103

Kapitel 1

Wolf-Rayet-Sterne

1.1 Übersicht

Wolf-Rayet-Sterne (im folgenden mit WR-Sterne abgekürzt) besitzen heiße und dichte Sternwinde, deren typische Endgeschwindigkeiten 1000 bis 3000 kms^{-1} betragen. Diese Winde sind für die außerordentlich hohen Massenverlustraten von 2 bis $10 \cdot 10^{-5} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ und die bis zu 100 Å breiten, sehr starken Emissionslinien, die das Spektrum dominieren, sowie für die frei-frei- μm - und -cm-Strahlung verantwortlich.

Die Emissionslinien überlagern ein relativ schwaches, blaues Kontinuum, das extrem hohen Temperaturen ($T = 30$ bis 90 kK) entspricht; damit heben sich WR-Sterne deutlich von anderen Sterntypen ab, die durch ein übliches Absorptionsspektrum charakterisiert werden.

Bevorzugt werden in WR-Spektren Emissionslinien der Elemente Stickstoff (Elementzeichen N; man spricht dann von sog. WN-Sternen) bzw. Kohlenstoff und Sauerstoff (WC- bzw. WO-Sterne) beobachtet, wobei in allen Fällen Helium vorhanden ist. Dabei treten gleichzeitig zwei oder mehrere Ionisationsstufen auf. Wasserstoff ist im allgemeinen stark unterhäufig oder fehlt sogar ganz. In Kapitel 1.3 gehe ich genauer auf die Klassifikation der WR-Sterne ein.

Aufgrund dieser sehr abnormalen Elementhäufigkeit hält die Mehrheit der Astronomen WR-Sterne für späte Entwicklungsstadien massereicher O-Sterne. Man glaubt, daß solche Sterne ihre wasserstoffreiche Hülle durch noch nicht gänzlich geklärte Mechanismen verloren haben und nur noch ihren quasi nackten Kern besitzen, an dessen Oberfläche nun die Fusionsprodukte des Wasserstoff- (WN) bzw. des bereits eingesetzten Heliumbrennens (WC) zu sehen sind. Ich werde in Kapitel 1.6 kurz auf Szenarien eingehen, die die Entwicklung der WR-Sterne beleuchten.

Allerdings ist die Klassifikation der WR-Sterne nicht eindeutig; insbesondere zu den ebenfalls starke Emissionslinien aufzeigenden Of-Sternen (O-Sterne mit Wasserstoff, Helium und Sauerstoff in Emission) ist die Abgrenzung schwierig und wirkt meist willkürlich.

Bis heute sind über 200 galaktische WR-Sterne bekannt (van der Hucht 1998) und 134 in der Großen Magellanschen Wolke (Breysacher et al. 1999). In unserer Milchstraße beträgt das Verhältnis der Anzahl von WN- zu WC-Sternen ungefähr eins. Im Gegensatz dazu beträgt das Verhältnis WN/WC in der Großen Magellanschen Wolke ungefähr 4.5.

Bislang wurden einzelne WR-Sterne nur in den zur Lokalen Gruppe gehörigen Galaxien beobachtet. Man hat aber in einigen weiter entfernten Zwerggalaxien (irreguläre sowie kompakte blaue) WR-Eigenschaften gefunden, weshalb solche Sternsysteme auch die Bezeichnung „Wolf-Rayet-Galaxie“ führen (vgl. Schmutz und Vacca 1999). Weiterhin hat man versucht, extreme Aktivität in Galaxiekernen - so z.B. bei Seyfert-2-Galaxien - durch einen im Zentrum befindlichen Haufen von WR-Sternen zu erklären (Langer 1989).

Für den interstellaren Energie- und Elementhaushalt besitzen WR-Sterne enorme Bedeutung. Wegen ihres Sternwindes, der große Dichte und hohe Endgeschwindigkeit besitzt, führen sie dem interstellaren Raum große Mengen an kinetischer Energie und Material, insbesondere an schweren Produkten der Nucleosynthese wie Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff, zu. Damit beeinflussen sie in hohem Maße den thermischen und dynamischen Zustand der sie umgebenden interstellaren Materie. Da sie dies während ihrer gesamten auf ca. $3 \cdot 10^5$ Jahre geschätzten Lebenszeit tun, pumpt ein typischer WR-Stern etwa 10^{51} erg in den interstellaren Raum, was ungefähr derjenigen Energiemenge entspricht, die bei einer Supernovaexplosion entsteht. Damit können WR-Sterne galaktische Winde oder gar Sternentstehungen initiieren.

Weiterhin schätzt man, daß bei konstanter Anzahl an WC-Sternen diese während des bisherigen Lebens unserer Galaxis etwa 10^7 Sonnenmassen an Kohlenstoff geliefert haben, fast soviel wie der gesamte Kohlenstoffgehalt der Milchstraße! Insofern kommt den WR-Sternen eine Schlüsselrolle bei der Elemententstehung und der chemischen Entwicklung einer Galaxie zu (Langer 1989).

1.2 Geschichte

Dieser Abschnitt folgt in wesentlichen Teilen den Übersichtsartikeln von Willis (1996) und van der Hucht (1992).

Im Jahre 1867 entdeckten die beiden französischen Astronomen Charles Joseph Etienne Wolf und Georges Antoine Pons Rayet die ersten der später nach ihnen benannten Sterne im Sternbild Schwan, wobei sie ein einfaches Objektivprisma (ohne Spalt) benutzten und die Spektren direkt mit dem Auge beobachteten. Diese Sterne etwa 8. Größe haben heute die Bezeichnung HD 191765 (WR 134), HD 192103 (WR 135) sowie HD 192641 (WR 137) (s.a. Kapitel 1.3.1 Nomenklatur).

Bis zu diesem Zeitpunkt war nur ein Stern als Emissionslinienstern bekannt, γ Cas, der ein veränderlicher Unterriese ist und zur Klasse der Be-Sterne gehört.

Im Gegensatz dazu waren die neuentdeckten Sterne aber keineswegs variabel in ihrer Helligkeit, wie Wolf und Rayet durch Vergleich mit Beobachtungen von Friederich Wilhelm Bessel erkannten, sondern bildeten offenbar eine eigene Klasse.

In den folgenden Jahren wurden weitere solcher Sterne entdeckt, z.B. von Respighi (1872), Pickering (1881) und Copeland (1884); Campell veröffentlichte erstmals 1894 einen Katalog mit 55 bekannten WR-Sternen, der auch eine erste Liste von Wellenlängen der Emissionslinien enthielt.

Eine erste Identifikation dieser Linien gelang Wright 1918, der weiterhin erkannte, daß es sich auch bei Zentralsternen planetarischer Nebel oftmals um WR-Sterne handelt. 1924 veröffentlichte Plaskett einen Katalog sämtlicher nördlichen WR-Sterne bis zur 9. Größe und schlug ein erstes Klassifikationsschema für diese Sterne vor. Auf WR-Sterne der südlichen Hemisphäre erweitert wurde der Katalog von Perrine (1920) sowie Payne (1926 und 1927).

Beals gelang 1929 ein großer Schritt vorwärts, als er erkannte, daß die beobachteten P-Cygni- und Emissionsprofile (einige davon mit abgeflachter Spitze; man spricht dann von *Flat-Top*-Profilen) erklärt werden konnten, wenn man die Entstehung der Emissionslinien in einem stark auswärts beschleunigten Sternwind annahm. Die beobachteten Linienbreiten führte man auf die überaus großen Dopplerverbreiterungen zurück – eine Erklärung, die auch heute noch herangezogen wird –, und man errechnete daraus Abströmgeschwindigkeiten von 1000 bis 3000 km s^{-1} , die damit deutlich über den erwarteten Fluchtgeschwindigkeiten solcher Sterne lagen - ein erstes Indiz für den enormen Massenverlust, der den WR-Sternen eigen ist.

Beals (1924) sowie Beals und Plaskett (1935) zeigten weiterhin, daß man WR-Sterne zwanglos in zwei wohldefinierte Sequenzen unterteilen konnte: zum einen WN-Sterne, in denen man hauptsächlich Helium- und Stickstoffübergänge beobachtete, und zum anderen WC-Sterne, in denen die Emission von Helium, Kohlenstoff und Sauerstoff vorherrschte und Stickstoff nur in sehr geringem Maße nachgewiesen werden konnte. Diese Einteilung ist auch heute noch gebräuchlich (s.a. Kapitel 1.3).

Die ersten theoretischen Erklärungen der WR-Sterne wurden von Gerasimovic (1933) und Chandrasekhar (1934) vorgebracht. Chandrasekhar entwickelte dynamische Theorien zur Erklärung des Materieausstroms und kam zu dem Schluß, daß das Modell einer abstoßenden Kraft, die wie die Gravitation quadratisch mit dem Abstand abnimmt, die beobachteten Linienprofile am besten zu reproduzieren vermochte.

Wilson (1940) bestimmte mit Hilfe der interstellaren Absorptionslinien CaII H und K die absolute Helligkeit des WR-Doppelsterns V 444 Cygni zu $M_v = -1.7$ mag. Der WR-Stern war damit um vier Größenklassen heller, als es durch Eddingtons Masse-Leuchtkraft-Beziehung vorhergesagt wurde, ein weiteres Indiz dafür, daß in WR-Sternen gänzlich andere Prozesse ablaufen als in herkömmlichen Hauptreihensternen.

Mit dem Aufkommen neuer Beobachtungsmöglichkeiten wie z.B. der Radio- oder UV-Astronomie explodierte förmlich die Menge der über WR-Sterne zur Verfügung stehenden Daten; nach einem Meeting 1968 in Boulder (Gebbie und Thomas 1971) wurde erstmals 1971 in Buenos Aires ein IAU-Symposium den WR-Sternen gewidmet (Bapphu und Sahade 1973). Ebenso gewannen die Astronomen neue Einsichten durch verbesserte Modellatmosphären (s.a. Kapitel 1.5 Sternwind) und Sternentwicklungstheorien (s.a. Kapitel 1.6 Entwicklung der WR-Sterne), die regelmäßig auf großen Konferenzen und IAU-Symposia vorgetragen werden (z.B. IAU 99: de Loore und Willis, 1982; IAU 116: de Loore et al., 1986; IAU 143: van der Hucht und Hidayat, 1991; IAU 163: van der Hucht und Williams, 1995; IAU 193: van der Hucht et al. 1998).

Weitere Abhandlungen über neueste Ergebnisse aus der WR-Forschung können bei Abbott und Conti (1987), Kudritzki und Hummer (1990), van der Hucht (1992), Crowther und Willis (1994) sowie Maeder und Conti (1994) gefunden werden. Der Vollständigkeit halber seien noch die Publikationen von Bathia und Underhill (1986 und 1988) erwähnt, in denen eine abweichende Meinung über die Entwicklung der WR-Sterne vertreten wird (mehr dazu im Kapitel 1.6 Entwicklung der WR-Sterne).

1.3 Nomenklatur und Klassifikation

1.3.1 Nomenklatur

Van der Hucht et al. (1981) schlugen im *Sixth Catalogue of Galactic Wolf-Rayet Stars, their Past and Present* die heute übliche Bezeichnung für WR-Sterne vor. Die Sterne werden nach steigender Rektaszension durchnummeriert und das Kürzel WR vorangestellt. So trägt z.B. der in dieser Arbeit untersuchte WR-Stern θ Muscae die Bezeichnung WR 48 ($\alpha = 13^h 08^m.1$); eine weitere übliche Bezeichnung basiert auf der Nummer im Henry-Draper-Katalog: HD 113904. Ältere Bezeichnungen z.B. aus dem *Catalogue of Bright Stars* (HR 4952) sind weniger gebräuchlich.

Der Name WR-Sterne ist für heiße, massereiche und leuchtkräftige Vertreter der sog. Population-I-Sterne üblich, die ähnliche Eigenschaften wie die drei von Wolf und Rayet entdeckten Sterne aufweisen. Da aber wie bereits erwähnt auch die Zentralsterne planetarischer Nebel WR-Sterne genannt, diese allerdings der sog. Population II zugerechnet werden und deutlich masseärmer und leuchtschwächer sind, schlugen van der Hucht et al. 1981 vor, den Populations-II-Vertretern in eckigen Klammern gesetzte Bezeichnungen [WR] zuzuordnen, um Mißverständnisse zu vermeiden.

Unterschiede zwischen beiden WR-Populationen wurden von Smith und Aller (1971) sowie Méndez et al. (1991) diskutiert; Modellrechnungen ergeben für Population-II-WR-Sterne Anfangsmassen von zwei bis sieben Sonnenmassen, wohingegen für Population-I-WR-Sterne im allgemeinen deutlich größere (über 20 M_{\odot}) Ausgangsmassen abgeleitet werden (vgl. Giesecking 1985). Im Rahmen dieser Arbeit wird nur von WR-Sternen, die der Population I zugerechnet werden, die Rede sein.

1.3.2 Klassifikation

Ein spektrales Klassifikationsschema sollte Astronomen in die Lage versetzen, Sterne auf einfache Weise in Gruppen zu unterteilen. Im Idealfall hängt diese Unterteilung nur von der effektiven Temperatur T_{eff} und der Leuchtkraft L ab. Die MK-Klassifikation (nach ihren Erfindern Morgan und Keenan) erfüllt diese Aufgabe bei normalen Sternen hinreichend gut, da dort die Absorptionslinien aus einer Region des Sternes kommen, in der auch das Kontinuum entsteht. Sie versagt aber bei Fällen wie den WR-Sternen, deren Spektrum im wesentlichen von Emissionslinien dominiert wird, die aus der Windregion des Sternes kommen. Eine auf solchen Linien basierende Klassifikation wird deshalb nur unvollkommen die stellaren Parameter wie T_{eff} und L berücksichtigen können (s.a. Kapitel 1.4

Tabelle 1.1: Klassifikation der WN-Sterne

Klasse	Linienstärken	weitere Kriterien
WN 2	N V schwach oder fehlt	He II stark
WN 2.5	N V vorhanden, N IV fehlt	
WN 3	N IV \ll N V, N II schwach oder fehlt	
WN 4	N IV \approx N V, N III schwach oder fehlt	
WN 4.5	N IV $>$ N V, N III schwach oder fehlt	
WN 5	N III \approx N IV \approx N V	
WN 6	N III \approx N IV, N V schwach	
WN 7	N III $>$ N IV, N III $<$ He II $\lambda 4686$	He I schwaches P-Cyg-Profil
WN 8	N III \gg N IV, N III \approx He II $\lambda 4686$	He I starkes P-Cyg-Profil
WN 9	N III vorhanden, N IV schwach oder fehlt	He I, untere Balmerlinien P-Cyg-Profil
WN 10	N III \approx N II, N IV fehlt	dto.
WN 11	N II \approx He II, N III schwach oder fehlt	dto.

Sternparameter), zumal selbst das den Emissionslinien unterliegende Kontinuum zum größten Teil im optisch dicken Wind entsteht.

Das heute übliche Klassifikationsschema geht auf Beals und Plaskett (1935) zurück, wurde allerdings von Hiltner und Schild (1966), Smith (1968 und 1973) und van der Hucht et al. (1981) erweitert. Da naturgemäß in WR-Spektren keine Wasserstofflinien zu sehen sind, müssen andere Linien zur Einteilung benutzt werden. Wie bereits erwähnt werden WR-Sterne, je nachdem, ob sie neben den Heliumemissionen (He) bevorzugt Kohlenstoff (C) und Sauerstoff (O) oder aber Stickstoff (N) in starker Emission zeigen, in zwei Subklassen unterteilt – die sog. WC- bzw. WN-Sterne – wobei zuweilen WC-Typen, bei denen die Sauerstoffemission stärker als die Kohlenstoffemission ist, in WO-Sterne weiterklassifiziert werden (Barlow und Hummer 1982) (s.a. Tabellen 1.1 bis 1.3).

Ähnlich der MK-Klassifikation werden diese Unterklassen anhand von Zahlen von 1 bis 9 weiter unterteilt, z.B. WN 4.5 oder WC 7. Zur Unterscheidung bedient man sich der Verhältnisse ausgesuchter Linien, z.B. die des NII/III/IV/V für WN-Sterne und CII/III/IV und OIV/V/VI für WC- bzw. WO-Sterne; weitere

Tabelle 1.2: Klassifikation der WC-Sterne

Klasse	Linienstärken	weitere Kriterien
WC 4	C IV stark, C II schwach oder fehlt	O V schwach
WC 5	C III \ll C IV	C III < O V
WC 6	C III \ll C IV	C III > O V
WC 7	C III < C IV	C III \gg O V
WC 8	C III > C IV	C II fehlt, O V schwach oder fehlt
WC 9	C III > C IV	C II vorhanden, O V schwach oder fehlt

Tabelle 1.3: Klassifikation der WO-Sterne

Klasse	Linienstärken	weitere Kriterien
WO 1	O VI stark, O IV fehlt	O V \geq C IV, C III fehlt
WO 2	O VI stark, O IV fehlt	O V \leq C IV, C III fehlt
WO 3	O VI > O IV	O V \gg C IV, C III fehlt
WO 4	O VI \approx O IV	O V \gg C IV, C III fehlt
WO 5	O VI < O IV	O V \gg C IV, C III fehlt

Verfeinerungen werden auch von Abbott und Conti (1987) diskutiert. Bei WN-Sternen benutzt man dazu Linien aus dem blauen Teil des Spektrums (4000 bis 4700 Å), wohingegen für WC-Sterne Linien aus dem Gelben (5500 bis 5900 Å) vermessen werden. Diese Einteilung im optischen Spektralbereich stimmt auch gut mit Beobachtungen im Ultraviolett (z.B. Willis et al. 1986) und Infraroten (z.B. Smith und Hummer 1988, Crowther und Smith 1996) überein.

Analog zur MK-Klassifikation unterscheidet man frühe (engl. *early*) von späten (*late*) Typen und fügt das entsprechende Kürzel an: WNE: WN 2 bis WN 4.5; WCE: WC 4 bis WC 6; WNL: WN 6 bis WN 11 (Vanbeveren und Conti 1980); WCL: WC 8 und WC 9. Allerdings haben auch hier, genau wie im MK-System, diese Bezeichnungen keinerlei Aussagekraft über den tatsächlichen Entwicklungsstand des jeweiligen Sternes.

Die erstmals von Conti (1975) vorgeschlagene mögliche Verbindung zwischen O- und WN-Sternen (s.a. Kapitel 1.6 Entwicklung) wurde von Walborn (1977 und 1982) erhärtet, als er die neue Spektralklasse Ofpe/WN 9 einführte, deren Spektren sowohl Of-ähnliche Emissionen in NII und HeII als auch WN 9-typische Emissionen in HeI und NII aufweisen. Seitdem haben Bohannan und Walborn (1989) zehn solcher Ofpe/WN 9-Sterne in der Kleinen Magellanschen Wolke und Willis et al. (1992) einen in M 33 (Dreiecks-Galaxie) identifiziert; Allen et al. (1990) haben außerdem vorgeschlagen, daß einige der Sterne nahe des galaktischen Zentrums

dieser Klasse angehören sollen. Erste Beweise für einen entwicklungsgeschichtlichen Zusammenhang zwischen Leuchtkräftigen Blauen Veränderlichen (LBV) und den Phasen WN 9 bis 11 wurden von Stahl et al. (1983) geliefert, die zeigten, daß das Spektrum des zur Kleinen Magellanschen Wolke gehörigen Sterns R 127 auf einer Zeitskala von Jahren zwischen den jeweils typischen Erscheinungsformen beider Sternklassen variierte. Mehr dazu im Kapitel 1.6 Entwicklung.

1.4 Sternparameter

WR-Sterne sind Sterne mit enorm hoher Leuchtkraft; die absolute visuelle Helligkeit M_{vis} dieser Objekte liegt zwischen -2.5 und -7 mag. Diese wurde über die recht genau bekannte Entfernung einiger OB-Assoziationen, zu denen gehörig man die jeweiligen WR-Sterne betrachtet, errechnet. Allerdings berücksichtigt die visuelle Helligkeit nicht den Umstand, daß das Maximum des Strahlungsflusses von WR-Sternen im Ultravioletten liegt. Aus diesem Grund ist die sog. bolometrische Helligkeit M_{bol} ein besseres Maß für die Helligkeit von WR-Sternen, die sich aus der visuellen Helligkeit und der Bolometrischen Korrektur (B.C.) errechnet. Es gilt: $M_{bol} = M_{vis} + B.C.$

Die Bolometrische Korrektur ist für WR-Sterne allerdings nur schwer zu bestimmen, da man i) die Rötungsbedingungen für das Licht auf dem Weg vom Stern zum Beobachter, die gerade den UV-Fluß besonders stark beeinflussen, sowie ii) die Anwendbarkeit der benutzten Modelle nicht kennt und weiterhin iii) das Maximum der Strahlungsverteilung im unterhalb 912 \AA liegenden Spektralbereich auftritt und unbeobachtbar ist, da der interstellare neutrale Wasserstoff jegliches Photon absorbiert (Lyman-Kante) (vgl. Willis 1996).

Indirekt gewonnene Daten ergeben Werte für die Bolometrische Korrektur von $B.C. \leq 4.5$ mag; daraus folgt für WR-Sterne eine absolute bolometrische Helligkeit von ca. -7 bis -11.5 mag (zum Vergleich: $M_{bol,\odot} = 4.77$ mag), damit gehören WR-Sterne zu den leuchtkräftigsten Sternen im bekannten Universum überhaupt.

Aussagen über die Effektivtemperatur eines WR-Sterns gestalten sich äußerst schwierig, da das Spektrum von den im Wind entstandenen Emissionslinien dominiert wird und man daher nur sehr wenig oder keine Informationen über den darunterliegenden Stern erhält. Willis und Garmany (1987) geben eine Zusammenfassung früher publizierter Ergebnisse, die – abhängig vom Spektraltyp – einen Temperaturbereich von $25\,000$ bis $50\,000 \text{ K}$ liefern, aber mit großen Variationen von einem Stern zum anderen behaftet sind. Ähnliche Werte wurden auch nach Analysen optischer und UV-HeII-Emissionslinienstärken gefunden (z.B. Nussbaumer et al. 1982), aber wiederum waren die damit verbundenen Unsicherheiten zu

groß. Geschätzte Leuchtkräfte, die aus diesen Untersuchungen abgeleitet wurden, ergaben $\log(L/L_{\odot})$ ca. 5.5 für WNL- und ca. 5.0 für WNE- und WC-Sterne. Analysen der optischen und nahinfraroten Lichtkurve des bedeckenden WR-Sternes V 444 Cyg (WN 5 + O 5) (Cherepaschuk et al. 1984) ließen auf einen höheren Wert von $T_{\text{eff}} = 90\,000$ K für den WN 5-Stern und auf ein Verhältnis von $\log(L/L_{\odot}) = 5.69$ schließen.

Schmutz et al. (1989) unternahmen detaillierte Modellrechnungen für reine Heliumatmosphären und verglichen die vorhergesagten Äquivalentbreiten optischer He-I/II-Linien mit Beobachtungsdaten von ca. 30 galaktischen WN-Sternen. Sie fanden Effektivtemperaturen von 30 000 bis 35 000 K und $\log(L/L_{\odot}) = 5.5$ bis 6.0 für WNL-Sterne sowie $T_{\text{eff}} = 35\,000$ bis 90 000 K und $\log(L/L_{\odot}) = 5.0$ bis 5.5 für WNE-Sterne. Ähnliche Resultate erbrachten weitere Rechnungen des Modells durch Howarth und Schmutz (1992) für galaktische WN- und WC-Sterne sowie durch Koesterke et al. (1991) für WN-Sterne in der Kleinen Magellanschen Wolke.

Für WC-Sterne, wie es auch der hier behandelte Stern θ Muscae ist, unternahmen Koesterke und Hamann (1995) ausführliche Untersuchungen, wobei sie der Pionieranalyse von HD 165763 (WC 5) durch Hillier (1989) folgten. Sie fanden für WC-Sterne mit relativ schwachen optischen Emissionen (genannt WC-w, für engl. *weak*) eine $T_{\text{eff}} = 50\,000$ K, dagegen für Sterne mit stärker ausgeprägten Linien (WC-s für engl. *strong*) höhere Werte der Effektivtemperatur von 60 000 bis 100 000 K, mit Leuchtkraftverhältnissen von $\log(L/L_{\odot}) = 4.7$ bis 5.5.

WR-Sterne sind leuchtkräftiger als Hauptreihensterne gleicher Masse (vgl. Wilson 1940). Ihre in Doppelsternsystemen errechneten Massen liegen zwischen 6 und 40 Sonnenmassen für WN- und 5 bis 20 M_{\odot} für WC-Sterne (vgl. van der Hucht 1992), allerdings sind diese Werte noch Bestandteil einer kontroversen Diskussion. Rauw et al. (1996) ermittelten in HD 92749 (WR 22; WN 7 + O 6.5-8.5) eine Masse von 72 M_{\odot} für die WR-Komponente; obwohl dieser Wert von Schweickhardt et al. (1999) erheblich nach unten korrigiert wurde (auf 55 M_{\odot}), gilt WR 22 immer noch als der „massenreichste jemals gewogene WR-Stern“.

Aufgrund ihrer im Verhältnis zur Masse enormen Leuchtkraft erfahren WR-Sterne einen großen Massenverlust aufgrund eines wahrscheinlich durch Strahlungsdruck getriebenen Wind (s.a. Kapitel 1.5 Sternwind).

Da sie also von einer mächtigen Gashülle umgeben sind, ist eine Angabe des tatsächlichen Sternradius' schwierig, da keinerlei Photosphäre beobachtbar ist. Man definiert daher einen sogenannten Kernradius R_{Kern} für WR-Sterne über die optische Dicke τ der elektronenstreuenden Hülle. Es gilt

$$\tau = \int_0^r \kappa dr \quad \text{mit } \kappa = 1 \text{ für } r = R_{\text{Kern}}.$$

Dabei bezeichnet κ den Absorptionskoeffizienten für die Streuung an freien Elektronen (Thomsonstreuung); diese ist der wichtigste Absorptionsmechanismus für heiße Sterne. Die damit ermittelten Kernradien für WR-Sterne liegen zwischen 3 und 25 R_{\odot} , wobei die Ausdehnung der Windregion deutlich größer ist. Radien, bei denen Linienemission beobachtbar ist, können bis zu 70 R_{\odot} erreichen (s.a. Kapitel 1.5 Sternwind)

Aus den angeführten Gründen gestalten sich Aussagen über die chemische Zusammensetzung ebenso schwierig; es ist lediglich eine Spektralanalyse des den Stern einhüllenden Windes möglich. Allerdings lassen die gefundenen Elementhäufigkeiten Rückschlüsse auf die Zusammensetzung und Vorgänge im Stern zu (s.a. Kapitel 1.6 Entwicklung). Eine kleine Zusammenfassung der aus Vergleichen von Modellrechnungen und Beobachtungsdaten gewonnenen Resultate gibt Willis (1996). An dieser Stelle sei nur kurz erwähnt, daß es speziell bei WC-Sternen zu Diskrepanzen zwischen aus Modellrechnungen vorhergesagten und tatsächlich beobachteten Neuhäufigkeiten kommt. Mehr dazu im Kapitel 1.6. Entwicklung.

1.5 Sternwind

WR-Sterne sind von einer mächtigen Gashülle umgeben, die den direkten Blick auf den Stern selbst verhindert. Hierfür verantwortlich sind die großen Strahlungsdrücke bei vergleichsweise niedrigen Massen, welche kontinuierlich Atmosphärenmaterial abströmen lassen.

Aufgrund dieses ständigen Ausstroms erleiden WR-Sterne einen enorm hohen kontinuierlichen Massenverlust von einigen 10^{-5} bis $10^{-4}M_{\odot}$ pro Jahr (zum Vergleich: unsere Sonne erfährt (allerdings aufgrund eines anderen Mechanismus) einen Massenverlust von $-\dot{M} = 2 \cdot 10^{-14}M_{\odot}yr^{-1}$). Damit besitzen WR-Sterne den größten kontinuierlichen Massenverlust aller bekannten Sternklassen.

Nun ist der enge Zusammenhang zwischen der Massenverlustrate \dot{M} und der Strahlungshelligkeit bei OB-Sternen bekannt (z.B. Howarth und Prinja 1989). Abbott et al. (1986) schlugen daher vor, daß der gleiche Zusammenhang bei WR-Sternen existiert, jedoch konnte diese These nicht durch spätere Ergebnisse erhärtet werden (s.a. Howarth und Schmutz 1992, Willis 1991). Obwohl sehr viele

Versuche gemacht worden sind, diesen Zusammenhang quantitativ zu formulieren (Abbott et al. 1986; St. Louis et al. 1988; Smith und Maeder 1989, Howarth und Schmutz 1992), scheint es zum jetzigen Zeitpunkt noch keinen allgemeinen Konsens zu geben. Die bisher besten Ergebnisse lassen darauf schließen, daß der Massenverlust mit der Leuchtkraft und der Masse skaliert, jedoch mit einem schwächeren Index als jenem der OB-Sterne und mit einer wesentlich größeren Streuung (Willis 1996).

Man nimmt weiterhin an, daß das atmosphärische Material durch den Strahlungsdruck beschleunigt wird. Dabei absorbieren die Ionen des Hüllengases radialsymmetrisch nach außen strömende Photonen und werden ionisiert oder höher angeregt, außerdem erhalten sie noch den Impuls des Photons. Da die Emission aber ungerichtet erfolgt, ergibt sich durch diesen Vorgang ein resultierender radialsymmetrisch nach außen gerichteter Gesamtimpuls – das Gas wird also in Richtung des Photonenstroms beschleunigt.

Theoretische Windmodelle (wie etwa die CAK-Theorie, nach Castor, Abbott und Klein 1975) berechnen, daß bei Einfachstreuung (das Photon entkommt also nach nur einer Absorption aus der Sternatmosphäre) an etwa 100 starken Linien der gesamte Strahlungsimpuls L_{WR}/c auf den Wind übertragen werden kann (Windimpuls: $\dot{M} \cdot v_\infty$):

$$\dot{M} \cdot v_\infty \approx \frac{L_{WR}}{c}$$

mit

\dot{M} : Massenverlust des WR-Sternes
 v_∞ : Endgeschwindigkeit des WR-Winds
 L_{WR} : Leuchtkraft des WR-Sterns
 c : Lichtgeschwindigkeit.

Nun besitzen WR-Sterne Werte für den Windimpuls, die verglichen mit dem „Einfachstreuungs-Limit“

$$\Gamma = \frac{\dot{M} \cdot v_\infty}{\frac{L_{WR}}{c}} \quad (\text{vgl. Abbott und Conti 1987})$$

größer sind als eins und sehr viel größer als jene, die OB-Sterne aufzeigen ($\Gamma \leq 1$). Typische beobachtete Werte liegen bei $\Gamma \approx 4$ für WNL-Sterne, ≈ 15 für

WNE-w-Sterne, ≈ 30 bis 60 für WNE-s-Sterne (zur Notation s. Kapitel 1.4) und ≈ 60 für WC-Sterne (Willis 1991; Hamann et al. 1993, Howarth und Schmutz 1992).

Lamers und Leitherer (1993) haben gezeigt, daß es eine Korrelation zwischen den für O-, Of- und WNL-Sternen bestimmten Γ -Werten gibt, wohingegen Crowther und Smith (1996b) eine Korrelation zwischen Γ und der Oberflächenhäufigkeit von Wasserstoff in LBV- und WNL-Sternen angeben. Während es einen deutlichen Unterschied zwischen wasserstoffarmen und -reichen WNL-Sternen gibt, existiert kein klarer Unterschied zwischen den Massenverlusteigenschaften galaktischer und in der Kleinen Magellanschen Wolke befindlicher WN-Sterne. Dies steht im Widerspruch zu dem, was man von der Theorie strahlungsdruckgetriebener Winde erwartete hätte, welche geringere Endgeschwindigkeiten und Massenverlustraten in metallarmen Umgebungen wie der SMC (*small magellanic cloud*, engl. für Kleine Magellansche Wolke) vorhersagt (Willis 1996).

Noch ist also nicht gänzlich klar, welche und wieviele Mechanismen genau den WR-Wind antreiben. Man diskutiert z.Zt. zwei Lösungen des Problems (vgl. van der Hucht 1992). Eine Theorie verfolgt den Ansatz, daß der Windimpuls durch Magnetfelder vergrößert wird, die zweite diskutiert den Effekt der Mehrfachstreuung, z.B. Owocki (1990). Dort wird auch auf die Strömungs- und insbesondere auf die Stabilitätsverhältnisse in einem Sternwind eingegangen, denn in den meisten Fällen verläuft das Abfließen des atmosphärischen Materials nicht stationär, sondern chaotisch-turbulent mit eingebetteten Verdichtungszone (Schocks bzw. Stoßfronten), da sich das Plasma mit Überschallgeschwindigkeit bewegt. Beweise für Windverdichtungen oder gar klumpige Strukturen im Wind („Blobs“) fanden u.a. Cherepaschuk et al. (1984).

Das Auftreten von Schockzonen wird uns auch bei dem in dieser Arbeit behandelten WR-Stern θ Muscae beschäftigen, wenngleich in einem anderen Zusammenhang.

Nach der oben bereits formulierten Theorie wird die den WR-Stern umgebende Hülle durch Photonen aus der Photosphäre angeregt; hier entstehen die beobachteten Emissionslinien, die aufgrund der hohen Strömungsgeschwindigkeit dopplerverbreitert sind. Daraus folgt, daß Linien in um so tieferen Schichten dieser Hülle entstehen, je schmaler sie sind, und umgekehrt. Man kann also aus den breitesten Emissionslinien auf die maximale Expansionsgeschwindigkeit des Windes schließen; dabei findet man Werte von 1000 bis zu 3000 km s^{-1} .

1.6 Sternentwicklung

Die Mehrheit der Astronomen vertritt heute die Ansicht, daß WR-Sterne entwickelte massereiche Sterne nach dem Hauptreihenstadium sind. Davon abweichend meinen Bathia und Underhill (1986, 1988) allerdings, daß WR-Sterne Vorhauptreihensterne sind und dementsprechend über eine solare Elementhäufigkeit verfügen. Die beobachteten Eigenschaften der Sterne versuchen sie durch Besonderheiten der Elektronentemperatur und durch Einführen einer Akkretionsscheibe als linienemittierendes Gebiet zu erklären. Lamers et al. (1991) diskutieren diese These kritisch und finden überzeugende Argumente gegen eine Vorhauptreihensterntheorie. Ich gehe daher im folgenden nicht weiter auf diese Theorie ein.

1.6.1 Entstehung

Der Vorläufer eines WR-Sterns muß ein Stern sein, der durch irgendeinen Mechanismus einen großen Massenverlust erfahren hat; dies ist notwendig, damit er sich seiner wasserstoffreichen Hülle, die auch bei heliumbrennenden Sternen den größten Anteil an der Gesamtmasse ausmacht, entledigen kann. Denn WR-Sterne zeichnen sich u.a. durch das völlige (oder fast völlige) Fehlen von Wasserstofflinien in ihrem Spektrum aus. Bei hinreichend massereichen Sternen (das Heliumbrennen muß einsetzen können, und die Reststernmasse muß innerhalb der beobachteten Werte liegen) sind die äußeren Schichten normalerweise stabil gegen eine Konvektion, die zwar für den Transport der Fusionsprodukte nach außen verantwortlich ist, nicht aber die gefundenen Oberflächenhäufigkeiten an Produkten des Heliumbrennens erklären könnte, wenn man zur Bestimmung der Größe des konvektiven Kerns das klassische Schwarzschild-Kriterium benutzt.

Es gibt mehrere denkbare Szenarien, die zum Verlust der wasserstoffreichen Hülle führen (Langer 1989). Ich werde sie kurz erläutern, da sie besonders für das „ θ Muscae-Problem“ relevant sind.

- In einem Doppelsternsystem kann die wasserstoffreiche Hülle auf den Begleiter übertragen werden; dies ist insbesondere dann möglich, wenn sich der WR-Vorläufer zu einem Roten Riesen aufgebläht hat und seine Hülle über die Roche-Grenze hinaus angeschwollen ist.
- Die Hülle eines Roten Riesen (engl. *Red Super Giant*, RSG) ist gravitativ nur noch sehr schwach gebunden; verfügt der Kern über eine hinreichend große Leuchtkraft, kann die Hülle abgeblasen werden. Daraus bildet sich dann i.d.R. ein Ringnebel, wie er sehr oft bei WR-Sternen beobachtet wird (vgl. z.B. Smith 1996 Liege und auch Kapitel 2).

- Der Vorläuferstern hat sich zu einem Leuchtkräftigen Blauen Veränderlichen (LBV) entwickelt. Das eruptive Verhalten des LBVs führt zusammen mit seinem hohen Strahlungsdruck zum Abblasen der Hülle.
- Konvektion mit *Overshooting*: Diese Variante der Konvektionstheorie erlaubt, daß die Konvektion bis zur Oberfläche durchbricht und die Schichten durchmischt. Es kann sich daher keine wasserstoffreiche Schale bilden. Der konvektive Kern ist dann bedeutend größer als durch das Schwarzschild-Kriterium vorhergesagt.
- Durch die schnelle Rotation des Vorläufersterns wird die eigentlich gegen Konvektion stabile Hülle durchmischt. Diese Theorie erklärt aber nur die Bildung von WR-Sternen aus den schnellstrotzierenden Vorläufern und kann folglich nicht für alle WR-Sterne herangezogen werden.

Es sei darauf hingewiesen, daß die beiden letzten Szenarien nicht notwendigerweise einen Massenverlust implizieren, sondern der entstehende WR-Stern dieselbe Masse wie der „Urstern“ hat. Alle anderen Möglichkeiten führen dazu, daß der Vorläuferstern seine gesamte nicht entwickelte und also wasserstoffreiche Hülle verliert, so daß der entstandene WR-Stern letztlich als blanker Kern vorliegt.

Smith (1996) diskutiert speziell die Möglichkeit, daß der direkte Vorläuferstern als LBV oder RSG vorliegt und zitiert Ergebnisse hydrodynamischer Rechnungen, die von Gracia-Segura et al. (1996a, 1996b) vorgestellt wurden. Dort wurde die Entwicklung zirkumstellaren Materials einmal eines 35 und eines 60 M_{\odot} schweren Sterns, der sich mitten in der LBV- bzw. RSG-Phase befindet, untersucht.

Smith überprüft hierbei, inwiefern die beobachteten Nebel von vier WR-Sternen (im folgenden WR-Nebel genannt) in chemischer Zusammensetzung, Masse und Morphologie mit dem theoretisch errechneten Nebel eines LBVs bzw. RSGs übereinstimmen. Sie kommt zu dem Befund, daß die WR-Nebel aus Material bestehen, das zum gleichen Stadium der Entwicklung des Vorläufersterns ausgeworfen worden sein muß. Dieses Resultat sei in hervorragender Übereinstimmung mit den gefundenen Oberflächenhäufigkeiten bei RSGs, und folglich seien WR-Nebel abgestoßene Hüllen von RSGs und nicht von LBVs.

Dieses Ergebnis steht im Gegensatz zu den Resultaten von Stahl et al. (1983), die den ersten direkten Nachweis eines entwicklungsgeschichtlichen Zusammenhangs zwischen LBVs und WN(9 bis 11)-Sternen erbrachten, indem sie zeigten, daß der Stern R 127 in der Großen Magellanschen Wolke innerhalb von Jahren zwischen den typischen Erscheinungsformen der jeweiligen Sternklasse variiert. Des weiteren fanden Barba et al. (1995) heraus, daß eine Komponente des WN-Doppelsternsystems HD 5980 ihr optisches Spektrum zu demjenigen eines LBVs

geändert hatte.

Weiterhin präsentiert Marston (1996) weitere mögliche Szenarien, die zu einem solchen Nebel führen können. So schlagen Nichols und Fesen (1994) vor, daß ein ursprüngliches WR+O-Doppelsystem nach der Supernovaexplosion des WR-Sterns einen kompakten Begleiter (engl. *compact companion*, im folgenden cc genannt) bildet, welcher in einem späteren Stadium die Wasserstoffhülle des verbliebenen O-Stern durch Roche Lobe Overflow akkretiert (genau wie oben erwähnt), sodaß dieser nun seinerseits zu einem WR-Stern werden kann. Der cc wirft anschließend die akkretierte extrem heiß gewordene Masse ab und bildet so den beobachteten Nebel.

Als zweite Möglichkeit wird diskutiert, daß der Nebel nichts anderes als durch den WR-Wind angeblasene interstellare Materie (ISM) ist. In diesem Fall beginnt diese durch die Stoßfront verdichtete ISM zu leuchten.

Die Frage, inwiefern der einen WR-Stern umgebende Nebel Rückschlüsse auf dessen Vorläuferstern zuläßt, wird uns noch in Kapitel 2 beschäftigen.

Welche Massen diese Prä-WR-Sterne besitzen müssen, um sich zu WR-Sternen entwickeln zu können, ist noch unklar. Für die normale Entwicklung eines Sternes gilt: je massereicher ein Stern ist, desto größer ist der Anteil der Masse des konvektiven Kerns an der Gesamtmasse. Zudem steigt bei zunehmender Masse die Leuchtkraft und damit der den Massenverlust hervorrufende Strahlungsdruck während des Wasserstoffbrennens. Die Dicke der nichtdurchmischten wasserstoffreichen Außenhülle wird für abnehmende Anfangsmassen größer. Es muß also eine Grenzmasse geben, unterhalb derer es einem Stern nicht mehr gelingt, sich seiner wasserstoffreichen Hülle zu entledigen und zu einem WR-Stern zu werden. Als Wert für diese Grenzmasse wird ein Bereich von 20 bis 50 Sonnenmassen angegeben (Langer 1989).

Für das bereits erwähnte „Conti-Szenario“ (Conti 1975), welches die Entwicklung eines O-Sterns zu einem WN-Stern via einem Ofpe-Stern vorschlägt, wurde gefunden, daß es wohl nur für Sterne mit einer extrem hohen ($\geq 120M_{\odot}$) Ausgangsmasse zutrifft; masseärmere Sterne müßten dann erst die oben besprochene RSG- bzw. LBV-Phase durchlaufen. Dabei zeigt sich, daß die Massenverlusteffekte sehr stark von der Metallizität einer Galaxie (und folglich der in ihr geborenen Sterne) abhängen, insofern als in metallarmen Regionen nur die massereichsten Sterne die WR-Phase erreichen würden (Maeder und Meynet 1994). Dieses Resultat ist in guter Übereinstimmung mit Untersuchungsergebnissen von WR-Sternen in verschiedenen Galaxien (Maeder und Conti 1994).

Weiterhin zeigt sich, wie bereits im Kapitel 1.4 angesprochen, daß speziell für

WC-Sterne die Vorhersagen aus Modellrechnungen große Diskrepanzen zu Beobachtungen aufweisen. Aufgrund der Reaktion



entsteht nach Einsetzen des Heliumbrennens eine große Neonghäufigkeit (das Zehnfache der solaren Häufigkeit).

Eine solche Überhäufigkeit konnte bislang nur bei einem WC-Stern, γ^2 Velorum (WC 8 + O 9 I), und dort um einen Faktor 5 zu niedrig bestimmt werden. Als eine mögliche Erklärung wird die Doppelsternnatur von γ^2 Velorum herangezogen, aber aus dem bisher Gesagten dürfte klar sein, daß noch viele Anstrengungen unternommen werden müssen, um eine konsistente und plausible Entwicklungsgeschichte bis hin zum WC-Stern, der als Endstadium angesehen wird (Crowther et al. 1995), zu finden.

1.6.2 Weitere Entwicklung

Der durch den Sternwind verursachte kontinuierliche und „erosive“ Massenverlust sowie die innere Konvektion bewirken, daß sich zu einem bestimmten Zeitpunkt die mit den Fusionsprodukten des Sterns angereicherten Schichten an der Oberfläche zeigen können:

- WNL-Sterne (WN 7 bis 11) zeigen an ihrer Oberfläche Produkte des noch andauernden Bethe-Weizsäcker-Zyklus' (auch CNO-Zyklus genannt). Im Verlauf dieser Brennphase wirken Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff zwar nur katalytisch auf die Bildung von Helium, aufgrund der sehr unterschiedlichen Zeitkonstanten der Teilreaktionen des Zyklus' wird dabei aber Stickstoff angereichert; Wasserstoff ist zu diesem Zeitpunkt noch vorhanden. Diese Sterne müssen, auch wenn bereits das zentrale Heliumbrennen eingesetzt hat, noch eine wasserstoffhaltige Hülle besitzen.
- WNE-Sterne (WN 2 bis 6) zeigen die Produkte des beendeten CNO-Zyklus'; Wasserstoff, Kohlenstoff und Sauerstoff sind verschwunden, die wasserstoffreiche Hülle wurde abgeblasen. Der Stern besitzt nur noch einen heliumbrennenden Kern.
- WC-Sterne zeigen an ihrer Oberfläche Produkte des Heliumbrennens. Noch bevor die 3α -Reaktion einsetzt, wird sämtlicher Stickstoff über die Reaktion ${}^{14}\text{N}(\alpha, \gamma){}^{18}\text{F}(\beta^+){}^{18}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{22}\text{Ne}$ abgebaut; man findet in WC-Sternen also keinen Stickstoff mehr. Nachdem der erste Kohlenstoff gebildet wurde, wird über die Reaktion ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ der in einigen WC-Sternen nachgewiesene Sauerstoff erzeugt.

- WO-Sterne zeigen wahrscheinlich Produkte des fortgeschrittenen Heliumbrennens, insbesondere Sauerstoff, an ihrer Oberfläche.

Diese Auflistung legt den Schluß nahe, daß WR-Sterne eine Entwicklung vom WN- zum WC-(bzw. WO-)Stern durchlaufen; dies ist im allgemeinen jedoch nicht der Fall. Entscheidende Faktoren im Leben eines WR-Stern sind in erster Näherung (Langer 1989):

- die Masse M_H derjenigen Schichten, die noch Wasserstoff enthalten,
- die Masse M_{He} der reinen Heliumschichten,
- die Lebensdauer τ_{WR} des WR-Sterns sowie
- die Massenverlustrate \dot{M}_{WR} während der WR-Phase.

Nur wenn $M_H < \dot{M}_{WR} \cdot \tau_{WR}$ ist, kann die WNE-Phase erreicht werden, und nur wenn $M_H + M_{He} < \dot{M}_{WR} \cdot \tau_{WR}$ auch die WC-Phase.

Die Verweildauer in der WR-Phase liegt in der Größenordnung der Heliumbrenndauer, also bei \leq einigen 10^6 Jahren, abhängig von der Anfangsmasse und der Metallizität (vgl. Maeder und Meynet 1994). Diese Zeit nimmt mit steigender Masse ab, im Gegensatz zu M_H und M_{He} . Unter der Annahme, daß der Massenverlust für alle WR-Typen etwa gleich ist, bedeutet das, daß es für zunehmend massereiche Sterne immer schwieriger wird, „späte“ Entwicklungsphasen (WNE und WC) zu erreichen. Vorläufersterne, deren Masse nur knapp oberhalb der erwähnten Grenzmasse liegt, werden möglicherweise auch nicht mehr die WNE- bzw. WC-Phase erreichen; sie entwickeln sich gemäß des Post-RSG-Szenarios (für LBVs sind sie nicht hinreichend leuchtkräftig) und erreichen erst kurz vor Ende des Heliumbrennens die WR-Phase. In ihrer verbleibenden Lebenszeit können sie sich dann nicht mehr zu einem WNE-Typ entwickeln. Damit liegt der Schluß nahe, daß nur Sterne eines gewissen mittleren Massenbereichs zu WNE- und WC-Sternen werden können. Wie genau dieser Massenbereich aber aussieht, ist noch völlig unklar.

1.6.3 Endphase

WR-Sterne sind im Prinzip massereich genug, um nach Beendigung des Heliumbrennens auch noch weitere Brennphasen zu zünden. Überlebt der Stern die durch das explosionsartige Zünden der jeweils folgenden Brennphase erzeugte(n) Druckwelle(n), so werden im Anschluß an das Heliumbrennen bei hinreichend hohen Temperaturen sukzessiv der Kohlenstoff, das Neon, der Sauerstoff und schließlich das Silizium verfusioniert. Beim Siliziumbrennen werden über den Einfang

von α -Teilchen schwere Elemente bis zum Eisen aufgebaut. Ab Eisen besitzt die Kernfusion eine negative Energiebilanz (Bindungsenergie ist maximal), so daß schwerere Elemente über Neutroneneinfangreaktionen gebildet werden müssen.

Diese letzten Brennphasen besitzen solch kurze Zeitkonstanten (Kohlenstoffbrennen ca. 500 Jahre, Neonbrennen ca. ein Jahr, Siliziumbrennen ca. ein Tag), daß sie praktisch nicht beobachtbar sind.

Der Endpunkt in der Entwicklungsphase eines WR-Sternes mit der „gewissen“ Masse (s.o.) ist allerdings ein spektakulärer: er explodiert in einer Supernova, die dann vom Typ I ist, d.h. es werden keine Wasserstofflinien gefunden.

Dieser Supernova-Typus wird noch weiter unterschieden:

Typ-Ia-Supernovae treten in allen Galaxietypen auf und zeigen keine Bevorzugung für Sternentstehungsgebiete; die Vorläufersterne sind also entsprechend langlebig und folglich massearm.

Typ-Ib-Supernovae dagegen zeigen eine Häufung in Sternentstehungsgebieten; es werden also entsprechend junge und massereiche (damit es überhaupt zu einer Supernova kommen kann) Vorläufersterne benötigt, und WR-Sterne scheinen hierfür die idealen Kandidaten zu sein.

Bei einer Supernova kehrt sich der mit Ende des letzten Brennzyklus' der thermonuklearen Entwicklung einsetzende Kollaps eines Sterns um; noch nicht geklärt ist allerdings die Frage, ob es eine Massengrenze gibt, oberhalb derer eine solche Explosion nicht mehr möglich ist - der Stern würde dann direkt unter Aussendung eines riesigen γ -Blitzes zu einem Schwarzen Loch kollabieren (Langer 1998).

1.7 Doppelsterne

Von dem in dieser Arbeit behandelten WR-Stern wird angenommen, daß er eine Komponente eines Doppelsternsystems ist. Früher wurde die Ansicht vertreten, daß alle WR-Sterne in solchen Doppelsystemen vorkommen (Bappu und Sahade 1973), u.a. um ihre Entstehung einfacher erklären zu können: Die geringe Wasserstoffhäufigkeit wurde darauf zurückgeführt, daß sich die Prä-WR-Komponente zu einem Riesenstern aufbläht, dessen Radius über die Roche-Grenze hinaus wächst, so daß seine wasserstoffreiche Hülle über den inneren Lagrange-Punkt zum Begleiter überfließen kann (Roche Lobe Overflow). Übrig bleibt dann der nahezu blanke heliumbrennende Kern des WR-Sterns.

Derartige Überlegungen wurden durch Beobachtungsergebnisse gestützt: der WR-Stern als die weiter entwickelte (und also ursprünglich massereichere) Komponente verfügt im allgemeinen über die kleinere Masse, sein Begleiter, normalerweise ein O-Stern im Hauptreihenstadium, ist schwerer. Ausnahmen hierbei sind CQ Cep (WR 155, WN 6 + O 9), wo für die WR-Komponente eine Masse von $15M_{\odot} \leq M_{WR} \leq 19M_{\odot}$ und für den O-Stern eine Masse von $18M_{\odot} \leq M_O \leq 23M_{\odot}$ gefunden wurden (Marchenko et al. 1995) sowie WR 22 (WN 7+abs + O), für den Schweickhardt et al. (1999) die Masse der jeweiligen Komponente angeben zu $M_{WR} = 55.3 \pm 7.2M_{\odot}$ bzw. $M_O = 20.6 \pm 1.6M_{\odot}$.

Heute geht man davon aus, daß Doppelsternsysteme bei WR-Sternen nicht häufiger als bei anderen Sternklassen auftreten. Etwa 40 Prozent aller bekannten WR-Sterne zeigen zusätzlich Absorptionslinien in ihren Spektren, ein deutlicher Hinweis auf einen Begleiter. Weiterhin weiß man heute, daß die Entwicklung eines Sternes zum WR-Stadium keines Begleiters bedarf (vgl. Kapitel 1.6 Entwicklung). Es wurden keine signifikanten Unterschiede zwischen alleinstehenden WR-Sternen und solchen in Doppelsystemen gefunden (Moffat 1995).

Doppelsternsysteme sind attraktive Untersuchungsobjekte, da man aus ihnen mit Hilfe der Keplerschen Gesetze sowie einfacher himmelsmechanischer Überlegungen eine große Menge an Informationen erschließen kann. Dazu gehört z.B. die Bestimmung der Sternmassen, die ausschließlich über Doppelsterne erfolgt. Mit dieser Bestimmung kann man später Masse-Leuchtkraft-Relationen bzw. typische Massen einzelner Sternklassen finden.

Weiterhin finden in WR+O-Doppelsystemen häufig Effekte statt, die auf Wind-Wind-Kollisionen oder Windbedeckungen zurückzuführen sind. Diese beiden speziellen Effekte werden im nachfolgenden Kapitel besprochen.

1.8 Wind-Wind-Kollision und Windbedeckung

Wie bereits beschrieben besteht ein WR-Doppelsternsystem typischerweise aus einem WR- und einem O-Hauptreihenstern. Je enger ein solches WR+O-System ist, desto schwerwiegender sind die Folgen eines Phänomens, das Wind-Wind-Kollision genannt wird.

Da beide Komponenten über einen stellaren Wind verfügen, wobei der Wind der WR-Komponente dichter ist als der des O-Sterns, kommt es in vielen Fällen zu einer Kollision dieser beiden Winde. Es bildet sich eine Stoßfront aus, in der das Plasma abgebremst, dabei komprimiert und somit extrem erhitzt wird; starke Emissionen aus dieser Windregion im Röntgenbereich sind die Folge (s.a. Kapitel

1.5 Sternwind).

Da wie erläutert beide Winde im allgemeinen nicht sphärisch-symmetrisch sind, sondern von mehr oder weniger heftigen Turbulenzen und Verdickungen (Blobs) durchsetzt sein können, überrascht es nicht, daß die Emissionen aus einer solchen Schockzone hochgradig variabel in Zeit und räumlicher Ausdehnung sind.

In der Folge nimmt man an, daß sich das Emissionsprofil des WR-Sterns aus einer aus dem ungestörten Wind stammenden „Pedestal-Emission“ und einem in der Kollisionszone entstandenen variablen Anteil zusammensetzt (vgl. z.B. Lührs 1995, 1997; Hill et al. 1999). Man stellt sich dabei vor, daß der stärkere WR-Wind den O-Stern „einwickelt“ und entlang einer Konusoberfläche mit verminderter Geschwindigkeit abströmt. Dabei kühlt sich das Material ab und emittiert im UV- und optischen Spektralbereich.

Diese Effekte fallen umso stärker aus, je schneller und dichter beide Winde und je näher sich beide Partner sind. Je nach Leuchtkraft des O-Sterns und Stärke seines Windes bildet sich diese Schockzone in relativer Nähe zum O-Stern oder aber erst auf seiner Oberfläche aus (Gayley, Owocki und Cranmer 1996).

Die potentiell lohnendsten Beobachtungsobjekte sind solche eher langperiodischen WR+O-Doppelsysteme, die eine große Exzentrizität aufweisen, denn dort lassen sich die Effekte über einen weiten Abstandsbereich hinweg beobachten.

Modellrechnungen von St.-Louis et al. (1996) haben für einige WR-Sterne Ergebnisse geliefert, die sehr gut mit den beobachteten Emissionsprofilvariationen übereinstimmen.

Weiterhin kann es zu Windbedeckungseffekten kommen, die daher rühren, daß die O-Komponente den linien- und auch kontinuumemittierenden Wind des WR-Sterns bedeckt. Dies führt dann zu Linienprofilvariationen in Abhängigkeit von der Phasenlage. Dabei unterscheidet man zwei Klassen von Variationen: Der O-Stern kann sich außerhalb derjenigen Region des WR-Windes bewegen, in der die Emissionlinien entstehen, oder aber der O-Stern umläuft den WR-Stern innerhalb des linienemittierenden Gebiets; die Linien zeigen dann ein prinzipiell anderes Verhalten.

Auer und Königsberger (1994) entwickelten ein Programm zur Berechnung dieser Effekte, das auf Linien des optischen Wellenlängenbereiches z.B. von Schweickhardt (1996) bei V 444 Cyg (WN 5 + O 6) angewandt wurde. Dabei zeigte sich, daß in engen Systemen die Windbedeckungseffekte weniger leicht nachzuweisen sind, da hier Kollisionseffekte gravierender ausfallen (s.o.) und die Nähe des O-

Sterns die radialsymmetrische Struktur des WR-Winds stark stört. Aus diesem Grund scheint der hier untersuchte θ Muscae ein lohnender Kandidat für eine Windkollisionssanalyse zu sein.

1.9 Offene Fragen

Wie aus den vorangegangenen Kapiteln ersichtlich ist, sind noch viele wichtige Fragen zur genauen Natur der WR-Sterne offen (vgl. Abbott und Conti 1987).

Es ist noch nicht endgültig geklärt, wie genau und in welchem Stadium der Entwicklung ein Stern seine wasserstoffreiche Hülle verliert und zu einem WR-Stern wird. Für alle in Kapitel 1.6 aufgelisteten Szenarien gibt es Hinweise aus den Beobachtungen, die die einzelnen Theorien erhärten. Allerdings ist es gut möglich, daß verschiedene Vorgänge gleichzeitig eintreten. Damit stellt sich jedoch die Frage, ob und in welcher Weise verschiedene Entwicklungspfade zu verschiedenen WR-Unterklassen führen.

Der Antriebsmechanismus des Sternwinds ist noch nicht ganz verstanden (s. Kapitel 1.5). Theoretische Rechnungen zeigen noch deutliche Diskrepanzen zu Beobachtungen, denn der gefundene Windimpuls ist um einen Faktor 5 bis 50 größer als der reine Strahlungsimpuls. Ebenso ist der Grund dafür, daß WR-Sterne den stärksten Wind aller Sternklassen besitzen, der den unterliegenden Stern verhüllt, noch völlig unklar.

In der Folge bleiben bis dato die genauen Beziehungen zwischen der allein meßbaren Windtemperatur T_{Wind} und der Atmosphärentemperatur $T_{eff,Atmosph.}$ unbekannt. Dies macht eine Einordnung dieser Sterne in das Hertzsprung-Russell-Diagramm schwierig. Weiterhin läßt die Tatsache, daß bei WN-Sternen die gemessenen Massen um einen Faktor fünf, die Wasserstoffhäufigkeiten sogar um einen Faktor zehn variieren, auf kein einheitliches Bild des Entwicklungspfadess schließen (s.a. Kapitel 1.6).

Obwohl immer umfangreichere Simulationen von Modellatmosphären gerechnet, immer weitere WR-Sterne auch in anderen Galaxien entdeckt werden und sich damit die zur Verfügung stehende Datenbasis ständig vergrößert, werden noch konkurrierende Theorien zum Verständnis der WR-Sterne diskutiert.

Kapitel 2

θ Muscae

In diesem Abschnitt fasse ich den bisherigen Wissensstand um den WR-Doppelstern θ Muscae zusammen, um darauf aufbauend meine Auswertung der spektroskopischen Daten zu begründen.

2.1 Allgemeines

θ Muscae (θ Mus, HR 4952, HIP 64094, HD 113904, WR 48) ist mit einer Größe von $m_v = 5.69\text{mag}$ der visuell zweithellste bekannte WR-Stern am Himmel. Er ist als spektroskopischer Doppelstern (SB2-Typ) des Spektraltyps WC 7 + O 9.5/B 0 Iab klassifiziert (Houk und Cowley 1975) und weist damit Ähnlichkeiten zum hellsten WR-Stern am Himmel, γ^2 Velorum, auf, der zu WC 8 + O 9 I (Conti und Smith 1972) bzw. WC 8 + O 8 III (Schaerer et al. 1997) bestimmt wurde.

Jeffers et al. (1963) zeigen an, daß θ Mus über einen visuellen Begleiter verfügt, der 1.6mag schwächer ist und in 5.3" Abstand mit einem Positionswinkel von 187° steht. HIPPARCOS-Astrometriedaten (ESA 1997) verbessern diese Werte auf 5.34" und 186.95° . Jeder weitere visuelle Begleiter ähnlicher Größe würde unentdeckt bleiben, wenn er nicht mehr als 0.2" vom eigentlichen Doppelsystem entfernt stünde.

Es gibt keinen offensichtlichen Sternhaufen in der Nähe von θ Mus, obwohl er in der Umgebung der relativ ausgedehnten (6°) OB-Assoziation Cen OB 1 (zentriert bei $l = 304^\circ 50$ und $b = +0^\circ.75$) liegt (Alter et al. 1970).

Diese OB-Assoziation wird auch zur Entfernungsbestimmung von θ Mus herangezogen, denn die von Alter et al. (1970) tabellierten Werte für diese Assoziation liegen bei 1.9 ± 0.2 kpc. Unter der Annahme von $M_v(\text{WC6}) = -4.4\text{mag}$ (Smith 1973) und $M_v(\text{O 9.5/B 0 Iab}) = -6.2\text{mag}$ (Schmidt-Kahler 1965) ergibt

Smiths (1968b) Schmalbandphotometrie eine Entfernung von $d = 2.0$ kpc, also in guter Übereinstimmung mit dem Wert für Cen OB 1. Die Parallaxenbestimmung von HIPPARCOS ist aufgrund der zu großen Entfernung mit zu großen Fehlern behaftet und deshalb unbrauchbar; der ermittelte Wert liegt bei $\pi = 0.03 \pm 0.67$ mas ($3\text{-}\sigma$ -Level), das entspricht einer Entfernung von etwa $d \geq 1.4$ kpc.

2.2 Röntgenemission

In großen Teilen ist das Feld der WR- γ -Emission noch terra incognita (vgl. van der Hucht 1992). Für den Röntgenbereich gibt es allerdings einige Untersuchungen wie z.B. jene von Pollock (1987), wo das Verhältnis von Röntgen- zu bolometrischer Leuchtkraft bei θ Mus angegeben wird zu $L_x/L_{bol} = 7.6 \cdot 10^{-7}$.

Diese Röntgenemission wird im allgemeinen als in der Schockzone zweier kollidierender Winde entstanden erklärt (z.B. Prilutskii und Usov 1976; Usov 1991, 1992; Stevens et al. 1992). Da auch θ Mus Röntgenstrahlung abgibt, könnte das ein Hinweis auf die Existenz einer Wind-Wind-Kollisionszone sein (vgl. Kapitel 1.8).

2.3 Radiostrahlung

Wegen ihres schnellen und dichten Windes zeigen alle WR-Sterne thermische Infrarot- und Radiostrahlungsexzesse aus frei-frei-Übergängen (z.B. van der Hucht 1992). Einige WR-Sterne weisen allerdings auch noch zusätzliche, manchmal variable Radioexzesse auf, welche in den meisten Fällen nicht-thermischen Ursprungs sind (Abbott et al. 1984, 1986; Bieging et al. 1989).

Eine neuere Untersuchung durch Leitherer, Chapman und Koribalski (1997) bei 3 und 6 cm Wellenlänge identifiziert θ Mus erstmals als relativ starken Emittent nicht-thermischer Radiostrahlung. Weiterhin errechneten Leitherer et al. anhand ihrer Radiodaten die Windendgeschwindigkeit v_∞ sowie die logarithmierte Massenverlustrate $\log(\dot{M})$. Für θ Mus geben sie an: $v_\infty = 2000$ kms $^{-1}$ und $\log(\dot{M}) < -3.74 M_\odot yr^{-1}$.

Gemeinhin werden Wind-Wind-Kollisionen als Ursache der Radioemissionen angenommen. Abbott et al. (1984) meinen aber, daß es zu viele solcher nicht-thermischer Emittent gibt, als daß dies allein die Erklärung sein könne, und schlagen versuchsweise die Akkretion auf einen kompakten Begleiter (d.h. einen Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch) vor.

Neuere Modellrechnungen (Vanbeveren 1994) zeigen allerdings, daß ein hoher Anteil an WR-Doppelsternen mit kompakten Begleitern unwahrscheinlich ist. Die auch für OB-Sterne angestellte Rechnung zeigt hier noch stärkere Diskrepanzen mit der Beobachtung von Radioemission in solchen Doppelsystemen (Bieging et al. 1989). Aufgrund des entwicklungsgeschichtlichen Zusammenhangs zwischen OB- und WR-Sternen wird das Akkretionsszenario bei WR-Sternen erst recht als unwahrscheinlich angesehen, denn nicht jedes OB-Doppelsystem bildet sowohl eine kompakte als auch eine WR-Komponente aus.

2.4 Nebel

Wie bei WR-Sternen nicht unüblich (s.a. Kapitel 1.6 Entwicklung), so ist auch θ Mus von einem Ringnebel umgeben, der von Heckathorn et al. (1982) im optischen Spektralbereich entdeckt wurde. Sie gaben einen Durchmesser von etwa $70'$ für den Nebel an. Chu und Treffers (1981) untersuchten den Nebel mittels $H\alpha$ -Fabry-Perot-Interferometrie und fanden keinerlei Anzeichen einer radialen Expansion oder Turbulenz. Sie beobachteten Linienbreiten, wie sie einer thermischen Verbreiterung bei ca. 7000 K entsprechen.

Cappa de Nicolau und Niemela (1984) führten eine Analyse des θ Mus umgebenden interstellaren Mediums in der 21cm-Linie des neutralen Wasserstoffes aus und fanden dabei ein großes Loch in der Verteilung des Gases. Dieses Loch schien von ähnlicher Form wie die optische Blase, die von Heckathorn et al. (1982) gesehen wurde, aber etwas größer zu sein. Die Blase neutralen Gases schien eine kleine Expansionsgeschwindigkeit aufzuweisen, die auf ein dynamisches Alter von wenigen Millionen Jahren hinwies, und sie wurde als aus aufgelesenem Material bestehend angesehen, das der WR-Stern und sein(e) Vorläufer abgeblasen hatten. Marston (1996) ermittelte mit IRAS den Durchmesser dieser HI-Schale zu $133'$.

De Castro und Niemela (1998) untersuchten diesen Ringnebel mittels CCD-Aufnahmen und Langspaltspektroskopie; für die Aufnahmen benutzten sie Schmalbandfilter um $H\alpha$ und $[OIII] \lambda 5007$. Der Spektrograph deckte den Wellenlängenbereich von 3580 bis 7400 Å ab. Sie fanden, daß die beobachteten $[OIII]$ -Filamente Ähnlichkeiten mit Supernovaüberresten aufweisen, und daß die hellsten dieser Filamente ca. $7'$ von den $H\alpha$ -Strukturen entfernt liegen, was die Existenz mehrerer Ringe des Nebels nahelegt.

Die spektralen Analysen des optischen HII-Nebels ergaben als Hauptanregungsmechanismus den der Photoionisation, wengleich auch weitere Anregungsmechanismen wie z.B. Schockwellen in einigen Regionen des Nebels eine Rolle spielen könnten. Aufgrund der chemischen Häufigkeiten, die denjenigen inter-

stellarer Materie (ISM) entsprechen, kommen sie zu dem Schluß, daß der Nebel hauptsächlich aus vom WR-Wind bzw. -Strahlungsdruck angeblasener ISM besteht.

2.5 Spektroskopische Untersuchungen

Bahng (1975) untersuchte den Wellenlängenbereich von 4600 bis 4720 Å. Dabei wertete er Spektren aus, die in etwa dreiminütigem Abstand gewonnen wurden (Belichtungszeit etwa vier Sekunden). Er fand keine Anzeichen einer kurzfristigen Variabilität des starken CIII/IV-Emissionsprofils.

Moffat und Seggewiss (1977) publizierten die bislang umfangreichste Analyse von θ Mus. Dabei untersuchten sie spektroskopisch den Wellenlängenbereich von ca. 3750 bis 5950 Å bei einer Dispersion von 12.3 \AA mm^{-1} und vermaßen die photographisch erfaßten Spektren. Weiterhin unternahmen sie Schmalbandphotometrie mit Filtern, die den u- bzw. b-Filtern von Smith (1968b) sehr ähnlich waren, sowie photoelektrische spektropolarimetrische Untersuchungen.

Sie vermaßen die Kohlenstofflinie CIV der WC-Komponente bei $\lambda 5801/12$, da die Linien CIII/IV $\lambda 4650$, HeII $\lambda 4686$ und CIII $\lambda 5696$ entweder asymmetrisch oder zu komplex – da aus mehreren, nicht trennbaren Einzellinien bestehend – waren.

Diese Untersuchungen ergaben eine Periode zu $P = 18.341 \pm 0.008$ d mit einer Radialgeschwindigkeitsamplitude des WR-Sterns von $K = 173 \text{ km s}^{-1}$. Diese Periode konnte durch die Ergebnisse der Photometrie erhärtet werden, denn Moffat und Seggewiss fanden eine Periode von 18.4 ± 0.5 d in den Helligkeitsschwankungen (geschätzter, maximaler Fehler). Dabei fiel ihnen auf, daß zwischen der Amplitude des CIV $\lambda 5801/12$ -Komplexes und derjenigen des CIII $\lambda 5696$ -Komplexes eine Phasenverschiebung von 3.76 Tagen besteht, woraus sie folgerten, daß letzterer weiter außen im Wind gebildet wird und nicht mehr vollständig an der wahren Bahnbewegung des WR-Sterns teilnimmt.

Für die O-Komponente konnte allerdings nur eine Amplitude von $K < 6 \text{ km s}^{-1}$ ($3\text{-}\sigma$ -Umgebung) bestimmt werden; dies führt zu einem Massenverhältnis von $q = M_O/M_{WR} > 29$. Nimmt man nun einen O-Stern normaler Masse an ($50 M_\odot$), so folgt daraus eine WR-Masse zu $M_{WR} < 1.7 M_\odot$. Das ist leichter als der damals leichteste je beobachtete WR-Stern, der auf ca. $6 M_\odot$ kam (Kuhi 1973).

Moffat und Seggewiss schlugen daher zwei Szenarien vor, um dieses Problem zu erklären:

- θ Mus ist ein Doppelsystem.

Der WR-Stern muß einen deutlichen Massenverlust erfahren haben. Geht man von einem Vorläuferstern von $11 M_{\odot}$ aus, so muß dieser Verlust $9.3 M_{\odot}$ betragen haben; ist dies noch an und für sich nicht unmöglich, so bleibt doch immer noch das Problem der zu kleinen Masse des restlichen Heliumkerns. Bei den typischerweise auftretenden Massenverlusten in der WR-Phase eines Sterns würden diese den Restkern sehr bald in ein Nicht-WR-Stadium zurückbringen. Der extreme Massenverlust würde nämlich Auswirkungen auf die Zentraltemperatur und den inneren Aufbau des Sterns haben, besonders wenn der ursprüngliche WR-Stern einen konvektiven Kern aufweist, wie es bei Heliumsternen von ca. $10 M_{\odot}$ der Fall ist.

- θ Mus ist ein Dreifachsystem.

θ Mus besteht aus drei Komponenten: i) dem beobachteten WC-Stern, ii) seinem wahren, aber unsichtbaren Begleiter und iii) dem beobachteten O 9.5/B 0 Iab-Stern. Anhand von Stabilitätskriterien für Dreifachsysteme (der dritte Begleiter muß sich hinreichend weit weg befinden, um das Doppelsystem nicht zu stören) und der Forderung, daß ein maximaler Abstand dieses Begleiters zum Doppelsystem nicht überschritten werden darf (er wäre sonst räumlich auflösen; als obere Grenze wurden besagte $0.2''$ angenommen), errechneten Moffat und Seggewiss für den sichtbaren O-Begleitstern eine Periode von $0.33 \leq P \leq 867$ Jahren bei einer Radialgeschwindigkeit von $5.6 \leq v \leq 78 \text{ km s}^{-1}$. Die beobachtete Geschwindigkeit wäre wegen der Projektion der Bahn (s. Kapitel 1.8) wahrscheinlich kleiner; jedoch schlossen sie durch Vergleich mit früher gemessenen Radialgeschwindigkeiten auf eine Umlaufbahn mit einer Periode von größenordnungsmäßig 5 Jahren. Als Spektralklasse für den unsichtbaren wahren Begleiter des WR-Sterns nahmen sie einen späten O-Hauptreihenstern von unter $25 M_{\odot}$ an, um auf eine Helligkeitsdifferenz zu kommen, die ihn gerade unsichtbar macht (er wird dann vom O 9.5 Iab überstrahlt).

Moffat und Seggewiss favorisierten das zweite Szenario, um das extreme Massenverhältnis von θ Mus aufzulösen.

Mittlerweile gibt es von Hartkopf et al. (1999) Ergebnisse von Speckleinterferometrischen Beobachtungen, die vermuten lassen, daß es sich bei θ Mus in der Tat um ein Dreifachsystem handelt. Es gelang den Autoren, das System in zwei Komponenten aufzulösen, von denen die hellere als O 9.5 Iab und die dunklere als WR+O-Doppelsystem identifiziert wurde. Da, wie im Verlauf dieser Arbeit gezeigt wird, der O 9.5 zu weit entfernt steht, um als Begleiter des WR-Sterns in

frage zu kommen, ist er ein dritter Körper, der auf einer weiten Bahn um das Doppelsystem läuft (vgl. Kapitel 4.2.8).

2.6 Polarimetrie und Spektropolarimetrie

St.-Louis et al. (1987) unternahmen erstmals den Versuch, anhand einer Untersuchung der Polarisationsvariabilität von θ Mus die von Moffat und Seggewiss gefundene Periode zu bestätigen. Sie scheiterten hierbei zwar, insofern als sie überhaupt keine Periode fanden, allerdings mit dem Hinweis, daß der größte Teil der Variabilität vom O 9.5-Hyperriesen stamme. Sie konnten außerdem feststellen, daß die Änderung der Polarisation nicht gänzlich erratisch ist und schlossen auf eine vorhandene instrinsische Variabilität des Hyperriesen, die eventuell von einem unsymmetrischen Massenverlust des Sternes herrühren könnte. Die konstante Komponente der Polarisation von θ Mus ist wahrscheinlich interstellaren Ursprungs.

Schulte-Ladbeck et al. (1992) führten eine spektropolarimetrische Untersuchung an θ Mus durch. Sie bestätigten zwar die bereits von St.-Louis et al. geäußerte Meinung, daß die instrinsische Polarisation von θ Mus nur schwer von derjenigen der ISM unterschieden werden kann, erhielten ansonsten aber keine für diese Arbeit relevanten Ergebnisse.

2.7 Wind-Wind-Kollision

Von θ Mus selbst liegen noch keine Ergebnisse der von St.-Louis (1995) ausgeführten spektroskopischen Beobachtung vor, wenngleich sie dort angibt, daß hochgradig variable Emission aus der angenommenen Schockzone beobachtet werden kann (vgl. Kapitel 1.8). Genau wie Moffat und Seggewiss (1977) nahm sie an, daß diese variable Emission einer „Pedestal-Emission“ aufgesetzt ist, welche ein abgeflachtes Profil (*flat topped*) aufweist.

Eine Analyse am WR-Doppelstern Brey 22 in der Großen Magellanschen Wolke, der eine sehr ähnliche Periode aufweist wie θ Mus, führten Bartzakos et al. (1995) aus, mit dem Hinweis, daß die Periode Einfluß darauf haben könnte, ob und welche Wind-Wind-Effekte auftreten, und daß der Fall bei θ Mus wegen ähnlicher Periode genauso gelagert sein könnte wie bei Brey 22.

2.8 Photometrie

Marchenko et al. (1998) untersuchten die Photometriedaten, die HIPPARCOS von θ Mus gesammelt hatte. Sie falteten hierbei die Lichtkurve mit der Periode

von 18.05 ± 0.32 d und fanden ein schwach ausgeprägtes Maximum, wenn der WR-Stern genau vor dem O-Begleiter steht. Sie schrieben dieses Maximum der verstärkten Streuung des Lichts des O-Sterns im WR-Wind zu, ein Effekt, der mit abnehmendem Abstand beider Komponenten zunehmen sollte.

Allerdings erlaubten die Daten auch eine Periode von 1.748 d bei nur wenig schlechterer Qualität der angepaßten Lichtkurve. Da jedoch die Bahnparameter von θ Mus nicht hinreichend genau bekannt sind, gestaltet sich eine Interpretation der gefundenen Lichtkurven schwierig.

Kapitel 3

Datenaufnahme und Datenreduktion

3.1 Beobachtungen

Im Zeitraum von Januar bis April 1997 wurde jede Nacht jeweils ein Spektrum mit dem Echellespektrographen HEROS am ESO-50-cm-Teleskop auf La Silla (Chile) im blauen und im roten Kanal aufgenommen. Von den insgesamt 41 Spektren pro Kanal sind die letzten 35 in aufeinanderfolgenden Nächten gewonnen worden, wobei zwischen den ersten sechs und den letzten 35 ein Zeitraum von 57 Tagen liegt. Diese Aufnahmereihe deckt fast zwei Umläufe des Doppelsterns ab.

Weiterhin wurden im Dezember 1998 bis Januar 1999 sieben weitere Spektren mit dem Echellespektrographen FEROS am ESO-1.52-m-Teleskop, ebenfalls auf La Silla, aufgenommen.

Im Zuge einer großangelegten Nachbeobachtungskampagne konnten im Sommer 1999 noch einmal 43 Spektren je Kanal mit HEROS und 17 Spektren mit FEROS aufgenommen werden. Zwischen der HEROS- und der FEROS-Kampagne liegt eine Lücke von etwa sieben Tagen, und auch am Ende der HEROS-Beobachtungszeit konnten in sechs Nächten aufgrund von schlechten Wetters keine Spektren gewonnen werden. Trotz dieser geringen Einbußen deckt der Datensatz von 1999 etwa fünf Umläufe des Doppelstern ab. Zusammen mit den Daten von 1997 bedeutet das, daß nahezu sieben Umläufe abgedeckt sind, bei einer Zeitauflösung von fast einem Tag - ein in dieser Qualität noch nie dagewesener Datensatz. Mit den FEROS-Spektren erschließt sich auch die Möglichkeit, die beiden wichtigen Emissionslinien zu untersuchen, die aufgrund des Spektralbereichs von HEROS nicht verfügbar waren (s.a. Kapitel 4.1).

Der Hauptteil der Datenanalyse wurde mit den Spektren des Jahres 1997 aus-

geführt. Die hierbei entworfenen Analysemethoden konnten – genau wie die bis dahin erhaltenen Resultate – anhand des neuen Datensatzes des Jahres 1999 erheblich verfeinert werden.

Die Belichtungszeiten am ESO-50-cm-Teleskop lagen bei ca. 2 Stunden; am ESO-1.52-m-Teleskop betragen diese nur etwa 5 Minuten. Damit wurden im blauen Wellenlängenbereich durchschnittliche Signal-zu-Rausch-Verhältnisse > 55 (HEROS 1997) und > 35 (HEROS 1999) bzw. > 100 (FEROS 1998) und > 180 (FEROS 1999) erreicht.

Weiteres Datenmaterial wurde durch Übernehmen der in Moffat und Seggewiss (1977) angegebenen Radialgeschwindigkeiten gewonnen.

3.2 Instrumente

3.2.1 Teleskope

Das ESO-50-cm-Teleskop ist ein Reflektor und verfügt über einen 52 cm durchmessenden ellipsoiden Primärspiegel und einen sphärischen Sekundärspiegel (Dall-Kirkham-Optik). Das Öffnungsverhältnis beträgt $f/13.6$, die Gesamtbrennweite also 707.2 cm. Im Sekundärfokus ist die Teleskopeinheit von HEROS angebracht, die über eine Glasfaser mit dem eigentlichen Instrument verbunden ist.

Analog dazu ist das ESO-1.52-m-Teleskop mit einem 1.52 m durchmessenden paraboloiden Hauptspiegel ausgestattet (klassische Cassegrain-Optik), wobei hier die Gesamtbrennweite 22.65 m beträgt ($f/14.9$). FEROS ist an dieses Teleskop über eine Glasfaser gekoppelt, die wie bei HEROS den eigentlichen Spektrographen mit Licht vom Stern versorgt.

Durch die physikalische Trennung der Spektrographeneinheiten ist es möglich, über einen sehr langen Zeitraum hinweg die Kalibration der Geräte aufrechtzuerhalten (konstante Temperatur, mechanische Stabilität).

3.2.2 HEROS

Das Instrument HEROS (*Heidelberg Extended Range Optical Spectrograph*, Kaufer 1996) ist ein an der Landessternwarte Heidelberg aus dem Vorgänger FLASH (Mandel 1988a, 1988b) hervorgegangener fasergekoppelter Echellespektrograph.

HEROS besteht aus einer leichtgewichtigen Teleskopeinheit und dem eigentlichen Spektrographen, der über eine Glasfaser mit der Teleskopeinheit verbunden

ist und so an einer mechanisch und thermisch stabilen Stelle aufgebaut werden kann.

Neben der Fernsehleinrichtung enthält die Teleskopeinheit ebenfalls eine für Kalibrationsaufnahmen notwendige Thorium-Argon-Lampe sowie eine Halogen-Glühlampe für Flat-Field-Aufnahmen. Die Glasfaser hat einen Kerndurchmesser von $100\ \mu\text{m}$. Zusammen mit den anderen Komponenten wird damit ein mittleres Auflösungsvermögen von $R = \lambda/d\lambda \approx 20\ 000$ über den gesamten Wellenlängenbereich von 3450 bis $8600\ \text{\AA}$ erreicht. Die Genauigkeit der Radialgeschwindigkeitskalibration ist besser als $400\ \text{ms}^{-1}$ (Kaufer 1996).

Durch einen dichroitischen Strahlteiler wird das Licht hinter dem Echellegitter bei etwa $5700\ \text{\AA}$ in einen blauen (3450 bis $5600\ \text{\AA}$) und einen roten Kanal (5800 bis $8600\ \text{\AA}$) geteilt. Die Spektren werden im roten bzw. blauen Kanal auf einen 1152×770 bzw. 2000×800 Pixel großen CCD-Chip abgebildet (Kantenlänge der Pixel 22 bzw. $15\ \mu\text{m}$). Aufgrund des Strahlteilers hat HEROS eine etwa $200\ \text{\AA}$ breite Lücke zwischen 5600 und $5800\ \text{\AA}$.

Die Spaltbreite, die bei HEROS durch den Durchmesser der Glasfaser bestimmt wird, beträgt $100\ \mu\text{m}$, was am ESO-50-cm-Telekop einem Himmelsausschnitt von ca. $2.7''$ entspricht; dadurch war es möglich, θ Mus ohne den $5.3''$ entfernten visuellen Begleiter zu spektroskopieren. Ab März 1997 wurde eine $250\ \mu\text{m}$ durchmessende Mikrolinse als Zwischenoptik auf die Faser gesetzt; der damit spektroskopierte Himmelsausschnitt betrug $6.8''$; auch hier wurde der visuelle Begleiter nicht mitaufgenommen.

3.2.3 FEROS

FEROS (*Fibre-linked Extended Range Optical Spectrograph*, Kaufer et al. 1998) ist sozusagen der große (u.a. an der Landesternwarte Heidelberg) neuentwickelte Bruder von HEROS. Da er aber im Gegensatz zu HEROS nicht über einen Strahlteiler verfügt, wird der gesamte Wellenlängenbereich von 3600 bis $9200\ \text{\AA}$ in einem Kanal abgebildet; hier beträgt die Größe des CCD-Chips 2000×4000 Pixel bei einer Pixelgröße von $15 \times 15\ \mu\text{m}$.

Bei FEROS beträgt die Spaltbreite (Faserdurchmesser) ebenfalls nur $100\ \mu\text{m}$. Mit einer Mikrolinse auf der Faser als Zwischenoptik entspricht das einem Gesichtsfeld von ca. $2.7''$; auch hier konnte θ Mus ohne den sichtbaren Begleiter aufgenommen werden.

Die erreichbare mittlere Auflösung liegt bei $R \approx 48\ 000$, wobei die Genauigkeit der Radialgeschwindigkeitskalibration $21\ \text{ms}^{-1}$ (rms) beträgt (Kaufer et al. 1998).

3.3 Datenreduktion

Zur Reduktion sämtlicher Spektren wurde das modifizierte Echelle-Programmpaket (Stahl et al. 1993) des ESO-MIDAS-Bildverarbeitungspakets in der Version 96NOV benutzt. Diese Bildverarbeitungssoftware war zusammen mit weiteren an der Landessternwarte entwickelten Programmen Grundlage für die Analyse der gewonnenen Daten.

Die Reduktion der HEROS- und FEROS-Spektren erfolgte (soweit vorhanden) für den roten und blauen Kanal und für jede Beobachtungsnacht einzeln.

Im folgenden wird nur kurz auf die einzelnen Schritte der Reduktion eingegangen; eine detaillierte Übersicht findet sich z.B. bei Kaufer (1996) und Stahl et al. (1993). Angemerkt sei, daß die Reduktion bei HEROS und FEROS leicht unterschiedlich verläuft. Die nachfolgende Auflistung dient nur zur Veranschaulichung, wie die Reduktion prinzipiell verläuft, d.h. sie beschreibt diesen Vorgang nicht konkret für ein bestimmtes Gerät.

- Bias-Subtraktion

Der Analog-Digital-Wandler hinter dem CCD-Chip wird mit einer Vorspannung betrieben (Bias), damit er immer im positiven Zählerbereich arbeitet (Offset), d.h. auch eine *Dark-* oder Bias-Aufnahme (*dark* für engl. dunkel, d.h. Belichtungsdauer 0 Sekunden) liefert positive Zählwerte. Diese Werte müssen von den Kalibrations- und Objektaufnahmen abgezogen werden, um die Signale korrekt vergleichen zu können.

- Flat-Field- und Thorium-Argon-Aufnahmen.

Gewöhnlich haben die einzelnen Pixel eines CCD-Detektors unterschiedliche Empfindlichkeiten („Pixel-zu-Pixel-Variationen“). Um diese Variationen korrigieren zu können, wird der Chip mit einer Weißfeldaufnahme einer Kontinuumslampe belichtet; die biaskorrigierte Objektaufnahme wird dann durch diese Flat-Field-Aufnahme dividiert.

Mittels einer Thorium-Argon-Aufnahme können etwaige während der Belichtung aufgetretene Verschiebungen in Dispersionrichtung in erster Näherung korrigiert werden. Dazu werden etwa 1000 Linien automatisch iden-

tifiziert und aus ihnen die Dispersionskoeffizienten bestimmt. Da einer der Modellparameter dabei die Ordnungsnummer ist, wird der Fit „global“ und stabiler für Ordnungen mit nur geringer Anzahl verfügbarer Kalibrationslinien.

Im Laufe einer Beobachtungsnacht werden in etwa zweistündigem Abstand Kalibrationsaufnahmen für Wellenlänge und CCD-Empfindlichkeit ausgeführt.

- Subtraktion des Streulichthintergrunds

Auch die dunkelste Nacht hat keinen gänzlich schwarzen Himmel. Verantwortlich hierfür ist Streulicht insbesondere vom Mond, die Lichtverschmutzung z.B. von nahegelegenen Städten oder das natürliche Himmelsleuchten (Rekombinationsleuchten). Durch Modellierung einer zweidimensionalen Spline-Funktion wird der bei Echelle-Spektrographen relativ hohe apparativ bedingte flächige Streulichthintergrund bestimmt und dann subtrahiert.

- Extraktion der Spektren

Jede einzelne Ordnung wird nun in Querdispersionrichtung über eine vorgegebene Spaltbreite aufaddiert (extrahiert). Um dabei nichtsignifikante Zählwerte, sog. „cosmic ray hits“ oder „Cosmics“ (Treffer des Detektors durch energiereiche Teilchen aus der Höhenstrahlung) zu eliminieren, werden anhand eines statistischen Modells für die jeweilige Umgebung, welches aus dem Signalverlauf in Dispersionsrichtung erstellt wurde, gestörte Pixel durch vorhergesagte Werte ersetzt (*optimal extraction*).

- Rebinnen

Bei der Echellespektroskopie ist der Zusammenhang zwischen Pixelnummer und Wellenlänge stark nichtlinear; er wird durch die oben gewonnenen Dispersionskoeffizienten bestimmt. Die einzelnen Ordnungen werden deshalb pixelweise kalibriert, interpoliert und auf ein äquidistantes Gitter der Schrittweite 0.1 \AA gebracht. Dabei wird auch die heliozentrische Korrektur durchgeführt, welche die Bewegung der Erde um die Sonne berücksichtigt. Bei FEROS muß aufgrund der hohen erreichbaren Auflösung die Bewegung der Erde um den gemeinsamen Schwerpunkt des Systems herausgerechnet werden (baryozentrische Korrektur).

Da darauf geachtet wurde, daß die Startwellenlänge ein ganzzahliges Vielfaches der Schrittweite ist, können die Spektren einer Zeitserie direkt pixelweise verglichen werden.

- Normierung der Spektren

Das stellare Kontinuum wird auf Eins normiert, um mit relativen Flüssen arbeiten zu können. Dazu wird automatisch oder von Hand eine Spline-Funktion definiert, deren Stützpunkte etwa alle 250 \AA angesetzt sind. Man achtet hierbei darauf, daß diese Punkte in Gebieten liegen, die frei von Absorptions- oder Emissionslinien sind - ein speziell bei WR-Sternen nicht einfaches Unterfangen, da hier viele Emissionslinien sehr breit und flach sind und folglich in vielen Fällen nicht sauber vom Kontinuum getrennt werden können. Durch ungünstige Auswahl der Stützpunkte können dabei wichtige spektrale Details verlorengehen. Bei FEROS wird zusätzlich vor der Normierung mit der spektralen Antwortfunktion des Gesamtaufbaus (d.h. Teleskop + Faser + Spektrograph + CCD) dividiert, um apparative Einflüsse herauszurechnen.

Mit diesem letzten Schritt ist die Reduktion der Daten abgeschlossen; sie stehen nun für eine Analyse zur Verfügung, in deren Verlauf weitere Bearbeitungsschritte auf die Spektren angewendet wurden. Diese werden in den folgenden Kapiteln eingeführt und näher erläutert.

Kapitel 4

Datenanalyse

4.1 Das visuelle Spektrum

4.1.1 WR-Emissionen

Das gesamte Spektrum von θ Mus im optischen Spektralbereich ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Es zeigt ein gemittelttes Spektrum aus FEROS-Einzelaufnahmen, die eine gesamte Phase abdecken. Ein detaillierter Spektralatlas befindet sich im Anhang.

Das Spektrum wird von den Emissionslinien des WR-Sterns dominiert. Es zeigt sich aber, daß die stärksten optischen Emissionslinien, die des Kohlenstoffs, aus mehreren Einzellinien verschiedener Ionisationsstufen zusammengesetzt sind. Ich werde daher im folgenden von Emissionskomplexen oder Komplexen sprechen (im englischen Sprachgebrauch ist auch die Bezeichnung *blend* für Mischung üblich).

Der relativ stärkste Komplex des WR-Sterns liegt um etwa 4650 \AA und ist aus den beiden Kohlenstofflinien $\text{CIII}\lambda 4651$ und $\text{CIV}\lambda 4658$ sowie den Heliumlinien $\text{HeII}\lambda 4686$ und $\text{HeI}\lambda 4713$ zusammengesetzt. Der zweitstärkste Komplex liegt um 5800 \AA und besteht aus den CIV -Linien $\lambda 5801$ und $\lambda 5812$ des dreifach ionisierten Kohlenstoffs.

Weiterhin gibt es eine CIII -Emission bei 5696 \AA . Es zeigte sich im Verlauf der Untersuchungen, daß diese Linie aus mehreren Emissionen zusammengesetzt ist: zum einen aus der WR-Emission aus dem ungestörten Wind, zum anderen aus einer Komponente, die wahrscheinlich aus der Schockzone von WR- und O-Wind stammt, und zusätzlich einer Emission des O-Sterns.

Zusammen mit der CIV -Linie bei $5801/12 \text{ \AA}$ liegt die CIII -Linie genau in der etwa 250 \AA breiten Lücke von HEROS (vgl. Kapitel 3) und steht folglich für

eine eingehende Analyse nicht zur Verfügung. Dies ist umso bedauerlicher, da fast alle bisherigen spektroskopischen Untersuchungen von θ Mus an genau diesen beiden Komplexen ausgeführt wurden (s.a. Kapitel 2). Erst im Rahmen der Nachbeobachtungskampagne mit FEROS konnten diese beiden wichtigen Emissionen mitspektroskopiert werden – da die FEROS-Spektren allerdings nur einen Zeitraum von einer Phase abdecken, ist die Datenbasis nicht ganz so gut wie für den Emissionskomplex bei etwa 4650 Å.

Ein weiterer Komplex liegt um 7720 Å; er besteht aus den Linien des dreifach ionisierten Kohlenstoffs C_{IV}λ7706/26/35/39, des zweifach ionisierten Kohlenstoffs C_{III}λ7771/80/96 sowie (sehr schwach) des dreifach ionisierten Sauerstoffs O_{IV}λ7713/17, ist aber ansatzweise durch erdatmosphärische Absorption (s.u.) gestört.

Deutlich schwächer ist der Kohlenstoffkomplex bei etwa 6750 Å. Er besteht wahrscheinlich aus den Linien C_{III}λ6727/31/42/44/62/73. Ebenso ist der Komplex bei 7060 Å ein Blend aus wahrscheinlich C_{IV}λ7063 und He_Iλ7065 (auch in Absorption durch den Begleiter), und auch hier machen sich Absorptionsbanden der Erdatmosphäre störend bemerkbar.

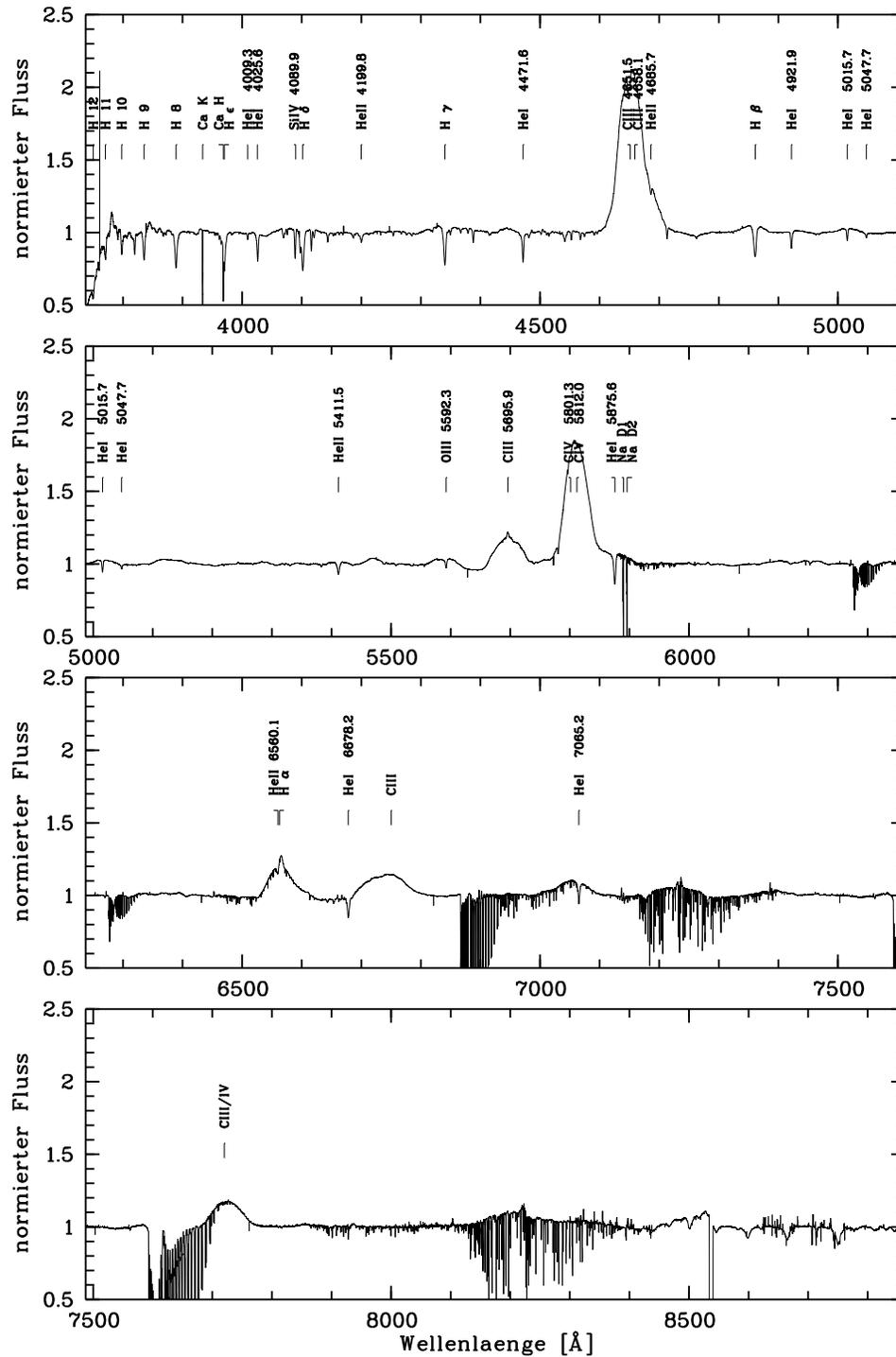
Ein sehr wichtiger Emissionskomplex ist um 6560 Å zu finden. Es handelt sich hierbei um eine breite WR-Emission des He_{II}λ6560, der eine stärkere, aber sehr schmale Emission in H_Iλ6562 (H α) aufgesetzt ist. Diese schmale Emission könnte vom O-Begleiter herrühren und als P-Cygni-Profil vorliegen, wofür auch eine Absorption spricht, die im Spektrum zu sehen ist und die dem P-Cygni-Profil zugerechnet werden kann. Eventuell macht sich zusätzlich der erwähnte Nebel um θ Mus bemerkbar (s.a. Kapitel 2). Weiterhin trägt noch die Kohlenstofflinie C_{II}λ6578/82 zum Profil bei; sie ist in Absorption zu sehen, weswegen sie als O-Stern-Beitrag gewertet wird.

Weitere Emissionen des WR-Sterns gehen aus bereits angeführten Gründen im Kontinuum verloren und bleiben daher unberücksichtigt.

Insbesondere die Heliumemissionen des WR-Sterns koinzidieren im blauen Spektralbereich mit den Wasserstofflinien des O-Begleiters und können daher nur sehr schwer isoliert betrachtet werden; ich werde bei der Analyse der Einzelnen genauer darauf eingehen.

4.1.2 Absorptionen des O-Sterns

Im blauen Spektralbereich fallen sofort die Wasserstoffabsorptionslinien der Balmerreihe ins Auge, die das Spektrum des O-Hauptreihensterns dominieren. Wei-

Abbildung 4.1: Gesamtspektrum von θ Mus im optischen Spektralbereich.

terhin sind Absorptionen von HeI z.B. bei 3820, 4471, 4921, 5015, 5876, 6678 und 7065 Å sowie von HeII z.B. bei 4686, 5411, 6560 Å zu sehen. Daneben gibt es noch Sauerstoffabsorptionen, z.B. OIII λ 5592, eine schwache MgII-Linie bei 4481 Å, die als P-Cygni-Profil vorliegt, sowie SiIII λ 4553/68/75-Absorptionen.

Wie bereits erwähnt überlagern sich bei den Heliumabsorptionen des O-Sterns die Heliumemissionen des WR-Sterns; dies hat Konsequenzen bei der Analyse einzelner Linien.

4.1.3 Weitere Absorptionen

Folgende im Spektrum sichtbaren Absorptionen lassen sich keinem der beiden Sterne zuordnen:

- Die zwei Linien um 5900 Å gehören zur interstellaren Absorption: Natrium D1 λ 5896 und D2 λ 5890).
- Bei 6270 Å sind erdatmosphärische O₂-Absorptionen erkennbar.
- Das B-Band atmosphärischer O₂- und H₂O-Absorptionen liegt im Bereich von 6865 bis 7040 Å.
- Um 7250 Å erkennt man atmosphärische H₂O-Absorptionen.
- Im Bereich um 7650 Å liegt das A-Band atmosphärischer O₂-Absorption.
- Die Absorptionsbanden des atmosphärischen Wasserdampfs beginnen wieder ab 8140 Å.
- Bei 6613, 5781 und 5799 Å sind Absorptionen zu sehen, die zu den diffusen interstellaren Bändern (DIB) gerechnet werden (vgl. Gummersbach 1996).

4.1.4 Dynamische Spektren

Die Abbildung 4.2 zeigt sog. dynamische Spektren der wichtigen WR-Emissionskomplexe. Hierbei werden die Intensitäten des Strahlungsflusses durch Farbkodierungen wiedergegeben, was in den Diagrammen dargestellt ist, in denen der relative Fluß gegen die Wellenlänge aufgetragen ist und die über den dynamischen Spektren zu sehen sind.

In den dynamischen Spektren ist das Datum der Aufnahme gegen das Spektrum aufgetragen. Zeiten, zu denen kein Spektrum erhalten werden konnte, sind durch einen schwarzen Balken gekennzeichnet. Die Spektren sind durch einen

Medianfilter mit 3 Pixel Radius in Zeitrichtung geglättet; über Lücken in der Aufnahmereihe wurde spline-interpoliert.

Stellvertretend für alle Datensätze wurde der kombinierte Datensatz aus HEROS99 und FEROS99 benutzt. Deutlich ist zu sehen, daß im Jahre 1999 die Phasenabdeckung mit nur sehr wenigen Lücken nahezu sechs vollständige Umläufe abdeckt.

Abbildung 4.2 zeigt im einzelnen:

- CIII/IV λ 4651/58-Komplex. Deutlich ist die stationäre Absorption des O-Sterns in CIII λ 4650 zu sehen.
- CIII λ 5696-Linie. Auch hier ist deutlich eine stationäre Emission bei 5696 Å zu sehen, die vom O-Stern herrührt. An den Rändern der Emission sieht man in blau die Sockelemission aus dem ungestörten WR-Wind, welche der Bahnbewegung relativ sauber folgt und die von einer Schockzonenemission überlagert wird, die mit einer sehr viel größeren Amplitude variiert.
- CIV λ 5801/12-Komplex. Diese Emission folgt sehr sauber der Bahnbewegung; insbesondere ist so gut wie keine Profilvariation auszumachen. Das ist ein Hinweis darauf, daß dieser Komplex in kaum gestörten Regionen des WR-Windes entsteht.
- HeII λ 6560+HI λ 6562-Emission. Deutlich ist zu sehen, daß über der mit der Bahnperiode variierenden Heliumemission das stationäre P-Cygni-Profil des O-Sterns in H α liegt. Diese O-Emission variiert zwar, allerdings scheint diese Variation keiner Periodizität unterworfen zu sein.

4.2 Analyse einzelner Linien

Zur Bestimmung der übrigen Bahnelemente, die in Kapitel 4.2.4 eingeführt werden, benötigt man die Periode des Doppelsternsystems.

Bislang wurde diese Periode nur von Moffat und Seggewiss (1977) bestimmt (s.a. Kapitel 2), und dies gelang ihnen auch nur für den WR-Stern.

Ich werde nun erläutern, mit welchen Mitteln ich die Radialgeschwindigkeitskurve gesucht habe, aus der sich die Periode ableiten läßt, die Methoden kurz einführen und dabei auf Probleme und deren Lösungen eingehen.

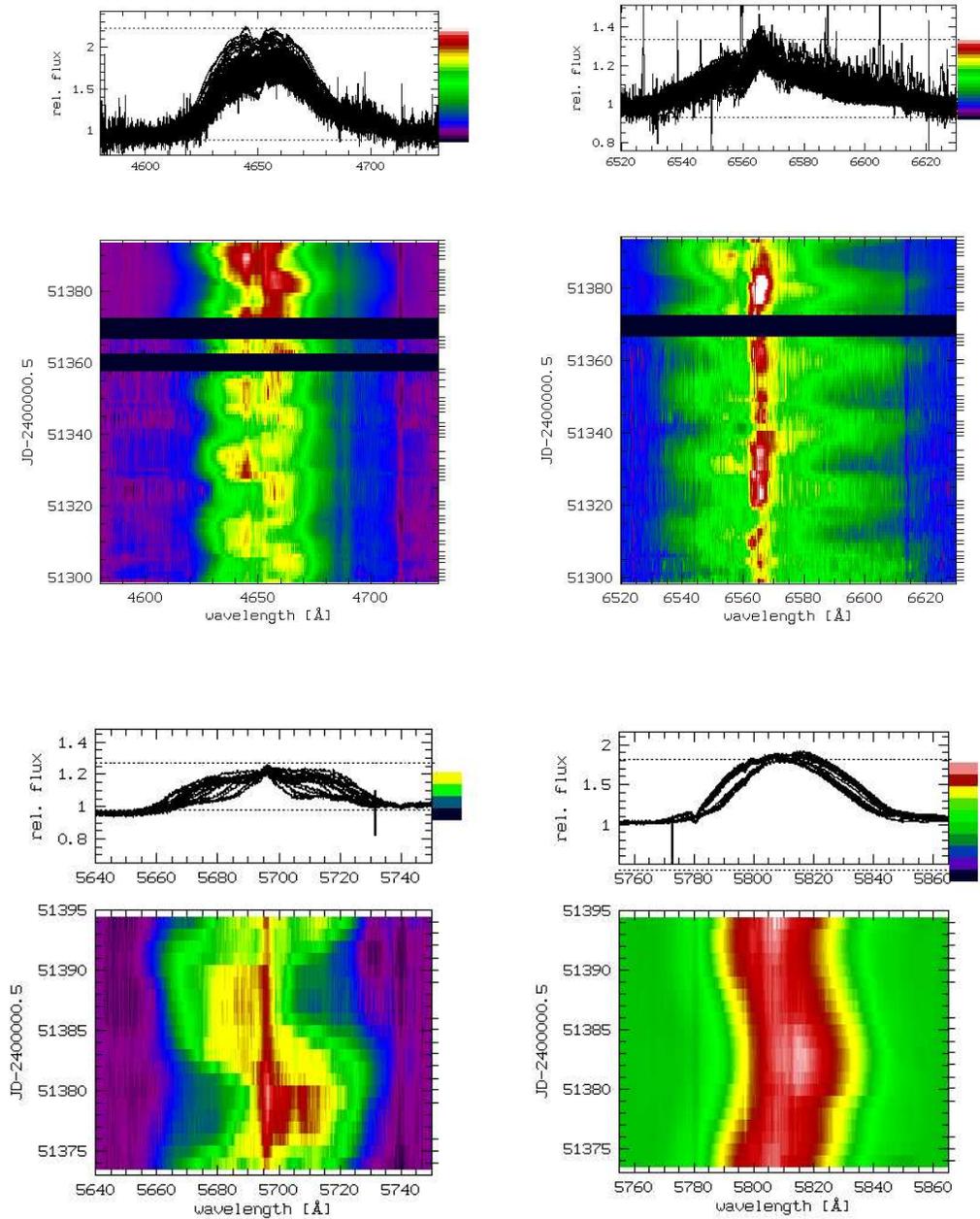


Abbildung 4.2: Dynamische Spektren. Von links nach rechts: C III/IV $\lambda 4650$, He II $\lambda 6560$, C III $\lambda 5696$, C IV $\lambda 5801/12$.

4.2.1 Anpassung der Gaußfunktion

Allgemeines

Es ist eine Standardmethode, an Linien, die im wesentlichen ein gaußähnliches Profil aufweisen, eine Gaußfunktion anzupassen (*anzufitten*, von engl. *to fit* = passen). Als Linienzentrum wird hierbei das Extremum der Gaußfunktion angenommen.

Verschiebt sich nun die Linie als Ganzes, so wandert ihr Zentrum und folglich das Extremum der Gaußfunktion mit – man erhält über die Formel

$$\frac{\lambda_{mess} - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{v_{rad}}{c}$$

die Radialgeschwindigkeit, mit der sich die Linie bewegt (Dopplereffekt).

Dabei ist:

- λ_{mess} : gemessene Wellenlänge
- λ_0 : Wellenlänge im Ruhesystem (Laborwellenlänge)
- $\Delta\lambda$: Änderung der Wellenlänge im bewegten System
- v_{rad} : Radialgeschwindigkeit des bewegten Systems
- c : Lichtgeschwindigkeit.

Verwendeter Algorithmus; Genauigkeit

Als Algorithmus zum Anfitten der Gaußfunktion wurde der modifizierte Gauß-Newton-Algorithmus (MGN) von MIDAS benutzt (z.B. Gill et al. 1981), dessen Genauigkeit anhand der interstellaren Natriumlinien $\lambda 5890$ und $\lambda 5896$ geprüft wurde. Diese Linien sind sehr stark, bewegen sich nach erfolgter heliozentrischer Korrektur nicht (s.a. Kapitel 3) und sind aus diesem Grund ein hervorragender Prüfstein sowohl für die Qualität der Datenreduktion als auch des Algorithmus' selbst. Es zeigte sich, daß der Fit eine Genauigkeit von besser als $\pm 0.5 \text{ kms}^{-1}$ erreicht. Das ist an der Grenze der apparativen Genauigkeit von HEROS, folglich kann der Algorithmus die Qualität der Spektren prinzipiell ausschöpfen.

Im allgemeinen weisen Absorptionslinien heißer Sterne jedoch keine genau gaußförmigen Profile auf. Eine mögliche Erklärung hierfür ist Materieausstrom, der sich im Profil in einer flacheren blauen Flanke widerspiegelt. Für eine genaue Modellierung des Profils sind detaillierte Kenntnisse der Sternatmosphäre nötig,

daher wird bei den Absorptionlinien des O-Sterns zunächst Materieausfluß angenommen, um das Profil zu erklären.

Der Fit der Gaußfunktion an das nicht gaußförmige Profil ist also mit einem systematischen Fehler behaftet, der beim O-Stern etwa 15 kms^{-1} beträgt (Kaufer 1999, priv.comm.), da der MGN-Algorithmus nicht konvergieren kann.

Da die Emissionslinien des WR-Sterns aus mehreren Gründen stark asymmetrisch sind, konnte diese Methode zur Ermittlung der Radialgeschwindigkeit beim WR-Stern nur beschränkt angewendet werden; dazu war eine Kreuzkorrelationsanalyse notwendig (siehe Kapitel 4.2.2). In den folgenden Abschnitten wird die Fit-Methode hauptsächlich auf die Linien des O-Sterns angewendet, da sie bei WR-Linien mit sehr großen systematischen Fehlern behaftet ist.

Vorgehensweise

Die Bestimmung der Radialgeschwindigkeiten wurde per MIDAS-Skript automatisiert. Zunächst wurden als freie Parameter die Halbwertsbreite, die Intensität und das Extremum (d.h. die Zentralwellenlänge) der Gaußfunktion vorgegeben; zusätzlich wurde das Kontinuum rechts und links der Linie durch eine Gerade der Steigung Null approximiert. Dort, wo eine sichtbare WR-Emission die O-Absorption überlagerte, wurde ein zweiter Gauß mitgefittet, was die Qualität des Fits erheblich verbesserte.

Mit diesen Werten paßte die MIDAS-Routine `FIT/IMAGE` den Gauß und die Gerade für jedes einzelne Spektrum an und ermittelte das Extremum des Gaußprofils. Über obige Formel errechnete MIDAS dann die zur Verschiebung gehörige Radialgeschwindigkeit.

Zunächst wurde an das gesamte Profil gefittet. Die Qualität der Ergebnisse konnte nur unwesentlich dadurch verbessert werden, daß als einziger freier Parameter die Zentralwellenlänge vorgegeben wurde, daher verzichtete ich auf diese Methode. Aus genannten Gründen konvergierte der Algorithmus in den seltensten Fällen, trotzdem wurden die Ergebnisse verwendet, da der Fit per Auge kontrolliert gut lag und das Linienzentrum traf.

Um zu überprüfen, inwiefern das Signal-zu-Rausch-Verhältnis einen Einfluß auf die Qualität des Fits hat, wurden die Spektren mittels eines Medianfilters mit 3 Pixel Radius geglättet; dies geschah durch die MIDAS-Routine `FILTER/MEDIAN`. Es zeigte sich, daß sich die errechneten Radialgeschwindigkeiten nur unwesentlich von den ungefilterten Ergebnissen unterschieden, weswegen im weiteren die ungefilterten Daten benutzt wurden.

Wegen der erwähnten Asymmetrie der O-Absorptionslinien wurde als nächstes nicht auf das gesamte Profil, sondern jeweils auf die blaue bzw. rote Flanke sowie das Zentrum der Linie gefittet. Das ermöglicht, daß der resultierende Gauß bei den jeweiligen Durchläufen genauer approximiert werden kann. Dies wurde jedoch nur für das Datenmaterial des Jahres 1997 ausgeführt, da die Ergebnisse keinen Erkenntnisgewinn brachten.

Die Emissionsprofile des WR-Sterns konnten nur dann mit einem Fit befriedigend reproduziert werden, wenn die Emissionslinie einzeln vorlag, d.h. das Profil keine Überlagerung mehrerer Emissionen war. Prinzipiell sind die Heliumlinien $\text{HeI}\lambda 5015$ und $\text{HeII}\lambda 5411$ gute Kandidaten für solch eine Methode. Jedoch verhinderten hier mehrere Faktoren verwertbare Ergebnisse. Zum einen sind die Emissionen sehr schwach (ca. 4% des Kontinuumlevels); damit sind sie nur sehr schwer vom Rauschen zu unterscheiden. Zum anderen kommt hier das in Kapitel 3.3 angesprochene Problem der Normierung voll zum Tragen; in vielen Spektren gehen die sehr breiten und flachen Emissionen im Kontinuum unter. Da eine darüberliegende O-Absorption noch zusätzlich für Fehlerquellen sorgt – eventuell sind die WR-Linien auch schon vom O-Wind gestört –, wurde auf eine Auswertung dieser beiden Linien verzichtet.

Noch schlechter sieht es beim $\lambda 4650$ -Komplex aus. Dieser besteht wie bereits erwähnt aus den beiden Kohlenstoffemissionen $\text{CIII}\lambda 4650$ und $\text{CIV}\lambda 4658$, den Heliumemissionen $\text{HeII}\lambda 4686$ und $\text{HeI}\lambda 4713$ sowie den darin eingebetteten Absorptionen $\lambda 4650$, $\lambda 4686$ und $\lambda 4713$.

Der Fit ist brauchbar, wenn ein Emissionsgauß (bei 4658 \AA) und zwei gaußförmige Absorptionen (bei 4686 bzw. 4713 \AA) an das Profil angepaßt werden, denn damit wird die rote Flanke relativ gut reproduziert. Dies ist insofern tragfähig, als daß die rote Flanke wahrscheinlich hauptsächlich von der CIV-Emission gebildet wird; diese findet jedoch in sehr tiefen, i.d.R. von Wind-Wind-Wechselwirkungen noch ungestörten Schichten des WR-Windes statt und folgt deshalb noch am ehesten der wahren Bahnbewegung. Auf dieses Phänomen wird noch einmal gesondert im Kapitel 4.3 eingegangen.

Trotzdem sind die aus diesem Fit abgeleiteten Radialgeschwindigkeiten mit sehr großen systematischen Fehlern behaftet. Der Fit aller Linien, aus denen sich der Komplex zusammensetzt, schlägt aufgrund der Variabilität des Profils fehl, also wird eine weitere Methode benötigt (s. Kapitel 4.2.2).

Der Kohlenstoffkomplex um 7720 \AA konnte durch den Fit eines einzelnen Emissionsgaußprofils befriedigend reproduziert werden; da allerdings diese Emission variable Flat-Top-Eigenschaften aufweist, die die Gaußfunktion nicht nach-

bilden kann, ist auch dieser Fit mit großen systematischen Fehlern behaftet.

Im Verlauf der Untersuchungen zeigte sich, daß die HeII-Emission bei 6550 Å von einem P-Cygni-Profil in H α überlagert ist. Dieses P-Cygni-Profil kann dem O 9.5 Iab zugerechnet werden, und es zeigt auch diejenigen Eigenschaften, die von Untersuchungen einzelner OB Überriesen bekannt sind, insbesondere Variabilität in Form und Intensität. Es wurde deshalb versucht, das Emissionsprofil nachzubilden, indem neben dem breiten asymmetrischen WR-Emissionsgauß noch jeweils ein Absorptions- und ein Emissionsgauß (das P-Cygni-Profil) angefügt wurde. Es gelang zwar, aber wiederum sind die erhaltenen Radialgeschwindigkeitskurven mit sehr großen Fehlern behaftet, zumal das variable P-Cygni-Profil eine weitere Fehlerquelle darstellte.

4.2.2 Kreuzkorrelationsanalyse

Motivation

Die Emissionsprofile des WR-Sterns sind hochgradig komplex und asymmetrisch. Dies hängt zum einen damit zusammen, daß sie nicht aus einer einzelnen Linie, sondern aus mehreren Linien zusammengesetzt sind (s.a. Kapitel 4.1). Weiterhin sind die Profile in Stärke und Form variabel, weil man annimmt, daß sie aus einem Beitrag aus dem ungestörten Wind und einem Beitrag aus der turbulenten Schockzone bestehen (s.a. Kapitel 2). Weiterhin kommt es vor, daß zusätzlich noch Absorptionslinien des O-Sterns in den Emissionskomplex eingebettet sind, was die Anpassung einer oder sogar mehrerer Gaußfunktionen an den Komplex notwendig macht.

Aufgrund der Variabilität ist es aber unmöglich, diesen Fit automatisch durchzuführen, da man sonst von Spektrum zu Spektrum entscheiden müßte, welche und wieviele Funktionen an das Profil gefittet werden sollen – der Algorithmus kann das nicht und läuft folglich fehl. Entscheidet man „von Hand“, so gibt man die Objektivität des Fits auf. Man kann allerdings einen unvollständigen Fit ausführen, bei dem nicht das gesamte Profil reproduziert wird, sondern nur Teile davon. Dies wurde beim CIII/IV λ 4650-Komplex gemacht, wo auf die rote Flanke der Emission gefittet wurde.

Da aber im wesentlichen nur die ungestörten Windregionen des WR-Sterns der Bahnbewegung folgen, ist es im Prinzip nicht nötig, das gesamte Profil inklusive der variablen Beiträge zu untersuchen. Es reicht, die Bewegung der Pedestalemission zu vermessen, um auf eine Radialgeschwindigkeitskurve zu kommen.

Eine Methode, die sich als Nebeneffekt auf grobe Strukturen bezieht, ist die

sog. Kreuzkorrelationsanalyse. Dabei werden die einzelnen Spektren einer Zeitserie gegen ein Referenzspektrum, das sog. *Template* (engl. Vorlage), verschoben und über das Produkt beider Spektren für jede Verschiebung integriert. Hat sich nun eine Linie aufgrund der Bahnbewegung ein Stückchen in eine Richtung relativ zum Template bewegt, muß das Bild um genau dieses Stückchen verschoben werden, um wieder in Deckung mit dem Template zu sein. Anhand der relativen Verschiebung kann man nun wie gewohnt eine Radialgeschwindigkeit errechnen.

Der Algorithmus testet dabei auf Ähnlichkeiten zwischen dem Template und dem Objekt, um den Betrag der Verschiebung zu bestimmen, der nötig ist, um Template und Objekt in Deckung zu bringen. Diese Ähnlichkeit, die sog. Kreuzkorrelationsfunktion, ist bei einer bestimmten Verschiebung – nämlich der gesuchten – maximal. Man muß dann nur noch dieses Maximum der Kreuzkorrelationsfunktion finden, und damit hat man auch die Verschiebung und folglich die Radialgeschwindigkeit gefunden.

Weil nun aber im Falle einer kleinskaligen Veränderung, bei der das Linienprofil im Großen und Ganzen erhalten bleibt, die Kreuzkorrelation die maximale Ähnlichkeit anhand der unverändert gebliebenen großen Struktur erkennt, fällt die kleine Variation heraus. Im Falle eines WR-Emissionskomplexes, der ja genau diese Eigenschaft aufweist – Pedestalemission mit variabler Schockzonenemission –, erkennt der Algorithmus die Ähnlichkeit anhand der Pedestalemission, die relativ sauber der wahren Bahnbewegung folgt. Somit ist im vorliegenden Fall die Kreuzkorrelationsanalyse die einzig sinnvolle Methode, um die Radialgeschwindigkeitskurve des WR-Sterns zu bestimmen, wenn die Spektren in eindimensionaler Form vorliegen.

Exakte Ergebnisse liefert die Kreuzkorrelation allerdings nur bei nichtvariablen Linienprofilen. Um zu überprüfen, ob die hochvariablen Teile des Emissionsprofils nicht gerade den Maximumsbeitrag zur Korrelationsfunktion liefern, wurde zusätzlich das erste Moment des Korrelationsprofils, d.h. sein Schwerpunkt, welches gleichbedeutend ist mit dem Lichtschwerpunkt des Emissionsprofils (Wagner 1999, priv.comm.) vermessen. Dabei zeigte sich, daß bei den gewählten Bandbreiten Δ von 400 Pixeln das Maximum der Kreuzkorrelationsfunktion mit ihrem ersten Moment zusammenfällt - die Methode ist also in der Tat für diesen Zweck geeignet. Nur bei denjenigen Emissionen, bei denen die Bandbreite der Verschiebung größer gewählt werden mußte, um das Maximum der Kreuzkorrelationsfunktion eindeutig zu bestimmen – 1200 Pixel bei den breiten Kohlenstoffemissionen bei 5696 und 5801/12 Å – zeigte sich eine erhebliche Differenz zwischen den aus Maximum und Schwerpunkt erhaltenen Radialgeschwindigkeitsamplituden. In diesen beiden Fällen wurden beide Radialgeschwindigkeitskurven getrennt voneinander weiteruntersucht; die Ergebnisse sind mitprotokolliert und in den jeweiligen Unterkapiteln kommentiert.

Vorgehensweise

Die Kreuzkorrelation wurde per MIDAS-Skript automatisiert und basiert im wesentlichen auf der MIDAS-Routine `XCORRELATE/IMAGE`.

Der genaue mathematische Formalismus, der bei dieser Analysemethode zur Anwendung kommt, ist in Kaufer (1996) beschrieben. Die eigentliche Kreuzkorrelation wird in folgenden Schritten für jedes Spektrum ausgeführt:

1. Normierung des Templates. Dazu wird es mit sich selbst korreliert (Autokorrelation). Division durch die Quadratwurzel des Maximums der Korrelationsfunktion.
2. Normierung des mit dem Template zu korrelierenden Spektrums (Objekt). Wie oben.
3. Kreuzkorrelation der normierten Spektren (Template und Objekt). Wegen der Normierung ist die sich ergebende Korrelationsfunktion auf Eins normiert.
4. Bestimmung des Maximums der Korrelationsfunktion; Anfitzen eines Gaußprofils um das Maximum herum und daraus Errechnung der Verschiebung gegen das Template und der Radialgeschwindigkeit.

Die Bandbreite Δ der Verschiebung ist entsprechend der Breite der zu untersuchenden Profile, typischerweise 40 \AA bei WR-Emissionen und 4 \AA bei O-Absorptionen, derart gewählt worden, daß das Maximum der Kreuzkorrelationsfunktion eindeutig bestimmt werden konnte. Die Kreuzkorrelationsprofile haben dann eine Breite von Δ und liegen im Wellenlängenraum vor. Analog zum Gaußfit (Kapitel 4.2.1) wurde damit die der Verschiebung entsprechende Radialgeschwindigkeit errechnet.

Für den WR-Stern wurden die Emissionskomplexe um 4650 , 5696 , $5801/12$ und 6560 \AA ausgewertet. Da bei letzterem aber das scharfe und stationäre P-Cygni-Profil in $H\alpha$ das Profil dominiert, korrelierte der Algorithmus auch mit diesem Feature und brachte nur unbrauchbare Resultate.

Als Template wurde immer das selbe Spektrum benutzt. Es wurde willkürlich ausgesucht, mit der Einschränkung guter Signalqualität, da zur Periodenbestimmung die relativen Radialgeschwindigkeiten ausreichten und aufgrund der Linienstruktur sowieso keine eindeutige Laborwellenlänge zu bestimmen war. Die Werte

für die Systemgeschwindigkeit sind daher zu verwerfen (s.a. Bahnbestimmung).

Mit den neuen Daten der Kampagne des Jahres 1999 wurde ein neues Template definiert, welches erweiterten Kriterien genügen mußte. Neben der guten Signalqualität mußte es auch aus der FEROS-Kampagne des Jahres 1999 sein, um Vergleichbarkeit zwischen denjenigen Bahnparametern zu gewährleisten, welche aus Linien bestimmt wurden, die mit HEROS erreicht wurden, und Linien, die in der HEROS-Lücke liegen und daher nur mit FEROS beobachtet werden konnten (5696 und 5801/12 Å). Damit kam als Template nur ein FEROS-Spektrum in Frage. Auch dieses zweite Template wurde willkürlich ausgewählt; im folgenden wird es als Template A bezeichnet.

Nach erfolgter Bestimmung der Bahnparameter war der Zeitpunkt, zu dem der WR-Stern vor dem O-Stern steht und die Schockzone der beiden Sternwinde bedeckt, bekannt. Dies ist deshalb von so großer Wichtigkeit, da man mittels der Kreuzkorrelation auf die möglichst unvariablen Teile einer Emission korrelieren möchte (s.o.), also liegt es nahe, als Template eine möglichst ungestörte Emission zu verwenden. Da nun die variablen Beiträge per constructionem aus der Schockzone (zumindest aus gestörten Windbereichen) stammen, wird das Emissionsprofil zum Zeitpunkt der Schockzonenbedeckung am ehesten den Maximalbeitrag des ungestörten (und der Bahnbewegung folgenden) Winds aufweisen; zumindest jedoch ist der Schockzonenbeitrag minimal, wenn auch – wegen der (unbekannten) Inklination des Systems – nicht unbedingt Null. Folgerichtig wurde ein drittes Template nach diesen Kriterien ausgewählt, und tatsächlich war der Aufnahmezeitpunkt eines FEROS-Spektrums nur weniger als einen halben Tag vor dem Zeitpunkt der Bedeckung. Diese Template trägt im folgenden die Bezeichnung B.

Alle Messungen sind in den jeweiligen Unterkapiteln einzeln ausgewertet und kommentiert.

Die O-Absorptionslinien wurden zur Kontrolle der Fits aus Kapitel 4.1 mitgerechnet, um eine Vergleichsmöglichkeit zu haben. Dabei konnten allerdings nur diejenigen Linien untersucht werden, deren unmittelbare Nachbarschaft frei von weiteren Linien war, da sonst die Bandbreite Δ nicht hinreichend groß gewählt werden konnte, um das Maximum der Kreuzkorrelationsfunktion eindeutig zu bestimmen.

Um den Einfluß des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses auf die Ergebnisse zu prüfen, wurde die Methode sowohl auf unbehandelte Spektren als auch auf solche Spektren angewendet, die mit einem Medianfilter geglättet worden waren (3 Pixel Radius). Es zeigte sich auch hier, daß diese Ergebnisse mit jenen aus den ungefilterten Spektren vergleichbar sind.

Die Empfindlichkeit des Algorithmus' wurde wiederum anhand der beiden interstellaren Natriumlinien getestet, in deren Nachbarschaft sich die Heliumlinie $\text{HeI}\lambda 5875$ befindet. Es zeigte sich, daß die Kreuzkorrelationsanalyse von einer eventuellen Bewegung der Heliumlinie unbeeinflusst blieb – der Algorithmus korrelierte stets die unbeweglichen Natriumlinien und verschluckte somit diese Variation. Allerdings zeigte sich auch die gute intrinsische Qualität der Methode: die Natriumlinien wurden auf eine Genauigkeit von besser als $\pm 1.5 \text{ kms}^{-1}(3\sigma)$ korreliert. Dieser Fehler wurde im folgenden als minimaler Fehler weiterbenutzt.

Auf den folgenden Seiten sind die Radialgeschwindigkeiten der einzelnen WR-Emissionen dargestellt. Für die Absorptionen des O-Sterns ist stellvertretend die Radialgeschwindigkeitskurve der $\text{HeI}\lambda 4471$ -Linie (1999) abgebildet (s. Abbildung 4.5 auf S.66).

Der Fehler der jeweiligen Einzelmessungen beträgt beim Gaußfit unter 20 kms^{-1} , bei der Kreuzkorrelation unter 5 kms^{-1} . Diese Fehler sind allerdings nur die von den Algorithmen ermittelten. Es wurde ja bereits erwähnt, daß die Kreuzkorrelation z.B. bei den Natriumlinien D1 und D2 sehr genau arbeitet. Dieser Fehler wird auch bei den Emissionsprofilen vom Algorithmus angegeben. Aufgrund der Variabilität der Profile, wegen der die Kreuzkorrelation methodisch ungenau arbeitet, sind die tatsächlichen Fehler sehr viel größer anzusetzen. Die genaue Quantifizierung ist schwierig. Unterstellt man, daß `veloc` (vgl. Kapitel 4.2.6) den Fit der Bahnkurve mit einem Fehler von etwas unter 50 kms^{-1} ausführt und daß dieser Fehler vor allem durch die „unsaubere“ Kreuzkorrelation entsteht, so scheint mir dies ein gutes Maß für die Fehler der Kreuzkorrelation zu sein.

Eine ähnliche Überlegung gilt beim Fit von Gaußfunktionen an die Emissionsprofile. Der Fit als solcher ist methodisch schlecht, und auch hier sind die tatsächlichen Fehler sehr viel größer. `veloc` ermittelt bei allen Radialgeschwindigkeitskurven, die durch Gaußfit entstanden, einen Fehler von um die 100 kms^{-1} .

Moffat und Seggewiss (1977) geben an, ihre Radialgeschwindigkeiten auf 6 kms^{-1} bestimmt zu haben (3σ). Allerdings ermitteln sie diesen Fehler aus den scharfen Absorptionen des O-Sterns; die WR-Emissionen sind wohl nicht so genau zu vermessen. Für die Kombination ihrer Daten mit den Daten der vorliegenden Arbeit wurde deshalb ein Fehler von 15 kms^{-1} angenommen. Die von Moffat und Seggewiss ermittelten Radialgeschwindigkeitskurven sind hier nicht abgebildet.

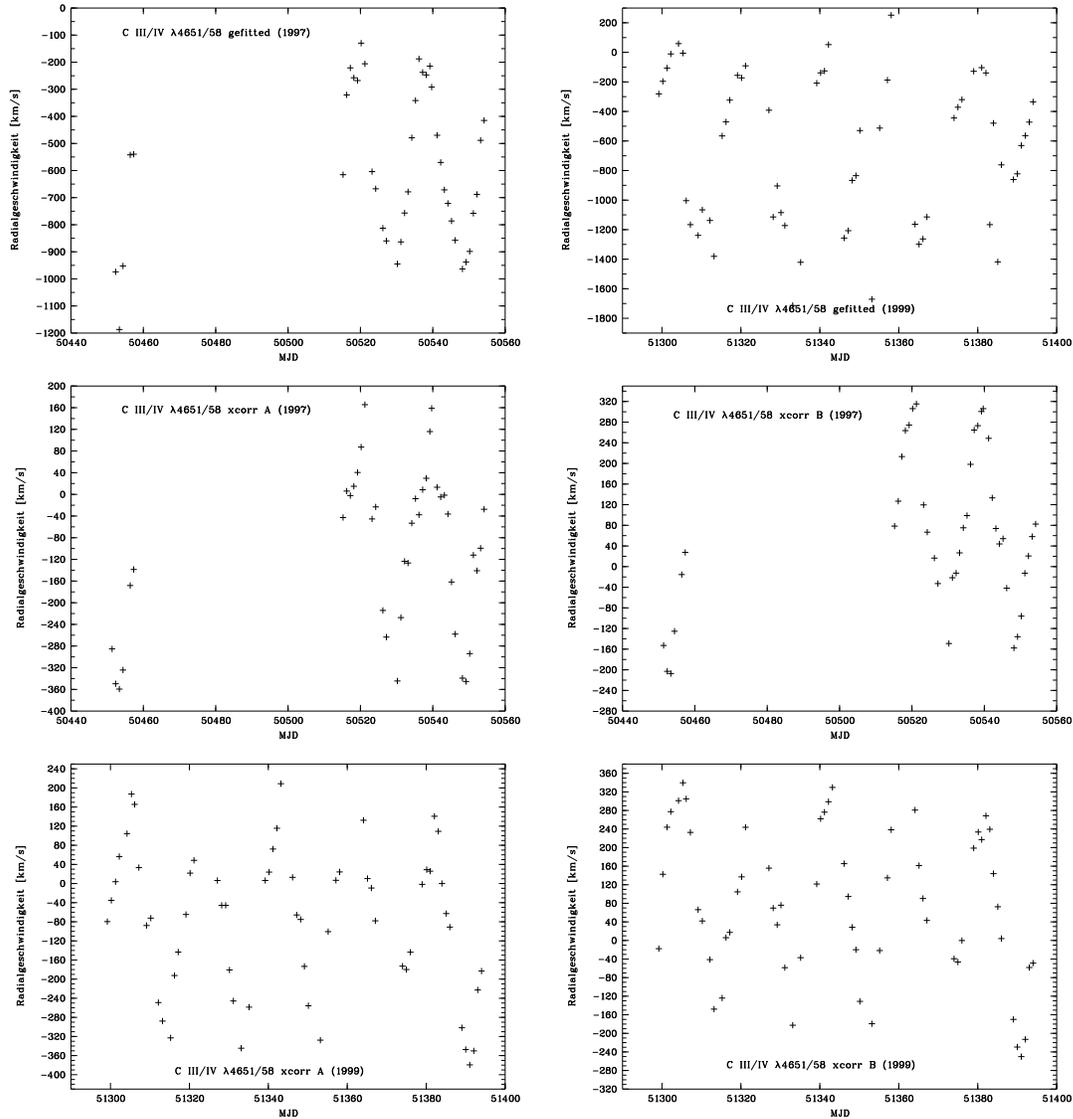


Abbildung 4.3: Die erhaltenen Radialgeschwindigkeiten aufgetragen gegen das Aufnahme datum für den ausgemessenen C III/IV $\lambda 4651/58$ -Komplex, jeweils gefittet und kreuzkorreliert (Template A bzw. B).

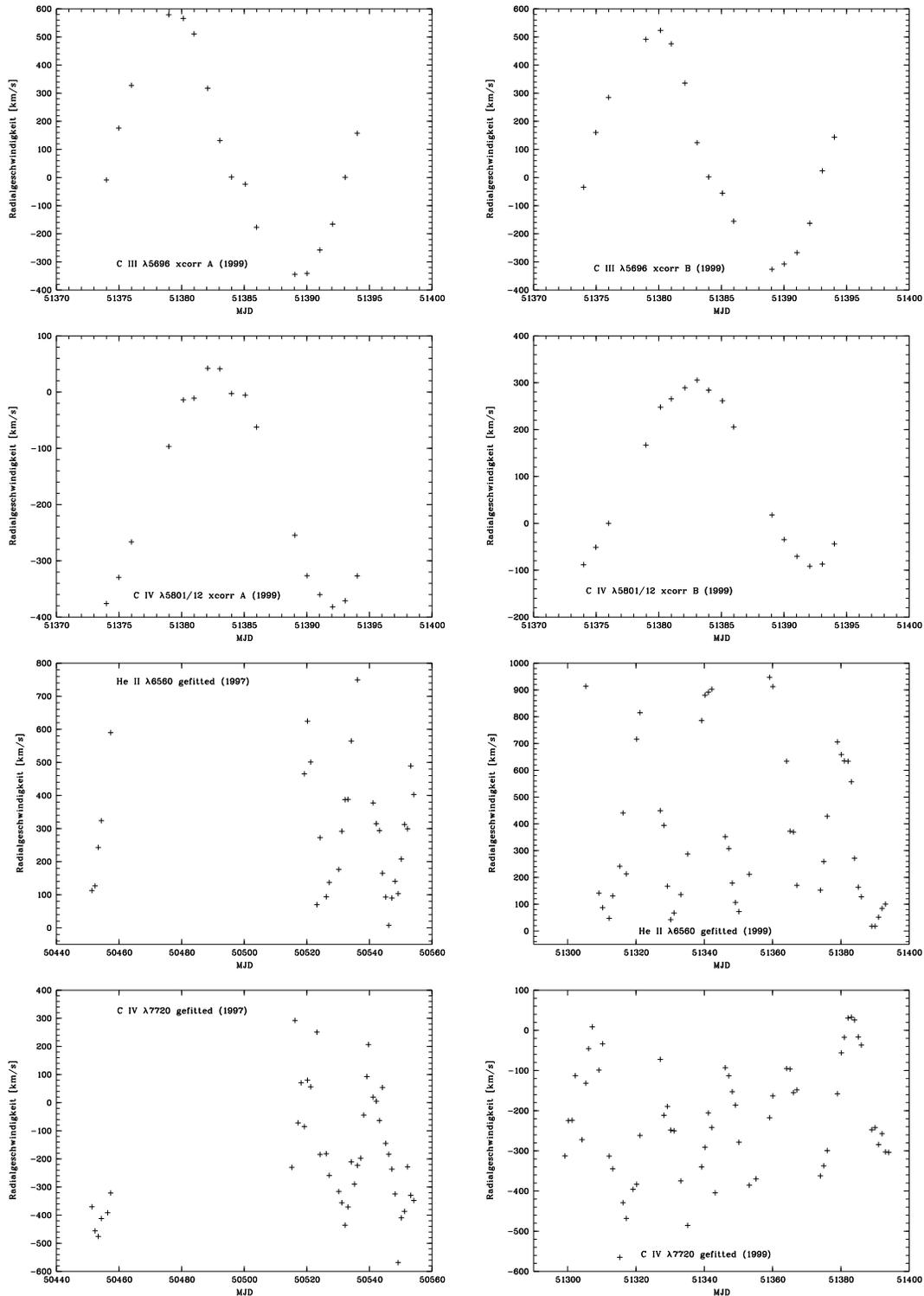


Abbildung 4.4: Die erhaltenen Radialgeschwindigkeiten aufgetragen gegen das Aufnahmedatum für die Kohlenstoffemissionen C III $\lambda 5696$, C IV $\lambda 5801/12$, C IV $\lambda 7720$ sowie die Heliumemission He II $\lambda 6560$; jeweils gefittet oder kreuzkorreliert (Template A bzw. B).

4.2.3 Periodenanalyse der Radialgeschwindigkeitskurven

Um aus den durch Fitten oder Kreuzkorrelation gewonnenen Radialgeschwindigkeitskurven die Periode zu bestimmen, wurde die von Kaufer (1996) entwickelte Methode benutzt, die hier kurz erläutert werden soll.

Der modifizierte CLEAN-Algorithmus

Um in einem Datensatz etwaige Periodizitäten zu finden, benutzt man üblicherweise die Fourieranalyse. Da speziell astronomische Daten nicht äquidistant aufgenommen werden, kann eine klassische Fouriertransformation nicht durchgeführt werden. In diesem Fall wird das Powerspektrum durch eine Fouriertransformation nach Deeming (1975) berechnet. Allerdings lassen sich für die in diesem Powerspektrum gefundenen Frequenzen keine Signifikanzlevel angeben, um festzustellen, mit welcher Wahrscheinlichkeit sich die Frequenz auch tatsächlich im Datensatz befindet; man benötigt hierfür noch Periodogramme nach Scargle (1982). Mit der dazugehörigen Lomb-Scargle-Statistik (Lomb 1976, Scargle 1982) lassen sich nun Signifikanzlevel für die gefundenen Frequenzen angeben. Schwarz (1978) hat gezeigt, daß dieser klassische CLEAN-Algorithmus mathematisch äquivalent zur Anpassung einer Sinusfunktion mit der Methode der kleinsten Quadrate im Zeitraum des Datensatzes ist.

In MIDAS steht im Kontext TSA (engl. *time series analysis* für Zeitserienanalyse) der Algorithmus seit 1993 zur Verfügung (Schwarzenberg-Czerny 1993), dem die von Roberts et al. (1987) beschriebene CLEAN-Methode zugrunde liegt. Er wurde von Kaufer (1996) modifiziert, um die Lomb-Scargle-Statistik zu berücksichtigen. Die im Periodogramm als signifikant erachteten Frequenzen werden dann im Powerspektrum gemessen, da die erreichbare Genauigkeit hier größer ist.

Die Detektion der einzelnen in einer Zeitserie enthaltenen Frequenzen erfolgt durch den modifizierten CLEAN-Algorithmus iterativ (Kaufer 1996):

1. Normierung der Zeitserie durch Subtraktion der Mittelwerte
2. Berechnung des Signifikanzlevels aus der Lomb-Scargle-Statistik
3. CLEAN-Schleife, Iteration i :
 - (a) Berechnung des Powerspektrums
 - (b) Berechnung des Periodogramms und Vergleich mit dem Signifikanzlevel. Liegt keine Linie über diesem, erfolgt Abbruch der Iteration.
 - (c) Die Frequenz der stärksten signifikanten Linie im Periodogramm wird im Powerspektrum bestimmt.

- (d) Fit einer Sinus-Cosinus-Funktion mit der gefundenen Frequenz an die Zeitserie im Zeitraum des Datensatzes; man erhält die genaue Frequenz, Amplitude und Phase.
 - (e) Berechnung der Residuen von Zeitserie und angepaßter sin-cos-Funktion (*cleaning*).
 - (f) Berechnung des Powerspektrums der Residuen.
 - (g) Nächste Iteration: $i = i + 1$.
4. Werden keine signifikanten Frequenzen bzw. Perioden mehr gefunden, erfolgt Abbruch des Algorithmus’.

Berechnet man das Powerspektrum bzw. Periodogramm, wenn die Intensitäten aller Meßpunkte auf Eins gesetzt werden, so erhält man die sog. Fensterfunktion (engl. *window function*), die durch die zeitliche Verteilung der Meßpunkte bestimmt ist. Jedes im Datensatz vorhandene Signal erscheint daher im Powerspektrum als eine mit dieser Fensterfunktion gefaltete Spektrallinie. Beim *cleaning* verschwinden daher mit der gecleaneten Frequenz auch alle Alias-Frequenzen, die aufgrund dieser Faltung im Powerspektrum vorhanden sind.

Dieser Algorithmus liegt als MIDAS-Routine PER1D/TS vor und wurde zur Periodenanalyse der eindimensionalen Daten benutzt. Als Methode wurde das Verfahren nach Scargle (SCA) gewählt, bei dem ein einfacher Sinus an den Datensatz gefittet wird (ORDERTSA=1), was angesichts der Bahnexzentrizität von nahezu Null ausreichend war. Die Suche nach Perioden wurde auf den Bereich von 10 bis 50 Tagen beschränkt (Schrittweite 10^{-5}). Es wurde kein Prewhitening benutzt.

Die besten Ergebnisse waren für den $\lambda 4650$ -Komplex zu erwarten (beste Phasenabdeckung und saubere Signalqualität), deshalb wurde die hierfür gefundene Periode als Referenz gewählt. Erachtete der Algorithmus eine andere Periode als die Referenz für signifikant (die Unterschiede waren von der Größenordnung 1.5 Tage), so wurde diese Periode verworfen und von Hand im Periodogramm vermessen. Diese neue Periode wurde dann weiterbenutzt, allerdings sind die verworfenen Perioden mitangegeben.

Datensätze

Folgende Datensätze standen zur Auswertung zur Verfügung: HEROS 1997, FEROS 1998, HEROS 1999, FEROS 1999 sowie MS 1971 und MS 1975. Die letzten beiden Datensätze sind in Moffat und Seggewiss (1977) angegeben und dort entnommen; sie umfassen lediglich vermessene Radialgeschwindigkeiten, nicht jedoch rohe Spektren. Im folgenden sind die Datensätze mit H97, F98, H99, F99 sowie

MS71 und MS75 abgekürzt.

In jedem Datensatz wurden (soweit möglich) mit verschiedenen Methoden Radialgeschwindigkeitskurven (im folgenden RGK) vom O-Stern und vom WR-Stern erhalten. Diese RGK wurden für jeden Datensatz einzeln auf Periodizitäten hin untersucht, anschließend miteinander kombiniert und erneut analysiert, um die Genauigkeit zu erhöhen.

Bei der Kombination der RGK stellte sich in einigen Fällen heraus, daß die RGK unterschiedliche Nulldurchgänge aufwiesen. Insbesondere bei den durch Kreuzkorrelation erhaltenen RGK sollten die Geschwindigkeitsunterschiede – so es denn überhaupt welche geben darf – einheitlich sein, da ja jeweils das identische Template benutzt wurde. Dann könnte man argumentieren, daß sich in den unterschiedlichen systemischen Geschwindigkeiten die Bewegung des Doppelsystems um den dritten Körper (genauer: des gemeinsamen Schwerpunkts des Dreifachsystems) bemerkbar macht. Leider ist dies nicht der Fall: die Verschiebungen sind uneinheitlich; zwischen den RGK der einen Linie liegt eine größere Differenz als zwischen den RGK einer anderen. Ich muß an dieser Stelle die Erklärung dieses Umstands schuldig bleiben, denn es ist nicht einsichtig, wieso derart große Streuungen der Differenz auftreten sollten. Die einzig plausible, wenn auch sehr dünne Erklärung könnte sein, daß die Profile im einen Jahr sehr viel anders aussehen als die im anderen Jahr. Da dies aber intrinsische Variationen des WR-Windes auf Jahresskala bedeuten würde, bleibt die Frage unbeantwortet.

Auf jeden Fall wurden die RGK vor der Kombination aufeinander korrigiert; dazu diente die von `veloc` ermittelte systemische Geschwindigkeit (s.a. Kapitel 4.2.4), die den Nulldurchgang der RGK darstellt.

Weiterhin mußte vor der Kombination der Daten das Datum angepaßt werden. Alle Datumsangaben in der vorliegenden Arbeit sind in modifiziertem julianischen Datum (MJD), welches definiert ist als $MJD = JD - 2400000.5$. Dagegen benutzen Moffat und Seggewiss (1971) die Datumsangabe $JD - 2400000.0$, d.h. man muß einen halben Tag von den dortigen Datumsangaben abziehen, um auf das MJD zu kommen.

Ergebnisse für den O-Stern

In den folgenden Tabellen sind die Ergebnisse der Periodenanalyse der RGK des O-Sterns angegeben. Eingetragen ist jeweils nur die signifikanteste Periode mit ihrem Fehler, wie sie von `PER1D/TS` ermittelt wurde. Alle Werte sind in Tagen (d) angegeben. Nicht eingetragene Werte (–) bedeuten, daß keine Periodizitäten in den Radialgeschwindigkeiten gefunden wurden. Es sei angemerkt, daß der Si-

nusfit, den PER1D/TS vornimmt, in keinem Fall konvergierte, d.h. die gefundenen Perioden sind als nicht signifikant einzustufen.

Tabelle 4.1: *Gefundene Perioden für den O-Stern (Datensatz H97).*

Linie	total	blue	center	red	xcorr
H13 λ 3734	–	–	–	–	–
H12 λ 3750	–	–	–	23.3 ± 0.2	32.4 ± 0.3
H11 λ 3770	–	–	–	–	36.5 ± 0.6
H10 λ 3800	36.5 ± 0.2	48.0 ± 0.8	–	38.0 ± 0.6	33.3 ± 0.7
He I λ 3820	36.7 ± 0.4	–	–	37.0 ± 0.4	36.4 ± 0.3
H9 λ 3835	39.7 ± 0.5	27.3 ± 0.3	–	–	26.7 ± 0.3
H8 λ 3889	26.8 ± 0.3	–	–	27.9 ± 0.3	32.4 ± 0.4
He I λ 4026	27.8 ± 0.3	28.0 ± 0.3	–	28.0 ± 0.3	27.9 ± 0.3
H γ λ 4340	30.5 ± 0.5	28.5 ± 0.3	–	32.7 ± 0.4	28.7 ± 0.3
He I λ 4471	37.3 ± 0.6	37.0 ± 0.6	30.1 ± 0.3	26.0 ± 0.3	37.0 ± 0.4
H β λ 4861	26.2 ± 0.3	30.2 ± 0.3	–	26.2 ± 0.3	26.2 ± 0.3
He I λ 4921	37.1 ± 0.4	30.7 ± 0.3	–	27.9 ± 0.3	27.6 ± 0.3
He I λ 5015	36.8 ± 0.6	–	–	–	–
He II λ 5411	19.7 ± 0.6	–	–	26.7 ± 0.6	–
He I λ 5876	32.3 ± 0.3	–	–	–	23.4 ± 0.2
He I λ 6678	26.2 ± 0.3	–	–	–	26.2 ± 0.3

Tabelle 4.2: *Gefundene Perioden für den O-Stern (Datensatz H99+F99).*

Linie	total	xcorr
H13 λ 3734	–	32.3 ± 1.4
H12 λ 3750	–	–
H11 λ 3770	–	–
H10 λ 3800	–	–
He I λ 3820	–	–
H9 λ 3835	–	–
H8 λ 3889	–	–
He I λ 4026	–	–
H γ λ 4340	18.84 ± 0.26	18.88 ± 0.34
He I λ 4471	33.3 ± 1.1	–
H β λ 4861	34.8 ± 1.6	19.10 ± 0.45
He I λ 4921	36.2 ± 1.9	18.06 ± 0.32
He I λ 5015	–	–
He II λ 5411	–	40.0 ± 1.8
He I λ 5876	–	–
He I λ 6678	–	–

Die Tabellen sind folgendermaßen organisiert:

Linie : jeweilige Linie mit Wellenlänge
total : RGK ermittelt aus dem Fit an das gesamte Profil
blue : dito, jedoch aus Fit an den blauen Flügel des Profils
center : dito, jedoch aus Fit an das Linienzentrum
red : dito, jedoch aus Fit an den roten Flügel des Profils
xcorr : RGK ermittelt aus der Kreuzkorrelation

Ergebnisse für den WR-Stern

In der folgenden Tabelle 4.3 sind die Ergebnisse der Periodenanalyse der RGK des WR-Sterns angegeben. Eingetragen ist jeweils die akzeptierte, in Klammern die vom Algorithmus PER1D/TS erkannte, aber verworfene Periode (siehe Text).

Die Tabelle ist entsprechend organisiert:

Linie/Komplex : jeweilige Linie bzw. Komplex mit Wellenlänge
Datensatz : Datensatz (siehe Text)
Methode : fit: gefittet; xcorr: Maximum der Kreuzkorrelation;
xcmom: Erstes Moment der Kreuzkorrelation (Schwerpunkt)

Template : Art des Templates
 Periode : von PER1D/TS ermittelte Periode mit Fehler

Tabelle 4.3: *Gefundene Perioden für den WR-Stern.*

Linie/Komplex	Datensatz	Methode	Template	Periode
CIII/IV λ 4650	H97	fit	–	19.130 ± 0.060
	H99+F99	fit	–	19.000 ± 0.200
	H97+H99+F99	fit	–	19.090 ± 0.010
	H97	xcorr	A	19.100 ± 0.120
	H97+H99+F99	xcorr	A	19.140 ± 0.005
	H97+F98+H99+F99	xcorr	A	19.140 ± 0.005
	H97+H99+F99	xcorr	B	19.135 ± 0.004
HeII λ 6550	H97	fit	–	19.464 ± 0.115
	H99+F99	fit	–	19.172 ± 0.117
	H97+H99+F99	fit	–	19.153 ± 0.007 (19.603 ± 0.007)
CIII λ 5696	F99	xcorr	A	19.198 ± 0.262
	F98+F99	xcorr	A	19.135 ± 0.039 (21.037 ± 0.039)
	MS71+MS75+F98+F99	(xcorr)	A	19.1412 ± 0.0004
	F98+F99	xcorr	B	19.135 ± 0.044 (21.058 ± 0.044)
	F98+F99	xcmom	A	19.135 ± 0.148 (21.152 ± 0.047)
CIII/IV λ 5801/12	F99	xcorr	A	19.332 ± 0.347
	F98+F99	xcorr	A	19.135 ± 0.023 (17.501 ± 0.023)
	MS71+MS75+F98+F99	(xcorr)	A	19.1351 ± 0.0006 (17.6561 ± 0.0006)
	F98+F99	xcorr	B	19.135 ± 0.020 (17.539 ± 0.020)
	F98+F99	xcmom	A	19.135 ± 0.044 (17.516 ± 0.023)

4.2.4 Bestimmung der Bahnparameter

Bahnparameter

Die Periode ist nur einer der sieben benötigten Parameter, um die Bahn der Doppelsternkomponenten eindeutig zu bestimmen.

Vier Größen beschreiben die Bahnellipse:

- Die Periode P ,
- die Exzentrizität e der Ellipse,
- der Zeitpunkt T_0 des Periastrondurchgangs (dort sind sich beide Sterne am nächsten),
- die große Halbachse a_1 der Ellipse von Komponente 1.

Die restlichen drei Größen beschreiben die Orientierung der Ellipse am Himmel:

- Der Positionswinkel Ω der Knotenlinie von Bahn- und Tangentenebene relativ zum Himmelspol; er wird von Nord über Ost gemessen,
- der Inklinationwinkel i der Bahnebene zur Tangentialebene sowie
- Der Winkel ω zwischen der Knotenlinie (aufsteigender Knoten, d.h. die Radialgeschwindigkeit ist positiv, und der Stern bewegt sich von uns weg) und dem Periastron.

Da die Inklination eines Systems nur in seltenen Fällen direkt gemessen werden kann (z.B. bei Bedeckungsveränderlichen oder aber über polarimetrische Untersuchungen), kann man nur projizierte Radialgeschwindigkeiten und Halbachsen errechnen, also $v_{rad} \sin i$ und $a_1 \sin i$. Da man anhand der projizierten Geschwindigkeiten das Massenverhältnis der beiden Komponenten des Doppelsystems bestimmt, können die Einzelmassen ebenfalls nur bis auf den Faktor $(\sin i)^3$ errechnet werden.

Das veloc-Programm

Bis auf den Inklinationwinkel i und den Winkel Ω kann man die übrigen Parameter der Bahn relativ genau bestimmen, indem man an die Radialgeschwindigkeitskurve eine Funktion der Form

$$v_{rad} = v_0 + K \cdot (e \cos \omega + \cos(\omega + \varphi)) \quad \text{und} \quad K = \frac{2\pi}{P} \frac{a \sin i}{\sqrt{1 - e^2}}$$

fittet. Dabei ist

- K : Amplitude der Radialgeschwindigkeitskurve,
 ω : oben eingeführter Winkel zwischen Knotenlinie und Periastron,
 e : Exzentrizität der Bahnellipse,
 φ : wahre Anomalie,
 T_0 : Zeitpunkt des Periastrondurchgangs,
 v_0 : Geschwindigkeit, mit der sich das ganze System
relativ zum Beobachter bewegt.

Diese Gleichung folgt aus der transzendenten Keplerschen Gleichung

$$E - e \sin E = \frac{2\pi}{P}(t - T_0)$$

sowie der Beziehung zwischen φ und E (exzentrische Anomalie)

$$\tan \frac{E}{2} = \sqrt{\frac{1-e}{1+e}} \tan \frac{\varphi}{2}.$$

Ein Programm, daß diesen Fit durchführt, ist `veloc` (Schmutz 1998, priv.comm.). Es verfolgt dabei den *brute force*-Ansatz, d.h. es variiert so lange alle Parameter, bis die kleinste Abweichung gefunden ist (kleinster quadratischer Fehler).

Man gibt `veloc` für die jeweiligen Parameter ein Intervall vor, innerhalb dessen das Programm den Wert so lange variiert, bis eine optimale Lösung gefunden ist. Indem man sukzessive nach jeder Iteration das Intervall enger macht, findet man den genauen Wert für den Parameter; man kann diesen Wert dann festhalten und dadurch die Suche nach den anderen, noch freien Parametern beschleunigen. Springt die Lösung aus dem vorgegebenen Intervall, so muß man das Intervall neu definieren und erneut iterieren, bis eine stationäre Lösung gefunden wird.

Bei dieser Vorgehensweise treten allerdings Probleme auf, wie sie auch aus anderen Bereichen der Optimierungsrechnung bekannt sind. Zum einen besteht eine Abhängigkeit zwischen manchen Parametern, was zur Folge hat, daß die Variation des einen Parameters gleichzeitig eine Variation des zweiten Parameters erforderlich macht. Bemißt man das Intervall also zu eng, stößt der Algorithmus an die Grenzen, so daß die Iteration vergeblich war – man muß die Grenzen neu setzen und nochmals optimieren.

Es gibt aber auch Parameter, deren Wertebereich sehr variabel sein kann, ohne daß dies die Lösung anderer Parameter nachhaltig beeinflusst – jedenfalls bis zu einem Punkt, an dem der Algorithmus „kippt“, sich also auf ein anderes Extremum der Fehlerfunktion setzt. Für dieses Optimum sind dann allerdings die

anderen Parameter gänzlich von ihren vorherigen Werten verschieden, und man muß sich wieder von neuem an einen optimalen Satz von Parametern herantasten.

Ursache solches Verhaltens ist die Arbeitsweise von `veloc`: Dadurch, daß es nur innerhalb der jeweils gesetzten Intervalle einen optimalen Satz an Parametern findet, also relative Minima der quadratischen Fehler anstrebt, kann es durchaus sein, daß der Algorithmus bei nur leicht veränderten Startbedingungen außerstande ist, eine bereits gefundene Lösung zu reproduzieren.

Der Einsatz von `veloc` erfordert viel Rechenzeit, die nur durch äußerst geschickte Wahl der Startwerte oder hochwertige Datensätze merklich verkürzt werden kann. Eine weitere Methode zur Zeiteinsparung ist die, zuerst diejenigen Parameter zu bestimmen, die erfahrungsgemäß eine geringe „Volatilität“ aufweisen und/oder einen relativ geringen Einfluß auf die endgültige Lösung des Parametersatzes haben. Dazu gehört die Bahnexzentrizität, die sehr schnell einen stationären Wert annimmt, oder die Amplitude der Radialgeschwindigkeit, die zwar eng mit der systemischen Geschwindigkeit zusammenhängt, ansonsten aber andere Parameter nur unwesentlich beeinflusst.

Vorgehensweise

Da aus den angeführten Gründen der Zeitbedarf umso rascher wächst, je mehr Parameter man frei zum Fit läßt, wurde im vorliegenden Fall das Suchintervall für die Perioden um den mittels PER1D/TS bestimmten Wert gelegt, wobei die Intervallgrenzen durch den ebendort bestimmten Fehler vorgegeben waren.

Allerdings war sogar mit dieser Einschränkung die Bestimmung der Bahnparameter des O-Sterns unmöglich. Die in Tabelle 4.1 dokumentierten Perioden, die für den O-Stern gefunden wurden, sind nicht nur von derjenigen des WR-Sterns sehr verschieden, sondern auch untereinander inkonsistent. Damit ist eine brauchbare Bestimmung der Bahnparameter des O-Sterns mittels `veloc` sinnlos, weshalb der Versuch nach einiger Zeit des Austestens abgebrochen wurde und hier keine Resultate angeführt werden (vgl. Abbildung 4.5).

`veloc` ermittelt für jede angefittete Kurve die Differenz zwischen der beobachteten (Meßpunkt) und der errechneten Radialgeschwindigkeit $o - c$ (engl. für *observed minus computed*) und bildet aus der Standardabweichung des Mittelwerts von $o - c$ den *rms*-Fehler (engl. für *root mean square*). Dieser Fehler wird durch eine weitere Iteration (mit neuen Vorgaben) minimiert, bis er sich nicht mehr verändert – der Fit ist dann innerhalb des Parametersatzes optimal. Diese Standardabweichung σ_{o-c} wird als Fehler des Fits in den Tabellen angegeben und ist ein Maß für die Qualität des Parametersatzes, insbesondere hinsichtlich der

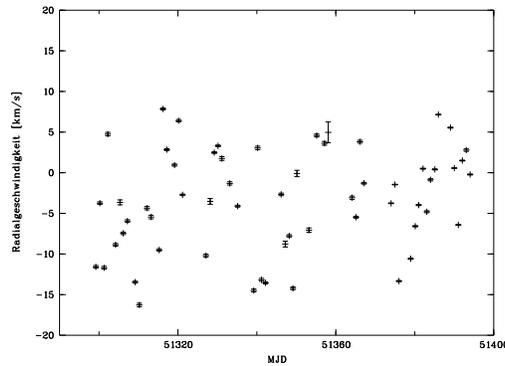


Abbildung 4.5: Radialgeschwindigkeitskurve für die $\text{He I } \lambda 4471.6$ -Linie; kreuz-korreliert. Stellvertretend für alle O-Absorptionen erkennt man hier, wie erratisch die Meßpunkte liegen.

Radialgeschwindigkeitsamplitude.

Um Zeit zu sparen, wurde zuerst die systemische Geschwindigkeit γ bestimmt, auf ihren Endwert festgehalten und anschließend die Amplitude der Radialgeschwindigkeit K ermittelt und festgesetzt. Diese beiden Werten bedingen sich gegenseitig, üben aber ansonsten keinen großen Einfluß auf die Wahl der anderen Parameter aus. Durch Engerziehen der Suchintervalle für die jeweiligen Parameter und Erhöhen der Genauigkeit wurden sukzessive die Exzentrizität e , die Periode P , der Periastronwinkel ω und der Zeitpunkt T_0 des Periastrondurchgangs bestimmt. Falls sich bei mehreren aufeinanderfolgenden Iterationen der Wert der Exzentrizität Null näherte (als „nah“ wurde ≤ 0.01 gewertet), wurde dieser Parameter auf Null und der Periastronwinkel ω auf 270° festgelegt. Die Qualität des Fit änderte sich hierbei nur marginal. Es gab aber auch Fälle, in denen die Exzentrizität genau Null betrug; dann wurde lediglich der Periastronwinkel auf 270° gesetzt. Solche erzwungenen Parameter sind in den Tabellen mit einem @-Symbol gekennzeichnet.

4.2.5 Ergebnisse

In den folgende Tabellen sind die Ergebnisse für die Bahnparameter des WR-Sterns angegeben, die `veloc` ermittelt hat. Festgehaltene Fitparameter sind mit @ gekennzeichnet.

Tabelle 4.4: Bahnparameter für den C_{III/IV}λ4650-Komplex, gekreuzkorreliert mit Template A.

Parameter	H97	H99+F99	H97+H99+F99
e	0	0	0
ω [deg]	270@	270@	270@
P [d]	19.097	19.132	19.140
T_0 [MJD]	50534.168	51376.339	51376.352
K [kms ⁻¹]	205.0	213.0	205.0
σ_{o-c} [kms ⁻¹]	49.7	46.7	48.0

Tabelle 4.5: Bahnparameter für den C_{III/IV}λ4650-Komplex, gekreuzkorreliert mit Template B.

Parameter	H97	H99+F99	H97+H99+F99
e	0	0@	0@
ω [deg]	270@	270@	270@
P [d]	19.129	19.097	19.135
T_0 [MJD]	50534.211	51376.090	51376.152
K [kms ⁻¹]	211.4	226.5	218.5
σ_{o-c} [kms ⁻¹]	36.7	48.1	44.0

Tabelle 4.6: Bahnparameter für den C_{III/IV}λ4650-Komplex, gefittet.

Parameter	H97	H99+F99
e	0@	0@
ω [deg]	270@	270@
P [d]	19.166	19.013
T_0 [MJD]	50533.402	51373.488
γ [kms ⁻¹]	-184.5	-618.0
K [kms ⁻¹]	411.0	602.0
σ_{o-c} [kms ⁻¹]	87.3	360.5

Tabelle 4.7: Bahnparameter für den CIII λ 5696-Linie, gekreuzkorreliert mit Template A bzw. B.

Parameter	F99 A	F98+F99 A	F98+F99 B	MS71+MS75+F98+F99 A
e	0@	0@	0@	0@
ω [deg]	270@	270@	270@	270@
P [d]	19.141	19.132	19.147	19.141
T_0 [MJD]	51374.371	51374.395	51374.410	51374.313
K [kms $^{-1}$]	473.4	453.2	430.5	486.5
σ_{o-c} [kms $^{-1}$]	41.1	38.3	34.1	84.5

Tabelle 4.8: Bahnparameter für den CIV λ 5801/01-Komplex, gekreuzkorreliert mit Template A bzw. B.

Parameter	F99 A	F98+F99 A	F98+F99 B	MS71+MS75+F98+F99 A
e	0@	0@	0@	0@
ω [deg]	270@	270@	270@	270@
P [d]	19.300	19.094	19.140	19.141
T_0 [MJD]	51377.830	51377.898	51377.957	51377.941
K [kms $^{-1}$]	205.3	204.5	199.0	190.4
σ_{o-c} [kms $^{-1}$]	12.7	14.3	13.9	39.2

Tabelle 4.9: Bahnparameter für die HeII λ 6560-Linie, gefittet.

Parameter	H97	H99+F99	H97+H99+F99
e	0@	0@	0@
ω [deg]	270@	270@	270@
P [d]	19.446	19.177	19.151
T_0 [MJD]	50532.223	51374.898	51374.895
γ [kms $^{-1}$]	342.8	407.9	388.5
K [kms $^{-1}$]	260.4	392.9	352.9
σ_{o-c} [kms $^{-1}$]	70.9	103.9	105.9

Tabelle 4.10: *Bahnparameter für den CIII/IV λ 7720-Komplex, gefittet.*

Parameter	H97	H99+F99	H97+H99+F99
e	0@	0	0@
ω [deg]	270@	270@	270@
P [d]	19.395	19.159	19.162
T_0 [MJD]	50535.754	51378.660	51378.629
γ [kms $^{-1}$]	-161.2	-227.8	-204.1
K [kms $^{-1}$]	250.7	160.2	192.2
σ_{o-c} [kms $^{-1}$]	111.5	81.6	105.1

4.2.6 Interpretation der WR-Bahnparameter

Zur Bewertung der von `veloc` errechneten Bahnparameter ist es unerlässlich, zuerst über einige prinzipielle Dinge nachzudenken. Dazu gehören sowohl die angewandten Methoden und ihre jeweiligen Fehler als auch die intrinsische Qualität der Daten, aus denen die Ergebnisse gewonnen wurden.

Wie in den Unterkapiteln zu den einzelnen Methoden schon erwähnt wurde, scheint die Kreuzkorrelation die einzig sinnvolle Methode zu sein, um die hochgradig variablen Emissionen des WR-Stern zu vermessen. Die zweite angewandte Methode, die Emissionskomplexe durch Anfitten mehrerer Gaußprofile zu reproduzieren, ist zumindest im vorliegenden Fall mit so großen Fehlern behaftet, daß die Endwerte nur schwerlich als plausibel akzeptiert werden können.

Nichtsdestotrotz ist auch die Kreuzkorrelation mit Einschränkungen behaftet, die maßgeblichen Einfluß auf die Genauigkeit (nicht die Größenordnung) der Endresultate hat. Eng mit diesen Einschränkungen verbunden ist die intrinsische Qualität der Daten, die Güte. Ein objektiver Wert zur Quantifizierung der Güte ist sicherlich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Spektren, insbesondere desjenigen Spektrums, welches als Template benutzt wird. Dieses Kriterium allein reicht jedoch nicht aus, denn wie man anhand der Tabellen sehen kann, hat die Wahl des Template-Profiles ebenfalls Auswirkungen, wenngleich diese für die Radialgeschwindigkeitsamplitude K nur sehr klein sind.

Es scheint plausibel anzunehmen, daß ein minimal gestörtes Template, d.h. ein Spektrum vom Zeitpunkt der Bedeckung der Schockzone durch den WR-Stern, am besten geeignet dazu ist, die wahre Bahnbewegung des WR-Sterns aus den Datensätzen zu extrahieren. Allerdings ist es schwer, den Einfluß der Template-Wahl zu quantifizieren. Denn einerseits weisen die WR-Emissionen hohe intrinsische Variabilität auf, welche die Radialgeschwindigkeitsvermessung enorm be-

einträchtigen. Andererseits aber ist die Qualität des `veloc`-Fits – ausgedrückt durch die relative Größe des Fitfehlers σ_{o-c} im Vergleich zur Radialgeschwindigkeitsamplitude der errechneten Bahnbewegung – in allen Fällen nur befriedigend und ändert sich durch Übergang zu einem neuen Template nicht wesentlich.

Es ist wohl auch auf diese Variabilität des WR-Winds zurückzuführen, daß die Resultate trotz der enorm guten Phasenabdeckung – sieben Umläufe insgesamt – nicht genauer zu erhalten sind, obwohl gerade der CIII/IV λ 4650-Komplex der „verlässlichste“ ist: er ist relativ schmal, d.h. die Kreuzkorrelation ist methodisch gut, und aufgrund der Ionisationsstufe entsteht er nah beim WR-Stern, also folgt er der wahren Bahnbewegung noch am ehesten. Dabei wird angenommen, daß der Beitrag der CIV-Emission größer ist als derjenige der CIII-Emission. Gleichwohl sieht man, daß auch dieser Komplex deutlichen Wind-Wind-Wechselwirkungen ausgesetzt ist. Im Kapitel, welches sich mit diesen Effekten auseinandersetzt, werde ich weiter auf dieses Problem eingehen.

Dagegen erscheinen die Resultate für den anderen CIV-Komplex bei 5801/12 Å sauberer zu sein. Hier jedoch sind zwei Einschränkungen zu machen: erstens ist die Phasenabdeckung deutlich schlechter als für den λ 4650-Komplex, und zweitens stößt hier die Kreuzkorrelation als Methode an ihre Grenzen. Um das Maximum des Kreuzkorrelationsprofils eindeutig bestimmen zu können, muß die Bandbreite der Verschiebung derart vergrößert werden, daß das Maximum nicht mehr mit dem ersten Moment der Verteilung zusammenfällt – man vermisst dann die Bewegung des Schwerpunkts der Emission. Ohne genaue Theorie des Linienverhaltens ist es aber nicht möglich, der einen oder der anderen Meßmethode den Vorzug zu geben, genausowenig wie sich das simple Mitteln der Resultate rechtfertigen ließe.

Besonders drastisch wirken sich diese Einschränkungen bei der Untersuchung der CIII λ 5696-Emission aus, welche sehr starken Wind-Wind-Wechselwirkungen unterliegt (Hill 1999, priv.com). Schon Moffat und Seggewiss (1977) haben eine sehr hohe Radialgeschwindigkeitsamplitude gemessen, und auch in der vorliegenden Arbeit fällt diese Linie aus dem Rahmen. Weiter unten und im Kapitel 4.3 wird darauf eingegangen.

Es ist anzumerken, daß die Ergebnisse von Moffat und Seggewiss auch mit den hier benutzten Algorithmen, namentlich PER1D/TS, reproduziert werden konnten. Damit sind unterschiedliche Ergebnisse aufgrund unterschiedlicher Algorithmik ausgeschlossen. Vielmehr rühren die Differenzen zwischen Moffat und Seggewiss (1977) und dieser Arbeit von den großen Qualitätsunterschieden des Datenmaterials her.

Eine weitere Fehlerquelle ist der Umstand, daß vor der Kombination der Da-

tensätze der jeweiligen Jahre eine Anpassung der systemischen Geschwindigkeiten vorgenommen werden mußte. Da dieses anhand der Ergebnisse des `veloc`-Fits erfolgte, ist die Nivellierung der Datenpunkte entsprechend fehlerbehaftet. Da es für die Daten des Jahres 1971, 1975 und 1998 nicht möglich war, einen `veloc`-Fit durchzuführen, sondern die Kombination per Auge vorgenommen wurde, sind die Fehler von mindestens gleicher Größe wie diejenigen von `veloc`.

Nach dem Gesagten ist es einsichtig, wenn die Bewertung der Ergebnisse, die für die Bahnparameter des WR-Sterns erhalten wurden, folgendermaßen vorgenommen wird: Aufgrund der methodischen und datenspezifischen Qualitäten werden die Ergebnisse, die aus der Auswertung des CIII/IV λ 4650-Komplexes gewonnen wurden, als Referenz gewählt, an der die anderen Ergebnisse auf Plausibilität geprüft werden. Genauer: es werden diejenigen Resultate, die sich aus der Kreuzkorrelation des kombinierten Datensatzes von 1997 und 1999 (H97+H99+F99) mit dem Template A (willkürlich gewählt) ergaben, und die Werte, die mit dem Template B (Bedeckung) erhalten wurden, gemittelt. Man erhält damit den folgenden Referenzparametersatz:

Parameter	Mittelwert
e	0
ω [°]	270
P [d]	19.1375 ± 0.0025
T_0 [MJD]	51376.2520 ± 0.1000
K [kms ⁻¹]	212 ± 7

Als Fehler des `veloc`-Fits wird er größere der beiden, 48.0 kms⁻¹, angenommen. Die systemische Geschwindigkeit γ hat keine Relevanz, da keine saubere Laborwellenlänge definiert werden konnte. Die Werte werden deshalb hier nicht aufgeführt.

Der Übersichtlichkeit halber werden die einzelnen Bahnparameter gesondert aufgeführt und für alle Linien bzw. Komplexe diskutiert. Es werden nur Datensätze beachtet, die aus der Kombination von Beobachtungen zweier verschiedener Jahre (oder mehr) stammen, denn dort ist die erreichte Genauigkeit und damit die Aussagekraft am größten.

- **Die Periode P**

Die Periodenanalyse mit PER1D/TS ergibt für fast alle Linien bzw. Komplexe und Methoden konsistente Werte, die innerhalb ihrer Fehlergrenzen mit dem Referenzwert übereinstimmen. Allein die Periode des gefitteten

He-II- $\lambda 6560$ -Profils des Jahres 1997 fällt aus dem Rahmen, was angesichts der Qualität des Fits und der Phasenabdeckung 1997 akzeptabel ist.

`veloc` hingegen findet zum Teil größere Abweichungen. Es scheint, daß alle untersuchten Kohlenstoffkomplexe in gleichem Maße anfällig für unterschiedliche Templates sind. Für die $\lambda 5801/12$ -Emission findet sich eine Periode von 19.094 (Template A) bzw. 19.140 d (B). Angesichts der oben erwähnten Probleme mit dieser Linie ist das Ergebnis als akzeptabel zu bewerten. Gleiches gilt für die CIII $\lambda 5696$ -Linie, wo die Differenz der Perioden für Template A bzw. B in etwa größer ist (19.132 bzw. 19.147 d).

Bemerkenswert ist die hervorragende Übereinstimmung der Resultate, die aus der Kombination der Daten dieser Arbeit mit jenen von Moffat und Seggewiss (1977) erhalten wurden. Nicht nur sind die Ergebnisse der beiden Kohlenstoffemissionen $\lambda 5696$ und $5801/12$ mit sich konsistent, sondern sie liegen auch sehr gut bezüglich der Referenzwerte.

Der gefittete $\lambda 4650$ -Komplex (H99+F99) liegt mit 19.013 d am unteren, die gefittete HeII $\lambda 6560$ -Linie mit 19.446 d am oberen Ende des Bereichs, innerhalb dessen die Perioden variieren. Da der Gaußfit der Emissionsprofile aber mit sehr großen Fehlern behaftet ist, was sich auch im `veloc`-Fehler σ_{o-c} widerspiegelt, sind auch hier die Ergebnisse als akzeptabel einzustufen.

- **Die Radialgeschwindigkeitsamplitude K**

Der Referenzwert von K liegt bei 212 kms^{-1} . Dies ist angesichts der `veloc`-Fehler von 48 kms^{-1} mit dem von Moffat und Seggewiss gefundenen Wert 173 kms^{-1} verträglich, allerdings vermaßen die Autoren die Kohlenstoffemission $\lambda 5801/12$. In dieser Arbeit wurde für diesen Komplex eine mittlere (Template A und B) Amplitude von 203 kms^{-1} errechnet, bei einem Fehler von nur stark 14 kms^{-1} . Moffat und Seggewiss geben keine Fehler an, per Auge ermittelt dürfte er aber mindestens dieselbe Größe haben. Weitere Fehler sind wie bereits erwähnt aus der Kombination der einzelnen Datensätze zu erwarten. So ergibt sich für die Amplitude dieser Emission nach Kombination aller Datensätze ein Wert von 190 kms^{-1} mit einem Fehler von knapp 40 kms^{-1} . Dieser letzte Wert ist mit dem Referenzwert verträglich.

Wie bereits bei Moffat und Seggewiss fällt die CIII $\lambda 5696$ -Linie auch in dieser Arbeit aus dem Rahmen: die errechnete Amplitude liegt bei mittleren (Template A und B) 442 kms^{-1} . Innerhalb des `veloc`-Fehlers ist das mit

dem Wert von Moffat und Seggwiss (493 kms^{-1}) verträglich. Insbesondere steigt die Ähnlichkeit der Werte nach Kombination aller Datensätze (487 kms^{-1}), allerdings auch der Gesamtfehler.

Damit ist nachgewiesen, daß diese Emission in der Tat nicht vollständig an der Bahnbewegung teilnimmt, sondern höchstwahrscheinlich in Material entsteht, welches nach der Kompression in der Schockzone abfließt und dabei abkühlt. Aufgrund dessen ist die Dynamik dieser Emission ein Objekt zahlreicher Untersuchung zur Schockzonenmodellierung (s.a Kapitel 4.3)

Was die gefitteten Komplexe $\lambda 4650$ und 6560 angeht, so zeigt sich, daß die Amplituden um bis zu einem Faktor 3 zu groß sind. Dies geht auf die schlechte Qualität des Gaußfits zurück, die Ergebnisse für diese Linien sind also zu verwerfen. Interessant ist jedoch, daß der Fit des $\lambda 7720$ -Komplexes verträgliche Resultate liefert.

- **Die Exzentrizität e , der Periastronwinkel ω und der Zeitpunkt des Periastrondurchgangs T_0**

Für den Emissionskomplex $\lambda 4650$ ermittelte `veloc` eine Exzentrizität von genau Null (Template A) bzw. 0.02 (Template B). Da sich zeigte, daß das Festhalten des Werts auf Null diesen Fit nur marginal verschlechterte (der Fehler σ_{o-c} vergrößerte sich nur um ca. 1 kms^{-1}), wurde für alle Linien die Exzentrizität auf Null gesetzt. Dies impliziert eine Kreisbahn, d.h. es existiert kein ausgezeichneter Punkt, an dem sich die beiden Sterne am nächsten sind. Als Konsequenz wurde der Periastronwinkel auf 270° festgesetzt. Das bedeutet, daß die Phase Null zu dem Zeitpunkt definiert wurde, zu dem der WR-Stern genau vor dem O-Stern steht.

Dieser Zeitpunkt der Konjunktion ist T_0 . Der Referenzwert liegt bei $T_{0,1999} = 51376.252$ (MJD). Als Vergleichsgröße wurde der Wert des Jahres 1997 genommen, der aus dem $\lambda 4650$ -Komplex abgeleitet und gemittelt wurde (Template A und B) und der $T_{0,1997} = 50534.1895$ beträgt.

Zwischen beiden Konjunktionen liegt also eine Zeitspanne von 842.0625 d. Bei einer angenommenen mittleren Periode von 19.1375 d entspricht das 44.0007 Umläufen. Umgekehrt entspricht diese Zeit 44 Umläufen zu jeweils 19.1378 d. 45 Umläufe würden eine Periode von etwa 18.713, 43 Umläufe eine Periode von etwa 19.583 d implizieren. Erst 46 Umläufe erbrächten eine Periode von 18.306 d, die zu der von Moffat und Seggwiss bestimmten Periode passen würde. Keine dieser weiteren Perioden wurde jedoch von dem

Suchprogramm PER1D/TS entdeckt, und keine gefundene Periode ist innerhalb ihrer Fehler mit diesen Perioden verträglich (kombinierte Datensätze). Interessanterweise konnten Moffat und Seggewiss selbst zwei weitere Perioden nicht ausschließen (18.596 ± 0.008 sowie 18.858 ± 0.008 d), die allerdings bei der Reanalyse ihrer Daten nicht reproduziert werden konnten.

Akzeptiert man also den referenzierten Zeitpunkt der Konjunktion, so stellt man fest, daß die $\lambda 5801/12$ -Emission etwas hinterläuft. Der gemittelte (Template A und B) Wert für T_0 liegt bei 51377.928 ± 0.030 (mittlere Fehler), in sehr guter Übereinstimmung mit dem Wert, der aus der Kombination mit den Datensätzen der Jahre 1971 und 75 abgeleitet wurde. Bildet man aus diesen drei Werten (A, B und Kombination) das Mittel, erhält man 51377.932 , das ist etwa 1.7 d später als die $\lambda 4650$ -Emission.

Eine noch größere Phasenverschiebung erhält man für die $\lambda 5696$ -Linie. Bildet man analog zu oben das Mittel (A, B und Kombination), so ergibt sich 51374.373 . Das ist also etwa 3.56 d *vor* der $\lambda 5801/12$ -Emission – Moffat und Seggewiss fanden eine Differenz von 3.76 d – und etwa 1.88 d vor der $\lambda 4650$ -Emission.

Die Ergebnisse für den CIII/IV $\lambda 7720$ -Komplex liegen zwar noch später (auch im Jahre 1997), sind aber aufgrund der bescheidenen Qualität des Fits (sowohl Gauß als auch `veloc`) nur bedingt von Signifikanz. Ich vertraue den Daten nicht hinreichend, um die Betrachtungen auch auf diese Emission auszuweiten, und verzichte im folgenden auf eine Diskussion.

Diese gemessenen Phasenverschiebungen sind real, denn in allen Fällen wurde für den `veloc`-Fit der Periastronwinkel auf 270° festgelegt. Es ist so, daß eine Emission umso früher die Konjunktion durchläuft, je mehr CIII-Licht sie enthält. Die reine CIV-Emission bei $\lambda 5801/12$ ist nach der gemischten CIII/IV-Emission $\lambda 4650$ und diese wieder nach der reinen CIII-Emission $\lambda 5696$.

Einem ähnlich gelagerten Problem sahen sich Schmutz et al. (1998) gegenübergestellt. Beim WR-Doppelstern γ^2 Velorum (WC8 + OIII, $P = 78.53$ d) fanden sie auch eine Phasenverschiebung von etwa drei Tagen zwischen CIII- und CIV-Emissionen, allerdings bei gleicher Radialgeschwindigkeitsamplitude. Die Autoren hatten ebenfalls keine befriedigende Antwort, verwiesen aber auf die Möglichkeit, daß die Emissionsprofile durch zusätzliche Emissionen aus der Schockzone (die bei dieser vergleichsweise langen Periode natürlich anders geartet sein kann als bei θ Mus) gestört sind.

Zusammenfassend läßt sich also an diesem Punkt sagen, daß keine Erklärung für dieses Phänomen gegeben werden kann. Eventuell bieten geplante Modellierungen der Schockzonenemission (z.B. Hill 1999, priv.comm) neue Ansätze zur Auflösung dieses Problems, wenn Genaueres über die Winddynamik und -struktur gesagt werden kann.

- **Die systemische Geschwindigkeit γ**

Die in diesen Tabellen angegebenen Werte für die systemische Geschwindigkeit haben keinerlei Aussagekraft, da für keine der hier untersuchten Emissionskomplexe eine effektive Wellenlänge definiert werden konnte. Dies wäre zwar prinzipiell bei der Einzellinie $\lambda 5696$ möglich, allerdings ist diese Linie aufgrund ihrer wahrscheinlichen Entstehungsweise keine verlässliche Quelle für solche Werte, weshalb auf eine Angabe der systemischen Geschwindigkeit gänzlich verzichtet wird.

4.2.7 Interpretation der O-Bahnparameter

Es zeigt sich, daß in der RGK des O-Stern bis auf wenige Ausnahmen keine Periodizitäten gefunden werden konnten, die mit denen des WR-Sterns korrespondieren. Bei denjenigen Linien, die laut Tabelle eine passende Periode aufweisen, ist zu beachten, daß aufgrund der eher erratisch anmutenden RGK der Fit der Sinusfunktion, den PER1D/TS ausführt, nicht konvergieren konnte. Insofern sind tatsächlich *keine* vertrauenswürdigen Perioden gefunden worden.

Weiterhin stellt man fest, daß, selbst wenn man dem O-Stern eine Periode unterstellt, die aus einer zum WR-Stern korrespondierenden Bahnbewegung stammt, die Amplitude der Radialgeschwindigkeit deutlich unter 20 km s^{-1} liegt. Wie in den vorangehenden Kapiteln gezeigt wurde, weist die WR-Komponente eine Radialgeschwindigkeitsamplitude von etwa 200 km s^{-1} auf. Das entspricht einem Masseverhältnis von $q = \frac{M_{WR}}{M_O} < 0.1$. Unter der Annahme eines typischen O 9.5 Iab, z.B. ζ Orionis, der eine Masse um die $50 M_\odot$ aufweist (Lamers und Leitherer 1993), folgt daraus die Masse der WR-Komponente zu $M_{WR} < 5 M_\odot$.

Dieses Massenverhältnis impliziert einen relativ massearmen WC-Stern – typischerweise bewegen sich WC-Sterne im Bereich von 5 bis $20 M_\odot$ (vgl. Kapitel 1.4). Bereits Moffat und Seggewiss (1977) diskutierten die Möglichkeit, daß der WR-Stern einen sehr großen Massenverlust erfahren haben müßte, was allerdings Einfluß auf seinen inneren Aufbau gehabt hätte. Sie entschieden sich deshalb für das Dreifachsystem-Szenario. Man kann allerdings nicht ausschließen, daß es in

so einem engen Doppelsystem zu Massentransfer kommt (Roche Lobe Overflow; vgl. Kapitel 1.6), wenn der Prä-WR-Stern sich zu einem RSG aufbläht. Es ist entwicklungstheoretisch also sehr schwer, eine definitive Aussage zu treffen.

Neben den hier erhaltenen spektroskopischen Ergebnissen gibt eine durch Speckle-Interferometrie erhaltene Aufnahme von Hartkopf et al. (1999) der Hypothese Auftrieb, daß der O 9.5 nicht der Begleiter des WR-Sterns ist. Es gelang den Autoren, θ Mus in zwei Komponenten im Abstand von 46 ± 9 mas aufzulösen, wobei sie die hellere als den O 9.5 und die dunklere ($\Delta m 2 - 3$ mag) als das Doppelsystem WR + unsichtbarer Begleiter identifizierten. Bei einer Entfernung von ca. 2.4 kpc (s.a. Kapitel 2.1) entspricht das einer projizierten Entfernung des O 9.5 vom Doppelsystem von etwa 90 AE. Unter Vernachlässigung etwaiger Projektions- und Exzentrizitätseffekte und unter Annahme einer Systemgesamtmasse von etwa $60 M_{\odot}$ errechneten die Autoren eine Umlaufzeit von 150 Jahren bei einer Radialgeschwindigkeitsamplitude von etwa $10 \sin i \text{ kms}^{-1}$.

Zusammenfassend kann also anhand der hier ausgeführten Analysen gezeigt werden, daß die im Spektrum in Absorption sichtbare Komponente *nicht* der Begleiter zum WR-Stern ist, sondern entweder ein dritter Begleiter auf einem weiten Orbit ist – Moffat und Seggewiss schlugen ≈ 5 Jahre Umlaufzeit vor – oder aber ein Stern, der zufällig in Sichtlinie des Doppelsystems steht. In beiden Fällen könnte es sein, daß der O 9.5 Iab den wahren Begleiter überstrahlt (vgl. folgendes Kapitel).

Aus dem Gesagten geht hervor, daß selbst falls der O 9.5 gravitativ an das Doppelsystem gebunden wäre, seine Radialgeschwindigkeitsvariation für mindestens die Dauer der Beobachtungskampagnen, während denen das vorliegende spektroskopische Datenmaterial gewonnen wurde, als konstant angesehen werden kann. Im folgenden Kapitel sollen deshalb einige Untersuchungen beschrieben werden, mit denen versucht wurde, den eventuell nicht verschwindenden Lichtbeitrag des wahren Begleiters im Spektrum zu isolieren und so eine Radialgeschwindigkeitskurve zu erhalten.

4.2.8 Die Suche nach dem wahren Begleiter

Die Idee hinter allen folgenden Untersuchungen ist diejenige, daß der wahre Begleiter des WR, im folgenden TC genannt (für engl. *true companion*), nicht vollständig vom O 9.5 überstrahlt wird, sondern einen kleinen Beitrag – von der Größenordnung 0.05 relativer Fluß – an den Absorptionslinien, die im Spektrum sichtbar sind, leistet. Da der O 9.5 als stationär betrachtet wird, würde dann dieser Überlegung zufolge das sichtbare Absorptionsprofil aus einer stationären tiefen und einer periodisch variablen flachen Absorption zusammengesetzt. Letz-

tere wäre dann vom TC.

Da im Spektrum keine Absorption entdeckt werden konnte, die man als isolierte TC-Linie einordnen könnte, mußte davon ausgegangen werden, daß es sich beim TC ebenfalls um einen OB-Stern handelt. Dafür spricht auch die Anwesenheit einer Wind-Wind-Schockzone, denn andere Spektraltypen wären wohl nicht in der Lage, einen hinreichend starken und dichten Wind zu erzeugen, der maßgeblich mit dem WR-Wind wechselwirkt. Weiterhin hat man noch kein WR-Doppelsystem mit einer anderen als einer OB-Komponente entdeckt (ausgenommen natürlich vermutete kompakte Begleiter).

Als Anhaltspunkt für den nichtverschwindenden Beitrag des TC wurde der Umstand gewertet, daß die Absorptionsprofile relativ asymmetrisch sind (vergl. Kapitel 4.2.1); aus diesem Grund ist der Fit einer einfachen Gaußfunktion an das Profil mit großen Fehlern behaftet. Interessanterweise läßt sich aber das Profil mit genau zwei Gaußfunktion nahezu perfekt reproduzieren (s. Abbildung 4.6). Es lag also nahe, den Fit mittels eines stationären Gaußprofils (mit variabler Tiefe und Breite, aber fester Zentralwellenlänge) sowie einer zweiten, frei zu fittenden Gaußfunktion durchzuführen und diesen zweiten Gauß als TC-Beitrag zu werten. Aus dem mittleren TC-Profil hätte man dann sogar die Spektralklasse des TC abschätzen können, jedoch fand sich keine Periodizität in der RGK des zweiten Profils. Damit konnte der zweite Gauß nicht einem Begleiter zugeordnet werden.

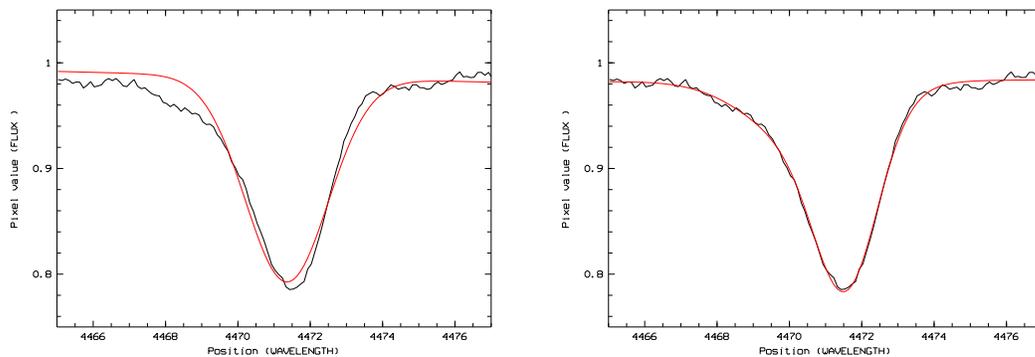


Abbildung 4.6: *Fit einer Absorption des O-Sterns. Links einfacher Gauß: der Fit ist mit einem großen Fehler behaftet. Rechts zwei Gaußprofile: das Profil wird sehr viel besser reproduziert.*

Da es also unmöglich war, den eventuellen Beitrag des TC zu quantifizieren, wurde versucht, die Absorptionen des TC wenigstens in den dynamischen Spektren sichtbar zu machen.

Zum einen wurde versucht, durch Abzug eines bekannten stationären O9.5lab-

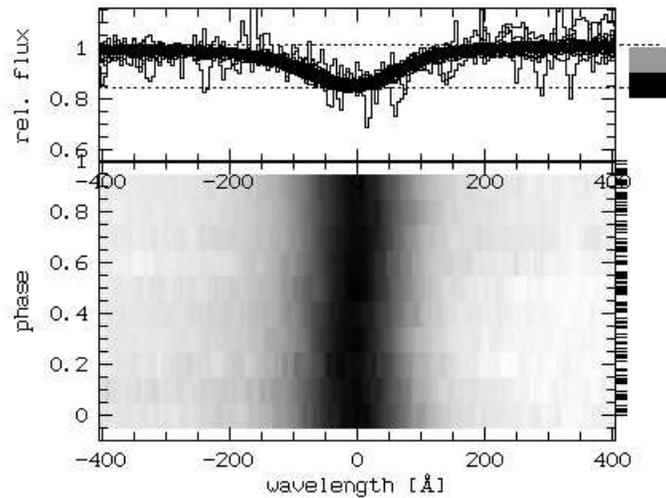


Abbildung 4.7: *Gemittelte Heliumlinien, alle Spektren in eine Phase gebinnt. Man erkennt keinerlei Bewegung.*

Spektrums in den Residuen den Beitrag des TC zu entdecken. Als Musterstern dient ζ Orionis, ein O 9.5 Iab, von dem 30 HEROS-Spektren mit hervorragendem Signal-zu-Rausch-Verhältnis vorliegen. Da ζ Ori ein Einzelstern ist, weist sein Profil nur intrinsische Variabilitäten auf (z.B. Schäfer 1999), jedoch keine bahnbedingte Verschiebungen. Diese Anzahl von Spektren wurde gemittelt, um die intrinsischen Variationen herauszurechnen. Das mittlere Spektrum wurde dann als Template benutzt.

Das Template mußte noch skaliert werden, damit die Absorptionen von ζ Ori weniger tief waren als die des O-Überriesen im θ Mus-System – es sollten ja Residuen gebildet werden. Die Skalierungsfaktoren wurden von 0.95 bis 0.15 in Schritten von 0.05 gewählt. Das Template wurde abgezogen und aus den Residuen dynamische Spektren gebildet. Es zeigte sich, daß das S/R-Verhältnis der HEROS-Spektren für diese Zwecke ungenügend war, denn im Mittel betrug es 55 (1997) bzw. sogar nur 30 (1999). Allerdings ließen auch die residualen FEROS-Spektren mit ihrem durchschnittlichen S/R-Verhältnis von 180 keine Spur des TC erahnen.

Um auszuschließen, daß mangelnde Signalqualität der Hinderungsgrund für die Entdeckung einer TC-Absorption ist, wurden alle residualen Spektren mit dem MIDAS-befehl PHASE/TS in einen Zyklus gebinnt (jeweils mit 10, 15 bzw. 20 Phasenbins). Dazu wurde die vom WR-Stern bekannte Periode von 19.14 d benutzt.

Da auch dies keinen Fortschritt brachte, wurden in einem letzten Akt meh-

rere Linien eines Elements gemittelt. Schweickhardt et al. (1998) konnten so bei WR 22 die schwachen Absorptionen des Begleiter des WR-Sterns im mittleren dynamischen Spektrum sichtbar machen und vermessen. In der vorliegenden Arbeit wurde dies sowohl mit den HeI-Linien $\lambda 4026.2$, 4471.6 , 4921.9 und 5015.7 als auch den Balmerlinien H8 $\lambda 3889.0$, H γ $\lambda 4340.5$ und H β $\lambda 4861.3$ durchgeführt. Hierzu wurden die Linien zuerst per VEXTRACT/SPEC in den Geschwindigkeitsraum transformiert (als Referenzwellenlängen dienten oben angegebene Werte), anschließend auf gleiche Schrittweite gebinnt und arithmetisch gemittelt. Aus den mittleren Spektren im Geschwindigkeitsraum wurde dann ein dynamisches Spektrum gebildet, dessen S/R-Verhältnis durch Binnens in eine Phase noch weiter erhöht werden konnte. Doch selbst in diesen dynamischen Spektren fand sich keine Spur einer variablen Absorption, die dem TC hätte zugerechnet werden können. Ebenso ergab sich kein Erkenntnisgewinn, wenn man die wie oben erstellten residualen Spektren benutzte, um die Linien zu mitteln.

Das S/R-Verhältnis im phasengebinnnten dynamischen Spektrum ist gut genug, um selbst Variation einer Größenordnung von deutlich weniger als 5% relativer Fluß zuverlässig detektieren zu können. Da die Breiten der sichtbaren O-Absorptionen bedingt durch Rotationsverbreiterung etwa 200 km s^{-1} betragen und man für den TC eine Radialgeschwindigkeitsamplitude derselben Größenordnung erwartet, um ein Massenverhältnis $q \leq 1$ zu erhalten, bewegt sich der Beitrag des TC innerhalb der sichtbaren Absorptionsprofile. Man könnte versuchen, anhand von Linienprofilvariation (LPV) der Absorptionen im θ Mus-Spektrum einen eventuellen Beitrag des TC zu isolieren. Hierbei kommt aber die große intrinsische Variabilität, die den O-Überriesen eigen ist, ins Spiel. Solche Sterne besitzen ebenfalls variable Winde etc., sodaß man im Zweifelsfalle eine Bahnbewegung des TC nur schwer von intrinsischen LPV des sichtbaren O 9.5 trennen kann.

Es bleibt festzustellen, daß der unsichtbare Begleiter des WR-Sterns zu leuchtschwach ist, um in den vorliegenden Daten spektroskopisch aufgelöst zu werden (s. Abbildung 4.7). Als Konsequenz ist θ Mus bereits als SB1 neuklassifiziert, d.h. ein spektroskopischer Doppelstern, bei dem ausschließlich eine Komponente sichtbar ist; bislang wurde θ Mus als SB2 geführt.

4.2.9 Zur Eigengeschwindigkeit des Überriesen

Die Eigengeschwindigkeit von ζ Ori ist zu $+33.5 \pm 3.5 \text{ km s}^{-1}$ angegeben (Schäfer 1999, priv.comm.). Per Auge wurde das ζ Ori-Template solange gegen ein mittleres θ Mus-Spektrum verschoben, bis die Absorptionen deckungsgleich waren. Durch das hervorragende S/R-Verhältnis beider mittlerer Spektren konnte dies sehr genau erfolgen. Die Verschiebung betrug $-24 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$ (geschätzter Feh-

ler), die daraus abgeleitete Eigengeschwindigkeit des O 9.5 Iab im θ Mus-System konnte so zu $+9.5 \pm 6.1 \text{ kms}^{-1}$ (quadratischer Fehler) bestimmt werden. Falls dieser Überriese tatsächlich gravitativ an das Doppelsystem gebunden ist, so ist der gefundene Wert natürlich mit Vorbehalt zu betrachten, denn es überlagert sich noch die (unbekannte) momentane Radialgeschwindigkeit der Bahnbewegung um den gemeinsamen Schwerpunkt von O9.5 und Doppelsystem.

Es sei kurz angemerkt, daß eine Bestimmung der Eigengeschwindigkeit des O 9.5 noch auf eine zweite Weise erfolgte. Hierbei wurden die durch Fit eines Gaußprofils bzw. durch Kreuzkorrelation erhaltenen Radialgeschwindigkeiten der Absorptionen $\lambda 3889$, 4026 , 4340 , 4471 , 4861 , 4921 , 5015 , 5411 , 5876 und 6678 (das sind die Balmer- und HeI- bzw. HeII-Linien) gemittelt. Für den Datensatz des Jahres 1997 betrug das Mittel über alle genannten Linien $-1 \pm 65 \text{ kms}^{-1}$, für den des Jahres 1999 $-3 \pm 80 \text{ kms}^{-1}$. Die angegebenen Fehler sind hierbei die quadratischen Fehler der jeweiligen Standardabweichungen der einzelnen Mittel. Bei der Mittelung wurde nicht gewichtet, da es keine einsichtigen Kriterien für ein solches Vorgehen gab. Insofern ist der ersten Methode – Vergleich mit dem ζ Ori-Template – den Vorzug zu geben, wenn man voraussetzt, daß das O9.5-Profil bei θ Mus in der Tat stationär ist.

Moffat und Seggewiss (1977) geben eine Eigengeschwindigkeit des O 9.5 Iab von $-0.8 \pm 1.4 \text{ kms}^{-1}$ an und bemerken, daß der Wert 1928 zu -21 und 1932 zu -34 kms^{-1} bestimmt wurde (vgl. Abt und Biggs 1972). Allerdings paßt der Wert von Moffat und Seggewiss in etwa zu dem in dieser Arbeit ermittelten, und deshalb glaube ich, daß man hieraus keine weiteren Schlüsse zur Bahnperiode des O 9.5 ziehen kann.

4.3 Linienprofilvariationen

Im folgenden sollen Profilvariationen der WR-Emissionen untersucht und in Zusammenhang mit Wind-Wind-Wechselwirkungen gebracht werden. Als solche kommen prinzipiell Windbedeckungs- und Windkollisionseffekte in Frage.

θ Mus ist schon lange als potentielleres Untersuchungsobjekt solcher Wechselwirkungen im Gespräch (vgl. Moffat und Seggewiss 1977; St.-Louis et al. 1996; Hill et al. 1999), wobei die Autoren stets auf sichtbare, sehr starke Kollisionseffekte hinweisen, die besonders die CIII λ 5696-Linie zeigt. Dies folgt auch aus den starken, nichtthermischen Emissionen, die der Stern zeigt und die als Hinweis auf Kollisionen gewertet werden (vgl. Kapitel 2). Ebenso wurde vorgeschlagen, Bedeckungseffekte an θ Mus zu studieren (Schweickhardt 1996), allerdings liegen bis zum heutigen Tag keinerlei Ergebnisse solcher Analysen vor.

In der vorliegenden Arbeit wurde keine detaillierte Analyse besagter Effekte vorgenommen. Da sich aber im Verlauf der Auswertung einige bemerkenswerte Zwischenresultate ergaben, wird hier eine kurze Besprechung vorgenommen. Naturgemäß kommen für eine Untersuchung nur die bereits bekannten stärksten Emissionen in Frage, also CIII/IV λ 4651/58, CIII λ 5696 und CIV λ 5801/12.

Eine Einführung in die Theorie der Windbedeckungseffekte ist basierend auf Auer und Königsberger (1994) in Schweickhardt (1996) gegeben. Die Überlegungen werden im Ruhesystem des WR-Sterns angestellt, in dem der O-Stern um den WR-Stern umläuft und Teile des WR-Windes bedeckt. Dies führt zu Linienprofilvariationen abhängig von der Phasenlage. Dabei ergeben sich zwei verschiedene Klassen von Variationen, je nachdem, ob sich der O-Stern innerhalb oder außerhalb des linienemittierenden Gebiets des WR-Wind bewegt.

Betrachtet man nur die differentiellen Änderungen des Profils bezüglich einer Referenzphase, so erlaubt dieses Vorgehen, das intrinsische Profil der Emission zu eliminieren. Im vorliegenden Fall wurde als solche Referenzphase der Zeitpunkt der maximalen Elongation gewählt, bei dem die WR-Emissionen ihre maximale Blauverschiebung erfahren, d.h. zur Phase $\Phi \approx 0.75$. Da kein zur Verfügung stehendes Spektrum genau diesen Zeitpunkt abdeckt, sondern immer nur ein bißchen früher oder später aufgenommen wurde, mußten mehrere Spektren um diese Phasenlage gemittelt werden. Mit diesem mittlere Spektrum wurden dann die Differenzspektren gebildet.

Wenn der WR-Stern vor dem O-Stern steht, ist damit zu rechnen, daß der Anteil der Emission aus der Schockzone minimal ist. In diesem Fall bedeckt der ungestörte WR-Wind zum Teil die Schockzone. Umgekehrt ist dieser Anteil ungefähr dann maximal, wenn der WR-Stern hinter dem O-Stern steht. Dann ist es aber so, daß der O-Stern (als offensichtlich dunklere Komponente) den WR-Wind bedeckt und das Linienprofil beeinflussen kann. Es zeigte sich jedoch, daß bei θ Mus Windbedeckungseffekte nicht sichtbar sind. Dies hängt wahrscheinlich damit zusammen, daß im vorliegenden Fall Windkollisionseffekte eine größere Rolle bei der Linienprofilvariation spielen. Im weiteren wurde davon abgesehen, die Bedeckungsanalyse zu vertiefen; stattdessen wurde versucht, Emissionen zu isolieren, die aus gestörten Regionen des WR-Windes kommen.

Dies gelang für die CIII λ 5696-Linie sehr gut (vgl. Kapitel 4.1.4). Nach Herausrechnen der Bahngeschwindigkeit, welche mit dem CIII/IV λ 4650-Komplex ermittelt worden war, sieht man deutlich, daß eine schwache Sockelemission stationär erscheint – sie entsteht also in ungestörten Windregionen, die der Bahnbewegung folgen, und zwar mit genau der ermittelten Geschwindigkeit. In der Abbildung 4.8 links ist diese in blau zu sehen. Darüber liegt aber eine breite Emission, die einen s-förmigen Verlauf zeigt bei einer deutlich größeren Amplitude. Es wird

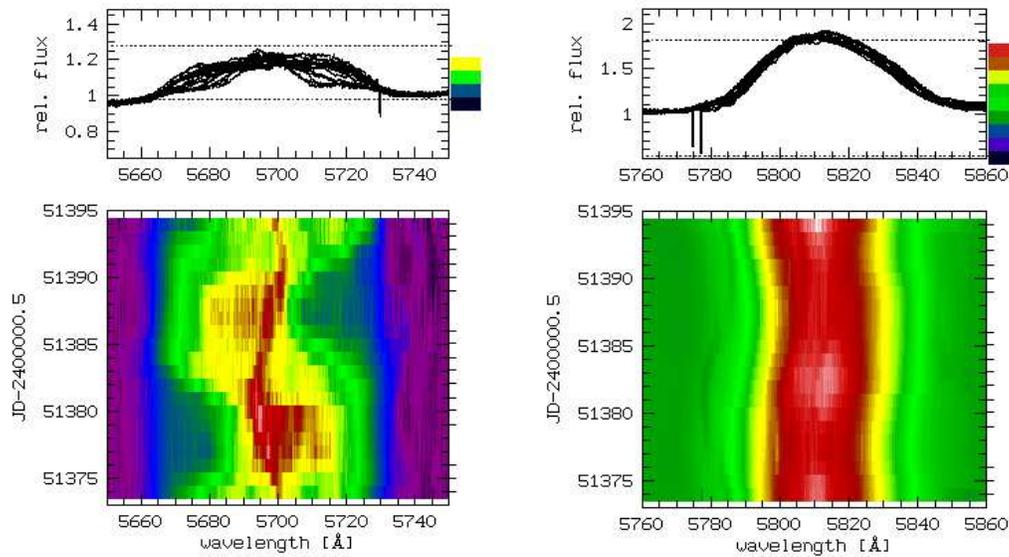


Abbildung 4.8: Dynamische Spektren der CIII λ 5696-Linie (links) und der CIV λ 5801/12-Emission (rechts). Die Bahnbewegung wurde herausgerechnet.

angenommen, daß dieser Teil des Profils in Material entsteht, das entlang der konusförmigen Kontaktfläche der beiden Winde abfließt. Dabei addieren sich vektoriell Bahn- und Strömungsgeschwindigkeit zu den beobachteten Beträgen. Mittels Modellrechnungen kann man von der Phasenabhängigkeit der Emission und ihrer relativen Geschwindigkeit auf die Geometrie dieser Kontaktzone (Öffnungswinkel, Inklination etc.) schließen (vgl. Lührs 1997). Die schwach oszillierende Emission ist die im Ruhesystem des WR-Sterns nicht mehr stationäre CIII-Emission des O 9.5 Iab.

Bei der CIV λ 5801/12-Emission bleibt auch nach Abzug der Bahn eine Amplitude sichtbar (Abbildung 4.5 rechts). Hierzu ist zu bemerken, daß die Bahngeschwindigkeit der λ 4650-Emission, die herausgerechnet wurde, im Rahmen ihrer Fehler mit derjenigen der λ 5801/12-Emission übereinstimmt. Aus der Abbildung 4.8 kann also nicht geschlossen werden, daß sie sich mit einer anderen Amplitude bewegt. Weiterhin ist keine Profilvariation sichtbar. Das spricht dafür, daß diese Emission in tieferen, ungestörten Schichten des WR-Windes entsteht.

Für den CIII/IV λ 4650-Komplex ist eine Untersuchung von Profilvariationen erheblich komplizierter. Dies liegt nicht nur daran, daß neben den genannten Kohlenstoff- auch noch Helium- bzw. Stickstoffemissionen zum Profil beitragen können (eventuell auch noch vom O 9.5 Iab, der weitere Of-Features zeigt), sondern daß die stationäre Absorption das Profil maßgeblich beeinflusst. Diese Absorption wird zu manchen Zeiten von der WR-Emission aufgefüllt, oder eben auch

nicht. Das resultierende Gesamtprofil ist somit nicht auf eindeutige intrinsische Variationen analysierbar.

Kapitel 5

Zusammenfassung, Diskussion und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde eine detaillierte spektroskopische Untersuchung des Wolf-Rayet-Doppelsterns θ Muscae (WC 6 + O 9.5 Iab) vorgestellt. Hierzu standen 110 hochaufgelöste Spektren zur Verfügung, die in den Jahren 1997, 1998 und 1999 mit dem ESO-50-cm- (HEROS) bzw. dem ESO-1.52-m-Teleskop (FEROS) auf La Silla gesammelt wurden.

Insgesamt umfaßt der komplette Datensatz
41 HEROS-Spektren je Kanal (rot/blau) aus 1997, Zeitauflösung etwa 1 Tag,
7 FEROS-Spektren aus 1998,
43 HEROS-Spektren je Kanal aus 1999 und
17 FEROS-Spektren aus 1999, Zeitauflösung jeweils besser als 2 Tage.

Diese Daten sind aufgrund ihrer spektralen (HEROS: $R = 20000$; FEROS: $R = 48000$) und zeitlichen Auflösung sowie ihrer Phasenabdeckung (fast 7 Phasen insgesamt) bislang einzigartig.

Der bisherige Kenntnisstand zu θ Mus ist in Kapitel 2 ausführlich erläutert worden. Daraus ist ersichtlich, daß die bislang umfangreichste spektroskopische Analyse dieses Doppelsystems aus dem Jahre 1977 (Moffat und Seggewiss 1977) stammt; dort wurde die Vermutung geäußert, daß es sich bei θ Mus um ein Dreifachsystem handelt, da für den im Spektrum sichtbaren O-Stern keine Radialgeschwindigkeitsamplitude nachgewiesen werden konnte. Für den WR-Stern wurde dort erstmals eine Bahnperiode sowie eine Radialgeschwindigkeitsamplitude angegeben.

Um in der vorliegenden Arbeit die WR-Emissionen zu vermessen, wurde die Methode der Kreuzkorrelation angewendet, da der Fit von Gaußprofilen keine zufriedenstellenden Ergebnisse brachte. Eine wichtige Einschränkung der Kreuzkor-

relation ist jedoch, daß sie methodisch nur dann einwandfreie Resultate erbringen kann, wenn die untersuchten Profile hinreichend schmal sind. Andernfalls muß die Bandbreite der Verschiebung derart groß gewählt werden, um das Maximum der Kreuzkorrelationsfunktion bestimmen zu können, daß das erste Moment (d.h. der Schwerpunkt) der Funktion nicht mehr mit ihrem Maximum zusammenfällt. In diesem Fall wird durch das Maximum nicht mehr eindeutig die tatsächliche Verschiebung der Emissionsprofile, sondern ihrer (Licht-)Schwerpunkte vermessen. Auf die Methode wurde ausführlich in Kapitel 4.2.2 eingegangen.

Aus diesen Gründen wurden vertrauenswürdige Ergebnisse nur für den relativ schmalen Kohlenstoffkomplex CIII/IV λ 4651/58 gewonnen. Glücklicherweise wird dieser Komplex von HEROS erfaßt und steht daher mit einer hervorragenden Phasenabdeckung zur Verfügung. Die Kreuzkorrelation wurde mit zwei verschiedenen Templates ausgeführt, ein willkürlich gewähltes (Template A) und eines, welches zum Zeitpunkt der Bedeckung des O-Sterns durch die WR-Komponente aufgenommen wurde (B). Für Template B gilt die Annahme, daß zur Bedeckung die Emissionen aus gestörten Regionen des WR-Windes minimal sind. Damit konnte getestet werden, wie die Ergebnisse der Kreuzkorrelationsanalyse von verschiedenen Templates beeinflußt werden. Da a priori nicht einzusehen war, welche Resultate bevorzugt werden sollten, wurden die Ergebnisse beider Durchgänge gemittelt. Wegen der methodischen Vorteile und der guten Phasenabdeckung sind die Bahnparameter, die aus dieser Emission gewonnen wurden, die endgültig akzeptierten Ergebnisse der vorliegenden Arbeit. Sie sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt:

Parameter	Mittelwert
e	0
ω [°]	270
P [d]	19.1375 ± 0.0025
T_0 [MJD]	51376.2520 ± 0.1000
K [kms ⁻¹]	212 ± 7

Moffat und Seggewiss (1977) untersuchten die Kohlenstoffemissionen CIII λ 5696 und CIV λ 5801/12. Diese beiden, sehr breiten Emissionen liegen in der etwa 250 Å breiten HEROS-Lücke und konnten nur mit FEROS beobachtet werden, weshalb die Phasenabdeckung weniger gut ist. Weiterhin unterliegen sie den methodischen Einschränkungen der Kreuzkorrelation (s.o.). Insgesamt sind die Ergebnisse, die aus diesen Emissionen abgeleitet wurden, weniger vertrauenswürdig als die für den λ 4651/58-Komplex erhaltenen. Sie sind in der folgenden Tabelle zusammen mit den Resultaten von Moffat und Seggewiss (1977) aufgeführt:

Parameter	CIII λ 5696 diese Arbeit	CIII λ 5696 M+S 1977	CIV λ 5801/12 diese Arbeit	CIV λ 5801/12 M+S 1977
e	0@	0?	0@	0?
ω [deg]	270@	–	270@	–
P [d]	19.1395 ± 0.0075	18.341 ± 0.008	19.117 ± 0.023	18.341 ± 0.008
T_0 [MJD]	51374.4025 ± 0.0075	–	51377.9275 ± 0.0295	40662.693
K [kms $^{-1}$]	441.9 ± 11.4	493	201.8 ± 2.8	173
σ_{o-c} [kms $^{-1}$]	51.3	–	20.0	–

Aus den Tabellen geht hervor, daß in dieser Arbeit für die Bahnperiode ein neuer Wert bestimmt wurde, der mit der Publikation von Moffat und Seggewiss unverträglich ist. Der Wert konnte allerdings durch Kombination der Datensätze aus dieser Arbeit und denen aus Moffat und Seggewiss (1977; dort wurden die Rohdaten entnommen) bestätigt werden. Die Gründe für die unterschiedlichen Resultate fanden sich bei einer Reanalyse der Daten aus den Jahren 1971 und 1975. Es zeigte sich, daß die Autoren insgesamt nur zwei Halbphasen (jeweils eine im Jahre 1971 und 1975) spektroskopisch abdecken konnten. In einer parallel ausgeführten Photometrie fanden sie eine Periode von 18.5 ± 0.4 d. Um diesen Betrag verschoben sie die Meßpunkte der Spektroskopie nach vorne und hinten (d.h. früher und später), woraufhin sie Perioden von 18.341, 18.596 und 18.858 d fanden. Es ist klar, daß sie nur eine Periode um den Verschiebungswert finden konnten, und aus Signifikanzgründen (Aliasprobleme) entschieden sie sich für den kleinsten gefundenen Wert. Dieser konnte bei der Reanalyse auch reproduziert werden. Damit sind algorithmische Gründe für die unterschiedlichen Ergebnisse ausgeschlossen. Vielmehr erlaubt das Vorgehen beider Autoren keine vertrauenswürdigen Aussagen, denn es ist nicht einsehbar, wieso die Autoren nicht auch um z.B. die beiden Extremwerte 18.9 bzw. 18.1 d verschoben haben. Dies wurde bei der Reanalyse zwar getan, allerdings findet sich auch in diesem Fall keine Periode, die mit dem hier aufgeführten Wert verträglich ist. Die Hauptgründe für die unterschiedlichen Ergebnisse sind also in der deutlich besseren Qualität der neuen, hier verarbeiteten Daten zu sehen.

Die in der vorliegenden Arbeit gefundenen Radialgeschwindigkeitsamplituden stimmen hingegen gut mit den von Moffat und Seggewiss angegebenen Werten überein. Insbesondere die CIII λ 5696-Linie konnte übereinstimmend ausgewertet werden. Es zeigt sich, daß speziell diese Emission deutlich aus dem Rahmen fällt. Bereits Moffat und Seggewiss wiesen eine Phasenverschiebung zwischen der λ 5696-Linie und dem λ 5801/12-Komplex von 3.76 d nach; in der vorliegenden Arbeit wurde ein Wert von 3.58 d gefunden. Zur Erklärung dieses Zeitversatzes wird angenommen, daß der größte Teil der CIII λ 5696-Emission in der Schockzone stattfindet und daher nicht mehr vollständig an der wahren Bahnbewegung des WR-Sterns teilnimmt, allerdings bleibt das Phänomen nicht schlüssig und befriedigend geklärt.

Im Rahmen der Analyse von Linienprofilvariationen der WR-Emissionen konnte gezeigt werden, daß nur ein sehr kleiner Teil der $\lambda 5696$ -Emission im ungestörten, der wahren Bahnbewegung folgenden Wind entsteht. Der größte Beitrag entsteht offenbar in einer Region des Winds, die sehr großen Variationen unterliegt, denn die Radialgeschwindigkeitsamplitude dieses Emissionsbeitrags liegt bei fast 500 km s^{-1} . Zur Erklärung dieser Beobachtung wird gemeinhin eine Schockzone herangezogen, in der die Winde der WR- und O-Komponente aufeinanderprallen. Da der WR-Wind aber stärker als derjenige des O-Sterns ist, wickelt sich die Kontaktzone beider Winde annähernd konusförmig um den O-Stern; das abströmende Material kühlt ab und emittiert die beobachtete Strahlung, wobei sich die Strömungsgeschwindigkeiten zur Bahnbewegung addieren. Anhand dieser Überlegungen versucht man, die Schockzone zu modellieren; dies wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht ausgeführt und steht noch aus. Eine solche Analyse ist in Vorbereitung (Hill 1999, priv.comm.). Ebenso steht noch eine Untersuchung von Windbedeckungseffekten bei θ Mus aus. Beide Arbeiten könnten tieferen Einblick in die Struktur und Dynamik von Winden und ihren Wechselwirkungen geben.

Im Verlauf der Auswertung konnte bestätigt werden, daß der im Spektrum von θ Mus sichtbare O 9.5 Iab *nicht* der Begleiter des WR-Sterns, sondern entweder eine dritte, gravitativ gebundene Komponente oder aber ein zufällig in der Sichtlinie stehender Stern ist. Dies folgt zum einen aus der Tatsache, daß die gemessene Radialgeschwindigkeitsamplitude des O 9.5 deutlich unter 20 km s^{-1} liegt. Das würde ein extremes Massenverhältnis von $q = \frac{M_{WR}}{M_O} < 0.1$ bedeuten, ein Problem, daß auch schon Moffat und Seggewiss (1977) sahen, wenngleich es entwicklungs-theoretisch schwer ist, eine eindeutige Aussage hierzu zu treffen (Schmid 1999, priv.comm.). Es spricht aber auch eine andere wichtige Beobachtung gegen das Zweikörpersystem: Hartkopf et al. (1999) gelang es durch Speckle-Interferometrie, θ Mus in zwei Komponenten aufzulösen, die ca. 46 mas voneinander entfernt stehen, wobei die hellere Komponente als den sichtbaren O-Überriesen und die dunklere als das WR-Doppelsystem identifizierten. Bei einer geschätzten Entfernung von θ Mus von ca. 2.4 kpc entspricht dieser Winkelabstand einer Distanz der Körper von etwa 90 AE. Da der Bahnradius der beobachteten WR-Komponente aber nur $a \sin i \approx 0.3 \text{ AE}$ beträgt, scheidet der O 9.5 rein geometrisch als Begleiter aus.

Versuche, den wahren Begleiter im Spektrum zu isolieren, blieben erfolglos. Damit konnte gezeigt werden, daß dieser vom O 9.5 überstrahlt wird und spektroskopisch in den vorliegenden Daten nicht aufzulösen ist. θ Mus ist auch bereits als SB1 neuklassifiziert worden. Im weiteren Verlauf der Auswertung konnte gezeigt werden, daß der O 9.5 leichte Of-Eigenschaften aufweist. Dazu gehört neben der $H\alpha$ -Emission, die ein P-Cygni-Profil aufweist, auch eine CIII-Emission bei 5696 \AA . Weitere, für Of- bzw. O(f)-Sterne charakteristische Emissionen z.B. in NIII

oder HeII (vgl. Jaschek und Jaschek 1987) konnten nicht nachgewiesen werden, da diese Linien durch WR-Emissionen dominiert sind. Weiterhin kann nicht ausgeschlossen werden, daß über dem variablen P-Cygni-Profil eine zusätzliche H α -Emission des Nebels um θ Mus liegt; allerdings konnte keine korrespondierende Nebelemission in [OIII] λ 5007 gefunden werden. Folglich ist es durchaus möglich, daß der sichtbare O 9.5 so große intrinsische Variationen zeigt, daß eine Isolierung des Lichtbeitrags des wahren Begleiters des WR-Sterns unmöglich ist, selbst wenn dieser Beitrag nicht verschwindend wäre.

Die Eigengeschwindigkeit von θ Mus konnte nur anhand des im Spektrum sichtbaren O 9.5 Iab vermessen werden. Sie wurde durch Vergleich mit einem bekannten Stern, ζ Ori, ermittelt und beträgt $+9.5 \pm 6.1 \text{ kms}^{-1}$, wobei dieser Wert die noch unbekannt Radialgeschwindigkeit des O 9.5 enthält, falls er gravitativ an das Doppelsystem gebunden ist.

Zusammenfassend bleibt festzustellen, daß in dieser Arbeit erstmals ein (bis auf die systemische Geschwindigkeit) vollständiger Bahnparametersatz für den WR-Stern ermittelt werden konnte. Daß die Fehler trotz der hervorragenden Phasenabdeckung relativ groß sind, liegt höchstwahrscheinlich an der großen Variabilität der WR-Emissionsprofile. Diese Variabilität hängt vermutlich mit der Störung des WR-Windes durch den O-Wind zusammen; als Effekte werden besonders Wind-Wind-Kollisionen diskutiert, wie sie bei anderen Doppelsystemen erfolgreich modelliert werden konnten (vgl. Hill et al. 1999). Windbedeckungen sind aufgrund der geringen Leuchtkraft des wahren Begleiters wahrscheinlich nur von untergeordneter Bedeutung. Eine detaillierte Untersuchung der Profilvariationen, wie sie z.Zt. von Hill (1999, priv.comm.) für θ Mus in Vorbereitung ist, könnte mehr Aufschluß über die Windstruktur und -dynamik bei diesem Stern im speziellen und WR-Doppelsystemen im allgemeinen geben. Von Interesse kann dabei auch der Vergleich mit WR-Sternen der Stickstoffsequenz (WN) und mit WR-Systemen sein, die ähnliche bzw. längere Umlaufperiode aufweisen. Als Kandidaten hierfür kommen folgende Doppelsterne in Betracht, von denen die Landessternwarte z.T. bereits über erhebliches Datenmaterial verfügt oder aber für die bereits vergleichbare Ergebnisse vorliegen:

1. θ Muscae (WR 48); WC 6 + ?, Periode 19.14 d, $m_v = 5.69 \text{ mag}$
2. γ^2 Velorum (WR 11); WC 8 + O 9 I, Periode 78.5 d, $m_v = 1.74 \text{ mag}$
3. WR 22; WN 7+abs + O 9 V-III, Periode 80.3 d, $m_v = 6.40 \text{ mag}$
4. Brey 22 (LMC); WC 6 + O 5-6 V-III, Periode 14.9 d, $m_v = 12.23 \text{ mag}$
5. WR 133, WN 5o + O 9 I, Periode 112.4 d, $m_v = 6.70 \text{ mag}$

Zur Analyse liegt es nahe, die bereits erwähnten Modelle von Lührs (1997; Kollision) bzw. von Auer und Königsberger (1994; Bedeckung) einzusetzen. Für Brey 22 liegt bereits eine grobe Untersuchung von Bartzakos et al. (1995) vor (vgl. Kapitel 2.7). Aufgrund der hohen Auflösung und breiten spektralen Abdeckung bieten sich die zur Verfügung stehenden Spektrographen HEROS und FEROS an, letzterer besonders für die WC-Sterne, da er die stets stark gestörte CIII-Emission bei 5696 \AA vermessen kann.

Die Ergebnisse solcher Analysen könnten erheblich dazu beitragen, die hydrodynamischen Modelle kollidierender Winde (vgl. Nussbaumer und Walder 1993, Walder und Vogel 1993, Walder 1994 und 1995) abzugleichen und zu verbessern.

Literatur

- Abbott D.C., Biegging J.H., Churchwell E., 1984, ApJ, 280, 671
Abbott D.C., Biegging J.H., Churchwell E., Torres A.V., 1986, A&A 25, 113
Abbott D.C., Biegging J.H., Churchwell E., Torres A.V., 1986, ApJ 303, 239
Abbott D.C., Conti P.S., 1987, ARA&A 25, 113
Abt H.A., Biggs E.S., 1972, Bibliography of Stellar Radial Velocities, Latham Press Corp., New York
Allen D.A., Hyland A.R., Hillier D.J., 1990, MNRAS 244, 706
Alter G., Balazs B., Ruprecht J., 1970, Catalogue of Star Clusters and Associations, Akademiai Kiado, Budapest
Auer L.H., Koenigsberger G., 1994, ApJ 436, 859
Bahng J.D.R., 1975, MNRAS 170, 611
Bapphu M.K.V., Sahade J. (eds) 1973, Wolf-Rayet and High Temperature Stars, IAU Symp. 49, Reidel
Barba R.H., Niemela V.S., Baume G., Vazquez R.A., 1995, ApJL 446, L23
Barlow M.J., Hummer D.G., 1982, in: Proc. IAU Symp. 99, (eds. de Loore C.W.H., Willis A.J. 1982, siehe ebendort)
Bartzakos P., Moffat A.F.J., Niemela V.S., 1995, Proc. IAU Symp. 163 (eds. van der Hucht K.A., Williams P.M., 1995, siehe ebendort)
Bathia A.K., Underhill A.B., 1986, ApJS 60, 323
Bathia A.K., Underhill A.B., 1988, APJS 67, 187
Beals, C.S., 1924,
Beals, C.S., 1929, MNRAS 90, 202
Beals C.S., Plaskett J.S., 1935, Trans. IAU 5, 184
Biegging J.H., Abbott D.C., Churchwell E., 1989, ApJ 340, 518
Bohannon B., Walborn N.R., 1989, PASP 101, 639
Breysacher J., Azzopardi M., Testor G. 1999, A&AS 137, 117B
Campell W.W.; 1894, Astr. Ap. 13, 448
Cappa de Nicolau C.E., Niemela V.S., 1984, AJ 92, 1414
Castor D.C., Abbott D.C., Klein R.I., 1975 ApJ 195, 157
Chandrasekhar S., 1934, MNRAS 94, 522
Cherepaschuk A.M., Eaton J.A.; Khaliullin, 1984, ApJ 281, 774
Chu Y.H., Treffers R.R., 1981, ApJ 250, 615
Conti P.S., Smith L.F., 1972, ApJ 172, 623

- Conti P.S., 1975, Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, 6ieme serie, Tome IX, 193
Copeland R., 1884, Copernicus 3, 206
Crowther P.A., Willis A.J., 1994, SpScRv 66, 85
Crowther P.A., Smith L.J., Willis A.J., 1995, A&A 304, 269
Crowther P.A., Smith L.F., 1996, A&A 305, 541
Crowther P.A., Smith L.J., 1996, A&A, in press
de Castro C.G.G., Niemela V.S., 1998, MNRAS 297, 1060
de Loore C.W.H., Willis A.J. (eds), 1982, Wolf-Rayet Stars: Observations, Physics and Evolution, IAU Symp. 99, Reidel
de Loore C.W.H., Willis A.J., Laskarides P. (eds.), 1986, Luminous Stars and Associations in Galaxies, IAU Symp. 116, Reidel
ESA 1997, The Hipparcos Catalogue Vol. 10, ESA SP-1200
Gayley K.G., Owocki S.P., Cranmer S.R., 1996, ApJ in press
Gebbie K.B., Thomas R.N. (eds.), 1971, Wolf-Rayet Stars, NBS Pub., No. 307
Gerasimovic B.P., 1933, Z. F. Ap. 7, 335
Giesecking F., 1985, SuW 24, 448
Gill P.E., Murray W., Wright M.H., 1981, Practical Optimization, Acad. Press, London
Gracia-Segura, G., MacLow M.M., Langer N., 1996a, A&A 305,229
Gracia-Segura, G., Langer N., MacLow M.M., 1996b, A&A in press
Gummersbach C.A., 1996, Synthetic Spectra of B Main-Sequence Stars from 3000 – 10000 Å, Part I
Hamann W.R., Koesterke L., Wesselowski U., 1993, A&A 274, 397
Hartkopf W.I., et al., 1999, preprint
Heckathorn J.N., Bruhweiler F., Gull T.R., 1982, ApJ 252, 230
Hill G.M., Moffat A.F.J., St.-Louis N., Bartzakos P., 1999, MNRAS, preprint
Hillier, D.J., 1989, ApJ 347, 392
Hiltner W.A., Schild R.E., 1966, ApJ 143, 770
Houk N, Cowley A.P., 1975, University of Michigan Catalogue of Two-Dimensional Spectral Types for the HD Stars, Vol. 1, University of Michigan, Ann Arbor
Howarth I.D., Prinja R.K., 1989, ApJS 69, 527
Howarth I.D., Schmutz W., 1992, A&A 261, 503
Jaschek C, Jaschek M., 1987, The Classification of Stars, Cambridge Univ. Press
Jeffers H.M., van den Bos W.H., Greeby F.M., 1963, Publ. Lick Obs.
Kaufer A., 1996 Dissertation Universität Heidelberg
Kaufer A., Stahl O., Tubbesing S., Norregaard P., Avila G., Francois P., Pasquini L, Pizzella A., 1998, ESO Messenger
Koesterke L., Hamann W.R., Schmutz W., Wesselowski U., 1991 A&A 248, 166
Koesterke L., Hamann W.R., 1995, A&A 299,503
Kudritzki R.P., Hummer D.G., 1990 ARA&A 28, 303
Kuhi L.V., 1973, Proc. IAU Symp. 49 (eds. Bapphu M.K.V., Sahade J., 1973, siehe ebendort)
Lamers H.J.G.L.M., Maeder A., Schmutz W., Cassinelli J.P. 1991, ApJ 368, 538

- Lamers H.J.G.L.M., Leitherer C., 1993, ApJ 412, 771
Langer N., 1989, SuW 28, 80
Langer N., 1998, Proc. IAU 193 (eds. van der Hucht K.A., Koenigsberger G., Eenens P.R.J. 1998, siehe ebendort)
Leitherer C., Chapman J.M., Koribalski B., 1997, ApJ 481, 898
Lomb N.R., 1976, ApSpSc
Lührs S., 1995, Proc. IAU Symp. 163 (eds. van der Hucht K.A., Williams P.M., 1995, siehe ebendort)
Lührs S., 1997, PASP 109, 504
Meader A., Conti P.S., 1994, ARA&A 32, 227
Maeder A., Meynet G., 1994, A&A 287, 803
Mandel H., 1988a, Dissertation Universität Heidelberg
Mandel H., 1988b, Proc. IAU Symp. 132 (eds. Cayrel de Strobel G., Sipte M., 1988, siehe ebendort)
Marchenko S.V., Moffat A.F.J., Eenens P.R.J., Hill, G.M., Grandchamps A., 1995, ApJ 450, 811
Marchenko S.V., et al., 1998, A&A 331, 1022
Marston A.P., 1996, AJ 112 (6), 2828
Mendez R.H., Herrero A., Manchado A., Kudritzki R.P., 1991, A&A 252, 265
Moffat A.F.J., Seggewiss W., 1977, A&A 54, 607
Moffat A.F.J., 1995, Proc. IAU 163 (eds. van der Hucht K.A., Williams P.M., 1995, siehe ebendort)
Nichols J.S., Fesen R.A., 1994, A&A 291, 283
Nussbaumer H., Schmutz W., Smith L.J., Willis A.J., 1982, A&AS 47, 257
Nussbaumer H., Walder R., 1993, A&A 278, 209
Owocki, S., 1990, in: Rev. Mod. Astron. 3, 98 (ed. Klare G., Springer)
Payne C.H., 1926, H. B. #834, 836
Payne C.H., 1927, H. B. #842, 843
Perrine C.D., 1920 ApJ 52, 39
Pickering W.H., 1881, Nature 23, 604
Plaskett J.S., 1924, PDAO 2, #16
Pollock A.M.T., 1987, A&A 171, 135
Prilutskii O.F., Usov V.V., 1976, Sov. Astronom. 20, 2
Rauw G., Vreux J.-M., Gosset E., Hutsemekers D., Magain P., Rochowitz K., 1996, A&A 306, 771
Respighi M., 1872, Comptes Rendues 74, 516
Roberts D.H. et al., 1987, AJ 93, 968
St.-Louis N., Drissen L., Moffat A.F.J., Bastien P., Tapia S., 1987, ApJ 322, 870
St.-Louis N., Moffat A.F.J., Driessen L., Bastien P., Robert C., 1988, ApJ 330, 286
St.-Louis N., 1995, Proc. IAU Symp. 163 (eds. van der Hucht K.A., Williams P.M., 1995, siehe ebendort)
St.-Louis, Hill G., Moffat A.F.J., Bartzakos P., Antokhin I., 1996, Proc. Liege Int.

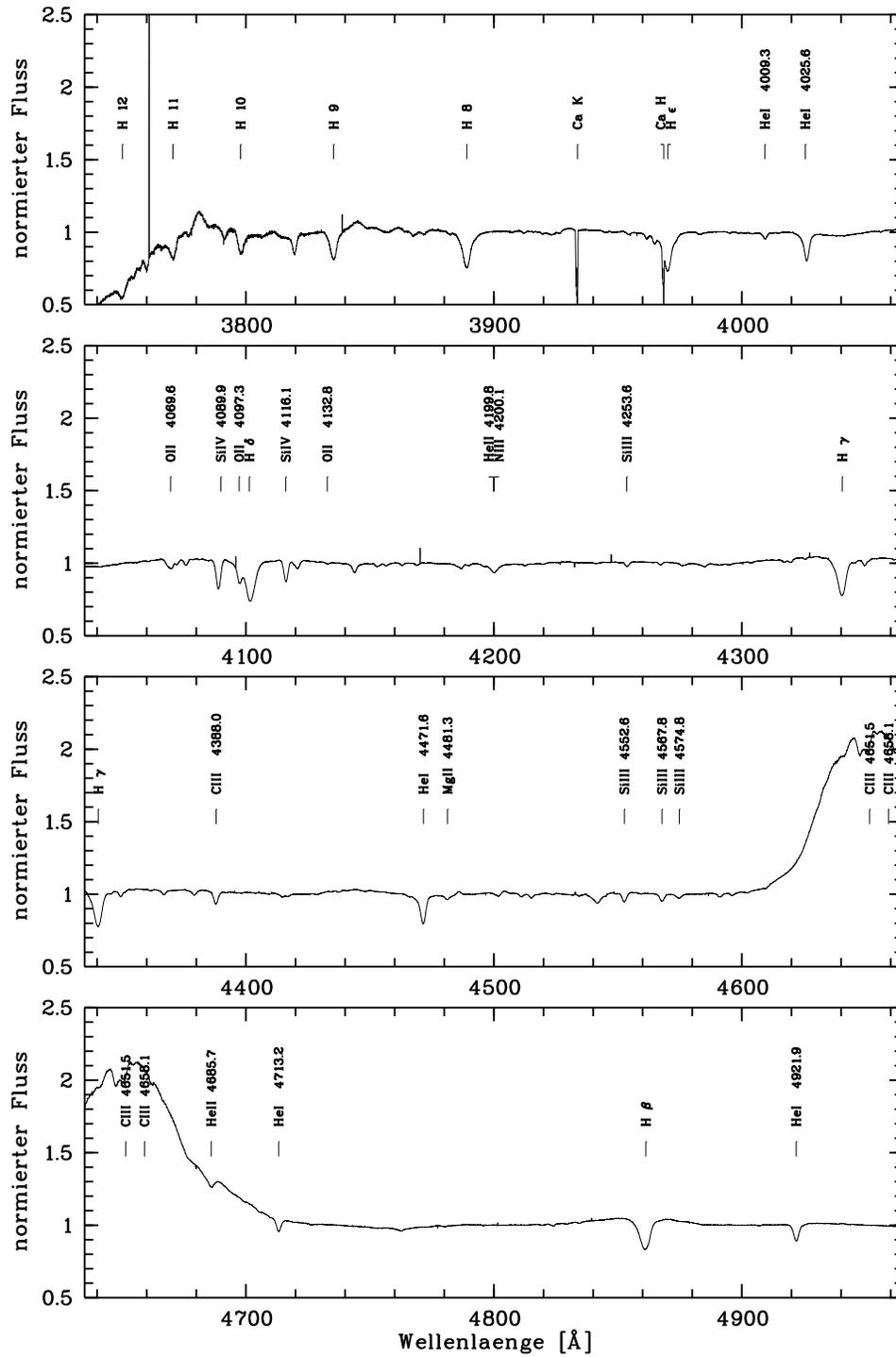
- Astroph. Coll. 33, 331
- Stevens I.R., Blondin J.M., Pollock A.M.T., 1992, ApJ 386, 265
- Scargle J.H., 1982, ApJ 263, 835
- Schaerer D., Schmutz W., Grenon M., 1997, ApJL, in press
- Schäfer D., Dissertation Universität Heidelberg (in prep.)
- Schmid H.M., Physik der Doppelsterne, Vorlesung Universität Heidelberg SS99
- Schmidt-Kahler, Th., 1965, Zustandsgrößen und Zustandsdiagramme der Sterne, in: Landolt-Börnstein, Gruppe VI, Bd. 1, (ed. Voigt H.H., 1965, Springer)
- Schmutz W., Hamann W.R. Wesselowski U., 1989, A&A 210, 236
- Schmutz W., Schweickhardt J., Stahl O., Wolf B., Dumm T., Gäng Th., Jankovics I., Kaufer A., Lehmann H., Mandel H, Peitz J., Rivinius Th., 1998, A&A, in press
- Schmutz W., Vacca W.D, 1999, preprint
- Schulte-Ladbeck R.E., Nordsieck, K.H., Code A.D., Anderson C.M., Labler B.L., Bjorkman K.S., Clayton G.C., Magalhaes M.R., Meade M.R., Shepherd D., Taylor M., Whitney B.A, 1992, ApJL 391, L37
- Schwarz U.J., 1978, A&A 65, 345
- Schwarzenberg-Czerny A., 1993, Proc. ESO Conference and Workshop (eds. Grobol P.J., Ruijsscher R.C.E., 1993)
- Schweickhardt J., 1996, Diplomarbeit Universität Heidelberg
- Schweickhardt J., Schmutz W., Stahl O., Szeifert Th., Wolf B., 1999, A&A in press
- Smith L.F., 1968, MNRAS 138, 109
- Smith L.F, 1968b, MNRAS 140, 409
- Smith, L.F., 1971, AJ, 164, 275
- Smith L.F., 1973, in: Proc. IAU Symp. 49, (eds. Bapphu M.K.V., Sahade J. 1973, siehe ebendort)
- Smith L.F., Hummer D.G., 1988, MNRAS 230, 511
- Smith L.F., Meader A., 1989, A&A 211, 71
- Smith L.J., 1996, Proc. Liege Int. Astroph. Coll. 33, 381
- Stahl O, Wolf B., Klare G., 1983, A&A 127, 49
- Stahl O., Mandel H., Wolf B., Gäng Th., Kaufer A., Kneer R., Szeifert Th., Zhao F., 1993, A&AS 99, 167
- Stevens I.R., Blondin J.M., Pollock A.M.T., 1992, ApJ 386, 265
- Usov V.V., 1991, MNRAS 252, 49
- Usov V.V., 1992, ApJ 389, 635
- van der Hucht K.A., Conti P.S., Lunström I., Stenholm B., 1981, SpScRv 28, 227
- van der Hucht K.A., Hidayat B. (eds.), 1991, Wolf-Rayet Stars and Intercorrelations with Other Massive Stars in Galaxies IAU Symp. 143, Dordrecht
- van der Hucht K.A., 1992, A&ARv 4, 123
- van der Hucht K.A., Williams P.M. (eds.), 1995, Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds and Evolution, IAU Symp. 163, Kluwer Acad. Pub.
- van der Hucht K.A., 1998, 7th catalogue of Galactic Wolf-Rayet stars (in prep)

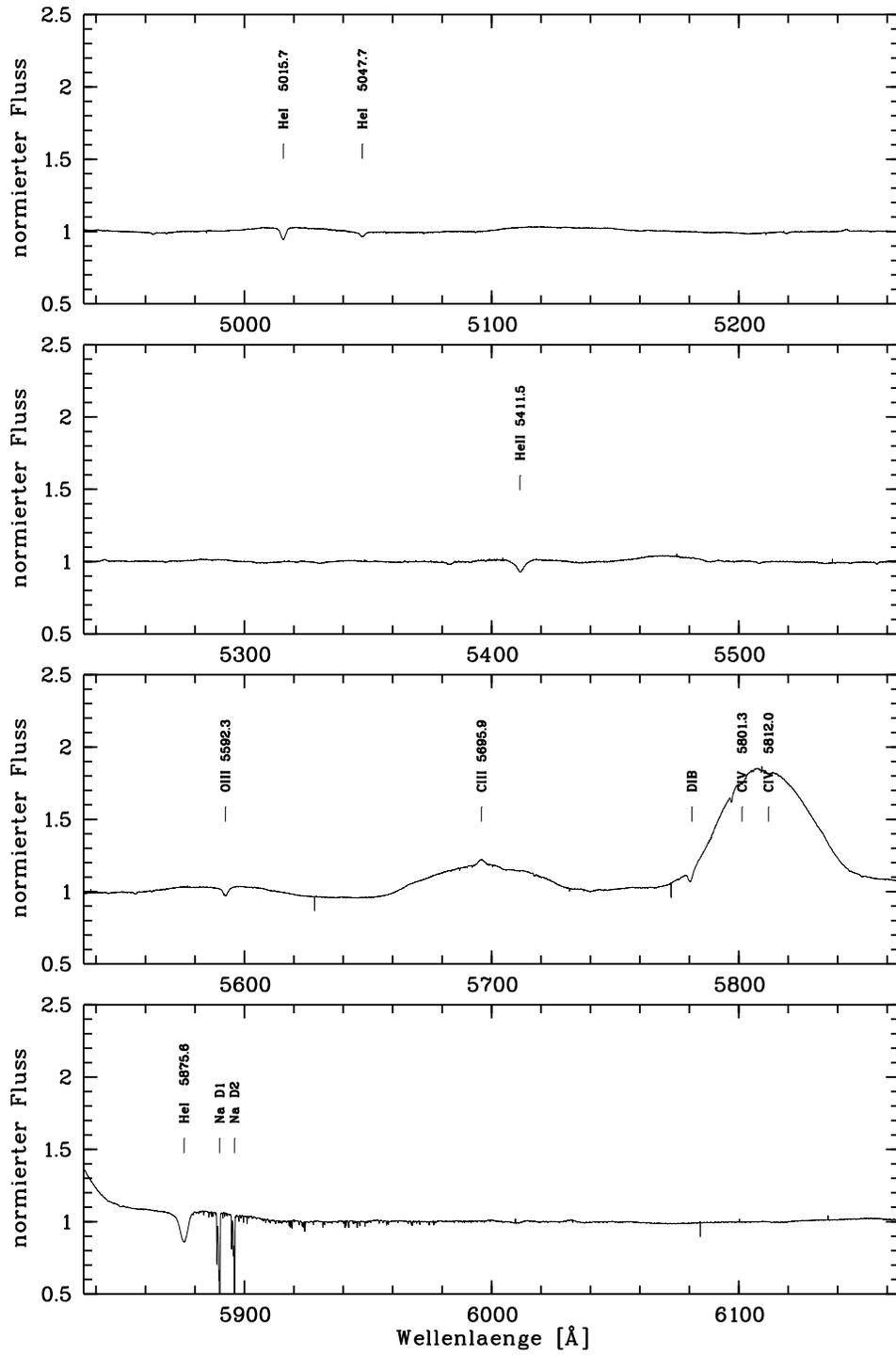
- van der Hucht K.A., Koenigsberger G., Eenens P.R.J. (eds.), 1998, Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies, IAU Symp. 193, in press
- Vanbeveren D., Conti P.S., 1980, ApJ 340, 1073
- Vanbeveren D., 1994, in: Evolution of Massive Stars: A Confrontation between theory and Observations (eds. Vanbeveren D., van Rensbergen W., de Lorre C., Dordrecht, Kluwer)
- Walborn N.R., 1977, ApJ 215, 53
- Walborn N.R., 1982, ApJ 256, 452
- Walder R., Vogel M., 1993, Ann. Israel Phys. Soc. 10, 331
- Walder R., 1994, Ann. israel Phys. Soc. 11, 248
- Walder R., 1995, Proc. IAU Symp. 163 (eds. van der Hucht K.A., Williams P.M., 1995, siehe ebendort)
- Willis A.J., van der Hucht K.A., Conti P.S., Garmany C.D., 1986, A&AS 77, 269
- Willis A.J., 1991, Proc. IAU Symp. 143 (eds. van der Hucht K.A., Hidayat B. 1991, siehe ebendort)
- Willis A.J., Schild H., Smith L.J, 1992, A&A 261, 419
- Willis A.J., Garmany C.D., 1987, Exploring the Universe with the IUE Satellite (ed Kondo Y.)
- Willis A.J., 1996, ApSpSc 237, 145
- Wilson O.C., 1940, ApJ 91, 379
- Wolf C., Rayet G., 1867, Comptes Rendues 65, 292
- Wright W.H., 1918, Lick Pub. 13, 224

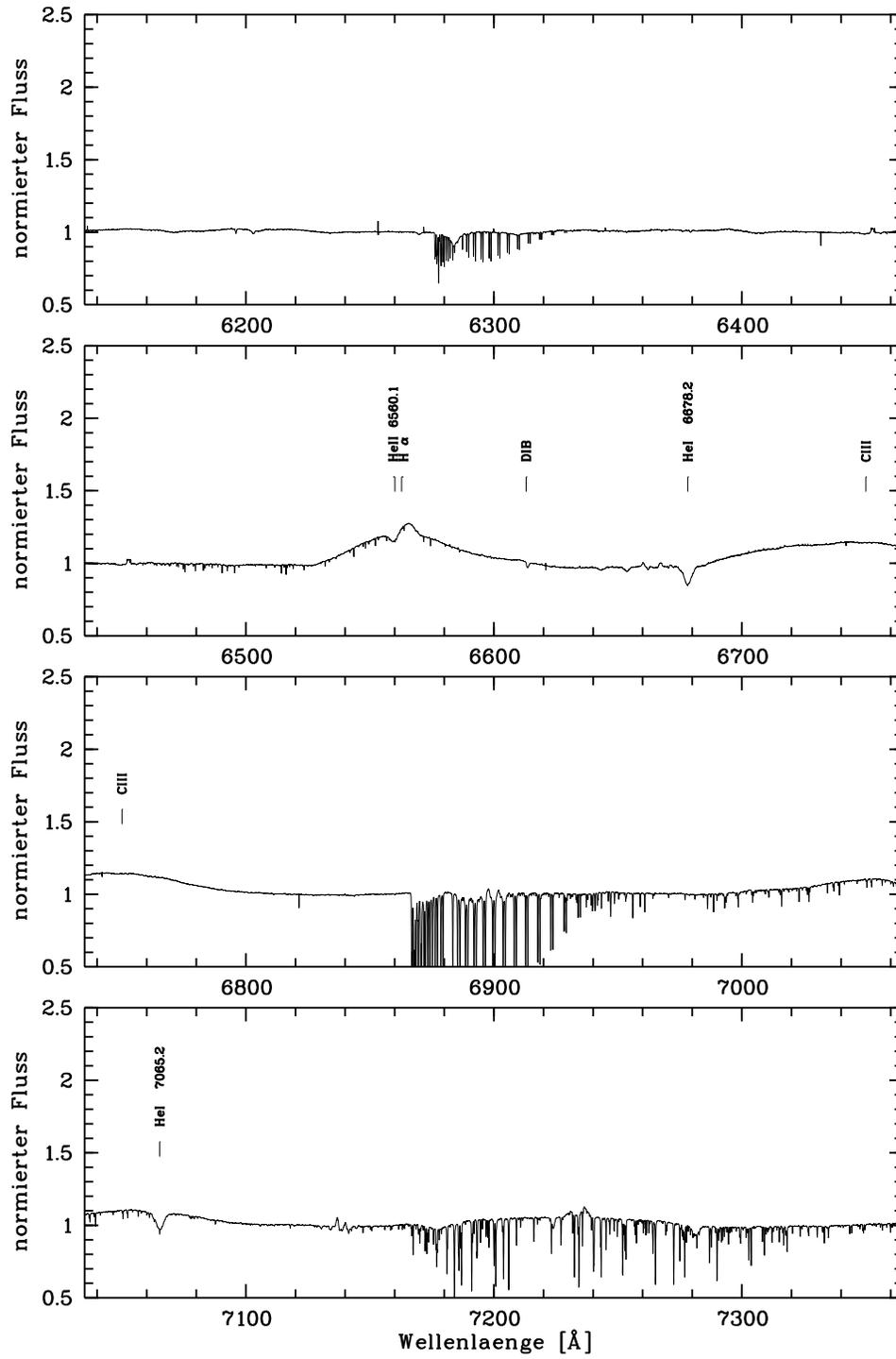
Anhang

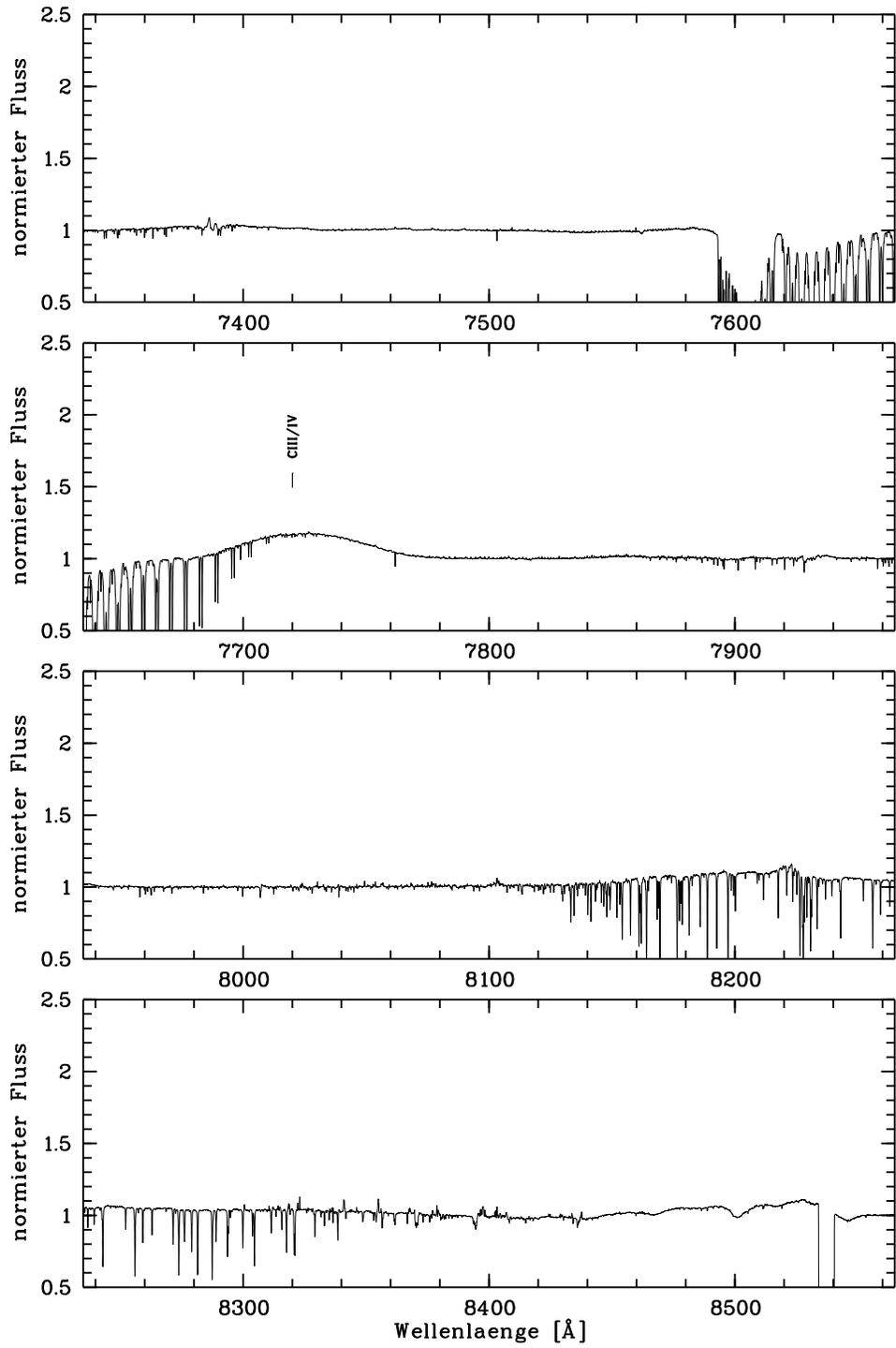
Spektralatlas

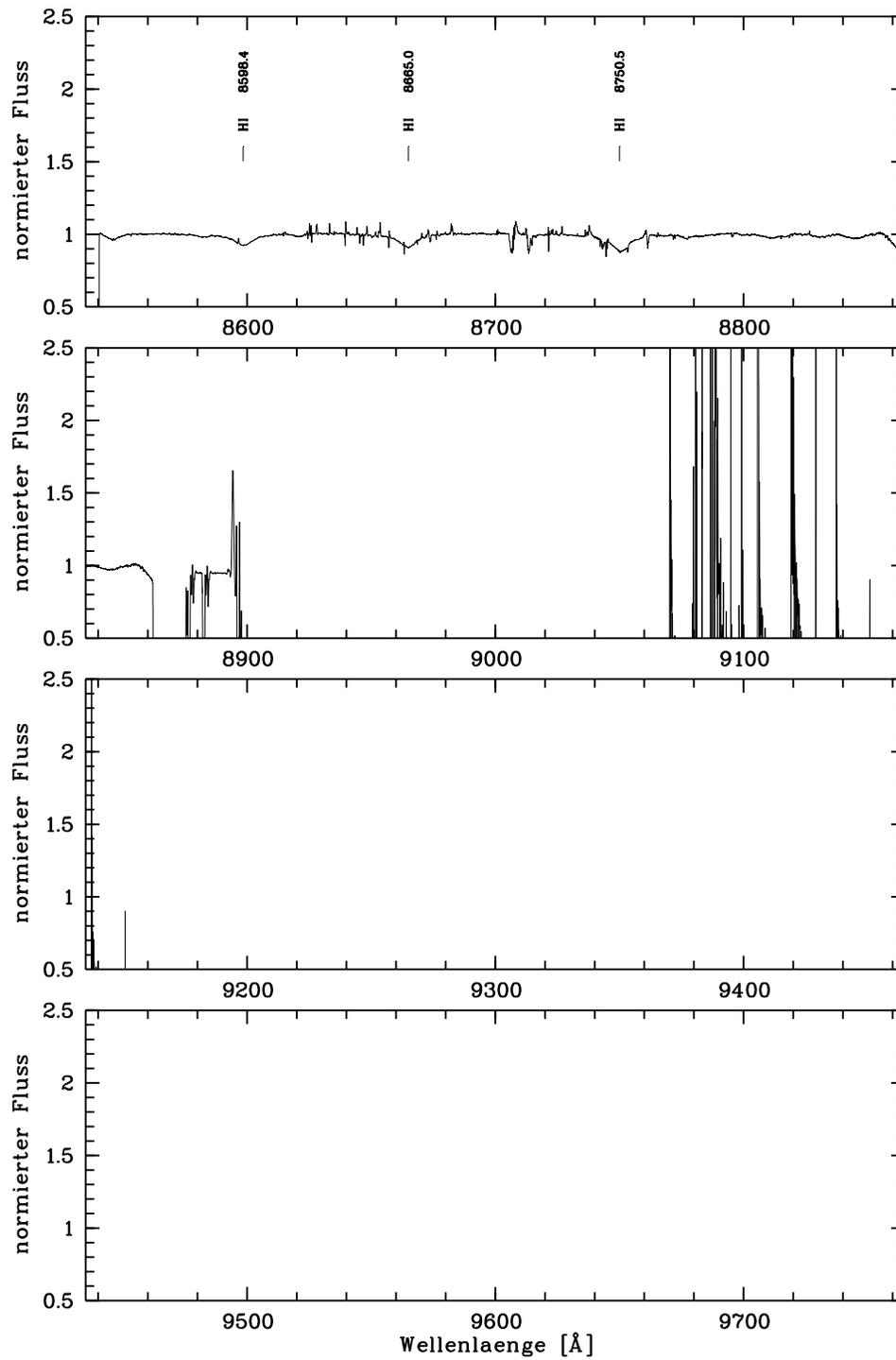
Auf den folgenden Seiten ist das zeitlich gemittelte Gesamtspektrum von θ Muscae dargestellt. Die Auflösung beträgt im gesamten Bereich $R = 48000$. Die wichtigsten Linien sind gekennzeichnet.











Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen herzlich bedanken, die maßgeblich am Gelingen dieser Diplomarbeit mitgewirkt haben.

- Herrn Prof Wolf für die Möglichkeit, diese interessante Arbeit ausführen und eine sehr lehrreiche Beobachtungszeit auf dem Calar Alto verbringen zu können,
- Herrn Prof. Appenzeller für die Erstellung des Zweitgutachtens,
- Jörg Schweickhardt für seine Hilfen, für zahlreiche Diskussionen sowie die überlassenen Programme,
- Thomas „Rivi“ Rivinius für seine unendliche Hilfe bei so fast allen größeren Problemen, ohne deren Lösung diese Arbeit nicht zustandegekommen wäre,
- Hans-Martin Schmid für die vielen fruchtbaren Diskussionen über Doppelsysteme, Dreifachsysteme, Begleiter und wie man sie fängt,
- Stefan Wagner für die Erläuterungen zur Kreuzkorrelation,
- Otmar Stahl, Andreas Kaufer, Thomas Szeifert, Eckhard Sutorius, Dominik Schäfer und Monika Darr für ihre Hilfe bei kleinen und großen O-Sternproblemen, MIDAS-Problemen, emacs-Problemen, shell-Problemen, Netz-Problemen, Quota-Problemen uswuf.
- Ralle Haffa für die Zigarettenpausen und die kritischen Diskussionen über Algorithmen und ihre Fehler,
- Monika Maintz für ihre große Hilfe bei TeX-Tücken,
- Ansgar Reiners und Martin Kümmel für das sehr angenehme Büroklima,
- Jutta von Plessen und meinem Vater für das Korrekturlesen,
- meinen Eltern, ohne deren Unterstützung mein Studium nicht möglich gewesen wäre,

- den Herren Sandner, Hebgen und Eng vom URZ für die äußerst kooperative Arbeitszeitgestaltung als HiWi,
- so vielen mehr, deren moralische und tatkräftige Unterstützung ich nicht missen möchte, allen voran Jiasheng Huang, Fritz Bosch und Georg Woltschin,
- und natürlich Dagmar Baur sowie der ganzen Bande, ohne die das gesamte Studium nur halb so interessant gewesen wäre.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den

.....

(Olivier Schnurr)