

INAUGURAL – DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich – Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht – Karls – Universität
Heidelberg

vorgelegt von

Dipl.–Phys. Dominik R. Schäfer

aus Karlsruhe

Tag der mündlichen Prüfung: 16. Februar 2000

Windvariabilität von B-Überriesen

Gutachter:

Herr Prof. Dr. Bernhard Wolf

Herr Prof. Dr. Peter Ulmschneider

ZUSAMMENFASSUNG

Windvariabilität von B-Überriesen

Die Windaktivität von insgesamt elf Überriesen wurde auf Basis von spektroskopisch hochaufgelösten HEROS-Zeitserien aus den Jahren 1995 bis 1998 analysiert. Die Programmsterne deckten dabei den Spektralbereich von O9.5 bis B6 ab. Es wurde gezeigt, daß Variabilität eine allgemeine Eigenschaft der leuchtkräftigen heißen Sterne ist. Dabei hängen die Amplituden der Variabilität nicht von der Effektivtemperatur T_{eff} ab, jedoch zeigen die Perioden der Variabilität eine klare Abhängigkeit von dieser. Deutlich wurde ebenfalls, daß sich die Windstruktur mit T_{eff} signifikant ändert. So zeigen die Sterne auf der heißen Seite des Bistability-Sprungs zyklische Windvariationen, die durch korotierende, unterschiedlich dichte, miteinander wechselwirkende Regionen im Wind erklärt werden können. Sie entstehen durch Materieausflüsse von der Sternoberfläche, die durch nicht-radiale Pulsationen der Photosphäre und/oder stellare Magnetfeldstrukturen verstärkt werden. Besonders aufschlußreiche Ergebnisse lieferte dabei HD 64760, für den weiter gezeigt werden konnte, daß seine Hülle ähnlich wie bei den Be-Sternen scheibenartig abgeplattet ist. Die Abweichung der Winde von der sphärischen Symmetrie konnte für alle Programmsterne verifiziert werden. Die Sterne auf der kühlen Seite zeigen Variationen, die ebenfalls rotationsmoduliert sind. Daneben weisen sie zahlreiche radiale und nicht-radiale Pulsationsmoden auf, die allerdings nur kurze Lebensdauern haben, nur kurzzeitig in der Photosphäre existieren und sehr schnell zusammenbrechen. Daher werden die Windvariationen nicht durch NRPs oder RPs der Photosphäre verstärkt. In Frage kommen hier nur noch die stellaren Magnetfelder. Auf der Grundlage des CIR-Modells wurde ein verfeinertes Modell für die Modellierung der Sternwinde vorgeschlagen. Darüberhinaus wurde der Begleiter von χ Aur erstmals spektroskopisch nachgewiesen und als B2V-Hauptreihenstern identifiziert.

ABSTRACT

Variability of Stellar Winds from B Supergiants

Based on highresolution spectra collected with the HEROS-Spectrograph during observation campaigns from 1995 to 1998, time series analysis of eleven supergiants covering the spectral range from O9.5 to B6 were done. The results clearly show that variability is a general property of luminous hot stars. The amplitudes of variation are independent from the temperature T_{eff} of the star, but the periods of variation show a strong dependence on T_{eff} . The structure of the stellar wind changes significantly with decreasing stellar temperature. Objects from the hot side of the bistability-jump show cyclical variations, which could be explained by corotating interactive regions in the stellar wind. These CIRs were formed by material outflows from the stellar surface and strengthened either by non radial pulsations of the photosphere or/and magnetic field structures. The most interesting results were derived from HD 64760, whose wind is definitely modulated by stellar rotation. Another result found for this star is that this object like a Be-Star is surrounded by a disk. At least it was shown, that the wind of all program stars deviate from spherical symmetry. The wind variabilities of the program stars on the cool side of the bistability-jump were also formed by rotational modulation. Although multiple radial and non-radial pulsation modes could be found, neither NRPs nor RPs are a suitable mechanism due to their lifetimes. NRPs and RPs arise temporary in the photosphere but quickly break down. For this reason the magnetic field of the star seems to be the dominant forcing-mechanism of the CIRs in the stellar-near wind. Based on the CIR-Model a sophisticated model is suggested. Furthermore the companion of χ Aur was detected spectroscopically for the first time and could be identified as a main-sequence B2-Star.

Für

gestern,

heute,

morgen.



Das Sternbild *Orion*.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Winde heißer Sterne	1
1.2	Stand der Forschung	3
1.3	Motivation und Problemstellung	5
2	Beobachtungen	7
2.1	Zeitreienspektroskopie	7
2.2	Beobachtungskampagnen	9
2.2.1	La Silla 1995-1997	9
2.2.2	Heidelberg Königstuhl August 1997 - Februar 1998	11
2.2.3	Calar Alto Juli-Oktober 1998	12
2.2.4	MUSICOS-Kampagne 1998	13
2.3	Datenreduktion	14
2.4	Datenarchivierung	17
3	Programmsterne	19
3.1	Auswahl der Programmsterne	19
3.2	Stellare Parameter der Programmsterne	21
3.3	Der Bistability-Sprung	29
3.4	Gemittelte Spektren	31
3.4.1	Berechnung der gemittelten Spektren	31
3.4.2	Balmerserie	31
3.5	Analyse der Zeitserien	34

3.5.1	Dynamische Spektren	34
3.5.2	Temporal Variance Spectra	36
3.5.3	Periodenanalyse	36
3.6	Spektroskopische Variationen	38
4	Windvariabilität	39
4.1	Der „schwache“ Riese: ϵ CMa	40
4.1.1	Dynamisches Spektren der $H\alpha$ -Linie	40
4.1.2	Amplituden der $H\alpha$ -Variabilität	41
4.1.3	Zeitskalen der $H\alpha$ -Variabilität	42
4.2	Der „Außenseiter“: HD 64760	42
4.2.1	Dynamische Spektren der Wasserstoff-Linien	43
4.2.2	Amplituden der Variabilität in den Windlinien	47
4.2.3	Zeitskalen der Variabilität	48
4.3	Auf der heißen Seite des Bistability-Sprungs: ζ Ori, κ Ori, ϵ Ori	50
4.3.1	Dynamische Spektren der $H\alpha$ -Linien	50
4.3.2	Amplituden der $H\alpha$ -Variabilität	52
4.3.3	Zeitskalen der $H\alpha$ -Variabilität	54
4.4	Die kühle Seite: 9 Cep, 55 Cyg, χ Aur, HD 79186, η CMa, HD 74371	58
4.4.1	Dynamische Spektren der $H\alpha$ -Linie	58
4.4.2	Amplituden der $H\alpha$ -Variabilität	62
4.4.3	Zeitskalen der $H\alpha$ -Variabilität	64
4.4.4	DAC's und HVA's	69
5	Variabilität der photosphärischen Linien	71
5.1	ζ Orionis	71
5.1.1	Radialgeschwindigkeit	71
5.1.2	Linienstärke	73
5.2	ϵ Orionis	73
5.2.1	Radialgeschwindigkeit	73

5.2.2	Linienstärke	73
5.3	κ Orionis	74
5.3.1	Radialgeschwindigkeit	74
5.3.2	Linienstärke	75
5.4	55 Cygni	75
5.4.1	Radialgeschwindigkeit	75
5.4.2	Linienstärke	76
5.5	HD 79186	76
5.5.1	Radialgeschwindigkeit	77
5.5.2	Linienstärke	77
5.6	η Canis Majoris	77
5.6.1	Radialgeschwindigkeit	77
5.6.2	Linienstärke	78
5.7	HD 74371	79
5.7.1	Radialgeschwindigkeit	79
5.7.2	Linienstärke	80
5.8	Die Doppelsternstruktur von χ Aurigae	81
5.9	Die Scheibenstruktur von HD 64760	84
6	Diskussion	87
A	Beobachtungsprotokolle	95
A.1	Heidelberg-Königstuhl August 1997 - Februar 1998	95
A.2	Calar Alto Juli-Oktober 1998	96
A.3	MUSICOS Kampagne 1998	98
B	Spektralatlas von HD 64760	105
C	Spektralatlas von ζ Orionis	113
D	Spektralatlas von χ Aurigae	121
	Literatur	129
	Danksagung	133

Abbildungsverzeichnis

2.1	Die <i>Heidelberg Spectroscopic Database</i>	18
3.1	Die Lage der Programmsterne im HR-Diagramm	25
3.2	IUE-Spektren der Programmsterne I	26
3.3	IUE-Spektren der Programmsterne II	27
3.4	Der Bistability-Sprung	30
3.5	Balmerprogression für η CMa	33
3.6	Balmerprogression für HD 79186	34
3.7	Balmerprogression für HD 74371	35
3.8	Dynamisches Spektrum von HD 64760	36
4.1	Dynamisches Spektrum von ϵ CMa	40
4.2	TVS von ϵ CMa	41
4.3	Modell für mitrotierende Strukturen im Sternwind von HD 64760	42
4.4	Dynamisches Spektrum der $H\alpha$ -Linie von HD 64760 (1996)	43
4.5	Dynamisches Spektrum der $H\alpha$ -Linie von HD 64760 (1997)	44
4.6	Zeitlich gemittelttes Spektrum von HD 64760 im Bereich um $H\alpha$ für 1996 und 1997	45
4.7	Dynamische Spektren von $H\beta$, $H\gamma$ und $H\delta$ des B-Überriesen HD 64760 (1996)	45
4.8	Die TVS für $H\alpha$ von HD 64760 für die Zeitserien 1996 und 1997	46
4.9	Die TVS für $H\beta$ und $H\gamma$ von HD 64760 für die Zeitserien von 1996 und 1997	47
4.10	Die Phasenspektren für $H\alpha$ und $H\beta$ von HD 64760 für die Zeitserie von 1996	48
4.11	Die Phasenspektren für $H\gamma$ und $H\delta$ von HD 64760 für die Zeitserie von 1996	49
4.12	Die dynamischen Spektren von ζ Ori, ϵ Ori und κ Ori für die $H\alpha$ -Linie (1995)	50
4.13	Die dynamischen Spektren von ϵ Ori und κ Ori für die $H\alpha$ -Linie (1996)	51

4.14	Gemittelte Spektren der Orion-Überriesen im Bereich um $H\alpha$	52
4.15	Die TVS von ϵ Ori und κ Ori für die $H\alpha$ -Linie	53
4.16	Die $H\alpha$ -Äquivalentbreiten der Orion-Überriesen	54
4.17	Typisches Power-Spektrum einer Zeitserie von $H\alpha$	55
4.18	Die Perioden von $H\alpha$ von ζ Ori, ϵ Ori und κ Ori	56
4.19	Das Phasenspektrum für $H\alpha$ von ζ Ori für die Zeitserie von 1995	57
4.20	Die dynamischen Spektren für die $H\alpha$ -Linie	59
4.21	Die gemittelten Spektren der übrigen Programmsterne für die $H\alpha$ -Linie	61
4.22	Die TVS der übrigen Programmsterne für die $H\alpha$ -Linie	62
4.23	Die $H\alpha$ -Äquivalentbreiten der übrigen Überriesen	65
4.24	Das Phasenspektrum für $H\alpha$ von η CMA für die Zeitserie von 1995	68
5.1	Radialgeschwindigkeitsanalyse von HD 79186	76
5.2	Linienintensitätsanalyse von HD 79186	77
5.3	Radialgeschwindigkeitsanalyse von η CMA	78
5.4	Linienintensitätsanalyse von η CMA	78
5.5	Radialgeschwindigkeitsanalyse von HD 74371	79
5.6	Linienintensitätsanalyse von HD 74371	80
5.7	Phasendiagramm der Si II λ 6347-Linie von HD 74371	81
5.8	Der Begleiter von χ Aur in den dynamischen Spektren	83
5.9	Der Begleiter von χ Aur in den Spektren einiger Spektrallinien	83
5.10	Das Phasenspektrum für $H\alpha$ von η CMA für die Zeitserie von 1995	84
6.1	Temperaturabhängigkeit der Variabilitätsperioden und -amplituden	93
B.1	Spektrum von HD 64760, 3460 Å – 4180 Å	106
B.2	Spektrum von HD 64760, 4160 Å – 4880 Å	107
B.3	Spektrum von HD 64760, 4860 Å – 5580 Å	108
B.4	Spektrum von HD 64760, 5840 Å – 6560 Å	109
B.5	Spektrum von HD 64760, 6540 Å – 7260 Å	110
B.6	Spektrum von HD 64760, 7240 Å – 7960 Å	111

B.7	Spektrum von HD 64760, 7940 Å – 8660 Å	112
C.1	Spektrum von ζ Orionis, 3460 Å – 4180 Å	114
C.2	Spektrum von ζ Orionis, 4160 Å – 4880 Å	115
C.3	Spektrum von ζ Orionis, 4860 Å – 5580 Å	116
C.4	Spektrum von ζ Orionis, 5840 Å – 6560 Å	117
C.5	Spektrum von ζ Orionis, 6540 Å – 7260 Å	118
C.6	Spektrum von ζ Orionis, 7240 Å – 7960 Å	119
C.7	Spektrum von ζ Orionis, 7940 Å – 8660 Å	120
D.1	Spektrum von χ Aurigae, 3460 Å – 4180 Å	122
D.2	Spektrum von χ Aurigae, 4160 Å – 4880 Å	123
D.3	Spektrum von χ Aurigae, 4860 Å – 5580 Å	124
D.4	Spektrum von χ Aurigae, 5840 Å – 6560 Å	125
D.5	Spektrum von χ Aurigae, 6540 Å – 7260 Å	126
D.6	Spektrum von χ Aurigae, 7240 Å – 7960 Å	127
D.7	Spektrum von χ Aurigae, 7940 Å – 8660 Å	128

Tabellenverzeichnis

2.1	HEROS an ESO-Teleskopen, 1995-1997	11
2.2	HEROS am Waltz-Teleskop, 08/97-02/98	12
2.3	HEROS am DSAZ, 07-10/98	13
2.4	Die MUSICOS KAMPAGNE mit HEROS, 12/98	14
3.1	Die Programmsterne	20
3.2	„Entgangene“ Beobachtungsobjekte	21
3.3	Die stellaren Parameter der Programmsterne	24
3.4	Der Force-Multiplier α	31
3.5	Die Balmerline Hm_{\max}	32
4.1	Perioden in $H\alpha$	46
4.2	Maximalwerte der TVS der Orion-Sterne für die $H\alpha$ -Region	53
4.3	Perioden für κ Ori aus der 1D-Analyse für $H\alpha$	55
4.4	Perioden aus der 2D-Analyse für $H\alpha$ der Orion-Überriesen	56
4.5	Maximalwerte der TVS für die $H\alpha$ -Region der übrigen Programmsterne	63
4.6	Perioden aus der 1D-Analyse für $H\alpha$ der übrigen Programmsterne	66
4.7	Perioden aus der 2D-Analyse für $H\alpha$ der übrigen Programmsterne	67
5.1	Radialgeschwindigkeitsanalyse von ζ Ori	72
5.2	Radialgeschwindigkeitsanalyse von ϵ Ori	74
5.3	Radialgeschwindigkeitssanalyse von 55 Cyg	75
5.4	Linienintensitätsanalyse von 55 Cyg	75
5.5	Sternparameter von χ Aurigae	82
5.6	Bahnparameter des Doppelsternsystems χ Aurigae	82
5.7	Linien mit Doppelpeakemission bei HD 64760	85

Kapitel 1

Einführung

1.1 Winde heißer Sterne

Als Sternwind bezeichnet man den kontinuierlichen Ausfluß an Materie von Sternen. Dieser Auswurf von Materie, den man unter dem Begriff „Sternwind“ oder auch „Sonnenwind“ zusammenfaßt, spielt eine entscheidende Rolle im Lebenszyklus eines Sterns. Erstmals wurden die Begriffe „Sonnenwind“ und „Sternwind“ von Eugene Parker (1958, 1960) verwendet.

Doch die ersten grundlegenden Überlegungen zum Massenverlust von Sternen kamen lange vorher auf. Die Chronologie von Studien über den Sternwind beginnt bereits 1572 als Tycho Brahe die Nova B Cas beobachtet und über die folgenden 16 Monate ihre Lichtvariation verfolgt (Brahe 1573). 1600 entdeckt Blaeu die „Nova“ P Cygni, heute ein LBV¹, dessen Helligkeit urplötzlich einen Wert von +3 mag erreicht (de Groot 1985). Der nächste historische Meilenstein findet sich 1837, als von John Herschel η Carinae beobachtet wird und er dabei einen Helligkeitsanstieg um vier Magnituden feststellen kann. Auch dieser Stern ist heute als LBV klassifiziert (Beals 1931).

Schon früh war also die indirekte Beobachtung des Massenverlustes, meist in Form von Helligkeitsschwankungen der Objekte, ein zentrales Gebiet in der astronomischen Forschung, wengleich viele der Beobachter keine Ahnung von dem Phänomen hatten, welches sie beobachteten.

Während der vergangenen dreißig Jahre nun haben Astronomen entdeckt, daß beinahe alle Sterne einen wesentlichen Teil ihrer Lebens kontinuierlich Masse in Form des Sternwindes an das ISM² abgeben. Dabei sind die Winde heißer leuchtkräftiger Sterne, wie die B-Überriesen, ein besonders interessantes Objekt für astrophysikalische Studien.

Dies ist unter anderem darauf zurückzuführen, daß die heißen, leuchtkräftigen Sterne an sich bereits extreme Objekte hinsichtlich ihrer stellaren Parameter sind. Schon früh hat sich gezeigt, daß die heißen, leuchtkräftigen Sterne auch die massereichsten Sterne überhaupt sind. Die B-Überriesen, die sich bereits in der Nachhauptreihenentwicklung befinden, sind zwar nicht die massereichsten Sterne,

¹Luminous Blue Variable oder Leuchtkräftiger Blauer Veränderlicher

²Interstellare Medium

doch auch ihre Massen erreichen extreme Werte. Sie haben meist eine Masse von $M_* \approx 10 - 50 M_\odot$, und ihre Effektivtemperaturen T_{eff} liegen zwischen 10 000 und 30 000 K, während ihre Leuchtkräfte L_* beim $10^5 - 10^6$ -fachen der Leuchtkraft unserer Sonne (L_\odot) liegen. Die frühen B-Überriesen der Leuchtkraftklasse Ia⁺, sogenannte Hypergiganten, gehören sogar zu den leuchtkräftigsten Sternen des Universums überhaupt, ihre absoluten bolometrischen Helligkeiten reichen bis $M_{\text{bol}} \approx -11$ mag, die in dieser Arbeit untersuchten Sterne erreichen Helligkeiten von $M_{\text{bol}} \approx -10$ mag.

Auch die Sternwinde der B-Überriesen sind von extremer Gestalt und dies auch schon während ihrer Hauptreihenphase. Mit Massenverlustraten \dot{M} , die bei ungefähr $10^{-7} - 10^{-5} M_\odot/\text{yr}$ liegen, übertreffen sie die Massenverlustrate durch den Sonnenwind um neun Größenordnungen ($\dot{M}_* \approx 10^9 \dot{M}_\odot$). Über ihre Sternwinde sind die heißen Sterne also bereits während ihrer Hauptreihenphase an das ISM gekoppelt. Und obwohl ihre Lebensdauer auf der Hauptreihe nur etwa 10^7 Jahre beträgt, bedeutet dies aufgrund der extremen Massenverlustraten, daß heiße Sterne bis zu 50% ihrer anfänglichen Masse verlieren können, was erhebliche Konsequenzen für ihre weitere Entwicklung (Chiosi & Mader 1986), aber auch für ihre direkte Umgebung hat. Zum einen wird die direkte Umgebung mit der ausgeworfenen Sternmaterie angehäuft und zum anderen erreichen auch die Strömungsendgeschwindigkeiten ihrer Winde mit $v_\infty \approx 1000 - 3000$ km/s ($\approx 0.01c$) extreme Werte. Nach einer Phase der freien Expansion wird das ISM vom Sternwind zusammengeschoben und in einer geometrisch dünnen Schicht oder Blase verdichtet. Es bilden sich sogenannte „Interstellar Bubbles“.

Somit liefern die Sternwinde der B-Überriesen einen bedeutenden Beitrag zur Massen- und Energiebilanz des ISM. Der hohe Massenverlust der heißen Sterne beeinträchtigt wie bereits erwähnt ihre anschließende Entwicklung nachhaltig. Dabei sind die Haupteffekte durch den Massenverlust die Änderung der Oberflächenchemie, die Änderung der Lebenszeit in bestimmten Evolutionsphasen und eine Änderung der Evolutionswege (Lamers & Cassinelli 1999).

Die Massenverlustraten der massereichen Sterne hängen jedoch nicht nur von ihrer Anfangsmasse, sondern auch von der Entwicklungsphase und der Metallizität ab. Es zeigt sich, daß Sterne gleicher Masse und gleichen Alters aber verschiedener Metallizität unterschiedliche Massenverlustraten haben. Danach verlieren Sterne geringerer Metallizität weniger Material durch den Sternwind und es ergibt sich folgender Zusammenhang (Kudritzki et al. 1987)

$$\dot{M} \propto Z^\alpha, \quad 0 < \alpha < 1.$$

Ferner existiert nach Kudritzki (1995) ein noch stärkerer Zusammenhang zwischen der Leuchtkraft des Sterns L_* und dem Produkt aus Massenverlustrate \dot{M} , Endgeschwindigkeit des Windes v_∞ und dem Sternradius R_* , die als „Wind-Leuchtkraft-Beziehung“³ bekannt ist

$$L_* \propto \dot{M} v_\infty \sqrt{R_*}.$$

Doch die Bedeutung der Winde heißer Sterne geht über obige Extremwerte und Relationen hinaus. So liefern sie in massereichen Röntgendoppelsternen die auf den kollabierten Begleiter akkretierende Materie. Darüberhinaus könnten bei guter Übereinstimmung von Theorie und Beobachtung die Linienprofile der im Wind entstehenden Linien durch Berechnungen von Modellspektren angefitet

³Windluminosityrelation

werden und aus diesen Modellberechnungen die wichtigsten Sternparameter *Masse* M_* , *Leuchtkraft* L_* , *Effektivtemperatur* T_{eff} abgeleitet werden. Somit kämen leuchtkräftige B- und O-Überriesen sogar als Standardkerzen bei der extragalaktischen Entfernungsbestimmung in Frage.

Aus theoretischer Sicht bieten heiße Sterne desweiteren die Möglichkeit, die Strahlungshydrodynamik zu erforschen. Die Strahlung des Sterns überträgt *Impuls* und *Energie* auf das Plasma und stellt den Antrieb der Überschallströmungen (*supersonic outflows*) dar. Am interessantesten wären diesbezüglich sicherlich Beobachtungen an den leuchtkräftigsten Objekten, an jenen also, die sich nahe am Eddington-Limit befinden, nämlich Quasare, AGNs⁴ und Akkretionsscheiben. Diese sind aufgrund ihrer großen Entfernung nur mit geringer Auflösung zu beobachten. Auch hier spielen die leuchtkräftigen OB-Sterne eine wichtige Rollen, da man von ihnen relativ leicht Beobachtungen mit hoher spektraler und/oder zeitlicher Auflösung erhalten kann.

1.2 Stand der Forschung

Schon seit längerem ist bekannt, daß die Windvariabilität eine allgemeine Eigenschaft der heißen, leuchtkräftigen Sterne ist, doch erst in den letzten Jahren ist ganz deutlich geworden, daß eine physikalische Beschreibung der Atmosphären dieser Sterne auf der Basis hydrostatischer LTE⁵-Atmosphären völlig unzureichend ist.

Der erste Umbruch kam mit der Erkenntnis, daß die Berücksichtigung der NLTE-Effekte bei der Linienbildung eine unabdingbare Voraussetzung ist, um realistische Atmosphärenmodelle zur Beschreibung der spektroskopischen Beobachtungen zu bekommen (Kudritzki 1989).

Der nächste Einschnitt kam mit der Entdeckung des allgegenwärtigen Massenverlustes, wie er sich vor allem in den starken Resonanzlinien der heißen Sterne im UV-Bereich zahlreicher Satellitenbeobachtungen, wie beispielsweise durch COPERNICUS (OAO⁶) und IUE⁷, manifestierte (Owocki 1990, Lamers 1994). Die Massenverlustrigenschaften der leuchtkräftigen, heißen Sterne sind seither in einem weiten Wellenlängenbereich vom Röntgen- bis in das Radiogebiet untersucht worden. Diese Beobachtungen stellten eine große Herausforderung für eine realistische Windtheorie dar. Bald nach der Entdeckung des Massenverlustes wurden die Winde der leuchtkräftigen heißen Sterne als durch den Strahlungsdruck getrieben gedeutet (Lucy & Solomon 1970). Im Rahmen dieser Deutung wurde eine Lösung der Windgleichung von Castor et al. (1975), der sogenannten CAK⁸-Theorie geliefert, die in den folgenden Jahren durch die Münchner Gruppe (Pauldrach et al. 1986) erweitert und verbessert wurde. Wenn auch die Theorie der strahlungsdruckgetriebenen Winde noch Gegenstand heutiger Forschung ist, so kann man doch davon ausgehen, daß der stationäre Anteil des Windes heute im Rahmen der CAK-Theorie und ihren Erweiterungen im wesentlichen verstanden ist.

Allerdings ist aber andererseits gerade in den letzten Jahren offensichtlich geworden, daß ein stationärer, strahlungsdruckgetriebener sphärisch symmetrischer Wind nicht die volle Wahrheit sein kann.

⁴Active Galactic Nuclei resp. Aktive Galaktische Kerne

⁵Local Thermodynamic Equilibrium resp. Thermodynamisches Gleichgewicht

⁶Orbiting Astronomical Observatory

⁷International Ultraviolet Explorer

⁸benannt nach den Astrophysikern J. Castor, D. Abbott und R. Klein

Die auf dieser Basis berechneten stellaren Massenflüsse repräsentieren nur eine Beschreibung der mittleren Eigenschaften, denn Variabilität ist eine allgemeine Erscheinung bei stellaren Winden heißer, leuchtkräftiger Sterne. Gegenwärtig findet in der aktuellen Forschung also ein weiterer Umbruch, was die Interpretation der Atmosphären leuchtkräftiger, heißer Sterne betrifft, statt.

Die spektakulärsten Variationen findet man bei den Leuchtkräftigen Blauen Veränderlichen, deren Eigenschaften seit Jahren eingehend untersucht und in einer Vielzahl von Publikationen festgehalten worden sind (Stahl 1990, Wolf 1992). Bei den LBVs sind die Windvariationen derart stark ausgeprägt, daß zeitweise Ausbrüche von solchem Ausmaß stattfinden, daß sich in dieser Phase des Ausbruchs sogar der gesamte Spektraltyp des Stern ändern kann. Im visuellen Minimum sind LBVs OB-Überriesen während sie im Maximum durch A-Sternspektren charakterisiert sind. Die Verlustraten sind extrem hoch (10^{-5} bis $10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) und können um bis zu einem Faktor zehn variieren. Eine überzeugende physikalische Erklärung für diese hohen Massenverlustraten und für diese Massenverlustvariationen existiert jedoch noch nicht.

Sind die Variationen der LBVs ganz offensichtlich, so waren bei den „normalen“ leuchtkräftigen, heißen Sternen noch subtilere, eingehende Beobachtungen erforderlich, um ihre Variationseigenschaften zu erforschen. Hier wurden gerade in den letzten Jahren einige umfangreiche erdgebundene spektroskopische Beobachtungskampagnen und Satellitenbeobachtungskampagnen wie durch den IUE-Satelliten durchgeführt, die unser Wissen derart erweitert haben, daß sich eine ganz neue Sicht der Winde heißer Sterne eröffnet hat (Owociki et al. 1995, Howarth et al. 1995).

Während einer dieser ausgedehnten Satellitenbeobachtungen, der sogenannten IUE-Megakampagne, wurden ζ Pup (O4If) und HD 64760 (B0.5Ib) 16 Tage lang spektroskopisch überwacht. Bei der Analyse der gewonnenen UV-Spektren wurden periodische Modulationen von UV-Windlinien gefunden, die sich durch einen rotationsmodulierten Wind deuten ließen (Fullerton et al. 1997).

Umfangreiche Beobachtungen von O-Sternen im visuellen Bereich über einen großen Spektral- und Leuchtkraftbereich sind in einer Arbeit von Fullerton et al. (1996) vorgestellt worden. Darin wurde gezeigt, daß zumindest alle O-Überriesen des Beobachtungsprogramms Linienprofilvariationen aufweisen. Die Autoren betrachten Pulsation als wahrscheinlichste Ursache der Variationen. Als alternative Erklärung wird aber ebenfalls Rotationsmodulation diskutiert, d. h. Modulation von Oberflächenstrukturen, bei denen es sich wahrscheinlich um Magnetfelder handelt. Daß zumindest O-Sterne ausgeprägte Magnetfeldstrukturen haben können, haben neuere Beobachtungen (Stahl et al. 1993, Stahl et al. 1996) überzeugend gezeigt.

Umfangreiche erdgebundene spektroskopische Langzeitbeobachtungen von BA-Überriesen wurden in den vergangenen Jahren mit dem institutseigenen Echellespektrographen HEROS⁹ am ESO-50 cm-Teleskop durchgeführt. Dabei wurden in etwa 400 Nächten einerseits späte B- und frühe A-Überriesen (Kaufer et al. 1996a, 1996b) und andererseits frühe extreme B-Hypergiganten (Rivinius et al. 1996) spektroskopisch hochauflösend überwacht. Diese beiden Gruppen zeigten ein sehr unterschiedliches Variationsmuster. Die Windvariationen der frühen B-Hypergiganten einerseits sind durch diskrete, blauverschobene und im Wind beschleunigte Absorptionskomponenten (DACs¹⁰) geprägt. Die

⁹Heidelberg Extended Range Optical Spectrograph

¹⁰Discrete Absorption Components

Variationen der Windlinien der BA-Überriesen andererseits lassen sich durch Rotationsmodulation des sternnahen Windes, d. h. durch korotierende Oberflächenstrukturen, wobei auch hier wahrscheinlich Magnetfelder verantwortlich sind, erklären. Häufig beobachtet man aber auch Radialgeschwindigkeitsvariationen der photosphärischen Linien die darauf hinweisen, daß Pulsationen in beiden Klassen wohl eine Rolle spielen können. Einen Überblick über die Winde heißer Sterne liefert der Tagungsband des IAU-Colloquiums 169, das 1998 in Heidelberg stattfand (Wolf et al. 1998).

1.3 Motivation und Problemstellung

Da Variationen photosphärischer Linien und der Windlinien simultan auftreten und die Zeitskalen häufig ähnlich sind, wird vermutet, daß beide Phänomene verknüpft sind, d. h., daß die zeitabhängigen Windstrukturen vermutlich durch photosphärische Vorgänge getriggert werden. Herauszufinden, ob eine solche Kopplung existiert, war eine Zielsetzung dieser Arbeit.

Hier waren zunächst weitere Beobachtungen gefordert; beispielsweise galt es, das vorgenannte unterschiedliche Variabilitätsverhalten zwischen den frühen B-Hypergianten und den BA-Überriesen genauer zu erforschen und die möglichen hydrodynamischen photosphärischen Vorgänge aufzuspüren, die das Variabilitätsverhalten bestimmen. Dazu sollen in diesem Vorhaben die Temperatur- und Leuchtkraftabhängigkeit der hydrodynamischen Prozesse, von der Photosphäre bis in den Wind, bei den B-Sternen detailliert untersucht werden. Dazu sind die HEROS-Beobachtungen gut geeignet, weil sie einen weiten Spektralbereich abdecken und zahlreiche strategische Linien enthalten, die eine Untersuchung von der Photosphäre bis in den Wind erlauben. Die leuchtkräftigen frühen und mittleren B-Sterne sind dabei, abgesehen von den oben genannten Gründen, von besonderem Interesse, da sich in diesem Bereich die Windstrukturen (z. B. Ionisationsstruktur) drastisch ändern (Abbott 1982). Auch das von Lamers et al. (1995) empirisch gefundene Windverhalten, nämlich der Befund, daß das Verhältnis v_{∞}/v_{esc} einen Sprung von 2.6 auf 1.3 bei $T_{eff} = 21\,000\text{ K}$ aufweist, zeigt deutliche Windstrukturänderungen im Bereich der B-Überriesen an. Dieses Phänomen ist auch als „Bistability-Sprung“, siehe Kapitel 3.3, bekannt.

Die in dieser Arbeit angestellten Untersuchungen können als Grundlage für neue realistische theoretische Windmodelle dienlich sein, die den atmosphärischen Variationen Rechnung tragen. Diese sind auch noch in einem anderen Zusammenhang von besonderem Interesse. Kürzlich wurde von Kudritzki (1995) eine Entfernungsbestimmungsmethode vorgeschlagen, die auf der sog. Windimpuls-Leuchtkraft-Beziehung basiert. Da die leuchtkräftigsten blauen Überriesen im visuellen Bereich bis zu vier Größenklassen heller sind als δ Cep-Sterne, bilden sie potentiell wichtige Indikatoren für die Festlegung der kosmologischen Entfernungsskala. Bevor sie dazu werden können, müssen ihre physikalischen Eigenschaften gut verstanden sein. Hier ist besonders die Windvariabilität hervorzuheben, da sie eine hervorstechende Eigenschaft des Massenverlustverhaltens leuchtkräftiger, heißer Sterne darstellt. Ihre genaue Kenntnis ist eine Grundvoraussetzung für die Anwendung der blauen Überriesen als Entfernungsideikatoren; sollten zusätzlich zum Strahlungsdruck noch weitere (zeitabhängige) hydrodynamische Prozesse eine Rolle spielen, so müßten diese berücksichtigt werden, um eine hinreichende Genauigkeit bei der Entfernungsbestimmung zu erreichen.

Kapitel 2

Beobachtungen

Alle in dieser Untersuchung im optischen Bereich (erfaßter Bereich: 3 500 bis 8 600 Å in zwei Kanälen) verwendeten Spektren wurden mit demselben Instrument, dem fasergekoppelten Echelle-Spektrographen HEROS durchgeführt.

Bei HEROS handelt es sich um einen kompakten und daher äußerst leicht transportablen, hochauflösenden Spektrographen, dem mittels einer Glasfaser das Sternlicht vom Teleskop zugeführt wird. Diese Bauweise erlaubt somit eine mechanische Trennung des eigentlichen Spektrographen vom Teleskop und damit wiederum eine sowohl mechanisch als auch thermisch stabilisierte Aufstellung in einem von der Teleskopkuppel getrennten Raum.

Die Vorgängerversion von HEROS hieß FLASH¹ und wurde von H. Mandel 1988 entwickelt. Seine Funktionsweise und sein optisches Layout sind in Mandel (1988a, 1988b) ausführlich beschrieben. Für HEROS wurde FLASH hinter dem Echellegitter mit einem dichroitischen Strahlteiler versehen, der das Sternlicht bei etwa 5 700 Å teilt. Somit arbeitet HEROS mit zwei getrennten Kanälen. Auf dem roten Kanal werden die Ordnungen 98 bis 67 dargestellt, was einem Wellenlängenbereich von etwa 5 800 bis 8 600 Å entspricht. Im blauen Kanal wird hingegen der Bereich von 3 500 bis 5 600 Å, das entspricht den Ordnungen 165 bis 103, erfaßt.

Der portable Zwei-Kanal-Spektrograph HEROS wurde 1994 von A. Kaufer entworfen und gebaut. Sowohl Funktionsweise als auch optisches Design des Spektrographen wurden bereits in zahlreichen Arbeiten beschrieben, weshalb an dieser Stelle auf eine erneute Darstellung verzichtet und auf die Originalarbeit (Kaufer 1996) verwiesen wird.

2.1 Zeitserienspektroskopie

Spektroskopische Zeitserien stellen besondere Anforderungen an das verwendete Instrument und das Beobachtungsprogramm:

¹Fiber-Linked Astronomical Echelle Spectrograph of Heidelberg

(i) Großer Wellenlängenbereich

Ein großer vom Instrument überdeckter Wellenlängenbereich erlaubt eine Untersuchung der Struktur der einzelnen Schichten des Übergangsbereichs Photosphäre – Wind, da mit einer großen Zahl simultan beobachteter Spektrallinien die verschiedenen Linienentstehungsgebiete erfaßt werden. Hierbei ist jedoch zu bemerken, daß die Spektrallinien nicht lokal entstehen, sondern Beiträge aus allen Schichten der Sternatmosphäre vom Kontinuum bis zu den äußeren Bereichen erfassen. Daher ist eine genaue Kenntnis der Bedingungen der Linienentstehung zur richtigen Interpretation des von Linie zu Linie unterschiedlichen Verhaltens notwendig. Bei den B-Überriesen stellt vor allem die Balmerreihe des neutralen Wasserstoffs einen tiefensensitiven Satz an Spektrallinien dar — von besonderer Bedeutung ist hierbei die windempfindlichste Linie des optischen Spektrums, $H\alpha$ bei 6562.8 \AA .

(ii) Hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis S/N^2 und hohe spektrale Auflösung R

Beides ist notwendig, um eine ausreichend genaue Festlegung der beobachteten Linienprofile sicherzustellen. Die photosphärischen Linienprofile sind bei Überriesen mit einer typischen Breite von 100 km/s für heiße Sterne vergleichsweise schmal, die photosphärischen Geschwindigkeitsfelder mit maximalen Geschwindigkeitsamplituden in der Größenordnung der Schallgeschwindigkeit mit 15 km/s gering und die Windendgeschwindigkeiten mit einigen hundert km/s vergleichsweise klein. Um diese kleinen Geschwindigkeiten in den Linienprofilen erfassen zu können, ist eine Geschwindigkeitsauflösung von etwa 15 km/s ($R = 20000$) notwendig. Da ein Linienprofil bei einer Breite von 100 km/s auch bei geringerer Auflösung noch durch mehrere Auflösungselemente abgetastet wird, können beispielsweise durch das Anpassen von Modellen für die Linienprofile, welche im allgemeinen Gauß-Profil darstellen, weitaus höhere Genauigkeiten erreicht werden, als durch die spektrale Auflösung vorgegebenen. Bei der Messung der Gauß-zentrierten Radialgeschwindigkeiten einer einzelnen Linie werden Genauigkeiten $\approx 1 \text{ km/s}$ erreicht. Das S/N ist bei den untersuchten hellen Programmsternen vollständig durch die Photonstatistik bestimmt und somit proportional der Wurzel aus der Zahl der detektierten Photonen n_{ph}

$$S/N = \sqrt{n_{\text{ph}}}.$$

Das S/N geht direkt in die Unsicherheit der Festlegung der gemessenen Intensität eines Auflösungselements und somit in die Definition des Linienprofils ein. Ein $S/N \geq 100$, d. h. eine Unsicherheit in der Festlegung der Intensität $\leq 1\%$, wurde bei den Spektren für die Zeitserien angestrebt. Insbesondere wurde darauf Wert gelegt, daß bei den Spektren eines Objektes innerhalb der Zeitserie immer etwa das gleiche lokale S/N erreicht wird. Dies bedeutete, daß vor allem bei variablen atmosphärischen Bedingungen durch Seeing, Wolken und hohe Luftmassen die Belichtungszeiten entsprechend angepaßt werden mußten. Eine obere Grenze für die Belichtungszeit wird durch die Anzahl der sogenannten „Cosmics“ (hohe, sehr scharfe Signale durch Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung) auf dem Detektor gesetzt. Bei einer Rate von typischerweise einem Cosmic pro Sekunde und Zentimeter liegt diese Grenze bei etwa zwei

²Signal-to-Noise Ratio

Stunden Belichtungszeit. Das S/N der Spektren ist wegen der starken Wellenlängenabhängigkeit der Effizienz des Spektrographen ebenfalls stark wellenlängenabhängig. Das Maximum der Effizienz wird etwa im V -Band bei $5\,500\text{ \AA}$ erreicht und fällt vor allem zur blauen Seite hin steil ab.

(iii) Überwachung über lange Zeiträume (Monate) mit hoher Zeitauflösung (Tage)

Die notwendige Zeitauflösung $R_t \equiv T/\Delta t$ zur Überdeckung der signifikanten Zeitskalen der Variationen in den Photosphären und Hüllen ist durch die längsten und kürzesten zu erwartenden Zeitskalen, T bzw. Δt , festgelegt. Bei den B-Überriesen ist die Rotationsperiode die mit Sicherheit zu erwartende untere Grenze für die längsten Zeitskalen und somit $T \approx 80\text{ d}$. Die aus den Pulsationsmodellen abgeleiteten kürzesten zu erwartenden Perioden liegen bei wenigen Tagen, so daß ein $\Delta t \approx 1\text{ d}$ angestrebt wird. Somit ergibt sich also ein

$$R_t \approx 80.$$

Dies hat folgende Implikationen für die Beobachtungskampagnen:

- (α) Das Instrument und das Teleskop müssen über mehrere Wochen hinweg zur Verfügung stehen.
- (β) Die Programmsterne müssen alle innerhalb einer Nacht beobachtet werden können. Entsprechend ist das Beobachtungsprogramm in jeder Nacht etwa gleich.
- (γ) Auch die kürzesten Zeitskalen mit $\Delta t \approx 1\text{ d}$ können mit einem einzelnen Teleskop lückenlos überdeckt werden. Es sind keine weltweiten Kampagnen mit gleichmäßig verteilten Teleskopen notwendig (wie z. B. für die Stunden-Zeitskalen bei OB-Hauptreihensternen).
- (δ) Die Wetterbedingungen müssen auf den Zeitskalen stabil sein. Beobachtungslücken von mehreren Δt würden verhindern, die schnellsten Variationen kontinuierlich verfolgen zu können.

Selbstverständlich ist eine Wiederholung der Überwachung derselben Objekte in aufeinanderfolgenden Jahren erstrebenswert, da damit die Stabilität beobachteter Phänomene gesichert und Variationen auf größeren Zeitskalen untersucht werden können.

Die instrumentellen Anforderungen werden vom fasergekoppelten Echelle-Spektrographen HEROS resp. FLASH der Landessternwarte Heidelberg erfüllt, der eigens für derartige Beobachtungsprogramme entwickelt wurde.

2.2 Beobachtungskampagnen

2.2.1 La Silla 1995-1997

Schon vor Beginn dieser Arbeit waren in den Jahren 1995 bis 1997 drei große Überwachungsprogramme mit dem fasergekoppelten HEROS-Spektrographen am 50 cm -Teleskop und zeitweise auch

am 1.52 m–Teleskop der Europäischen Südsternwarte³ in La Silla, Chile, durchgeführt worden. Diese Kampagnen waren damals hauptsächlich den OBA–Überriesen gewidmet, da frühere Beobachtungen in den Jahren 1990 und 1991 an den 70 cm–Teleskopen der Landessternwarte Heidelberg gezeigt hatten, daß die hiesigen Wetterbedingungen das Erfassen der Variabilität mit einer Zeitauflösung von wenigen Tagen über mehrere Monate hinweg äußerst schwierig machen.

Das ESO–50 cm–Teleskop wird im Dahl–Kirkham–System, d. h. mit elliptischem Primär– und sphärischem Sekundärspiegel, und mit Gabelmontierung betrieben. Der Primärspiegel hat einen Durchmesser von 52 cm. Die Brennweite des im Cassegrain–Focus betriebenen Teleskops beträgt in etwa 7.1 m. Mit einem Öffnungsverhältnis von $f/13.6$ verträgt es sich hervorragend mit der verwendeten Glasfaser, die auf der Eintrittsseite ein Öffnungsverhältnis bis $f/15$ akzeptiert. Der Abbildungsmaßstab, auch Skala, beträgt $27.5''/\text{mm}$ und die Spaltöffnung der $100\ \mu\text{m}$ –Faser überdeckt am Himmel ein Gebiet von $2.7''$.

Im Vergleich zu den ersten Kampagnen von 1995 und 1996, wurde der HEROS–Spektrograph für die 1997–Kampagne entscheidend verändert. Am im Spektrographen befindlichen Faserkopf wurde eine Mikrolinse mit einem Öffnungsverhältnis an der Austrittsseite von $f/4$ und an der Eintrittsseite von $f/15$ angebracht. Dieses entspricht in etwa dem Öffnungsverhältnis des 50 cm–Teleskops. Darüberhinaus hat die Mikrolinse einen Durchmesser von $250\ \mu\text{m}$, der auf die Faser abgebildet wird. Damit wurde die Spaltöffnung der Faser am Himmel deutlich auf $7.2''$ vergrößert. Diese Optimierung verhinderte, daß die Faser von den hellen Objekten überstrahlt wird und ein wesentlicher Teil des Sternlichts erst gar nicht in die Faser gelangt. Sie führte demzufolge bei gleichbleibender Belichtungszeit zu einem höheren S/N –Verhältnis resp. machte bei gleichbleibendem S/N eine geringere Belichtungszeit erforderlich, wodurch das allnächtliche Beobachtungsprogramm erweitert werden konnte.

Alle drei Beobachtungskampagnen waren geprägt von einer langen zeitlichen Überwachung der einzelnen Beobachtungsobjekte. So liefen die Kampagnen der Jahre 1995 und 1996 jeweils von Januar bis einschließlich Juni, wohingegen das bislang letzte große Überwachungsprogramm mit HEROS am ESO–50 cm–Teleskop und am ESO–1.52 m–Teleskop im Jahre 1997 von Januar bis April durchgeführt wurde. Etliche tausend wissenschaftlicher Spektren wurden dabei gesammelt, reduziert und größtenteils auch ausgewertet.

Das ESO–1.52 m–Teleskop wird ebenfalls im Cassegrain–Focus mit englischer Montierung betrieben. Dabei hat der Primärspiegel einen Durchmesser von 1.524 m. Die Brennweite des Teleskops beträgt etwa 22.7 m und das Öffnungsverhältnis $f/14.9$, was sich wiederum auszeichnet mit der verwendeten Glasfaser verträgt. Der Abbildungsmaßstab des Teleskops beträgt $9.2''/\text{mm}$ und die Spaltöffnung der $100\text{-}\mu\text{m}$ –Faser überdeckt am Himmel $2.7''$.

In Tabelle 2.1 sind für die damals beobachteten Objekte die Ergebnisse der Beobachtungen zusammengefaßt. Ganz deutlich wird für alle Objekte die hervorragende zeitliche Auflösung mit beinahe einem Spektrum pro Tag.

³European Southern Observatory, ESO

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der mit HEROS an den Teleskopen der ESO auf La Silla beobachteten Spektren der Programmsterne für die Jahre 1995 bis 1997.

Objekt	Spektren/Nächte		
	1995	1996	1997
ζ Ori	58/58		
ϵ Ori	57/58	98/103	
κ Ori	55/58	98/103	
HD 64760		99/103	29/29
ϵ CMa		59/60	
HD 79186		99/104	46/50
η CMa	101/123		38/39
HD74371		100/104	44/50

2.2.2 Heidelberg Königstuhl August 1997 - Februar 1998

Obwohl, wie bereits oben erwähnt, die Wetterbedingungen in Heidelberg nicht zu einer spektroskopischen Langzeitüberwachung geeignet sind, wurde vom August 1997 bis Februar 1998 am Waltz–72 cm–Teleskop der Landessternwarte Heidelberg eine Beobachtungskampagne durchgeführt.

Der Waltz–Reflektor, der im Jahre 1906 erbaut wurde, wird im Nasmyth–Focus bei einer Gesamtbrennweite von 14 m betrieben. Das einfallende Licht wird zunächst vom parabolischen Hauptspiegel, der einen Durchmesser von 72 cm und eine Brennweite von 2.82 m aufweist, auf den hyperbolischen Fangspiegel reflektiert, bevor es vom Nasmyth–Umlenkspiegel aus dem Teleskop herausgelenkt wird. Dabei fällt das Licht des Objekts nun im Nasmyth–Fokus des Teleskops in die Teleskopeinheit des HEROS–Spektrographen. Über die Glasfaser wird das Licht zum eigentlichen Instrument weitergeleitet. Die Spaltöffnung der 100 μm –Faser mit der Mikrolinse überdeckt am Himmel $3.7''$.

Das Waltz–Teleskop ist mit einer Fernsehleiteinrichtung versehen, die es ermöglicht, auf einem Kontrollmonitor, dessen Gesichtsfeld eine Größe von $4^\circ \times 3^\circ$ hat, Objekte bis zur 9. Größe zu erkennen.

Zweck dieser Kampagne war es weniger, eine lange Überwachung einzelner Objekte durchzuführen, sondern einige neue Kandidaten unter den B–Überriesen des Nordhimmels zu überprüfen, um damit die Beobachtungen auf die nördliche Hemisphäre auszudehnen. Die Vorbereitung der darauffolgenden Kampagne am Deutsch-Spanischen Astronomischen Zentrum auf dem Calar Alto (siehe 2.2.3), Südspeanien, stand dabei also im Vordergrund. Trotz dieser Voraussetzungen lieferte die Kampagne an der Landessternwarte eine gute zeitliche Überdeckung eines weiteren B–Überriesen, nämlich 55 Cygni (B3Ia).

Erneut war dabei der an der Sternwarte entwickelte und gebaute Spektrograph HEROS im Einsatz. Hauptobjekt der gesamten Kampagne war das Sternbild Cygnus, indem sich der Überriese 55 Cygni befindet. Über einen Zeitraum von 76 Nächten wurden dabei insgesamt 27 Spektren dieses Sterns aufgenommen. Diese Kampagne war nicht nur der Suche nach B–Überriesen gewidmet, vielmehr

Tabelle 2.2: Beobachtungen an B-Überriesen am Waltz-72 cm-Teleskop der Landessternwarte im Zeitraum von August '97 bis Februar '98.

Objekt	Spektren/Nächte
55 Cygni	27/76
χ Aurigae	4/21
9 Cephei	2/16

waren die wichtigsten Bestandteile des damaligen Beobachtungsprogramms die ebenfalls heißen variablen Sterne β Cephei, ξ Persei, der Wolf-Rayet-Stern WR 133 und der Be-Stern 28 Cygni. Der vom letztgenannten Objekt dabei gewonnene Datensatz ist mittlerweile im Rahmen einer Diplomarbeit ausgewertet worden (Tubbesing 1998).

Die Tabelle 2.2 gibt einen Überblick über die Beobachtungen, die im Zeitraum 1997/98 an der Landessternwarte an B-Überriesen durchgeführt wurden, ein ausführlicheres Beobachtungsprotokoll ist im Anhang A.1 zu finden.

2.2.3 Calar Alto Juli-Oktober 1998

Diese durch Beobachtungen an der Landessternwarte Heidelberg (siehe 2.2.2) vorbereitete Beobachtungskampagne wurde in der Sommerperiode 1998, vom 30. Juli bis 6. Oktober, am 1.23 m-Teleskop des Deutsch-Spanischen Astronomischen Zentrums (DSAZ) auf dem Calar Alto, Südspanien, durchgeführt. In den insgesamt 61 Beobachtungsnächten, vom 30.07. bis 9.08. und vom 17.08. bis 6.10., wurden die B-Überriesen 55 Cygni, 9 Cephei und χ Aurigae über den gesamten Zeitraum hinweg spektroskopisch überwacht. Wiederum war dabei der fasergekoppelte Echelle-Spektrograph HEROS im Einsatz.

Das 1.23 m-Teleskop am Calar Alto wird in englischer Montierung mit Cassegrain-Focus betrieben. Der Primärspiegel hat einen Durchmesser von exakt 1.23 m und die Brennweite beträgt etwa 9.8 m. Das Öffnungsverhältnis beträgt jedoch lediglich $f/8$, was zu erheblichen Problemen beim Betrieb mit HEROS führte.

Aufgrund dieses technischen Problems, das Öffnungsverhältnis der Mikrolinse und das des Teleskops waren nicht identisch, war es bei dieser Kampagne nicht möglich, die verbesserte Konfiguration des HEROS-Spektrographen wie sie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben ist zu verwenden. So mußte auf die Version der vorangegangenen Jahre zurückgegriffen werden, die durch einen Faserbruch bedingt noch mehr an Effizienz verlor, da nun eine ältere, deutlich ineffizientere Faser zum Einsatz kam. Dies führte dazu, daß trotz der im Vergleich zum 72 cm-Waltz-Teleskop der Landessternwarte dreimal größeren Spiegelfläche, die Belichtungszeiten am 1.23 m-Teleskop des DSAZ kaum geringer waren als bei der Kampagne an der Landessternwarte.

In Tabelle 2.3 sind die Beobachtungen zusammengefaßt, eine ausführlicheres Beobachtungsprotokoll

Tabelle 2.3: Die Beobachtungen am 1.23 m–Teleskop des Deutsch–Spanischen Astronomischen Zentrums von Juli bis Oktober 1998.

Objekt	Spektren/Nächte
55 Cygni	32/46
χ Aurigae	31/48
9 Cephei	33/67

ist im Anhang A.2 zu finden. Dabei sei erwähnt, daß die zeitliche Auflösung für jedes Objekt in den ersten Beobachtungswochen bis Anfang September beinahe ein Spektrum pro Nacht beträgt. Die Beobachtungslücken entstanden erst mit den rapide schlechter werdenden Wetterbedingungen ab September.

2.2.4 MUSICOS–Kampagne 1998

Ziel der sogenannten MUSICOS⁴–Kampagne war es, durch gleichzeitige Beobachtungen mit verschiedenen Teleskopen auf der Nord- und Südhalbkugel von bekannten variablen Sternen, eine 24 Stunden–Überwachung durchzuführen. Damit sollte die Möglichkeit gegeben werden, die ausgewählten Objekte auch auf Variationen im Sub–Tages–Bereich, auf Zeitskalen von wenigen Stunden, hin zu untersuchen.

Die Heidelberger *Hot Star Group* beteiligte sich dabei zum einen mit dem HEROS–Spektrographen, der diesmal am Dutch–90 cm–Teleskop der ESO auf La Silla eingesetzt wurde, und zum anderen mit dem damals gerade neu am ESO–1.52 m–Teleskop installierten FEROS⁵–Spektrographen. Eine ausführliche technische Beschreibung von FEROS befindet sich in Kaufer et al. (1999).

Die Kampagne dauerte von 20.11. bis 13.12.1998, dabei waren jedoch nicht alle der nachfolgend genannten Observatorien durchgängig an der MUSICOS–Kampagne beteiligt:

- Beijing Astrophysical Observatory in Xinglong, China
- Isaac Newton Telescope in La Palma, Spanien
- Observatoire de Haute Provence bei Saint Michel, Frankreich
- Observatoire du Puc du Midi in den Pyrenäen, Frankreich
- Kitt Peak National Observatory in Arizona, USA
- South African Astronomical Observatory, Südafrika

⁴Multi–Site Continuous Spectroscopy

⁵Fiber–fed Extended Range Optical Spectrograph

- Anglo Australian Observatory am Mount Stromlo, Australien
- European Southern Observatory auf La Silla, Chile

Tabelle 2.4: Zusammenfassung der Beobachtungen am Dutch–92 cm–Teleskop der ESO im Rahmen der MUSCOS CAMPAIGN 1998.

Objekt	Spektren/Nächte
ζ Ori	65/18
ε Ori	61/18
κ Ori	60/18
χ Aurigae	15/17

Das Dutch–Teleskop ist vom selben Design–Typ wie das ESO–50 cm–Teleskop, dem Dahl–Kirkham mit Gabelmontierung. Der Primärspiegel hat dabei einen Durchmesser von 91 cm, das Öffnungsverhältnis beträgt $f/13.75$, seine Brennweite ungefähr 12.5 m. Auch hier waren also die Voraussetzungen für den Einsatz von HEROS ($f/15$) sehr günstig. Die Spaltöffnung der $100\ \mu\text{m}$ –Faser mit der Mikrolinse überdeckt am Himmel $4.1''$.

Beobachtungsobjekte waren während dieser Kampagne unter anderem die OB–Überriesen ζ Ori, κ Ori und ε Ori. Für diese heißeren Überriesen werden Variationen auch auf Zeitskalen von wenigen Stunden erwartet. Zusätzlich zu diesen wurde nur am Dutch–Teleskop noch χ Aur spektroskopisch überwacht. Tabelle 2.4 faßt die Beobachtungsergebnisse zusammen, ein ausführliches Beobachtungsprotokoll befindet sich im Anhang A.3.

2.3 Datenreduktion

Die Reduktion der gesammelten Daten läuft typischerweise halbautomatisch. Dies ist wegen der enormen Anzahl an Spektren, die während einer Beobachtungskampagne über die oben angegebenen Zeiträume anfallen, eine notwendige Erleichterung, wird aber nur durch eine ausreichende Stabilität des Spektrographen gewährleistet. Denn hochauflösende Spektroskopie ist besonders empfindlich gegenüber mechanischen Durchbiegungseffekten. Diese können im Falle von HEROS jedoch ausgeschlossen werden.

Als Grundlage für die Datenreduktion sämtlicher gesammelter Echellespektren wurde ein speziell an den HEROS–Spektrographen angepaßtes Programmpaket verwendet. Dieses Programmpaket, welches ausführlich in Stahl et al. (1993) beschrieben wird, basiert auf dem MIDAS⁶–Bildverarbeitungssystem der ESO.

Die Echellespektren der beiden Kanäle, rot und blau, von HEROS werden vollkommen unabhängig voneinander und für jede zusammenhängende Beobachtungsnacht getrennt reduziert. Bevor mit der

⁶Munich Image Data Analysis System

eigentlichen Reduktion der Daten begonnen werden kann, wird mittels der über die gesamte Beobachtungsnacht verteilten Kalibrationsspektren überprüft, ob mögliche Verschiebungen der Echellspektren in Dispersions- resp. Querdispersionsrichtung aufgetreten sind. Erst nachdem dies ausgeschlossen werden kann, kann mit der Datenreduktion begonnen werden, deren wichtigsten Schritte nachfolgend kurz beschrieben werden sollen:

(i) Mittelung der Thorium–Argon– und der Flatfield–Aufnahmen

Im Laufe einer einzelnen Beobachtungsnacht wird jede Objektaufnahme üblicherweise zwischen zwei Thorium–Argon–Aufnahmen zur Wellenlängenkalibration und mehreren Flatfield–Aufnahmen eingebettet. Durch die Mittelwertbildung der beiden Vergleichslichtaufnahmen wird für die Wellenlängenkalibration des Objektspektrums eine Korrektur erster Ordnung der während der Objektbelichtung aufgetretenen Verschiebungen in Dispersionsrichtung gewonnen.

Alle Flatfieldaufnahmen einer Nacht, als Mindestanzahl hat sich sechs als optimal herausgestellt, werden gemittelt, um vor allem im blauen Teil des Spektrums ein ausreichendes S/N zu erhalten. Ansonsten würde bei der späteren Flatfieldkorrektur der Rauschanteil in den Objektspektren zusätzlich, jedoch völlig unnötig, erhöht werden.

(ii) Definition der Echelleordnungen

Anhand der zuvor gemittelten Flatfieldaufnahme wird die räumliche Lage und der Verlauf der einzelnen Echelleordnungen bestimmt und durch ein mehrdimensionales Polynom dargestellt.

(iii) Bestimmung und Subtraktion des Streulichthintergrundes

Echellespektren haben einen Streulichtanteil von einigen Prozent, der sich jedoch zwischen den einzelnen Echelleordnungen ausreichend gut bestimmen läßt. Mit Hilfe einer zweidimensionalen Spline–Funktion werden sowohl in den Flatfield– als auch in den Objektaufnahmen die Zwischenordnungsminima angefitet, wodurch sich der räumliche Verlauf des Streulichts auf dem CCD⁷ modellieren läßt. Dieser wird anschließend von den jeweiligen Spektren abgezogen. Durchgeführt wird diese Prozedur mit dem Programm von Verschueren & Hensberge (1990).

(iv) Extraktion der Echelle–Spektren

Längs jeder definierten Ordnung wird nun pixelweise das Signal in Querdispersionsrichtung über eine vorgegebene „Spalt“–Breite aufaddiert (extrahiert). Die Spaltbreite muß dabei so gewählt werden, daß das Signal in Querdispersionsrichtung auch bei geringen Verschiebungen der Ordnungen komplett erfaßt wird, gleichzeitig aber kein Signal aus den benachbarten Ordnungen mitintegriert wird.

Um dabei nichtsignifikante Werte, im allgemeinen die Cosmics zu eliminieren, wird aus dem Signalverlauf in Dispersionsrichtung ein statistisches Modell für die jeweilige Umgebung erstellt. Werte gestörter Pixel werden dann durch die vom Modell vorhergesagten Werte ersetzt (sogenannte *optimal extraction*). Dies geschieht mittels einer modifizierten Version des von Horne (1986) entwickelten Algorithmus.

⁷Charge Coupled Device

Das extrahierte Spektrum liegt dann in Form eines zweidimensionalen Bildes vor, bei dem jeder Zeile genau einer Ordnung entspricht (sogenanntes „Pixel–Order–Frame“).

(v) „Flatfielden“ der extrahierten Spektren

Durch Division der extrahierten Objektspektren mit den extrahierten Flatfieldspektren im Pixel–Order–Frame werden nun nicht nur die Empfindlichkeitsvariationen von Pixel zu Pixel auf dem CCD korrigiert, sondern auch der Empfindlichkeitsverlauf des Spektrographen aus dem Objektspektrum entfernt. Dabei können die Pixel-zu-Pixel-Variationen nur noch statistisch korrigiert werden, da bereits bei der Extraktion der Spektren über mehrere Pixel gemittelt wird. Diese statistische Korrektur ist jedoch völlig ausreichend, da die Pixel-zu-Pixel-Variationen der verwendeten CCDs gering sind.

(vi) Wellenlängenkalibration

Für die Wellenlängenkalibration werden aus dem extrahierten Thorium-Argon–Spektrum durch eine halbautomatische Identifikation von etwa 1 000 Linien die Dispersionskoeffizienten mittels eines Dispersionsmodells von Hensberge & Verschueren (1989) bestimmt. Da einer der Modellparameter dabei die Ordnungsnummer ist, wird der Fit „global“ und ist somit für Ordnungen mit geringer Anzahl verfügbarer Kalibrationslinien stabiler.

(vii) „Rebinnen“ der extrahierten Spektren

Typisch für die Echellespektroskopie ist, daß der Zusammenhang zwischen Pixelnummer und Wellenlänge stark nichtlinear und durch die zuvor bestimmten Dispersionskoeffizienten gegeben ist. Die einzelnen Ordnungen werden deshalb pixelweise kalibriert, interpoliert und dann auf ein äquidistantes Gitter (im Fall von HEROS mit einer Schrittweite von 0.1 \AA) übertragen.

(viii) Korrektur auf das heliozentrische Bezugssystem

Die Korrektur auf das heliozentrische Bezugssystem wurde in die Kalibration integriert, da mit jedem „Rebinnen“ (also dem Interpolieren und anschließendem Übertragen) Auflösung verloren geht. Hierdurch haben alle Spektren einer Zeitserie im heliozentrischen System die gleiche Schrittweite. Achtet man zusätzlich darauf, daß die Startwellenlänge eines Spektrums ein ganzzahliges Vielfaches der Schrittweite ist, können die Spektren einer Zeitserie direkt pixelweise verglichen werden.

(ix) „Mergen“ der einzelnen Ordnungen

Die einzelnen Ordnungen können nun zu einem eindimensionalen Spektrum zusammengesetzt werden. Dabei überlappen aufeinanderfolgende Ordnungen jeweils an den Enden und werden gewichtet aufaddiert, was in einem Bereich des Echellegitters, in dem die Effizienz bereits stark abgefallen ist, zu einer Erhöhung des S/N führt.

Üblicherweise verbleiben aufgrund des nicht perfekten Flatfieldens auf dem Sternspektrum niederfrequente Wellen („Ripples“), die jedoch mit einer maximalen Amplitude von etwa 1% relativ zum mittleren umgebenden Kontinuum keiner weiteren Korrektur bedürfen, da die Breite der Spektrallinien der Programmsterne deutlich kleiner ist als die Längenskala der Ripples.

(x) Normierung der Spektren auf das stellare Kontinuum

Die einzelnen Sternspektren werden nun auf einen Kontinuumswert von Eins normiert, indem in etwa 30 definierten Kontinuumsfenstern der einzelnen Pixel-Order-Frames an deren Median-Intensität eine glatte Splinefunktion gefittet wird, durch welche die Spektren anschließend dividiert werden.

Die erreichbare Genauigkeit der Wellenlänge liegt bei etwa 1 km/s. Die verbleibenden Unregelmäßigkeiten nach der Normierung betragen circa 1% des Kontinuums. Das S/N ist stark wellenlängenabhängig und wird für den Bereich von 5 350 bis 5 450 Å angegeben. Üblicherweise werden hier Werte von ungefähr 130 erreicht, im roten Spektralbereich sind sie entsprechend höher. Als minimale Anforderung wird ein S/N von 100 angesehen.

2.4 Datenarchivierung

Ein Teil der seit 1990 gesammelten Objektspektren von O-, B- und A-Überriesen wurde bereits auf CD-Rom als vollständig reduzierte, eindimensionale Spektren publiziert (Stahl et al. 1995).

Da die Anzahl der Objektspektren mit einigen tausend die Überschaubarkeit seit langem übersteigt, wurden die Echellespektren mit einer Datenbank verwaltet. Die in Kaufer (1996) präsentierte Datenbank wurde überarbeitet und ist nun als *Heidelberg Spectroscopic Database* per Internet abrufbar. In ihr sind im Gegensatz zur ersten Version der Echellespektren-Datenbank nicht nur die mit HEROS und FLASH gewonnen, sondern auch die mit anderen Spektrographen, wie beispielsweise CASPEC⁸, erzielten Echellespektren erfaßt. Abbildung 2.1 zeigt das vollständige Ausgabeformular für den Anfragebegriff „Ori“.

⁸Cassegrain Echelle Spectrograph

Netscap: The Heidelberg Spectroscopic Database

File Edit View Go Bookmarks Options Directory Window Help

Location: http://www.1aw.uni-heidelberg.de/cgi-bin/w3-maq/~/dschaefe/search_result.html

Back Forward Home Reload Images Open Print Find Stop

The Heidelberg Spectroscopic Database

Search Results for 'Ori', dataset Heros_1996.y'

294 spectra found for Ori

Instrument	Object	Coord (RA, DEC, EPOCH)	Date	Exposure Time UT	Resolution	Slit	Grating	CCD	Collimator	Camera	Central Wavelength	NAJIS	NRPIX	PHYSIZE	Observer	Type	File-Name	File-No.
HEROS ESO 50 cm	betaOri	05:14:3200,-08:12:060, 2000.0	1996/01/19	01:05:06-01:15:07	31.6 l/nm	100 um	300 l/nm	#2 EEV	f=300 mm	f=300 mm	7000 Å	2	750,1180	22 um	A Kauder/B/WOLF	HEROS96_R1	RA0003.AT1	3
HEROS ESO 50 cm	epsOri	05:35:5910,-01:12:160, 1995.5	1996/01/19	01:17:55-01:37:56	31.6 l/nm	100 um	300 l/nm	#2 EEV	f=300 mm	f=300 mm	7000 Å	2	750,1180	22 um	A Kauder/B/WOLF	HEROS96_R1	RA0004.AT1	4
HEROS ESO 50 cm	kappaOri	05:47:3260,-09:40:160, 1995.5	1996/01/19	01:46:12-02:06:13	31.6 l/nm	100 um	300 l/nm	#2 EEV	f=300 mm	f=300 mm	7000 Å	2	750,1180	22 um	A Kauder/B/WOLF	HEROS96_R1	RA0007.AT1	7
HEROS ESO 50 cm	betaOri	05:14:3200,-08:12:060, 2000.0	1996/01/20	00:23:10-00:33:11	31.6 l/nm	100 um	300 l/nm	#2 EEV	f=300 mm	f=300 mm	7000 Å	2	750,1180	22 um	A Kauder/B/WOLF	HEROS96_R1	RA0029.AT1	29
HEROS ESO 50 cm	epsOri	05:35:5910,-01:12:160, 1995.5	1996/01/20	00:26:57-00:56:28	31.6 l/nm	100 um	300 l/nm	#2 EEV	f=300 mm	f=300 mm	7000 Å	2	750,1180	22 um	A Kauder/B/WOLF	HEROS96_R1	RA0029.AT1	29
HEROS ESO 50 cm	kappaOri	05:47:3260,-09:40:160, 1995.5	1996/01/20	00:58:58-01:18:39	31.6 l/nm	100 um	300 l/nm	#2 EEV	f=300 mm	f=300 mm	7000 Å	2	750,1180	22 um	A Kauder/B/WOLF	HEROS96_R1	RA0030.AT1	30
HEROS ESO 50 cm	betaOri	05:14:3200,-08:12:060, 2000.0	1996/01/21	00:09:22-00:19:23	31.6 l/nm	100 um	300 l/nm	#2 EEV	f=300 mm	f=300 mm	7000 Å	2	750,1180	22 um	A Kauder/B/WOLF	HEROS96_R1	RA0054.AT1	54
HEROS ESO 50 cm	epsOri	05:35:5910,-01:12:160, 1995.5	1996/01/21	00:21:16-00:41:17	31.6 l/nm	100 um	300 l/nm	#2 EEV	f=300 mm	f=300 mm	7000 Å	2	750,1180	22 um	A Kauder/B/WOLF	HEROS96_R1	RA0055.AT1	55
HEROS ESO 50 cm	kappaOri	05:47:3260,-09:40:160, 1995.5	1996/01/21	00:48:57-01:03:58	31.6 l/nm	100 um	300 l/nm	#2 EEV	f=300 mm	f=300 mm	7000 Å	2	750,1180	22 um	A Kauder/B/WOLF	HEROS96_R1	RA0056.AT1	56
HEROS ESO 50 cm	betaOri	05:14:3200,-08:12:060, 2000.0	1996/01/22	00:13:35-00:25:36	31.6 l/nm	100 um	300 l/nm	#2 EEV	f=300 mm	f=300 mm	7000 Å	2	750,1180	22 um	A Kauder/B/WOLF	HEROS96_R1	RA0080.AT1	80
HEROS ESO 50 cm	epsOri	05:35:5910,-01:12:160, 1995.5	1996/01/22	00:27:01-00:47:02	31.6 l/nm	100 um	300 l/nm	#2 EEV	f=300 mm	f=300 mm	7000 Å	2	750,1180	22 um	A Kauder/B/WOLF	HEROS96_R1	RA0081.AT1	81
HEROS ESO 50 cm	kappaOri	05:47:3260,-09:40:160, 1995.5	1996/01/22	00:48:48-01:08:49	31.6 l/nm	100 um	300 l/nm	#2 EEV	f=300 mm	f=300 mm	7000 Å	2	750,1180	22 um	A Kauder/B/WOLF	HEROS96_R1	RA0082.AT1	82

Abbildung 2.1: Formular der Heidelberg Spectroscopic Database, einer Echellespektren-Datenbank, mit der die mit HEROS gewonnenen Objektspektren verwaltet werden.

Kapitel 3

Programmsterne

3.1 Auswahl der Programmsterne

Nachdem von einem Teil der Programmsterne bereits vor Beginn dieser Arbeit ein sehr umfangreicher Datensatz bei früheren Beobachtungskampagnen (siehe Abschnitt 2) gesammelt worden war, lag das Hauptaugenmerk für die weiteren Beobachtungen auf der Ausdehnung des Samples auf die nördliche Hemisphäre. Um eine Zeitserie mit ausreichender zeitlicher Überdeckung zu erhalten, mußte berücksichtigt werden, daß die einzelnen Objekte während der Kampagne am Calar Alto über einen möglichst langen Zeitraum jeweils einmal pro Nacht beobachtet werden konnten.

Soweit möglich wurde dabei anhand der Literatur darauf geachtet, daß es sich bei den Programmsterne nicht um Doppelsterne handelt. Deren Behandlung ist schwieriger, da aus der Variation einzelner Linien noch die spektroskopisch sichtbare Bahnbewegung herausgefiltert werden muß. Für die Auswahl der zusätzlichen Programmsterne wurden dabei die folgenden Kriterien berücksichtigt:

(i) Spektraltyp

Die bereits vorhandenen Daten, welche die frühen Spektraltypen von O9.5 bis B0.5 und den Bereich B5 und B6 abdeckten, sollten wenn möglich durch eine komplette Spektralsequenz von B1 bis B5 ergänzt werden, um mögliche Abhängigkeiten der Variabilität von der Effektivtemperatur T_{eff} zu erfassen.

(ii) Leuchtkraftklasse

Zahlreiche Voruntersuchungen mit den Teleskopen der Landessternwarte Heidelberg–Königstuhl (Waltz–72 cm–Teleskop und 70 cm–Teleskop) haben gezeigt, daß signifikante Sternwindvariationen für Überriesen der Leuchtkraftklasse Ib und leuchtkräftiger, Leuchtkraftklassen Iab, Ia und Ia⁺, zu erwarten sind (Gäng 1993). Daher wurde gezielt nach B–Überriesen dieser Leuchtkraftklassen gesucht, die in fast allen Fällen zumindest zeitweise auch H α –Emission zeigen. Dies garantiert, daß die stellaren Objekte einen signifikanten Massenverlust durch den Sternwind aufweisen.

(iii) Visuelle Helligkeit

Aufgrund der Spiegelfläche des 1.23 m–Teleskops am Calar Alto kamen nur die hellsten B–Überriesen des Nordhimmels für das Überwachungsprogramm in Betracht. Mit der üblichen Konfiguration des Spektrographen, wie sie in Kaufer (1996) ausführlich beschrieben ist, erhält man für ein Objekt 7. Größe am 72 cm–Waltz–Teleskops der Landessternwarte die minimale Anforderung $S/N = 100$ in V mit einer Belichtungszeit von etwa zwei Stunden. Dies stellt gleichzeitig die Grenzgröße dar, da Belichtungszeiten von mehr als zwei Stunden wegen der zu groß werdenden Zahl von Cosmics auf dem Detektor nicht möglich sind. Aufgrund der dreimal größeren Fläche des 1.23 m–Teleskops wäre für die Beobachtungen am Calar Alto auch Sterne der 8. Größe in Frage gekommen. Technische Probleme erzwangen jedoch, den Spektrographen in einer älteren wesentlich ineffizienteren Konfiguration zu benutzen, welche die Grenzgröße deutlich herabsetzte, nämlich auf Sterne 6. Größe.

Tabelle 3.1 zeigt die nach diesen Kriterien für die unterschiedlichen Langzeitüberwachungsprogramme ausgewählten Objekte mit ihrer HD–Nummer, einem synonymen, teilweise bekannteren Namen, den äquatorialen Koordinaten α und δ zur Epoche 2000, der visuellen Helligkeit V und dem Spektrotyp sp . Dabei wurde V dem HIPPARCOS¹–Katalog, die übrigen Daten der Simbad Database entnommen.

Tabelle 3.1: Die Programmsterne, die im Rahmen dieser Arbeit in verschiedenen Langzeitüberwachungsprogrammen spektroskopiert wurden. V ist dem HIPPARCOS–Katalog, die übrigen Daten der Simbad Database entnommen.

Objekt		sp	α (2000)	δ (2000)	V
HD-Nr.	Synonym				
37742	ζ Ori	O9.5 Ib	05 ^h 40 ^m 45 ^s .3	−01° 56′ 30″	1.90
37128	ϵ Ori	B0 Iab	05 ^h 36 ^m 12 ^s .7	−01° 12′ 07″	1.72
38771	κ Ori	B0 Iab	05 ^h 47 ^m 45 ^s .3	−09° 40′ 11″	2.06
64760		B0.5 Ib	07 ^h 53 ^m 18 ^s .2	−48° 06′ 11″	4.20
52089	ϵ CMa	B2 IIb	06 ^h 58 ^m 37 ^s .7	−28° 58′ 20″	1.53
206165	9 Cep	B2 Ib	21 ^h 37 ^m 55 ^s .2	+62° 04′ 55″	4.73
198478	55 Cyg	B3 Iae	20 ^h 48 ^m 56 ^s .2	+46° 06′ 51″	4.86
79186	GX Vel	B5 Ia	09 ^h 11 ^m 04 ^s .3	−44° 52′ 04″	5.02
36371	χ Aur	B5 Iab	05 ^h 32 ^m 43 ^s .6	+32° 11′ 32″	4.75
58350	η CMa	B5 Iab	07 ^h 24 ^m 05 ^s .6	−29° 18′ 11″	2.46
74371		B6 Iae	08 ^h 41 ^m 56 ^s .8	−45° 24′ 39″	5.24

Tabelle 3.2 zeigt die nach denselben Kriterien ausgewählten Objekte, die aber aufgrund der technischen Probleme am 1.23 m–Teleskop am Calar Alto nicht in das Beobachtungsprogramm miteinbezogen werden konnten, da sie die Grenzgröße überschritten. Das Herausnehmen des Datensatzes dieser

¹High Precision Parallax Collecting Satellite

Objekte ist besonders bedauerlich, da sie bis auf eine Ausnahme allesamt dem ohnehin am Nordhimmel dünn besiedelten Spektralbereich der B2/B3-Überriesen angehören, dem Bereich also, dem nach den ersten Einschätzungen eine entscheidende Bedeutung bei der Charakterisierung der Windstruktur der B-Überriesen zuzurechnen ist (siehe Kapitel 1). Ebenfalls sind HD-Nummer, die äquatorialen Koordinaten α und δ zur Epoche 2000, die visuellen Helligkeiten V und der Spektraltyp sp angegeben. Wiederum wurde V dem HIPPARCOS-Katalog und die übrigen Daten der Simbad Database entnommen.

Tabelle 3.2: Die Sterne, die aufgrund technischer Probleme nicht während der Calar-Alto-Kampagne spektroskopisch beobachtet werden konnten. V ist dem HIPPARCOS-Katalog, die übrigen Daten der Simbad Database entnommen.

Objekt	sp	α (2000)	δ (2000)	V
HD 14143	B2 Ia	02 ^h 19 ^m 13. ^s 9	+57° 10' 10''	6.65
HD 14818	B2 Iae	02 ^h 25 ^m 15. ^s 9	+56° 36' 36''	6.21
HD 14134	B3 Ia	02 ^h 19 ^m 04. ^s 4	+57° 08' 08''	6.55
HD 178129	B3 Ia	19 ^h 07 ^m 18. ^s 0	+03° 26' 35''	7.41
HD 4841	B5 Ia	00 ^h 51 ^m 25. ^s 7	+63° 46' 52''	6.96

Ein weiterer Blick auf Tabelle 3.1 zeigt, daß auch zwei Objekte im Rahmen der unterschiedlichen Kampagnen spektroskopiert wurden, die nicht dem oben beschriebenen Kriterium Leuchtkraftklasse entsprechen, nämlich ϵ CMa und 9 Cep mit Leuchtkraftklasse IIb resp. Ib. Mit diesen beiden Objekten sollte nochmals überprüft werden, ob der von Gäng (1993) gefundene Zusammenhang zwischen Variabilität und Leuchtkraftklasse gegeben ist.

3.2 Stellare Parameter der Programmsterne

Bei der Bestimmung der Sternparameter wurde im wesentlichen entsprechend Kaufer (1996) vorgegangen, um die Vergleichbarkeit der beiden Datensätze miteinander zu gewährleisten. Da das wichtigste Anliegen dieser Arbeit die Untersuchung der Variabilität in Abhängigkeit von stellaren Parametern wie z. B. Temperatur ist, sind nicht so sehr die absoluten Werte für die einzelnen Objekte, sondern nur die relativen von Belang. Die einzelnen Methoden sollen hier nochmals kurz dargestellt werden.

- Temperaturindex $W_\lambda(\text{Mg}4481)/W_\lambda(\text{He}4471)$

Die Sequenz der Programmsterne im Spektraltyp, d. h. in der Effektivtemperatur, wurde durch den temperaturempfindlichen Linienindex $\text{Mg II } \lambda 4481.3$ zu $\text{He I } \lambda 4471.7$ verifiziert. Im Temperaturbereich der frühen B-Sterne nimmt die Linienstärke des einfach ionisierten Magnesiums $\text{Mg II } \lambda 4481.3$ zu niedrigeren Temperaturen deutlich zu, wohingegen die Linie des neutralen Heliums $\text{He I } \lambda 4471.7$ bis zu ihrem Maximum bei etwa B3 in der Stärke zunimmt, um dann mit weiter sinkenden Effektivtemperaturen sehr stark abzunehmen. Die Äquivalentbreiten der

beiden Linien wurden jeweils in den gemittelten Spektren aller vorhandenen Spektren der einzelnen Programmsterne gemessen. Wie Tabelle 3.3 zu entnehmen ist, folgt der Linienindex den aus der Literatur entnommenen Spektraltypen sp der Objekte.

- Absolute Helligkeit M_V und bolometrische Helligkeit M_{bol}

Azzopardi (1981) leitete aus einer großen Stichprobe von frühen leuchtkräftigen Sternen in den Magellanschen Wolken eine empirische Kalibration der absoluten visuellen Helligkeit M_V für gegebenen Spektraltyp sp und bekannter Äquivalentbreite W_λ der $H\gamma$ -Linie ab. Trotz der Unterhäufigkeit in der Metallizität der Magellanschen Wolken gegenüber der Milchstraße, ergibt diese Kalibration aufgrund der relativ genau bekannten Entfernung der Magellanschen Wolken genauere absolute Helligkeiten als „direkte“ Messungen in der Milchstraße.

Die $W_\lambda(H\gamma)$ der Programmsterne wurden aus den mittleren Spektren mittels Integration der $H\gamma$ -Linie in den Grenzen $\pm 20 \text{ \AA}$ bestimmt. Dabei wurde wie in Schäfer (1996) beschrieben vorgegangen. Die 1σ -Streuung der gemessenen $W_\lambda(H\gamma)$ liegt in der Größenordnung von 5%, was der erwarteten Meßgenauigkeit für eine einzelne Linie entspricht. In den Diagrammen, die der Kalibration von Azzopardi (1981) zugrunde liegen, läßt sich sogar eine Streuung von bis zu 20% finden. Sie ist vermutlich der Variabilität der leuchtkräftigsten Sterne zuzuschreiben.

Die bolometrische Korrektur $B.C.$ wurde aus Schmidt-Kaler (1982) entnommen. Mit dieser berechnet sich die absolute bolometrische Helligkeit M_{bol} der Objekte dann wie folgt

$$M_{bol} = M_V + B.C.$$

- Effektivtemperatur T_{eff} , Leuchtkraft $\log L/L_\odot$ und Radius R/R_\odot

Die Effektivtemperatur T_{eff} läßt sich nach Schmidt-Kaler (1982) aus dem Spektraltyp sp bestimmen. Mit dieser ergibt sich die Leuchtkraft zu

$$\log L/L_\odot = -0.4(M_{bol} - 4.77)$$

und der Sternradius zu

$$\log R/R_\odot = 0.5 \log L/L_\odot - 2 \log T_{eff} + 2 \log(5770).$$

- Masse M/M_\odot und Schwerebeschleunigung $\log g$

Mit der so bestimmten Leuchtkraft und der Effektivtemperatur wurde aus den Entwicklungsrechnungen von Schaller et al. (1992) die ZAMS²-Masse M/M_\odot der Objekte interpoliert. Mit den in den Modellrechnungen angenommen Massenverlustraten, unterscheidet sich die tatsächliche Masse kaum von der ZAMS-Masse. In den Entwicklungsrechnungen wurde nämlich angenommen, daß sich alle Programmsterne von der Hauptreihe weg zu kühleren Temperaturen hin entwickeln und sich nicht in einem „blue loop“ befinden.

²Zero-Age-Main-Sequenz, Alter-Null-Hauptreihe

Letztlich kann aus der Masse und dem Sternradius auch die Oberflächenschwerebeschleunigung g zu

$$g = 2.74 \cdot 10^4 \text{ cm s}^{-2} \frac{M/M_{\odot}}{(R/R_{\odot})^2}.$$

bestimmt werden.

- Massenverlustrate \dot{M}

Nach der Theorie für strahlungsgetriebene Winde hängt die Massenverlustrate \dot{M} wie folgt von den stellaren Parametern ab

$$\dot{M} \propto L_*^{\frac{1}{\alpha}} (M_*(1 - \Gamma))^{\frac{\alpha-1}{\alpha}}, \quad \text{mit}$$

$$\Gamma = \frac{\sigma_e L}{4\pi c G M}.$$

Da die Masse jedoch der größte Unsicherheitsfaktor ist wird eher der „modifizierten Windimpuls“ verwendet. Für diesen gilt der Zusammenhang

$$\dot{M} v_{\infty} R_*^{0.5} \propto L_*^{\frac{1}{\alpha}} (M_*(1 - \Gamma))^{\frac{\alpha-1}{\alpha} + \frac{1}{2}}.$$

Da α für die heißen leuchtkräftigen Sterne Werte zwischen 0.55 und 0.65 annimmt, wird $\dot{M} v_{\infty} R_*^{0.5}$ beinahe unabhängig von der Masse des Sterns (Kudritzki et al. 1995).

Nach Lamers & Cassinelli (1999) gilt folgender Zusammenhang für galaktische Sterne

$$\log(\dot{M} v_{\infty} R_*^{0.5}) = -1.37 + 2.07 \log(L_*/10^6).$$

Durch einfaches Umformen erhält man folgenden Ausdruck für die Massenverlustrate

$$\dot{M} = \frac{(L_*/10^6)^{2.07}}{v_{\infty} R_*^{0.5} 10^{1.37}}$$

mit dem eine Abschätzung vorgenommen werden kann. Im Fall von ζ Ori erhält man damit für $\log \dot{M}$ einen Wert von $-5.61 M_{\odot}/\text{yr}$. Dieser stimmt mit dem von Lamers & Leitherer (1993) aus $L(\text{H}\alpha)$ abgeleiteten Wert von $-5.60 \pm 0.15 M_{\odot}/\text{yr}$ hervorragend überein. Für ϵ Ori liefert obige Abschätzung $-5.74 M_{\odot}/\text{yr}$ während Lamers & Leitherer den Wert $-5.39 \pm 0.16 M_{\odot}/\text{yr}$ ermittelten.

Tabelle 3.3 liefert eine Zusammenstellung der grundlegenden Sternparameter der Programmsterne sowie der in dieser Arbeit im weiteren verwendeten abgeleiteten Größen. In der Literatur finden sich für die meisten der Objekte Angaben zu den einzelnen Größen, die z. T. erheblich von den in dieser Arbeit bestimmten abweichen. Da die Quellen z. T. nicht nachzuvollziehen sind, wie z. B. in der Simbad Database, resp. die Streuung verschiedener Werte eines stellaren Parameters für dasselbe Objekt sehr hoch ist, wurde versucht, für diese Arbeit aus den selbst beobachteten Meßgrößen wie Linienstärken und Linienverhältnissen einen homogenen Parametersatz festzulegen.

Tabelle 3.3: Die stellaren Parameter der Programmsterne, die mit der Kalibration von Azzopardi (1981) aus dem Spektraltyp und der Äquivalentbreite von $H\gamma$ abgeleitet wurden. Die $H\gamma$ Äquivalentbreite wurde im gemittelten Spektrum bestimmt. Die Massen wurden aus den theoretischen Entwicklungswegen von Schaller et al. (1992) bestimmt. Eine Diskussion der abgeleiteten Geschwindigkeiten und Perioden findet sich im Text.

Objekt	sp	$W_\lambda(\text{Mg4481})/$ $W_\lambda(\text{He4471})$	$W_\lambda(H\gamma)$ [Å]	M_V	$B.C.$	M_{bol}	\log L/L_\odot	T_{eff} [K]	R/R_\odot	M/M_\odot	$\log g$
ζ Ori	O9.5	0.12	1.65	-7.13	-2.84	-9.97	5.896	29 300	32	56	3.176
ϵ Ori	B0	0.14	1.56	-7.38	-2.49	-9.87	5.856	26 000	39	53	2.980
κ Ori	B0	0.18	1.74	-7.07	-2.49	-9.56	5.732	26 000	34	41	2.988
HD 64760	B0.5	0.20	2.13	-6.28	-1.68	-7.96	5.092	23 400	20	20	3.137
ϵ CMa	B2	0.26	2.94	-5.59	-1.58	-7.17	4.776	18 500	22	15	2.929
9 Cep	B2	0.35	2.14	-6.26	-1.58	-7.94	5.084	18 500	32	20	2.728
55 Cyg	B3	0.47	1.38	-7.79	-1.26	-9.05	5.528	16 200	69	32	2.265
HD 79186	B5	0.54	1.44	-7.85	-0.95	-8.80	5.428	13 600	87	28	2.006
χ Aur	B5	0.55	1.64	-7.48	-0.95	-8.43	5.280	13 600	73	23	2.073
η CMa	B5	0.64	1.90	-7.00	-0.95	-7.95	5.088	13 600	59	20	2.197
HD 74371	B6	0.71	1.94	-7.11	-0.88	-7.99	5.104	13 000	65	20	2.113

Objekt	v_{break} [km/s]	$P_{\text{rot,break}}$ [d]	$\sqrt{1-\Gamma}$	v_{esc} [km/s]	v_∞ [km/s]	$v \sin i$ [km/s]	$P_{\text{rot}/\sin i}$ [d]	$P_{\text{rad,fund}}$ [d]	v_{sys} [km/s]	$\log \dot{M}$ [M_\odot/yr]
ζ Ori	577	2.80	0.80	653	1 860	144	11	0.9	+33.5	-5.61
ϵ Ori	509	3.88	0.81	583	1 897	88	22	1.2	+28.9	-5.74
κ Ori	480	3.59	0.82	557	1 518	84	20	1.2	+25.6	-5.87
HD 64760	437	2.32	0.92	569	1 505	238	5	0.7	+22.2	-7.08
ϵ CMa	361	3.09	0.95	485	340*	45	25	2.0	+24.8	
9 Cep	345	4.69	0.92	449	824	30	54	1.5	-13.7	-6.93
55 Cyg	297	11.74	0.86	361	474	44	79	3.8	-11.5	-5.94
HD 79186	248	17.77	0.87	305	451	72	61	7.1	+30.2	-6.18
χ Aur	245	15.07	0.89	308	464	67	55	4.8	-5.8	-6.46
η CMa	254	11.74	0.92	330	422	54	55	5.1	+40.1	-6.77
HD 74371	242	13.58	0.92	315	452	62	53	5.9	+31.7	-6.79

In Abbildung 3.1 sind die Programmsterne dieser Arbeit aufgrund der in diesem Kapitel abgeleiteten stellaren Parameter in ein HR–Diagramm³ geplottet worden. Zum Vergleich dazu sind die Objekte, die in den früheren Arbeiten von Kaufer (1996) und Rivinius (1995) untersucht wurden, ebenfalls dargestellt.

Für die Diskussion der spektroskopischen Zeitserienbeobachtungen sind Abschätzungen der für die einzelnen Objekte relevanten Geschwindigkeiten und Zeitskalen von großer Bedeutung. Die Ableitung dieser Größen erfolgte gemäß folgender Zusammenhänge:

³Hertzsprung–Russell–Diagramm

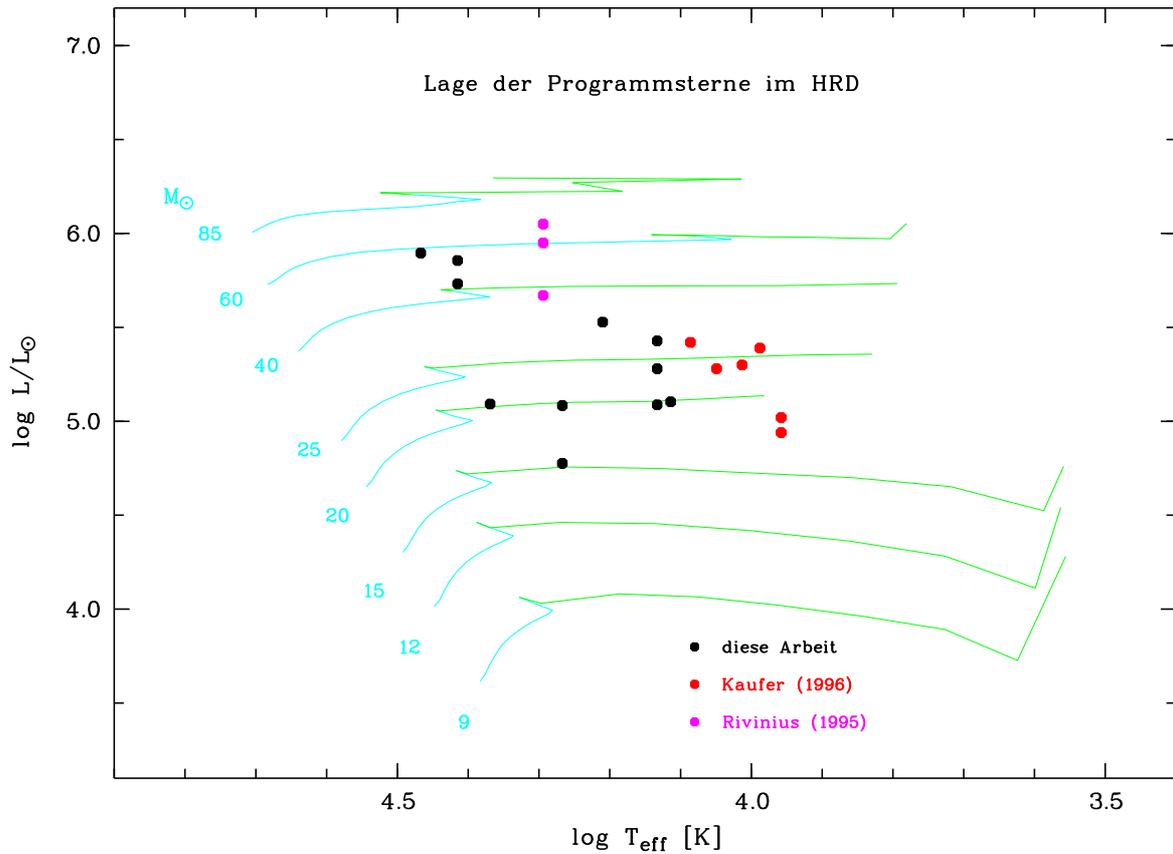


Abbildung 3.1: Lage der Programmsterne dieser Arbeit und derjenigen aus den Arbeiten von Kaufer (1996) und Rivinius (1995) im HR-Diagramm.

- Break-up-Geschwindigkeit v_{break}

Die Break-up-Geschwindigkeit v_{break} , d. h. die Rotationsgeschwindigkeit an der Sternoberfläche, bei der die Teilchen in Keplerbahnen übergehen und der Stern rotationsinstabil wird, stellt eine obere Grenze für die beobachtbare Rotationsverbreiterung der photosphärischen Linienprofile dar. Mit

$$v_{\text{break}} = 436.7 \text{ km/s} \sqrt{\frac{M/M_{\odot}}{R/R_{\odot}}}.$$

ergibt sich eine untere Grenze für die Rotationsperiode eines Sterns zu

$$P_{\text{rot,break}} = 50.61 \text{ d} \frac{R/R_{\odot}}{v_{\text{break}} [\text{km/s}]}.$$

- Entweichgeschwindigkeit v_{esc}

Aus v_{break} leitet sich direkt die Entweichgeschwindigkeit v_{esc} , die zum Verlassen des Gravitationsfeldes des Sterns von der Sternoberfläche aus notwendig ist, ab zu $v_{\text{esc}} = \sqrt{2}v_{\text{break}}$.

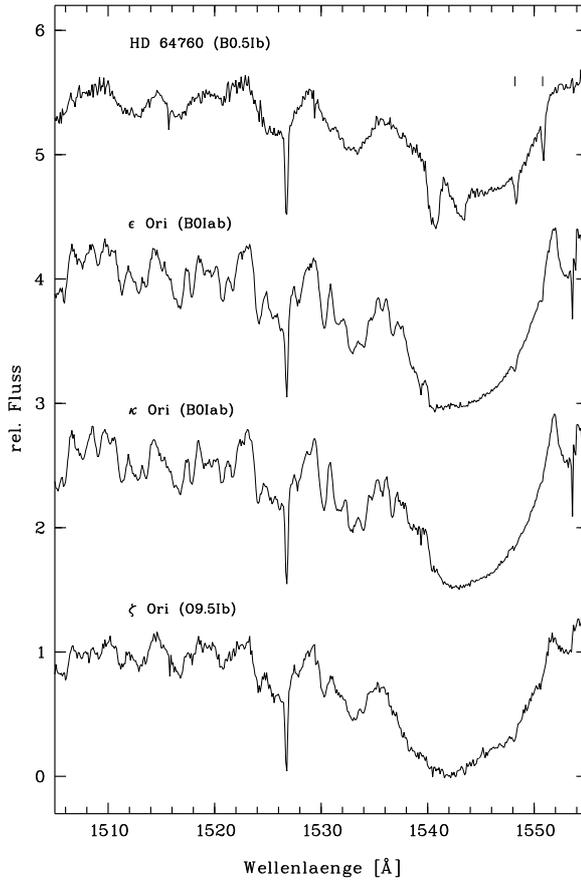


Abbildung 3.2: Ausgewählte, hochaufgelöste UV-Spektren der Objekte ζ Ori, κ Ori, ϵ Ori und HD 64760 aus dem IUE-Archiv. Mittels dieser Spektren wurden die Windgeschwindigkeiten v_∞ der Programmsterne bestimmt. Dabei sind die Spektren nicht auf die jeweilige Systemgeschwindigkeit v_{sys} korrigiert. Die Resonanzlinien C IV λ 1548.2 und C IV λ 1550.8 sind durch die beiden senkrechte Balken markiert.

Durch den netto radial nach außen gerichteten starken Strahlungsdruck bei heißen leuchtkräftigen Sternen wird die Entweichgeschwindigkeit um einen Faktor $\sqrt{1 - \Gamma}$ herabgesetzt:

$$v_{\text{esc}} = \sqrt{1 - \Gamma} \sqrt{2} v_{\text{break}} \quad \text{mit}$$

$$\Gamma = \frac{\sigma_e L}{4\pi c G M}.$$

Für σ_e wurde dabei ein Wert von $\sigma_e = 0.33 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ angenommen, der sich für solare Häufigkeit des Mediums und Kontinuumsopazität durch reine Elektronenstreuung (Thomson-Streuung) berechnet, was im Rahmen dieser Abschätzung auch ausreichend erfüllt sein sollte. Dann lässt sich Γ auch schreiben als

$$\Gamma = 2.54 \cdot 10^{-5} \frac{L/L_\odot}{M/M_\odot}.$$

- Windgeschwindigkeit v_∞

Die Windgeschwindigkeiten v_∞ wurden aus den in Abbildungen 3.2 und 3.3 gezeigten hochaufgelösten UV-Spektren des IUE⁴-Satelliten bestimmt. Für die frühen Spektraltypen

⁴International Ultraviolet Explorer

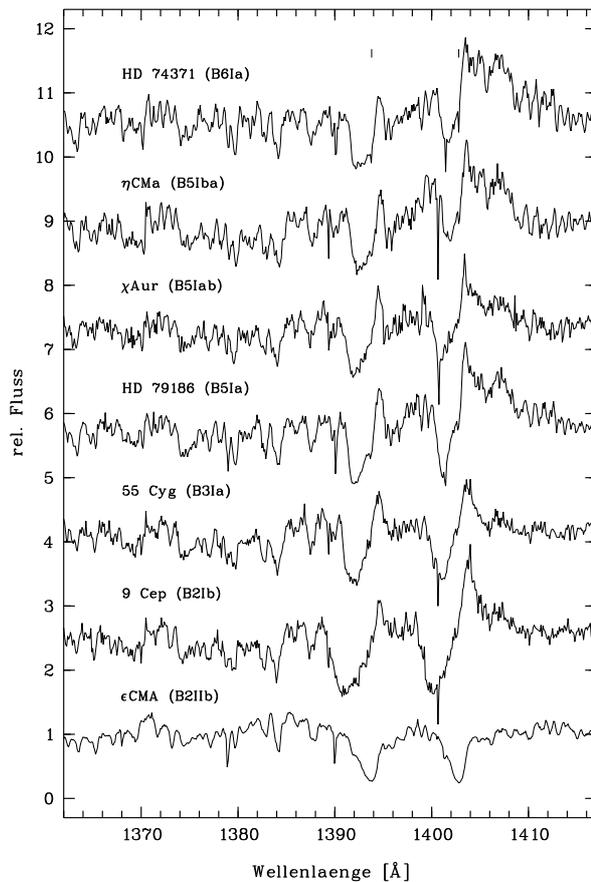


Abbildung 3.3: Ausgewählte, hochaufgelöste UV-Spektren der Objekte ϵ CMA, 9 Cep, 55 Cyg, HD 79186, χ Aur, η CMA und HD 74371 aus dem IUE-Archiv. Aus diesen Spektren wurden, soweit möglich, die Windendgeschwindigkeiten v_∞ der Programmsterne bestimmt. Dabei sind die Spektren nicht auf die jeweilige Systemgeschwindigkeit v_{sys} korrigiert. Die Resonanzlinien Si IV λ 1393.8 und Si IV λ 1403.8 sind durch die beiden senkrechten Balken markiert.

B0 resp. B0.5 ist v_∞ durch die blaue Absorptionskante der Resonanzlinien C IV λ 1548.2 und C IV λ 1550.8 wohldefiniert und wurde als der Schnittpunkt zwischen der linear extrapolierten Kante mit dem Kontinuum bestimmt. Für die Spektraltypen von B2 bis B6 wurde v_∞ mittels der Resonanzlinien Si IV λ 1393.8 und Si IV λ 1402.8 bestimmt. Im Fall von ϵ CMA war die Bestimmung durch die UV-Resonanzlinien nicht mit einer befriedigenden Genauigkeit durchzuführen, da weder eine der oben erwähnten noch eine der anderen UV-Linien eine ausreichende Sättigung erfahren hatte. Der erhaltene Wert von lediglich 340 km/s ist nach der gängigen Windtheorie, nach der v_∞ unter anderem von g bestimmt wird, viel zu gering. Andererseits spielt ϵ CMA im gesamten Paket der Beobachtungsobjekte nur eine untergeordnete Rolle, weil dieser Stern mit Leuchtkraftklasse I Ib ohnehin kein Überriese sondern ein „Heller Riese“ ist und daher für diesen keine Variabilität zu erwarten war und wie sich später noch zeigen wird auch keine signifikante Variabilität beobachtet wurde.

In Tabelle 3.3 sind die gemessenen v_∞ angegeben. Diese Geschwindigkeiten sind bereits auf die Systemgeschwindigkeit v_{sys} (s. u.) der Objekte korrigiert. Da die IUE-Spektren durch den großen elliptischen Eintrittsspalt des Spektrographen von $10'' \times 20''$ eine Unsicherheit in der Wellenlängenkalibration beinhalten, wurden die in den IUE-Spektren gemessenen Geschwindigkeiten mit der interstellaren Mg I λ 2852.1-UV-Linie an das interstellare Na I-Dublett in den optischen, sehr präzise wellenlängenkalibrierten Spektren angeschlossen.

Die erhaltenen Werte stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit sehr gut mit den aus der Literatur (siehe beispielsweise Prinja & Barlow 1990 und Howarth et al. 1997) bekannten überein.

- Projizierte Rotationsgeschwindigkeit $v \sin i$

Die projizierten Rotationsgeschwindigkeiten $v \sin i$ sind bei den vergleichsweise scharflinigen Überriesen mit variablen Linienprofilen schwer zu messen. Um dennoch eine Abschätzung für die Größe zu erhalten, wurde eine von Reid et al. (1993) vorgestellte und für diesen Fall geeignete Methode angewendet. Danach wird $v \sin i$ als die Breite der Pseudoemissionslinien in den TVS⁵ (siehe Abschnitt 3.5.2) definiert. Die Idee dabei ist, daß Linienprofilvariationen nur über den rotationsverbreiterten Bereich des Profils sichtbar werden können und diese Breite somit aus dem variablen Bereich des Profils bestimmt werden kann. Aus Auflösungsgründen muß jedoch etwas weniger als die gesamte Breite genommen werden.

Für die Bestimmung von $v \sin i$ wurden ausschließlich starke, isolierte Absorptionslinien verwendet, die Doppelgipfelemissionsprofile in den TVS mit steilen roten und blauen Flanken zeigen. Die Mittelwerte der in den verschiedenen Zeitserien gemessenen Werte von $v \sin i$ sind in Tabelle 3.3 angegeben. Die erreichte Genauigkeit in der Bestimmung von $v \sin i$ ist laut Reid et al. (1993) durch den Beitrag der projizierten, radialen Geschwindigkeitskomponenten der photosphärischen Bewegungen zur Breite der Linien in den TVS gegeben. Wie in Kaufer (1996) diskutiert, ist dieser Beitrag in der Größenordnung von 5 km/s und somit relativ klein zu den Werten von $v \sin i$.

Für die weitere Diskussion gibt $v \sin i$ eine obere Grenze (im Gegensatz zu v_{break} , das eine untere Grenze, $P_{\text{rot,break}}$, liefert) für die wahre Rotationsperiode der Objekte:

$$P_{\text{rot}} / \sin i = 50.61 \text{ d} \frac{R/R_{\odot}}{v \sin i [\text{km/s}]}.$$

- Fundamentale radiale Pulsationsperiode $P_{\text{rad,fund}}$

Eine weitere wichtige intrinsische Zeitskala eines Sterns ist seine fundamentale radiale Pulsationsperiode. $P_{\text{rad,fund}}$ wurde nach Lovy et al. (1984) berechnet mit

$$P_{\text{rad,fund}} = Q \sqrt{\frac{(R/R_{\odot})^3}{M/M_{\odot}}}.$$

Die Modellrechnungen haben gezeigt, daß die Pulsationskonstante Q im Temperatur- und Leuchtkraftbereich der OB-Überriesen Werte zwischen $\log Q = -1.30$, d.h. $Q = 0.050 \text{ d}$ und $\log Q = -1.43$, d.h. $Q = 0.037 \text{ d}$ annimmt. Für die Überriesen HD 74371 und $\eta \text{ CMA}$ wurde $\log Q = -1.30$, für HD 79186 $\log Q = -1.33$ und für die restliche Programmsterne $\log Q = -1.43$ angenommen.

Wie aus Tabelle 3.3 zu entnehmen ist, liegen die für die untersuchten Programmsterne abgeleiteten Pulsationsperioden $P_{\text{rad,fund}}$ deutlich unterhalb der unteren Grenze für die Rotationsperioden $P_{\text{rot,break}}$ der Objekte. Damit ergibt sich prinzipiell bei den BA-Überriesen die

⁵Temporal Variance Spectra

Möglichkeit, zwischen Rotation und Pulsation als Ursache der stellaren Variabilität zu entscheiden. Diese Möglichkeit besteht bei den frühen OB–Sternen nicht mehr, da dann Rotations– und Pulsationsperioden eng beieinander zu liegen kommen können.

- Systemgeschwindigkeit v_{sys}

Eine Festlegung der Systemgeschwindigkeiten v_{sys} der Programmsterne ist unverzichtbar für eine Interpretation aller absolut zu bestimmenden Geschwindigkeiten. Zu diesem Zweck wurden die Radialgeschwindigkeiten ausgewählter photosphärischer Linien aus der Linienliste von Kurucz & Peytremann (1975) in allen verfügbaren Spektren eines Objektes gemessen. Die mittlere Radialgeschwindigkeit ist in Tabelle 3.3 in der Spalte v_{sys} gegeben. Die gefundene Streuung in den Radialgeschwindigkeiten von maximal 5 km/s liegt deutlich über der instrumentellen Meßgenauigkeit. Da innerhalb der ausgewählten Linien kaum Unterschiede in den absoluten Geschwindigkeiten zu finden waren, ist die Streuung den intrinsischen Linienprofilvariationen der Sterne zuzuschreiben, die in Kapitel 5 ausführlich diskutiert werden.

Eine andere Möglichkeit für die Bestimmung der Systemgeschwindigkeit ist die Balmerserie. Dabei nähern sich die Radialgeschwindigkeiten der aufeinanderfolgenden Wasserstofflinien asymptotisch dieser an.

3.3 Der Bistability–Sprung

Ausgehend von detaillierten Modellberechnungen für den strahlungsgetriebenen Wind des LBV⁶–Stern P Cygni (B1Ia⁺) fanden Pauldrach & Puls (1990), daß sehr kleine Änderungen in den stellaren Parametern zu drastischen Veränderungen in der Windstruktur führen. Für P Cygni wurden zwei unterschiedliche, aber stabile Lösungen gefunden: einen optisch dünnen Wind mit hoher Endgeschwindigkeit v_{∞} und einen optisch dichteren Wind mit einer deutlich geringeren Endgeschwindigkeit. Sie zeigten darüberhinaus, daß P Cygni zwischen diesen beiden stabilen Zuständen wechseln könne und nannten den Wind „zweifach-stabil“ (*engl. “bi-stable”*) und das Phänomen „Bistability“. Bislang konnte jedoch kein weiterer Stern beobachtet werden, der zwischen beiden Lösungen zu wechseln vermag.

Bistability beschreibt mittlerweile nicht nur den Wechsel von einer Lösung zur anderen, sondern den abrupten Wechsel in den Windstrukturen innerhalb eines bestimmten Spektraltypen oder einer Leuchtkraftklasse. Man spricht dann vom Bistability–Sprung.

Lamers et al. (1995) fanden diesen Bistability–Sprung bei der Analyse der IUE–Spektren von OB–Überriesen, für welche sie die Windendgeschwindigkeit v_{∞} sehr genau bestimmen konnten. Es zeigte sich, daß sich das Verhältnis zwischen Windend- und Entweichgeschwindigkeit $v_{\infty}/v_{\text{esc}}$ etwa bei $T_{\text{eff}} \approx 21\,000$ K, also etwa beim Spektraltyp B1, abrupt änderte und sprunghaft auf den doppelten Wert anstieg. Für Überriesen mit $\log T_{\text{eff}} > 4.35$ beträgt der Wert $v_{\infty}/v_{\text{esc}} \approx 2.6$, für die mit $\log T_{\text{eff}} < 4.30$ wurde $v_{\infty}/v_{\text{esc}} \approx 1.3$ ermittelt. Abbildung 3.4 gibt diese Ergebnisse wieder. Dabei entsprechen die gefüllten Punkte den Ergebnissen dieser Arbeit während die ungefüllten Punkte

⁶Luminous Blue Variable

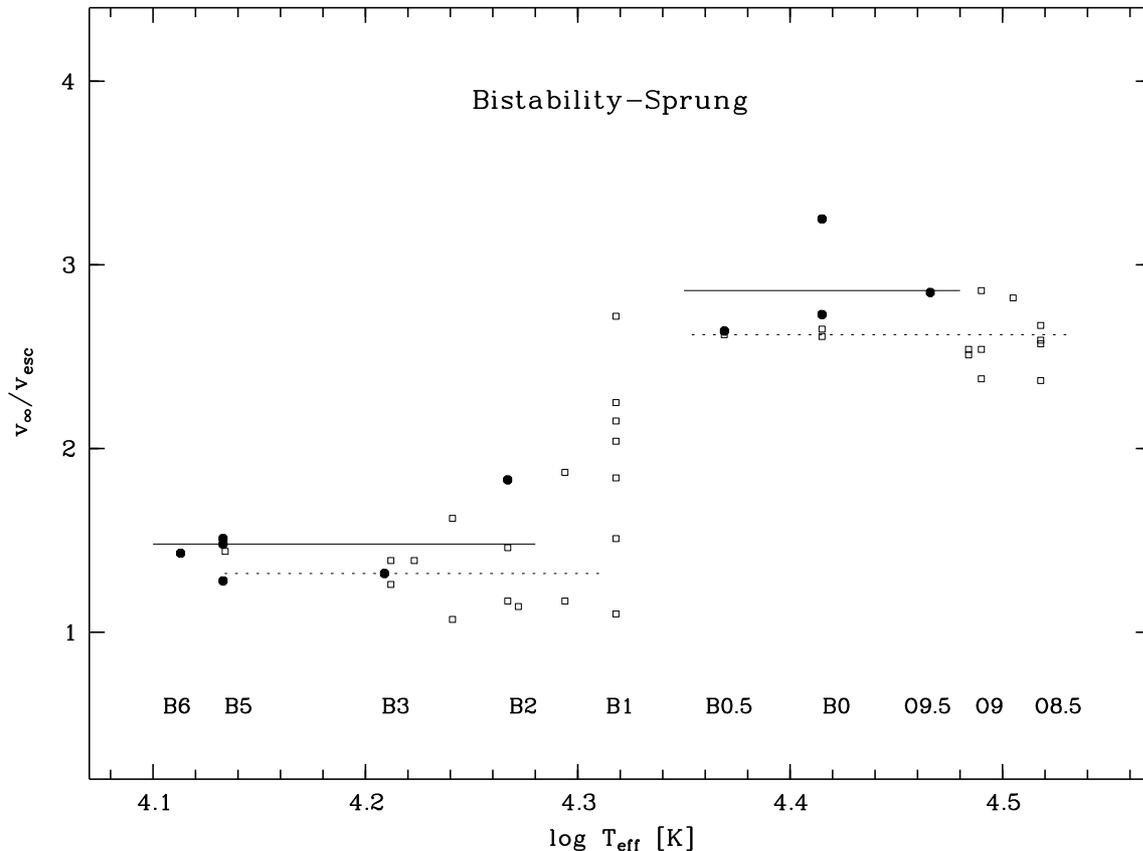


Abbildung 3.4: Der Bistability-Sprung. Die gefüllten Punkte geben die Ergebnisse dieser Arbeit wieder, die ungefüllten Punkte sind der Arbeit von Lamers et al. (1995) entnommen. Die Linien entsprechen den Durchschnittswerten für $v_{\infty}/v_{\text{esc}}$ vor und nach dem Sprung, der ungefähr bei $T_{\text{eff}} = 21\,000\text{K}$ (B1) stattfindet. Hierbei entsprechen die durchgezogenen Linien den Werten aus dieser Arbeit (1.44 und 2.84), während die gestrichelte Linie die von Lamers et al. (1.3 und 2.6) repräsentieren.

die von Lamers et al. (1995) widerspiegeln. Für die vergleichsweise wenigen Objekte dieser Arbeit ergaben sich für $v_{\infty}/v_{\text{esc}}$ die Werte 1.44 vor und 2.84 nach dem Sprung, was sich mit dem obigen Ergebnis sehr gut verträgt.

Für das Verhältnis von $v_{\infty}/v_{\text{esc}}$ wurde folgender Zusammenhang ermittelt

$$\frac{v_{\infty}}{v_{\text{esc}}} \propto \sqrt{\frac{\alpha}{1-\alpha}}.$$

Dabei ist α ein sogenannter ‘Force Multiplier’, dessen Werte empirisch bestimmt wurden und die, wie in Tabelle 3.4 dargestellt, von der Effektivtemperatur T_{eff} abhängen.

Es zeigte sich weiter, daß die Winde der Objekte auf der kühleren Seite des Sprungs niedriger ionisiert sind. So findet man in den IUE-Spektren der Objekte auf der heißeren Seite stark ausgeprägte CIV-Linien und nur sehr schwache CII-Linien, auf der kühleren Seite hingegen beobachtet man kaum CIV-Linien aber sehr starke CII-Linien.

Tabelle 3.4: Die Werte für α in Abhängigkeit von der Effektivtemperatur T_{eff} .

$T_{\text{eff}} [10^3 \text{ K}]$	6	8	10	15	20	30
α	0.465	0.542	0.538	0.511	0.506	0.609

Eine Vorhersage der Modellberechnungen von Pauldrach & Puls (1990) konnte bislang jedoch noch nicht verifiziert werden: Daß nämlich die Massenverlustrate \dot{M} und die Windendgeschwindigkeit v_∞ antikorreliert sind und zwar derart, daß das Produkt $\dot{M}v_\infty$ auf beiden Seiten des Sprungs ungefähr konstant ist. Dies würde implizieren, daß beinahe derselbe Anteil an Strahlungsimpuls L/c in den Windimpuls $\dot{M}v_\infty$ übertragen wird und die Objekte auf der kühleren Seite des Sprungs eine höhere Massenverlustrate \dot{M} haben. Tatsächlich erkennt man in Tabelle 3.3, daß die Objekte auf der kühleren Seite des Bistability-Sprungs mit Ausnahme von 9 Cep, der aber für die Analysen der Windstruktur wegen seiner geringeren Leuchtkraft ohnehin nur eine untergeordnete Rolle spielt, ähnliche Massenverlustraten und Windendgeschwindigkeiten haben, $\dot{M}v_\infty$ also annähernd konstant ist. Auf der heißeren Seite gilt dies für die drei Orion-Sterne. Dennoch zeigen die heißeren Sterne die geringeren Massenverlustraten. Jedoch ist die Bestimmung der Massenverlustrate in dieser Arbeit lediglich eine grobe Abschätzung. Auch die allgemeine Methode zur Bestimmung von \dot{M} liefern Ergebnisse mit einem Fehler vom Faktor Zwei. Daher kann hier sicherlich abschließend noch keine Aussage gemacht werden.

3.4 Gemittelte Spektren

3.4.1 Berechnung der gemittelten Spektren

Die während der in Kapitel 2 aufgelisteten Kampagnen gewonnenen Datensätze der Programmsterne bestehen typischerweise aus mehreren dutzend Spektren, die jeweils ein S/N von ungefähr 100 aufweisen. Sieht man von den spektroskopischen Variationen innerhalb der Zeitserien einmal ab, kann man aus diesen Zeitserien ein mittleres Spektrum mit sehr hohem S/N , im roten Kanal werden dabei Werte bis zu 1000 erreicht, ermittelt werden. Zur Bildung des gemittelten Spektrums werden zunächst in jedem einzelnen Spektrum der Zeitserie in einem linienfreien Kontinuumsbereich, etwa bei $5350 - 5440 \text{ \AA}$, das S/N gemessen. Anschließend werden die einzelnen Spektren mit dem jeweiligen S/N als Gewichtungsfaktor aufaddiert.

3.4.2 Balmerserie

Durch die Erweiterung des Heidelberger Echelle-Spektrographen FLASH zu HEROS wurde 1995 erstmals der Wellenlängenbereich von $3500 - 4000 \text{ \AA}$ und damit vor allem die vollständige Balmerserie

für die Untersuchungen zugänglich. Jedoch konnte dieser Spektralbereich aufgrund der geringen, stark abfallenden Quanteneffizienz des blauen CCD–Detektors nur in den gemittelten Spektren untersucht werden. Tabelle 3.5 gibt für alle Programmsterne die höchste noch im gemittelten Spektrum beobachtbare Balmerlinie Hm_{\max} an, wobei m die Quantenzahl des oberen Niveaus des Balmerübergangs $2 \rightarrow m$ ist.

Die höchste sichtbare Balmerlinie ist ein Maß für die Breite der Balmerlinien, da bei zunehmender Quantenzahl m die Linien immer dichter im Spektrum zu liegen kommen und entsprechend ihrer Breite miteinander überlappen, um dann bei m_{\max} in den Balmersprung überzugehen. Die Verbreiterung der Balmerlinien ist durch den linearen Starkeffekt bestimmt und daher abhängig vom Ionen- und Elektronendruck in der Atmosphäre, der wiederum direkt mit der Schwerebeschleunigung g zusammenhängt. In Tabelle 3.5 ist daher zusammen mit der höchsten beobachtbaren Balmerlinie der für Tabelle 3.3 abgeleitete Wert der Schwerebeschleunigung $\log g$ angegeben. Ein Vergleich der beiden Größen bestätigt die erwartete Korrelation.

Weiter bietet gerade die Balmerreihe, die von der windempfindlichen $H\alpha$ –Linie zu den höheren Serienmitgliedern hin eine Sequenz in der Entstehungstiefe bildet, die Möglichkeit, den Übergangsbereich Hülle – Photosphäre abzutasten. Dazu wurden in Abb. 3.5 beginnend bei $H\gamma$ die Radialgeschwindigkeiten der Linienkerne aller bis zum Balmersprung sichtbaren Balmerlinien des Programmsterns η CMa durch eine Zentrierung von Gauß–Profilen gemessen und über der Quantenzahl m des oberen Niveaus aufgetragen. $H\alpha$ und $H\beta$ sind derart stark vom Sternwind und dessen Variabilität beeinflusst, daß sie außer acht gelassen werden mußten.

Der Verlauf der Radialgeschwindigkeit mit der Quantenzahl m , d.h. der Entstehungstiefe, zeigt eine

Tabelle 3.5: Die höchste beobachtete Balmerlinie Hm_{\max} in den gemittelten Spektren. Bei HD 64760 ergab sich das zusätzliche Problem, daß durch die enorme Rotationsgeschwindigkeit v_{rot} dieses Programmsterns das Profil der einzelnen Spektrallinien derart stark rotationsverbreitert werden, daß die sehr kleinen hohen Balmerlinien nicht mehr vom Kontinuum unterschieden werden können.

Objekt	sp	$\log g$	Hm_{\max}
ζ Ori	O9.5	3.176	H20
ϵ Ori	B0	2.980	H21
κ Ori	B0	2.988	H21
HD 64760	B0.5	3.137	H17*
ϵ CMa	B2	2.929	H21
9 Cep	B2	2.727	H21
55 Cyg	B3	2.265	H25
HD 79186	B5	2.006	H26
χ Aur	B5	2.073	H25
η CMa	B5	2.197	H27
HD 74371	B6	2.113	H26

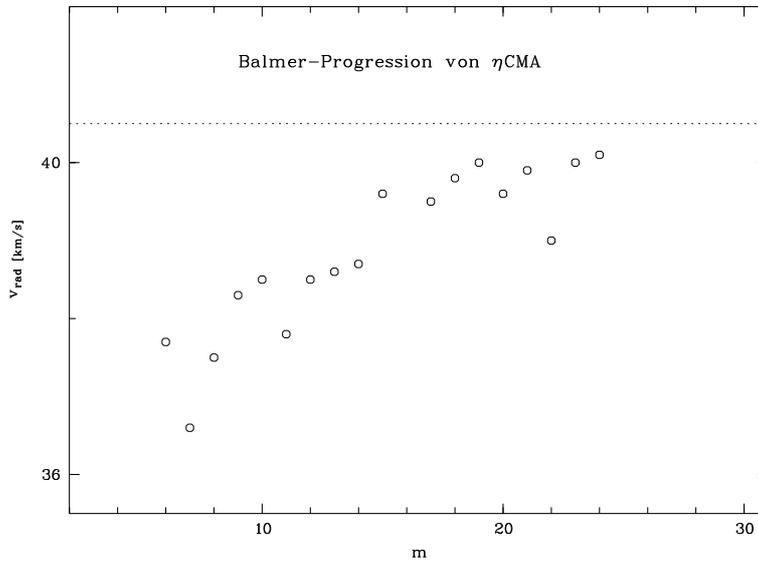


Abbildung 3.5: Die Balmerprogression von η CMA, gemessen im gemittelten Spektrum des Datensatzes von 1995. Aufgetragen ist die Radialgeschwindigkeit des Linienkerns über der oberen Quantenzahl m des Übergangs. Die horizontale gestrichelte Linie zeigt die aus dem Metallinienspektrum abgeleitete Systemgeschwindigkeit $v_{\text{sys}} = 40.3$ km/s (siehe Tabelle 3.3) an.

sogenannte „Progression“, wie sie für ein radial beschleunigtes Geschwindigkeitsfeld erwartet würde. Mit den höchsten beobachtbaren Serienmitgliedern gehen die gemessenen Radialgeschwindigkeiten in die aus den schwächsten Metallinienspektrum abgeleitete Systemgeschwindigkeit über. Die Geschwindigkeitszunahme ist mit etwa 4 km/s von H₂₅ bis H γ gering und läßt daher vermuten, daß mit dieser Balmerprogression die gerade einsetzende radiale Beschleunigung des Sternwindes beobachtet wird.

Desweiteren bietet die Messung der Balmerprogression eine interessante Möglichkeit zur Abschätzung der Massenverlustrate \dot{M} des Sterns. Denn für den sphärisch-symmetrischen Massenverlust \dot{M} eines Sterns gilt die Kontinuitätsgleichung

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

Da der einsetzende Massenverlust von η CMA durch die Balmerprogression im wesentlichen noch in der Photosphäre gemessen wird, kann mit den Werten aus Tabelle 3.3 für $r = R_* \approx 59 R_{\odot}$ gesetzt werden. Für die Flußgeschwindigkeit durch den Radius r werden direkt die gemessenen 4 km/s gesetzt. Mit der in Kaufer (1996) beschriebenen Methode wäre es nun prinzipiell möglich aus einem Modellspektrum einen Wert für die mittlere Entstehungstiefe des Linienkerns der H γ -Linie $\log\langle\tau_{\lambda}\rangle$ abzuleiten und damit mittels der zugrundeliegenden Kurucz-Modellatmosphäre einen Wert für die Dichte ρ abzuschätzen.

Damit hätten man alle Parameter, die man für die Berechnung der Massenverlustrate für η CMA benötigt, beisammen und könnte dafür eine Abschätzung vornehmen. Problematisch in einer solchen Abschätzung ist vor allem die nur sehr ungenau festzulegende Entstehungstiefe einer Linie und die Verwendung eines statischen Atmosphärenmodells zur Abschätzung der Dichte einer expandierenden Schichtung (siehe Kaufer 1996).

Die Messung der Balmerprogression war desweiteren nur noch für die Programmsterne HD 79186, siehe Abbildung 3.6, und HD 74371, siehe Abbildung 3.7 befriedigend möglich. Die Messung für die

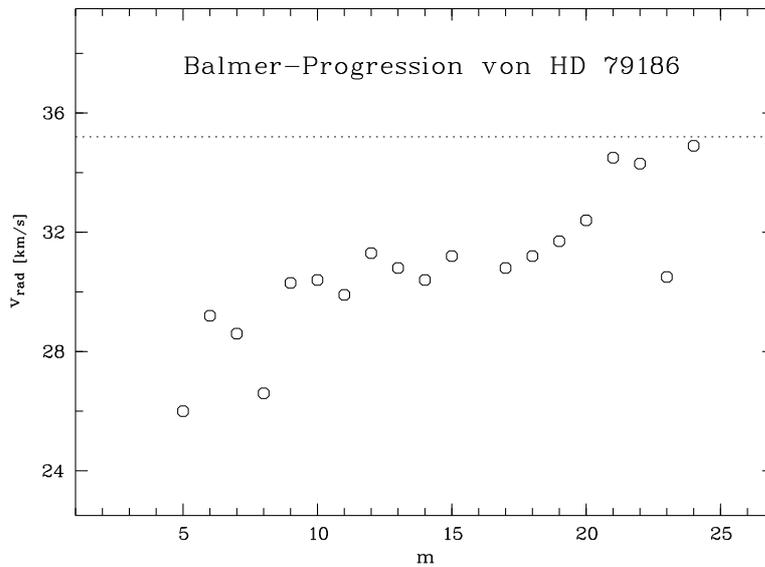


Abbildung 3.6: Die Balmerprogression von HD 79186, gemessen im gemittelten Spektrum des Datensatzes von 1996. Aufgetragen ist die Radialgeschwindigkeit des Linienkerns über der oberen Quantenzahl m des Übergangs. Die horizontale gestrichelte Linie zeigt die aus dem Metallinienspektrum abgeleitete Systemgeschwindigkeit $v_{\text{sys}} = 35.2$ km/s (siehe Tabelle 3.3) an.

restlichen Objekte gestaltete sich als äußerst schwierig, da selbst die gemittelten Spektren nur von sehr ungenügender Qualität im blauen Spektralbereich sind. Dies ist besonders bei den am Calar Alto gewonnenen Spektren der Fall (siehe Abschnitt 2.2.3). Desweiteren hat wohl die Mittelwertbildung der variablen Spektren einen Einfluß auf die Messung der Balmerprogression, indem sie den zu messenden Effekt „verschmiert“. Dies könnte bedeuten, daß die Balmerprogression möglicherweise selbst variabel ist.

Dennoch ist zu erkennen, daß die Messung der Balmerprogression in Verbindung mit geeigneten Modellatmosphären eine interessante Methode zur Bestimmung des Massenverlustes der B-Überriesen darstellt.

3.5 Analyse der Zeitserien

In diesem Kapitel sollen nun kurz die Verfahren und Methoden, die bei der Analyse der Zeitserien aller Programmsterne angewandt wurden, vorgestellt werden. Da dies bereits ausführlich in Kaufer (1996) getan wurde, soll auch hier nur ein kurzer Überblick über das technische Handwerkszeug gegeben werden.

3.5.1 Dynamische Spektren

Die sogenannten dynamischen Spektren sind für die Untersuchung der zeitlichen Variabilität des Sternspektrums eine geeignete Form der Darstellung. In ihnen wird die spektrale Information in Abhängigkeit von der dynamischen physikalischen Größe gegen die Zeit aufgetragen. Als spektrale Information wird entweder ein bestimmter Radialgeschwindigkeits- oder ein bestimmter Wellenlängenbereich um eine spezielle Spektrallinien gewählt.

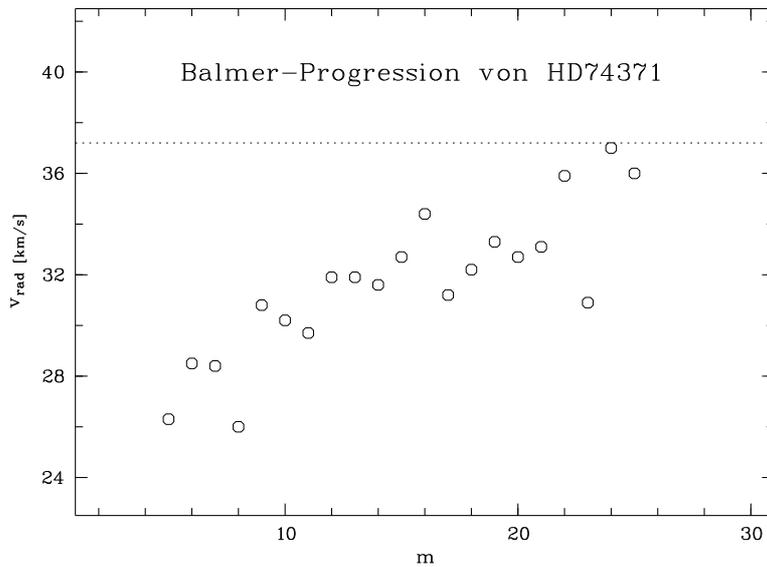


Abbildung 3.7: Die Balmerprogression von HD 74371, gemessen im gemittelten Spektrum des Datensatzes von 1996. Aufgetragen ist die Radialgeschwindigkeit des Linienkerns über der oberen Quantenzahl m des Übergangs. Die horizontale gestrichelte Linie zeigt die aus dem Metallinienspektrum abgeleitete Systemgeschwindigkeit $v_{\text{sys}} = 38.7$ km/s (siehe Tabelle 3.3) an.

Abbildung 3.8 zeigt ein Beispiel für die in dieser Arbeit verwendeten dynamischen Spektren. Dargestellt ist der Bereich um die $H\alpha$ -Linie des B0.5-Überriesen HD 64760 im Geschwindigkeitsbereich von ± 600 km/s um die Laborwellenlänge der $H\alpha$ -Linie ($\lambda = 6582.817 \text{ \AA}$). Die Laborwellenlänge wurde Moore (1945)⁷ entnommen. Dem dynamischen Spektrum liegt der Datensatz des Jahres 1996 zugrunde. Die Geschwindigkeit ist auf der Abszisse, das „modifizierte Julianische Datum“, MJD, zur halben Belichtungszeit der Aufnahme auf der Ordinate aufgetragen. Bei gegebenem Julianische, Datum, JD, gilt folgender Zusammenhang

$$\text{MJD} \equiv \text{JD} - 2400000.5.$$

Die Zeitpunkte der einzelnen Aufnahme der Zeitserie sind auf der rechten Seite durch kleine horizontale Striche markiert. Die Lücke im dynamischen Spektrum bei $\text{MJD} = 50180$ kommt dadurch zustande, daß in der Zeitserie eine Lücke von mehr als drei Zeitschritten existiert, die beispielsweise durch witterungsbedingte Beobachtungsausfälle zustande gekommen ist. In einer solchen Lücke wird zwischen den Zeitschritten nicht mehr durch eine Splinefunktion interpoliert, und das dynamische Spektrum bleibt an dieser Stelle schwarz.

Die unterschiedlichen Intensitäten werden farbkodiert angegeben. Diese Kodierung wird durch das zeitlich gemittelte Spektrum festgelegt und kann aus dem Diagramm über dem dynamischen Spektrum direkt abgelesen werden. Die kleinen waagrechten Striche auf der rechten Seite markieren den Zeitpunkt der Aufnahme.

Es bleibt zu bemerken, daß die dynamischen Spektren ausschließlich der Visualisierung der Zeitserie dienen und anhand dieser lediglich eine qualitative Analyse der Zeitserie möglich ist. Wegen der vorgenommenen Interpolationen zwischen den einzelnen Zeitschritten sollten sie für numerische Analysen nicht herangezogen werden.

⁷auch als MOORESche TAFELN bekannt.

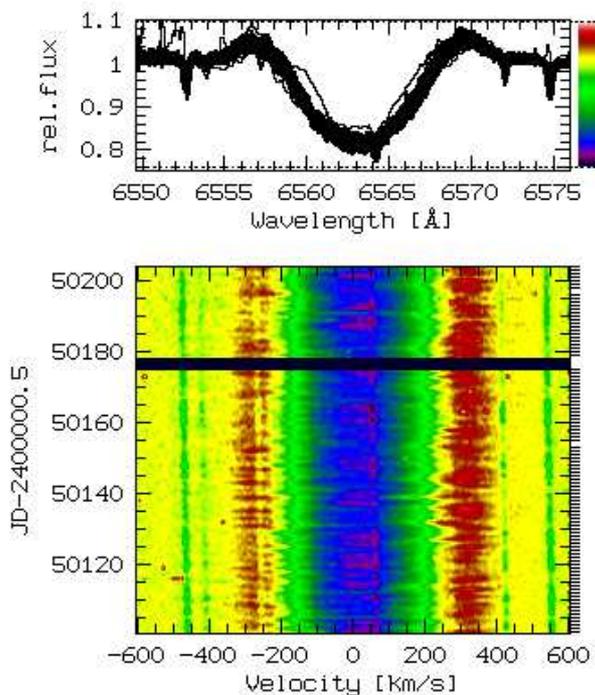


Abbildung 3.8: Das dynamische Spektrum der spektroskopischen Zeitserie des Jahres 1996 des B-Überriesen HD 64760 (B0.5Iab) im Bereich der $H\alpha$ -Linie. Die Intensitäten sind farbkodiert, die Kodierung ist im Diagramm über den dynamischen Spektren ablesbar. Sie wird anhand des zeitlich gemittelten Spektrums festgelegt. Die kleinen waagrechten Striche auf der rechten Seite markieren den Zeitpunkt der Aufnahme.

3.5.2 Temporal Variance Spectra

Die Temporal Variance Spectra, TVS, beschreiben die Amplituden der Variabilität. Sie dienen dazu, statistisch signifikante Linienprofilvariationen in einer gegebenen Zeitserie zu detektieren. Dieses Verfahren wurde erstmals von Fullerton (1990) vorgestellt und für Datensätze wie sie in dieser Arbeit analysiert werden von Kaufer (1996c) angepaßt.

Dabei wird bei dieser Methode ein aus der statistischen Testtheorie bekanntes Verfahren angewandt. Unter der Nullhypothese, daß die Linienprofile nicht variabel sind, werden die in den einzelnen Linienprofilen beobachteten Variationen mit denen des umgebenden Kontinuums verglichen.

Das Verhalten der berechneten TVS kann dabei durch eine spezielle statistische Verteilung beschrieben werden. Zu jedem TVS läßt sich damit ein Signifikanzlevel festlegen, wonach die Linienprofilvariationen bei Überschreiten als wahrscheinlich einzustufen sind, die Nullhypothese der Nicht-Variabilität verworfen werden kann.

Die TVS bietet also eine einfache Möglichkeit vorab festzustellen, ob eine signifikante, vom Rauschen einer Zeitserie deutlich trennbare, Variabilität in den Linienprofilen vorliegt.

3.5.3 Periodenanalyse

In diesem Abschnitt wird, da die speziellen Probleme der Zeitserienanalyse aus der Literatur bekannt sind, nochmals das in dieser Arbeit angewandte Verfahren der Periodenanalyse, das „Cleaning“, kurz vorgestellt werden.

Zur Detektion möglicher periodischer, sinusförmiger Signale in den vorhandenen Datensätzen ist die Berechnung des dazugehörigen Powerspektrums unerlässlich. Dies geschieht auf der Basis einer klassischen Fourieranalyse, die dazu jedoch modifiziert werden muß.

Die klassische Methode versagt hier, da es sich bei astronomischen Zeitreihen von Spektren im allgemeinen um nicht äquidistante Datensätze handelt. Das diskrete Powerspektrum wird deswegen durch eine Fouriertransformation nach Deeming (1975) berechnet. Für die dazugehörige Teststatistik, den im Powerspektrum gefundenen Frequenzen, lassen sich jedoch keinerlei statistische Eigenschaften, wie Signifikanzlevel, ableiten.

Um dennoch festzustellen, mit welcher Wahrscheinlichkeit die detektierten Frequenzen im Datensatz enthalten sind, werden zusätzlich zu den Powerspektren noch Periodogramme nach Scargle (1982) verwendet. Mit der dazugehörigen Lomb–Scargle–Statistik (Lomb 1976, Scargle 1982) ist man nun in der Lage, Signifikanzlevel für die gefundenen Frequenzen anzugeben. Die im Periodogramm als signifikant gemessenen Frequenzen werden im Powerspektrum gemessen, weil die erreichbare Genauigkeit dort höher ist.

Für iterative Detektion der einzelnen aus der Zeitserie bestimmten Frequenzen hat sich die Clean–Methode (Roberts et al. 1987) durchgesetzt. Der Clean–Algorithmus ist nach folgendem Muster aufgebaut:

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 dem Signifikanzlevel \Rightarrow 4.
 - (c) Die Frequenz der stärksten signifikanten Linie im Periodogramm wird im Powerspektrum bestimmt.
 - (d) Anpassung einer Sinus–Kosinus–Funktion mit der gefundenen Frequenz an die Zeitserie \Rightarrow genaue Frequenz, Amplitude und Phase.
 - (e) Berechnung der Residuen von Zeitserie und angepasster Sinus–Kosinus–Funktion („Cleaning“).
 - (f) Berechnung des Powerspektrums der Residuen.
 - (g) Nächste Iteration: $i = i + 1$
4. Keine signifikanten Frequenzen/Perioden mehr \Rightarrow Ende.

Berechnet man das Powerspektrum resp. das Periodogramm, indem man die Intensitäten aller Meßpunkte des Datensatzes auf Eins setzt, so erhält man die sogenannte Fensterfunktion, die somit alle Frequenzen enthält, die auf Grund des zeitlichen „Samplings“ der Daten auftreten. Jedes periodische

Signal erscheint daher im Powerspektrum als mit der Fensterfunktion gefaltete Linie. Beim Cleaning verschwinden mit der „gecleanter“ Frequenz daher auch alle „Alias“-Frequenzen, die aufgrund dieser Faltung im Powerspektrum vorhanden sind.

3.6 Spektroskopische Variationen

Für die spektroskopische Variation gibt es im wesentlichen zwei Arten von Variationen, die LPV⁸ und die V/R -Variationen. LPV liegen vor, wenn sich innerhalb einer Zeitserie, die Form der Linien signifikant verändert. Die dabei auftretenden Änderungen können derart sein, daß sich das Linienzentrum verschiebt und die Flügel abwechselnd auf der kurzwelligen, blauen, und der langwelligen, roten, Seite steiler resp. flacher werden.

Die V/R -Variationen können in Linien mit Doppelgipfelmmission auftreten. Dabei ändert sich das Verhältnis der Intensitäten der Emissionspeaks auf der kurzwelligen, blau-violetten Seite (V) und auf der langwelligen, roten Seite (R). Die V/R -Variationen sind natürlich auch LPV.

⁸Linienprofilvariation

Kapitel 4

Windvariabilität

Die in diesem Kapitel beginnende Datenanalyse wird in mehreren Schritten erfolgen. Dazu werden die Programmsterne in verschiedene Gruppen eingeteilt. Zunächst wird der „leuchtschwache“ Überriese ϵ CMa (B2Ib) analysiert. Von diesem Programmstern erwartet man nach Gäng (1993) aufgrund seiner geringeren Leuchtkraft keine signifikante Variabilität. Diese Analyse dient also der Überprüfung des gefundenen Zusammenhangs zwischen Variabilität und Leuchtkraft.

In einer weiteren Gruppe werden die drei Orion-Sterne, ζ Ori, κ Ori und ϵ Ori, analysiert werden. Diese drei Objekte sind ähnlicher Leuchtkraft und ähnlichen Spektraltyps und liegen allesamt auf der heißen Seite des Bistability-Sprungs (siehe 3.3).

Eine weitere Gruppe bilden die Programmsterne diesseits des Sprungs, nämlich 9 Cep, 55 Cyg, χ Aur, HD 79186, η CMa und HD 74371. Alle diese Objekte zeigen qualitativ ähnliche Charakteristika in ihren Spektren und in der Variation.

Dem „most favourite“ B-Überriesen HD 64760 (Fullerton 1998) wird spezielles Augenmerk geschenkt werden. Er wurde bereits eingehend im UV-Bereich analysiert. Im Hinblick auf die in diesem Spektralbereich gewonnenen Ergebnisse (Fullerton et al. 1997) soll HD 64760 überprüft werden. Die Sonderrolle dieses Überriesen wird auch durch seine für B-Überriesen extrem hohe Rotationsgeschwindigkeit von $v \sin i = 238$ km/s deutlich.

Der optische Wellenlängenbereich ist einer der wichtigsten Spektralbereiche, um in den inneren Bereichen des Windes nach Variabilität zu suchen. Die windsensitiven Linien entstehen meist durch Rekombinationsprozesse und daher in relativ dichten, also sternnahen Gebieten. Als empfindlichste Spektrallinie zur Detektion von Windvariabilitäten resp. von zirkumstellarem Material wird bei B-Überriesen die $H\alpha$ -Linie angesehen, deren Laborwellenlänge im roten Spektralbereich und damit im roten Kanal des HEROS-Spektrographen bei $\lambda = 6562.817$ Å liegt. Das $H\alpha$ -emittierende Gebiet der Sternhülle liegt zwischen einem und fünf Sonnenradien. Die breiten Absorptionströge im UV-Bereich, aus denen v_∞ bestimmt werden kann (siehe Abschnitt 3.2), werden hingegen bei deutlich geringeren Dichten gebildet, in Bereichen, die bis zu zehn Sternradien um den Stern liegen können. Die photosphärischen Linien, die im nachfolgenden Kapitel eingehend analysiert werden, entstehen zum Teil tief in der Sternatmosphäre. Die $H\alpha$ -Linie bietet also die beste Möglichkeit, den Übergang Photosphäre-Sternwind zu untersuchen, da sie einen Blick bis an die Basis des Windes erlaubt.

Für den Fall eines stationären, sphärisch-symmetrischen Massenverlustes mit einer durch den strahlungsdruckgetriebenen Sternwind nach außen beschleunigten Expansion erwartet man bei B-Überriesen in $H\alpha$ ein P Cygni-Linienprofil mit einer fast unverschobenen Hüllenemission und einer blauverschobenen Absorption. Das Profil einer zirkumstellaren Linie wie $H\alpha$ kann also Aufschluß über die Struktur der Hülle eines Sterns geben. Bereits Rosendahl (1973) hat erkannt, daß bei B-Überriesen das $H\alpha$ -Profil Variationen unterliegt, die Abweichungen von der Stationarität und Symmetrie der Hülle vermuten lassen.

4.1 Der „schwache“ Riese: ϵ CMa

Zunächst wird der „schwache B-Überriese“ ϵ CMa (B2IIb) einer spektroskopischen Analyse unterzogen. Wie bereits erwähnt werden für diesen Programmstern aufgrund seiner geringeren Leuchtkraft, $M_{\text{bol}} = -7.19$ mag, keine signifikanten Variationen mehr erwartet. Auch ist für ihn die Bezeichnung „Überriese“ nicht angebracht, vielmehr handelt es sich nach der Klassifikation von W. W. Morgan um einen „Hellen Riesen“.

4.1.1 Dynamisches Spektren der $H\alpha$ -Linie

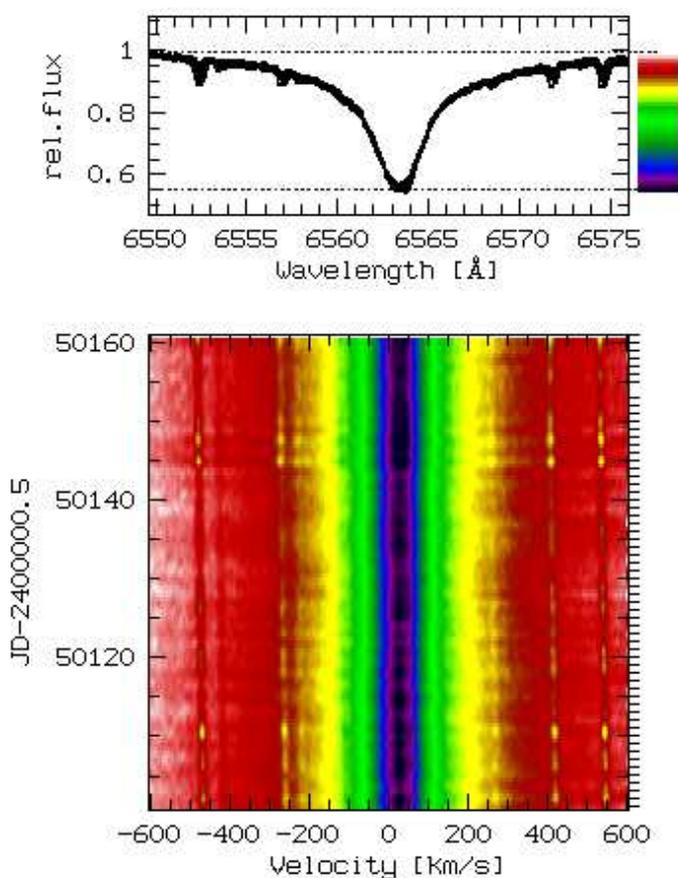


Abbildung 4.1: Das dynamische Spektrum von ϵ Canis Majoris (B2IIb) im Bereich von ± 600 km/s um die $H\alpha$ -Linie. Sehr deutlich ist zu erkennen, daß die Variationen des spektralen Verlaufs in diesem Bereich sehr gering sind. Sie sind in der Größenordnung von etwa 2%, liegen also im Bereich der Genauigkeit der HEROS-Spektren und können kaum noch vom Rauschen innerhalb einer Spektralserie unterschieden werden.

Abbildung 4.1 zeigt das dynamische Spektrum der $H\alpha$ -Linie für ϵ Canis Majoris für das Jahr 1996. Es wurde der Geschwindigkeitsbereich von ± 600 km/s um die Ruhewellenlänge der $H\alpha$ -Linie gewählt, da in diesem Intervall alle Variationen der Objekte erfaßt werden. Dennoch liegen die gewählten Grenzen noch innerhalb der sehr breiten Absorptionsflügel. Die beobachteten Schwankungen liegen innerhalb von 2%. Diese sind so gering, daß sie vom normalen durch das Rauschen verursachten Variationen innerhalb einer Zeitserie von HEROS-Spektren kaum mehr unterschieden werden können. Die einzigen signifikanten Variationen werden in den tellurischen Linien detektiert. Diese rühren vom Wasserdampf der Erdatmosphäre her und unterliegen den „normalen klimatischen“ Störungen in der Erdatmosphäre.

Bemerkenswert an der Zeitserie der $H\alpha$ -Linie ist auch, daß keinerlei Emissionen beobachtet werden, es liegt reine Absorption vor. Dies ist ein Indiz dafür, daß kein wesentlicher Massenverlust vorliegt, der Sternwind also äußert schwach ist. Das Profil der $H\alpha$ -Linie ähnelt stark dem eines gewöhnlichen B-Hauptreihensterns.

4.1.2 Amplituden der $H\alpha$ -Variabilität

Die TVS-Analyse des Spektralbereiches um die $H\alpha$ -Linie zeigt in Abbildung 4.2, daß, wie bereits erwähnt, lediglich die tellurischen Wasserdampflinien eine signifikante spektrale Variation zeigen.

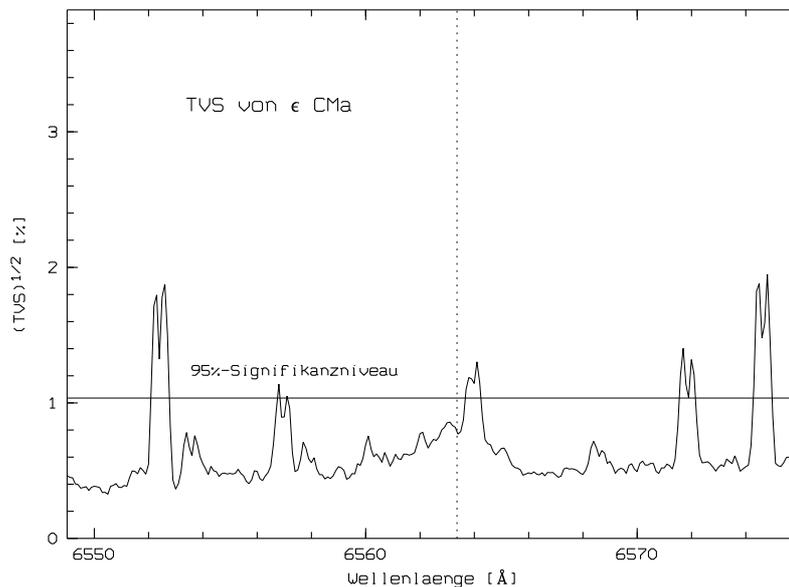


Abbildung 4.2: Das „Temporal Variance Spectra“ von ϵ CMA (B2Iib) im selben Bereich um die $H\alpha$ -Linie wie in Abbildung 4.1. Eingezeichnet ist das 95%-Signifikanzniveau. Man erkennt deutlich, daß einzig die Variationen der tellurischen Wasserdampflinien das gewählte Signifikanzniveau überschreiten. Lediglich sie zeigen also signifikante Variationen, während der eigentliche spektrale Verlaufs in diesem Bereich variiert nicht.

Es wurde derselbe Spektralbereich um $H\alpha$ gewählt wie in Abbildung 4.1. Die gestrichelte Linie beschreibt die Systemgeschwindigkeit v_{sys} , die waagrechte Linie das 95%-Signifikanzniveau. Wird dieses überschritten, so wird die Nullhypothese der Nichtvariabilität verworfen. Deutlich zu erkennen ist, daß lediglich die Wasserdampflinien das Signifikanzlevel überschreiten, also nur für sie die Nullhypothese verworfen werden kann. Der Verlauf des eigentlichen Sternspektrums im Bereich um $H\alpha$ innerhalb der Zeitserie ist jedoch gemäß der Nullhypothese nicht variabel. Dieses Ergebnis war

erwartet worden und stützt die früheren Ergebnisse von Gäng (1993), daß signifikante Variationen erst ab der Leuchtkraftklasse I zu beobachten sind.

4.1.3 Zeitskalen der $H\alpha$ -Variabilität

Auf die tiefergehende Analyse der windsensitivsten Spektrallinie $H\alpha$ kann nach den Ergebnissen des vorangegangenen Abschnitts verzichtet werden.

4.2 Der „Außenseiter“: HD 64760

Dieser Programmstern war bereits 1995 eines der Hauptbeobachtungsobjekte während der sogenannten IUE MEGA KAMPAGNE. Damals wurden in 15.8 Tagen, vom 13. bis 29. Januar, insgesamt 148 UV-Spektren aufgenommen (Massa et al. 1995). Ziel dieser Kampagne war es ursprünglich, Variationen in den UV-Windlinien auf Zeitskalen von einigen Stunden, also im Sub-Tages-Bereich, zu detektieren. Der B-Überriese HD 64760 nimmt im vorhandenen Satz an Programmsternen eine Sonderrolle ein, weil er eine für seinen Spektraltyp extrem hohe Rotationsgeschwindigkeit von $v \sin i = 238 \text{ km/s}$ aufweist. Es ist eine der höchsten bislang entdeckten Geschwindigkeiten für diesen Spektraltyp. Aus diesem Grund wird für den Inklinationswinkel i von HD 64760 angenommen, daß $i \approx 90^\circ$, also $\sin i \approx 1$ (Owocki et al. 1995).

Trotz dieser Zielsetzung, Sub-Tages-Perioden zu finden, gelangten Prinja et al. (1995) zu einem konträren Ergebnis, als sie in der IUE-Zeitreihe eine periodische Variabilität von 1.2 und 2.4 Ta-

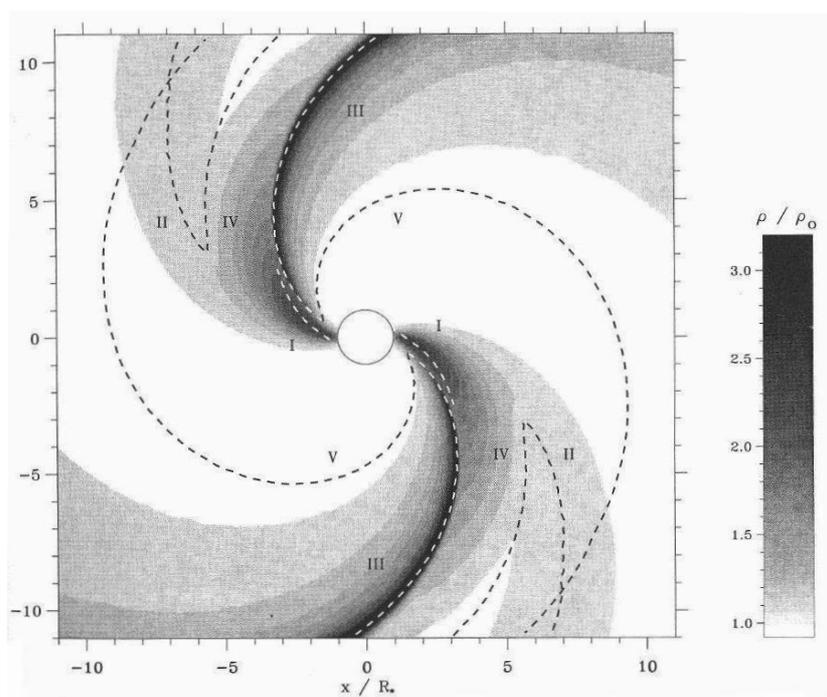


Abbildung 4.3: Ein Modell für mitrotierende, spiralförmige, streng symmetrische Dichtestrukturen im Sternwind von HD 64760 (B0.5Ib). Im Falle der 1.2 Tage-Periode würden vier Spiralarme um den Stern mitrotieren, im Falle der 2.4 Tage-Periode lediglich zwei. Welcher physikalische Prozess diesen Strukturen zugrunde liegt, ist noch unklar, auch weshalb und wie sich die Periode plötzlich halbiert (aus Cramner & Owocki 1996).

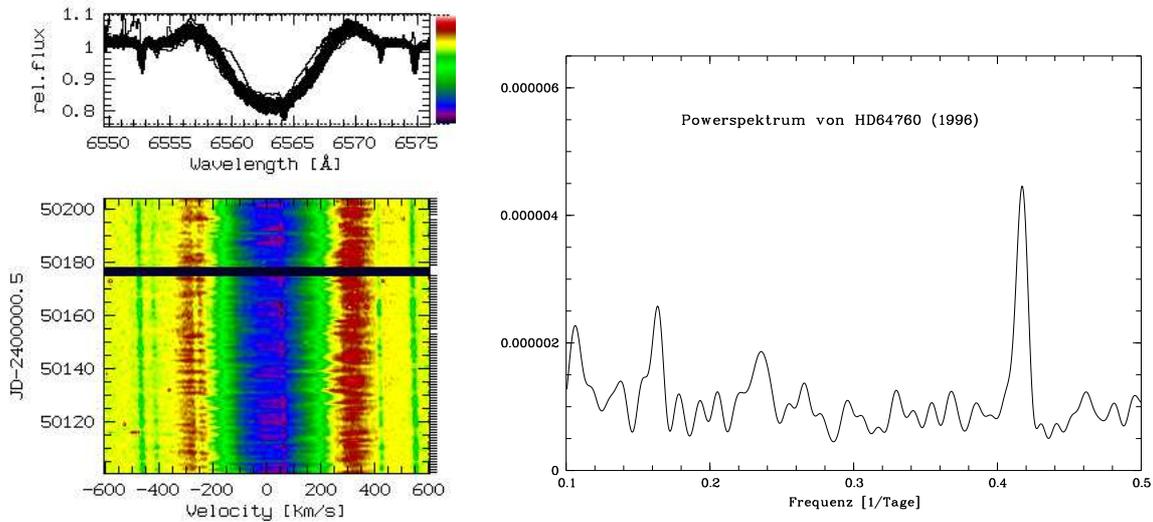


Abbildung 4.4: Das dynamische Spektrum von HD 64760 (B0.5Ib) im Bereich von ± 600 km/s um die $H\alpha$ -Linie für den Datensatz des Jahres 1996 (links). Rechts ist das dazugehörige Powerspektrum angegeben. Deutlich ragt der Peak bei etwa der Frequenz 0.41, die der 2.4 Tage-Periode entspricht, empor. Die 1.2 Tage-Periode ist nicht vorhanden.

gen, genauer 1.202 ± 0.002 und 2.44 ± 0.04 Tagen, entdeckten. In einem älteren und kleineren Datensatz, 56 UV-Spektren aus dem März 1993, detektierten ebenfalls Prinja et al. (1995) erneut die 1.2 Tage-Periode jedoch nicht die 2.4 Tage-Periode. Die Ursache für diesen Wechsel von der 1.2 auf die 2.4 Tage-Periode ist nach wie vor unklar.

Ausgehend von einer Abschätzung für die maximale Rotationsperiode des B-Überriesen HD 64760 von $P_{\text{rot}} \leq 4.8$ Tage, interpretierten Fullerton et al. (1997) die beiden periodischen Variationen als mitrotierende, spiralförmige, symmetrische Dichtestrukturen im Sternwind. Ein solches Modell der Dichtestrukturen ist das Modell der korotierende, miteinander wechselwirkenden Strukturen, welches beispielsweise in Cramner & Owocki (1996) beschrieben ist, ist in Abbildung 4.3 (aus Cramner & Owocki 1996) dargestellt.

4.2.1 Dynamische Spektren der Wasserstoff-Linien

Wie bereits zu Beginn des Kapitels erläutert, entstehen die UV-Linien in einem Bereich von bis zu zehn Sternradien um die Sternatmosphäre. Sie liefern also lediglich Informationen aus einem Bereich, in dem die Materiedichte relativ gering ist. Demzufolge erlauben die UV-Resonanzlinien keinen Blick auf den inneren Teil der Sternhülle. Ziel der HEROS-Beobachtungen auf La Silla war es nun, den optischen Bereich zu erschließen, vor allem den Bereich, in dem die windsensitiven Spektrallinien des stellaren Wasserstoffes entstehen, um somit den Blick in tiefere Regionen des Sternwindes, bis hin zur Basis, werfen zu können.

In Abbildung 4.4 ist für die Zeitserie aus dem Jahr 1996 das dynamische Spektrum der $H\alpha$ -Linie von HD 64760 gemeinsam mit dem dazugehörigen Powerspektrum dargestellt. Klar zu erkennen ist in diesem Datensatz die 2.4 Tage-Periode, in Abbildung 4.4 erscheint sie als Frequenz $\nu \approx 0.41 \text{ Tage}^{-1}$.

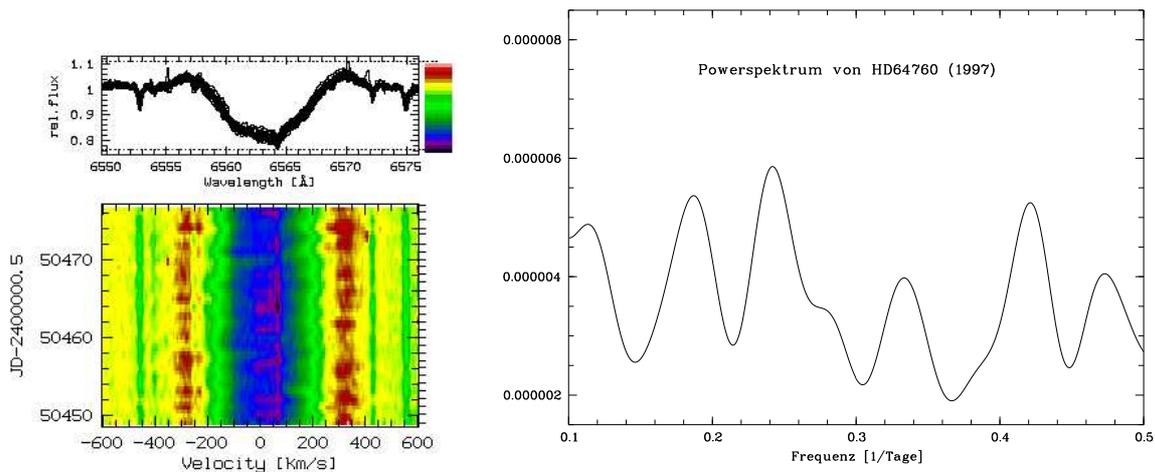


Abbildung 4.5: Das dynamische Spektrum von HD 64760 (B0,5Ib) im Bereich von ± 600 km/s um die $H\alpha$ -Linie für den Datensatz des Jahres 1997 (links). Rechts ist wiederum das dazugehörige Powerspektrum dargestellt. Hierbei wird deutlich, daß in dieser Zeitserie im Bereich der 2,4 Tage- und der 1,2 Tage-Periode zwar Peaks zu erkennen sind, jedoch liegen beide deutlich unter dem Signifikanzlevel.

Sie ist jedoch nicht über die gesamte Breite der $H\alpha$ -Linie zu beobachten sondern lediglich in den beiden, symmetrischen Emissionsflügeln der $H\alpha$ -Linie bei Radialgeschwindigkeiten von ± 300 km/s.

In allen übrigen Regionen des dargestellten Bereiches um $H\alpha$ können keine weiteren signifikanten Perioden der Variation festgestellt werden. Interpretiert man diese Variationen als Ursache von korotierenden Strukturen im Sternwind, die bis zur Sternoberfläche zurückgehen und vergleicht man die Lage der Emissionen, ± 300 km/s, mit der Rotationsgeschwindigkeit $v \sin i \approx 238$ km/s könnte es sein, daß man sehr nahe an der Basis des Sternwindes beobachtet, den Bereich also, in dem die Beschleunigung des Windes einsetzt.

Im Gegensatz zu allen anderen B-Überriesen der Objektliste zeigt HD 64760 nicht das erwartete P Cygni-Profil, daß auf eine expandierende Hülle hindeutet. Vielmehr ist das Profil der $H\alpha$ -Linie ein symmetrischer Doppelpipfemissionspeak, wobei der rote Emissionsgipfel etwas stärker als der der blauen Emission ist. Auffällig ist auch die sehr starke, stark dopplerverbreiterte zentrale Absorption. Das Profil erinnert ein wenig an das der klassischen Be-Sterne. Ausserdem treten bei HD 64760, wenn auch nur schwach, die typischen V/R -Variationen auf, die bei Be-Sternen häufig beobachtet werden. Die Doppelmmissionen mit V/R -Variationen lassen sich durch Abweichungen von der sphärischen Symmetrie, d. h. im allgemeinen durch eine axiale Symmetrie der Hüllen und im besonderen durch stellare Scheiben erklären. Bei Be-Sternen versucht man, die V/R -Variationen durch spiralartige Strukturen zu erklären, die in der abgeplatteten, scheibenartigen Hülle umlaufen (Telting & Kaper 1994). Das beobachtete Profil von HD 64760 deutet eindeutig auf eine mögliche Abplattung der Hülle hin.

Ein weiteres Indiz für die Scheibenstruktur sind die Profile der Spektallinien des neutralen Heliums ($He I$), wie beispielsweise bei 7065 \AA . Auch dieses Profil zeigt überraschenderweise wie die $H\alpha$ -Linie den Doppelmmissionspeak, der sonst nur bei den klassischen Be-Sternen erwartet wird. Auf die Scheibenstruktur von HD 64760 wird nochmals im Abschnitt 5.9 eingegangen. Die gefundene Periode könnte demnach eine Periode von Spiralstrukturen in der Scheibe sein.

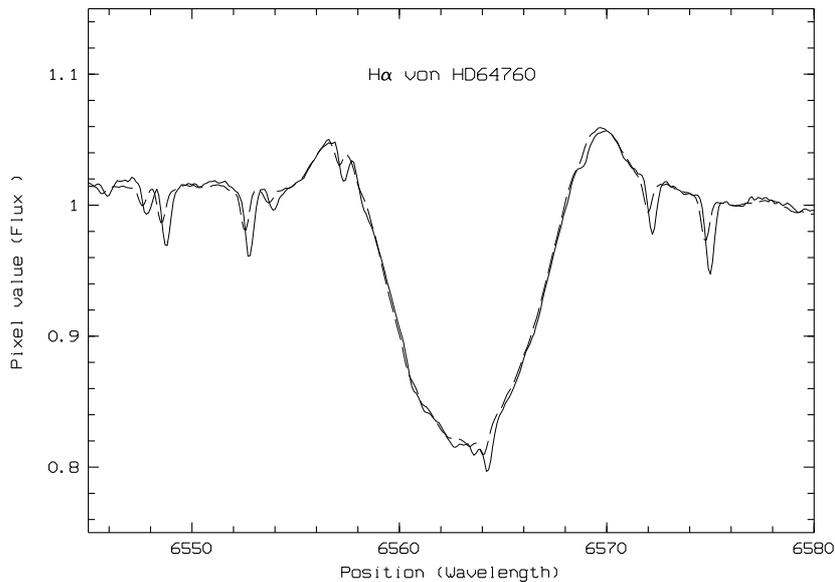


Abbildung 4.6: Das zeitlich gemittelte Spektrum des B-Überriesen HD 64760 (B0.5Ib) im Bereich von ± 600 km/s um die $H\alpha$ -Linie. Das durchgezogene dargestellte Spektrum ist aus dem Datensatz von 1996 gewonnen, das gestrichelt dargestellte von 1997.

Eine genauere Periodenanalyse für die Zeitserie ergibt für die detektierte Periode einen etwas anderen Wert $\mathcal{P} = 2.41 \pm 0.04$, die sehr gut mit dem früheren Resultat von $\mathcal{P} = 2.44 \pm 0.04$ (Prinja et al. 1995), übereinstimmt. Die 1.2 Tage-Periode, welche die UV-Spektren von 1993 dominiert hatte, ist im Powerspektrum des optischen Spektralbereich nicht nachweisbar, sie liegt also deutlich unter dem Signifikanzniveau.

Abbildung 4.5 zeigt ebenfalls das dynamische Spektrum der $H\alpha$ -Linie von HD 64760 mit dem dazugehörigen Powerspektrum, diesmal für den Datensatz des Jahres 1997. Die Periodenanalyse brachte in diesem Datensatz keine signifikante Periode hervor. Zwar werden in dieser Zeitserie sowohl die 2.4 Tage- als auch die 1.2 Tage-Periode detektiert, beide liegen jedoch deutlich unter dem Signifikanzlevel.

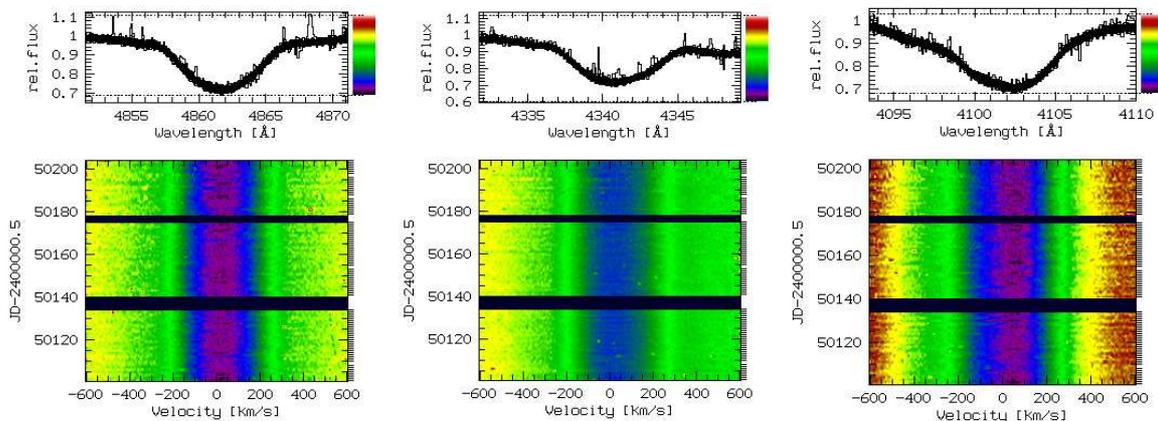


Abbildung 4.7: Die dynamischen Spektren von HD 64760 (B0.5Ib) im Bereich von ± 600 km/s um $H\beta$, $H\gamma$ und $H\delta$ für den Datensatz des Jahres 1996. Deutlich zu erkennen ist in allen drei Wasserstofflinien die Dopplemissonstruktur in den Flügeln.

Tabelle 4.1: Übersicht über die detektierten Perioden, \mathcal{P}_1 und \mathcal{P}_2 in den Wasserstofflinien des B-Überriesen HD 64760. Nach einer Abschätzung für die Rotationsperiode entspricht \mathcal{P}_2 etwa der halben und \mathcal{P}_1 einem Viertel dieser. Die fett dargestellte Periode \mathcal{P}_1 für $H\alpha$ soll andeuten, daß sie die einzig signifikante Periode in den Powerspektren war. Darüberhinaus sind die Radialgeschwindigkeiten der symmetrischen Emissionspeaks angegeben. Diese Werte sind bereits um die Systemgeschwindigkeit $v_{\text{sys}} \approx 22$ km/s korrigiert (siehe Tabelle 3.3).

Linie	\mathcal{P}_1	\mathcal{P}_2	$v_{\text{rad,em}}$ [km/s]
$H\alpha$	2.41	1.19	± 300
$H\beta$	2.40	1.19	± 242
$H\gamma$	2.44	1.21	± 235
$H\delta$	2.40	1.19	± 250

Festgestellt werden kann allerdings einwandfrei, daß die Linienprofile von einem Jahr zum nächsten kaum variieren. Das $H\alpha$ -Profil von 1997 gleicht dem des Jahres 1996 deutlich. Erneut liegt ein symmetrisches Doppelemissionsprofil vor. Die zentrale Absorption ist stark dopplerverbreitert und die rote Emission ist erneut leicht kräftiger als die blaue. In Abbildung 4.6 sind sowohl für die Zeitserie des Jahres 1996 als auch für die des Jahres 1997 die $H\alpha$ -Linie dargestellt. Die beiden Spektren sind nahezu identisch. Die auftretenden minimalen Abweichungen, sie liegen in einem Bereich von weniger als 1% und können durch das Rauschen der HEROS-Zeitserie erklärt werden. Linienprofilvariationen liegen zwar innerhalb einer einzelnen Zeitserie, jedoch nicht zwischen den zeitlich gemittelten Spektren, also nicht innerhalb der beiden Jahre 1996 und 1997, vor. Dies deutet darauf hin, daß die Variabilität der Windstruktur von HD 64760 einem zeitlich stabilen Muster folgt.

Einen ähnlichen Profilverlauf wie $H\alpha$ zeigen auch die anderen Spektrallinien des stellaren Wasser-

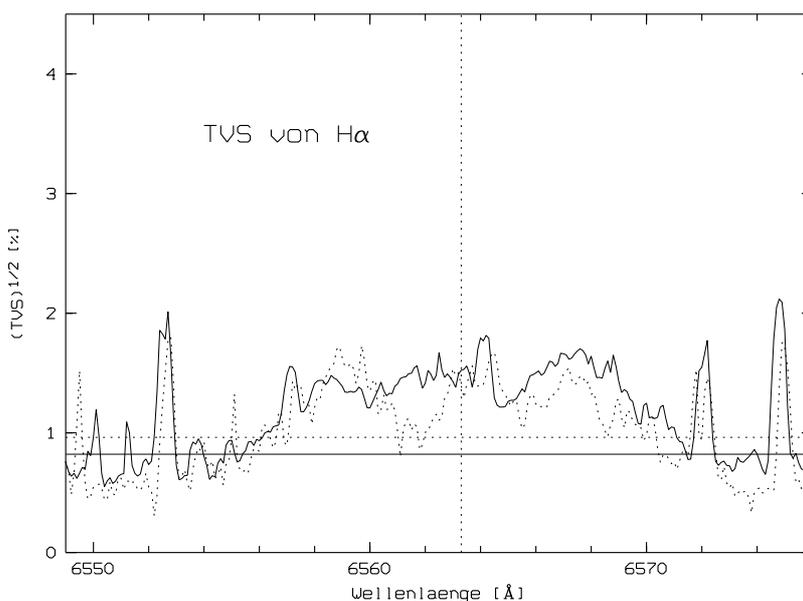


Abbildung 4.8: Die Temporal Variance Spectra für $H\alpha$ des B-Überriesen HD 64760 (B0.5Ib) für die Zeitserien aus den beiden Jahren 1996 (durchgezogene Linie) und 1997 (gestrichelte Linie). Ebenfalls mit eingezeichnet sind für beide Zeitserien die entsprechenden Signifikanzniveaus, die bei 95% gewählt wurden, die durchgezogene Linie für 1996 und die gestrichelt für 1997. Zusätzlich ist auch die Systemgeschwindigkeit ($v_{\text{sys}} = 22.2$ km/s) durch die senkrechte, gestrichelte Linie angedeutet.

stoffs, $H\beta$, $H\gamma$ und $H\delta$. Abbildung 4.7 zeigt die dynamischen Spektren von $H\beta$, $H\gamma$ und $H\delta$ für die Zeitserie aus dem Jahre 1996. Deutlich ist in allen dynamischen Spektren dieser Linien das Doppelemissionsprofil zu erkennen. Allerdings handelt es sich dabei nur um äußerst schwache Emissionen und sie sind nicht wie bei $H\alpha$ bei Radialgeschwindigkeiten von ± 300 km/s zu finden, was dadurch zu erklären ist, daß die Hauptbeiträge für die jeweiligen Wasserstofflinien aus unterschiedlichen Schichten des Windes geliefert werden, sie mehr oder weniger in unterschiedlichen Tiefen entstehen. Die Stärke der Emissionen nimmt mit steigender Quantenzahl des oberen Niveaus m beim Balmerübergang $2 \rightarrow m$ ab und bereits bei $H\delta$ sind beide Emissionen selbst im dynamischen Spektrum kaum noch zu erkennen. Darüberhinaus geht beginnend mit $H\delta$ die Symmetrie der Emission verloren.

In Tabelle 4.1 sind neben den detektierten Perioden (s. u.) auch die um die Systemgeschwindigkeit $v_{\text{sys}} = 22$ km/s (siehe Tabelle 3.3) korrigierten Radialgeschwindigkeiten angegeben, die in den roten und blauen Emissionspeaks gemessen werden. In den dazugehörigen Powerspektren sind im Bereich der beiden wichtigen Perioden aus den UV-Linien, $\mathcal{P}_1 = 2.4$ Tage und $\mathcal{P}_2 = 1.2$ Tage, zwar schwache Peaks zu erkennen, jedoch liegen diese in allen Fällen unterhalb des jeweiligen Signifikanzlevels. Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über die in der jeweiligen Spektrallinie des neutralen Wasserstoffs gefundenen Perioden. Daß zumindest die 2.4 Tage-Periode real ist, wird in Abschnitt 4.2.3 anhand der entsprechenden Phasenplots für die Spektrallinien des Wasserstoffs gezeigt.

4.2.2 Amplituden der Variabilität in den Windlinien

Um die Variationen innerhalb einer Zeitserie interpretieren zu können, ist es unerlässlich, diese im Linienprofil zu lokalisieren. Darüberhinaus ist eine quantitative Bestimmung der Amplituden dieser Variabilitäten wichtig. Wie bereits bei ϵ CMa deutlich wurde, bieten die Temporal Variance Spectra dafür eine hervorragende Möglichkeit. Nach der Methode von Fullerton (1990) und Kaufer (1996c) wurden für den B-Überriesen HD 64760 die TVS berechnet, um die beobachteten Variationen auf ihre Signifikanz hin zu testen. Abbildung 4.8 zeigt die TVS für den Bereich um die $H\alpha$ -Linie von

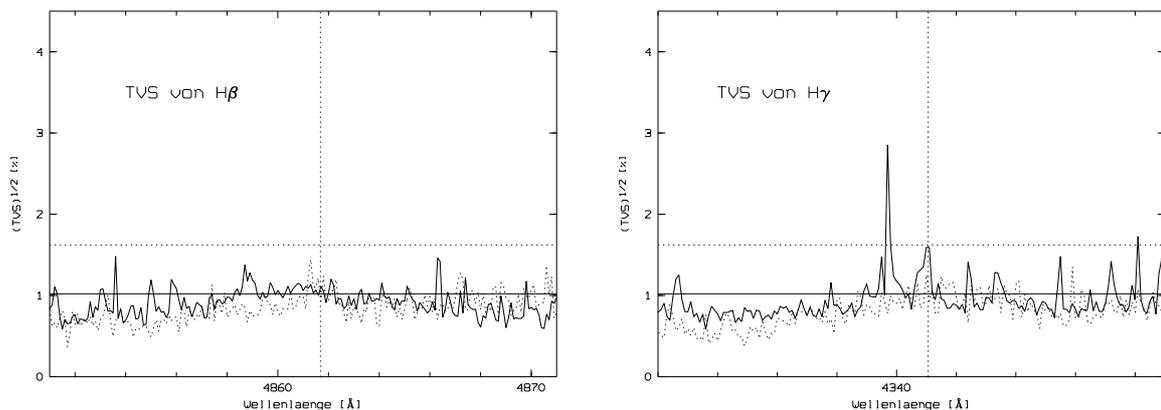


Abbildung 4.9: Die Temporal Variance Spectra für $H\beta$ (links) und $H\gamma$ (rechts) des B-Überriesen HD 64760 (B0.5Ib) für die Zeitserien aus den beiden Jahren 1996 (durchgezogene Linie) und 1997 (gestrichelte Linie). Ebenfalls eingezeichnet sind die entsprechenden 95%-Signifikanzniveaus für beide Zeitserien, durchgezogene Linie für 1996 und gestrichelt für 1997. Deutlich ist zu erkennen, daß im Vergleich zur $H\alpha$ -Linie die Signifikanz der Variation abnimmt.

HD 64760 für beide Zeitserien. Dabei beschreiben die durchgezogenen Linien das TVS und das 95%–Signifikanzniveau für den Datensatz von 1996, die gestrichelten Entsprechendes für den Datensatz von 1997. Zusätzlich ist die Systemgeschwindigkeit ($v_{\text{sys}} = 22.2$ km/s) durch die senkrechte, gestrichelte Linie angedeutet.

Man erkennt deutlich, daß sich die Signifikanz der Variabilität in beiden Fällen über die gesamte Linienbreite hinweg erstreckt. Die Periode $\mathcal{P}_1 = 2.41$ Tage wird in den dazugehörigen Powerspektren jedoch nur in den Flügeln, bei $\lambda \approx 6556$ Å und bei $\lambda \approx 6569$ Å detektiert. Die scharfen Peaks entsprechen den tellurischen Linien des Wasserdampfes der Erdatmosphäre.

Die anderen Spektrallinien des stellaren Wasserstoffs liefern in der TVS–Analyse keine signifikante Variationen. Dies wird durch Abbildung 4.9 bestätigt. Dargestellt sind die TVS von $H\beta$ und $H\gamma$ von HD 64760 für beide Zeitserien, wobei die durchgezogenen Linien wiederum die Ergebnisse für 1996 und die gestrichelten für 1997 wiedergeben. Es ist ganz deutlich zu erkennen, daß mit steigender Quantenzahl m des oberen Niveaus die Signifikanz der Linienvariation deutlich abnimmt. Dies ist eine Beobachtung, welche bei allen Programmsternen gemacht werden kann. In der nicht dargestellten $H\delta$ –Linie sind die im dynamischen Spektrum erkennbaren Variationen noch insignifikanter als in $H\gamma$. Alle Schwankungen, ausgenommen die der tellurischen Linien, liegen deutlich unter dem 95%–Niveau. In diesem Fall kann die Nullhypothese der Nichtvariabilität nicht mehr verworfen werden.

4.2.3 Zeitskalen der Variabilität

Wie bereits in Abschnitt 4.2.1 dargestellt, lieferte die Periodenanalyse nur eine einzige signifikante Periode in den Powerspektren der Windlinien. Das exakte Ergebnis der Periodenanalyse lautet dabei

$$\mathcal{P}_1 = 2.4075 \text{ Tage.}$$

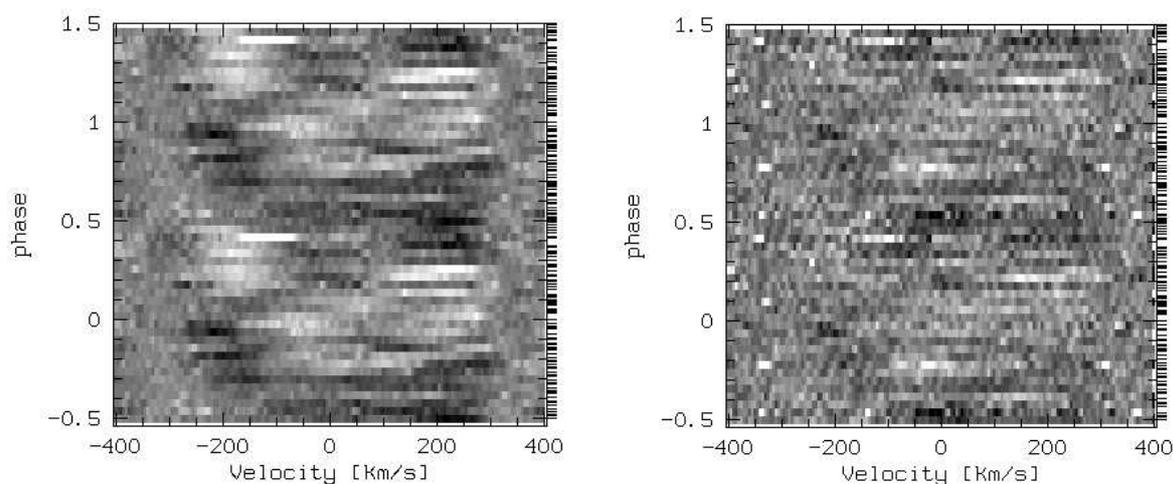


Abbildung 4.10: Die Phasenspektren für $H\alpha$ (links) und $H\beta$ (rechts) des B–Überriesen HD 64760 (B0.5Ib) für die Zeitserie aus den beiden Jahren 1996. Der dargestellte Phasenplot basiert auf der Periode $\mathcal{P}_1 = 2.4075$ Tage. Deutlich ist zu erkennen, daß im Gegensatz zur $H\alpha$ –Linie die Signifikanz der Periode in $H\beta$ abnimmt.

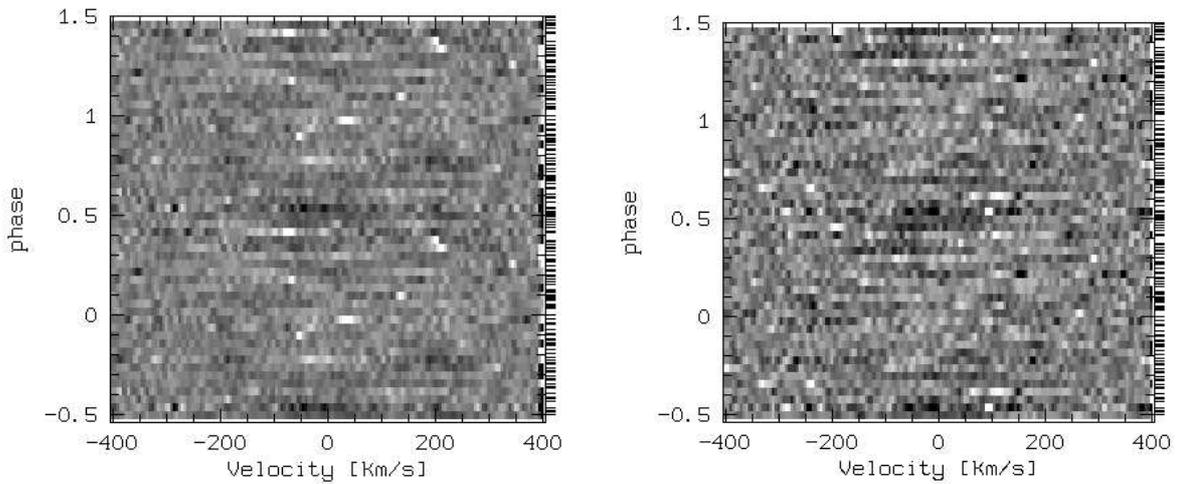


Abbildung 4.11: Die Phasenspektren für $H\gamma$ (links) und $H\delta$ (rechts) des B-Überriesen HD 64760 (B0.5Ib) für die Zeitserie aus den beiden Jahren 1996. Der dargestellte Phasenplot basiert auf der Periode $\mathcal{P}_1 = 2.4075$ Tage. Deutlich ist zu erkennen, daß im Gegensatz zur $H\alpha$ - und $H\beta$ -Linie die Signifikanz der Periode in $H\gamma$ noch stärker abnimmt und in $H\delta$ fast komplett verschwindet.

Diese Periode war jedoch nur in der $H\alpha$ -Linie für die 94 Spektren umfassende Zeitserie von 1996 signifikant. Aus dieser Zeitserie wurden nun für die einzelnen Wasserstofflinien sogenannte Phasenspektren zur obigen Periode \mathcal{P}_1 erstellt. Daß es sich bei der gefundenen Periode um die halbe Rotationsperiode des Sterns handelt, ist sehr wahrscheinlich.

Die Abbildungen 4.10 und 4.11 zeigen die Phasenspektren für die vier dominanten Spektrallinien des stellaren Wasserstoffs im optischen Spektralbereich ($H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ und $H\delta$). Es ist dabei deutlich zu erkennen, daß im Phasenspektrum der $H\alpha$ -Linie die Periode am signifikantesten ist, während sie mit zunehmender Quantenzahl m des oberen Übergangs immer schwieriger zu beobachten ist. Bei den höheren Linien der Balmerreihe ist im Phasenspektrum die 2.4 Tage-Periode nicht mehr erkennbar. Ebenso wird diese Periode in keiner einzigen photosphärischen Linie beobachtet.

Lediglich in einigen Spektrallinien des neutralen Heliums, wie $\text{He I } \lambda 5875$, $\text{He I } \lambda 6678$, $\text{He I } \lambda 4921$ $\text{He I } \lambda 4713$, ist die Periode \mathcal{P}_1 erkennbar. Die Helium-Spektrallinien sind, wenn auch nicht so extrem wie die Wasserstofflinien, ebenfalls windbeeinflusst.

Als Ergebnis läßt sich demnach zusammenfassen, daß lediglich in den windsensitiven Spektrallinien die Periode $\mathcal{P}_1 = 2.4075$ Tage erkennbar ist, während sie in den photosphärischen Linien komplett verschwindet. Eine Erklärung für die Periode sind nur korotierende Oberflächenstrukturen, aus denen Materie ausströmt, die dann schweifartige Strukturen im Wind ausbildet (Fullerton et al. 1996). Es ist davon auszugehen, daß die Hülle von HD 64760 stark abgeplattet ist, er möglicherweise ähnlich wie ein klassischer Be-Stern von einer Scheibe umgeben wird. Darauf wird in Abschnitt 5.9 noch näher eingegangen.

4.3 Auf der heißen Seite des Bistability–Sprungs: ζ Ori, κ Ori, ϵ Ori

Die spektrale Analyse der drei Orion–B–Überriesen wird im folgenden Abschnitt gleichzeitig vorgenommen. Dies scheint sinnvoll zu sein, da die drei Überriesen zum einem von ähnlichem resp. demselben Spektraltyp O9.5/B0 sind, zum anderen, weil sich die drei Orion–Sterne allesamt jenseits des Bistability–Sprungs befinden (siehe Abschnitt 3.3 und Abbildung 3.4). Auch bestehen hinsichtlich der anderen stellaren Parameter keine großen Unterschiede zwischen den drei Objekten (siehe Tabelle 3.3). Dabei spielt ϵ Ori eine interessante Rolle, da dieser Überriese in manchen Sternparametern, wie M_{bol} , M_* und v_∞ , ζ Ori, in anderen, wie $v \sin i$, κ Ori ähnelt.

4.3.1 Dynamische Spektren der $H\alpha$ -Linien

Abbildung 4.12 zeigt die dynamischen Spektren der $H\alpha$ -Linie aller drei Orion–Sterne jeweils für die während der Beobachtungskampagne des Jahres 1995 gewonnene Zeitserie. In Abbildung 4.13 sind lediglich die dynamischen Spektren für ϵ und κ Ori dargestellt. Sie wurden aus dem Datensatz von 1996 gewonnen. Für alle dynamischen Spektren wurde der Bereich ± 600 km/s um $H\alpha$ gewählt. Dieser Bereich ist sehr großzügig gewählt, denn man erkennt deutlich, daß bei den drei Objekten der Bereich der beobachtbaren Variabilitäten bei etwa ± 300 km/s um die Ruhewellenlänge von $H\alpha$ liegt.

Deutlich ist in allen dynamischen Spektren zu erkennen, wie stark das Gebiet der $H\alpha$ -Linie durch tellurische Wasserdampflinien verunreinigt ist. Die Intensität dieser Linien variiert z. T. sehr stark, was aber durch die Abhängigkeit vom Wasserdampfgehalt in der Erdatmosphäre und von der Luftmasse zum jeweiligen Zeitpunkt der Aufnahme erklärt werden kann. Sie sind in den vorliegenden ausgedehnten Zeitserien jedoch aufgrund des durch die Bahnbewegung der Erde verursachten Drifts im Spektrum vergleichsweise leicht zu identifizieren.

Alle drei Programmsterne zeigen in $H\alpha$ deutliche Variation, die alle auf ähnlichen Zeitskalen stattzufinden scheinen. Es wird jedoch ganz deutlich, daß sich die Linienprofile stark unterscheiden.

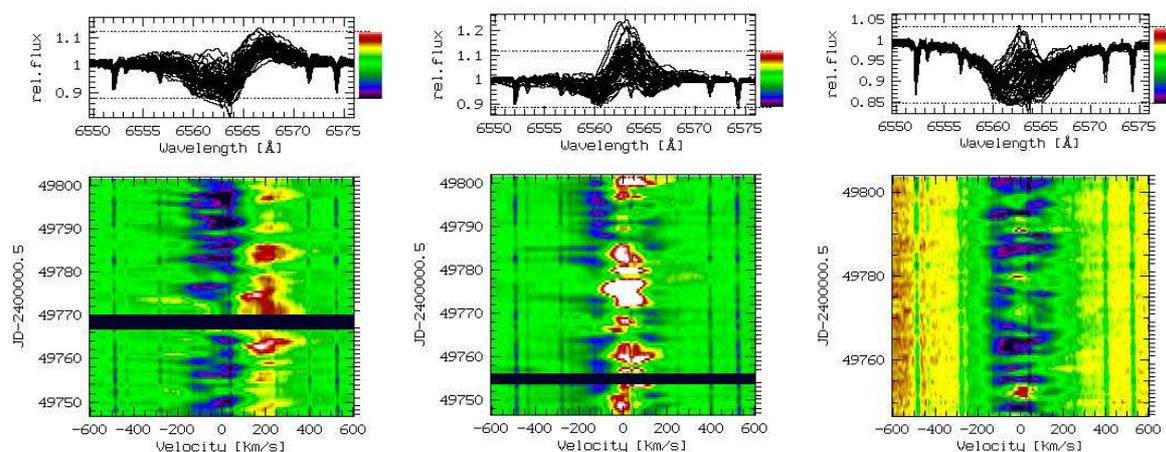


Abbildung 4.12: Die dynamischen Spektren von ζ Ori (links), ϵ Ori (mitte) und κ Ori (rechts) im Bereich von ± 600 km/s um die $H\alpha$ -Linie für den Datensatz des Jahres 1995. Deutlich ist die spektrale Ähnlichkeit von ζ und ϵ Ori (P Cygni–Profil) zu erkennen.

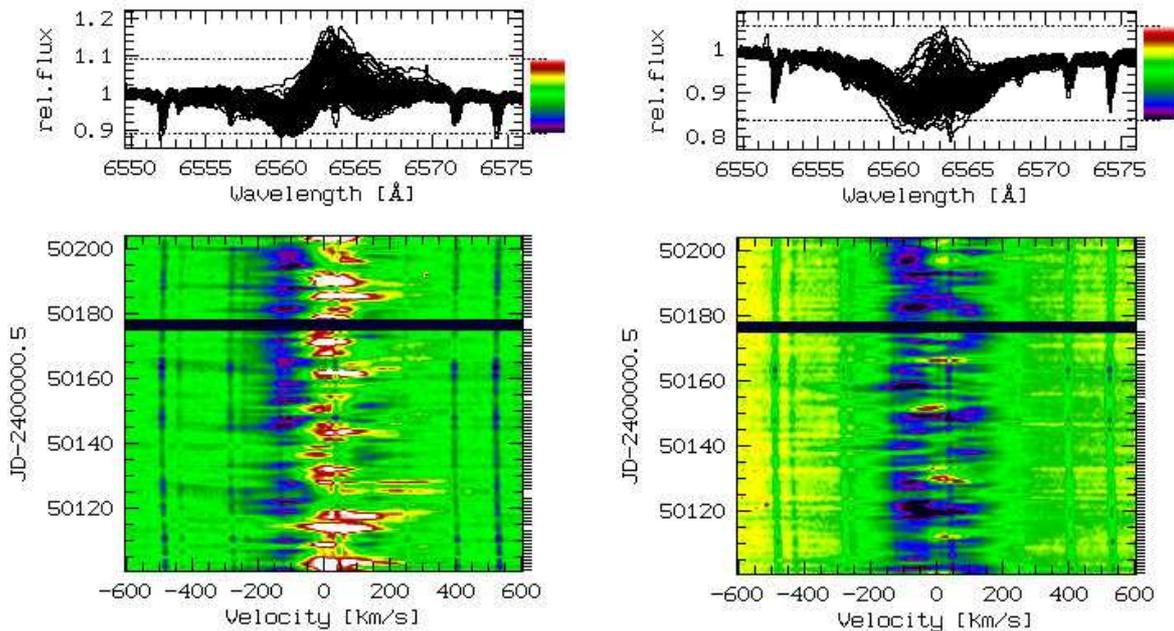


Abbildung 4.13: Die dynamischen Spektren von ϵ Ori (links) und κ Ori (rechts) im Bereich von ± 600 km/s um die $H\alpha$ -Linie für den Datensatz des Jahres 1996. Wieder ist bei ϵ Ori das klassische P Cygni-Profil zu erkennen, wohingegen im Spektrum von κ Ori eine zentrale Absorption von einer zentralen Emission überlagert wird.

Während bei ζ Ori sehr deutlich ein P Cygni-Profil mit zentraler Absorption und rotverschobener Emission dominiert, zeigt das Linienprofil bei κ Ori die Überlagerung einer starken zentralen Absorption mit einer schwächeren zentralen Emission und ϵ Ori wieder eine Art P Cygni-Profil. Hierbei ist die Absorption im Gegensatz zu ζ Ori nicht zentral, sondern blauverschoben und zusätzlich tritt zeitweise eine weitere, rotverschobene Absorption auf. Dieses Profil könnte durch Überlagerung einer blau verschobenen Absorption mit einer zentralen Emissionskomponente zustande kommen. Inverse und doppelte Emissionsgipfelprofile werden hingegen bei keinem der drei Programmsterne beobachtet.

In Abbildung 4.14 ist der Profilverlauf um $H\alpha$ nochmals durch die zeitlich gemittelten Spektren der beiden Zeitserien dargestellt. Neben den Spektren von 1995 und 1996 sind durch die senkrechten Balken auch die Laborwellenlänge und die Systemgeschwindigkeit von Orion (gestrichelt) dargestellt. Dabei wurde eine gemittelte Systemgeschwindigkeit gewählt.

Die genaue Analyse liefert folgendes Bild: Im Falle von ζ Ori liegt das Minimum der Absorption unter Berücksichtigung der Systemgeschwindigkeit etwa bei der Laborwellenlänge der $H\alpha$ -Linie, wohingegen das Maximum der roten Emission ungefähr bei $+170$ km/s zu finden ist. Das $H\alpha$ -Profil ist also als ein auf die Systemgeschwindigkeit zentriertes Absorptionsprofil zu verstehen, dem eine stark variable Emissionskomponente überlagert ist. Die Emission liegt in ihrem Maximum 14% (MJD49763) über dem Kontinuum und ist in ihrem Minimum (MJD49795) nur als schwache Emission im roten Flügel der Absorption bemerkbar.

Ähnlich verhält es sich bei ϵ Ori, jedoch ist die relativ breite Absorptionskomponente deutlich schwächer als bei ζ Ori und ist leicht blauverschoben. Die rote Emission ist dagegen sehr viel stärker und

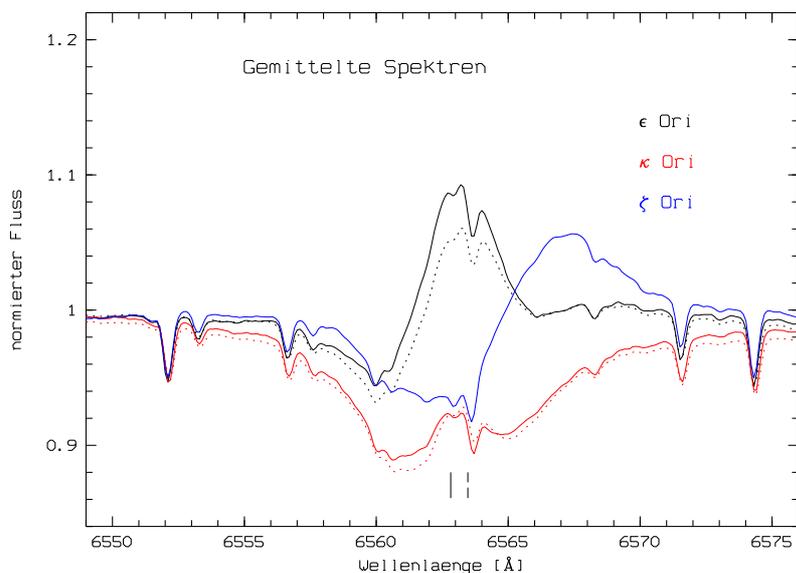


Abbildung 4.14: Die gemittelten Spektren der drei Orion-Überriesen im Bereich von ± 600 km/s um die $H\alpha$ -Linie. Die Spektren aus dem Jahr 1995 sind durch die durchgezogenen Linien dargestellt, die aus dem Jahr 1996 durch die gestrichelten. Die senkrechten Striche geben die Ruhegeschwindigkeit von $H\alpha$ (durchgezogen) und die Systemgeschwindigkeit von Orion (gestrichelt) wieder.

liegt unter Berücksichtigung der Systemgeschwindigkeit etwa bei der $H\alpha$ -Laborwellenlänge. Das zeitweise Auftreten einer weiteren blauen Absorptionskomponente bei $+90$ km/s ist durch die Variabilität der Emission erklärbar. Die rote Emission ist sehr variabel, sie liegt zeitweise 28% (MJD49776) über dem Kontinuum und verschwindet etwa elf Tage später (MJD49787) beinahe völlig. Interessant ist, daß zwischen den beiden Zeitserien kaum eine Profilvariation stattfindet, die zeitlich gemittelten Spektren fast identisch sind (siehe Abbildung 4.14), was darauf schließen läßt, daß die Variationen langfristig einem Muster folgen.

Eine andere Situation hat man bei κ Ori. Obwohl er beinahe identische Sternparameter wie ϵ Ori aufweist, ist der Profilverlauf deutlich verschieden. Ein klassisches P Cygni-Profil kann hier nicht beobachtet werden. Es liegt eine sehr starke zentrale Absorption vor, deren Minimum in beiden Jahren etwa bei 84% des Kontinuums liegt. Überlagert wird diese Absorption von einer zentralen Emission. In ihrem Maximum des Jahres 1995 (MJD49753) liegt diese 3% über dem Kontinuum und in ihrem Minimum (MJD49765) ist sie völlig verschwunden. In demselben Bereich liegen auch die Schwankungen des Jahres 1996. Wie schon im Falle von ϵ Ori beobachtet man wieder, daß sich die gemittelten Spektren der beiden Zeitserien kaum unterscheiden.

Der Profilverlauf der $H\alpha$ -Linie der drei untersuchten B-Überriesen zeigt die Entwicklung vom P Cygni-Profil mit zentraler Absorptions- und rotverschobener Emissionskomponente hin zur einem Profil mit zentraler Absorptions- und zentraler Emissionskomponente.

4.3.2 Amplituden der $H\alpha$ -Variabilität

Zur Lokalisierung und Bestimmung der Amplituden der beobachteten Variationen in den Zeitserien der Orion-Sterne werden wieder die TVS herangezogen. Abbildung 4.15 zeigt die TVS der drei Objekte für den Bereich um die $H\alpha$ -Linie für die Jahre 1995 (durchgezogenes Spektrum) und 1996 (gestricheltes Spektrum). Die durch die waagerechten Linien markierten Signifikanzlevel entsprechen

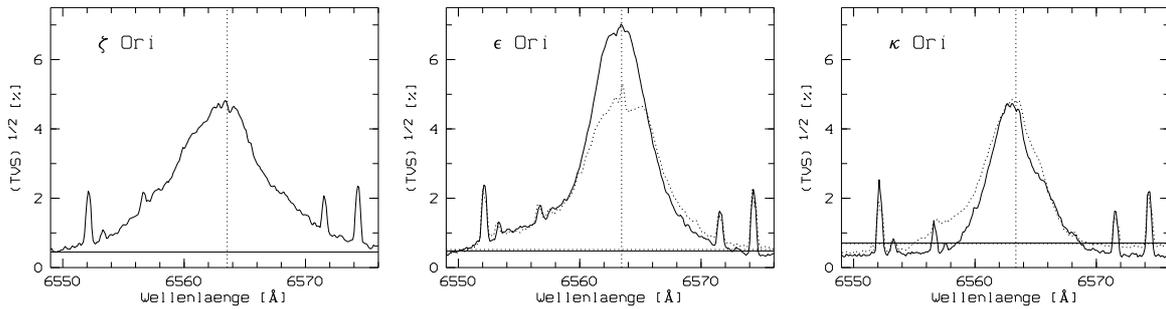


Abbildung 4.15: Die TVS von ζ Ori, ϵ Ori und κ Ori im Bereich von ± 600 km/s um die $H\alpha$ -Linie für den Datensatz der Jahre 1995 (durchgezogen) und 1996 (gestrichelt). Die waagrechten Linien beschreiben das jeweilige 95%-Signifikanzniveau für die Variabilität. Zusätzlich ist die jeweilige Lage der Systemgeschwindigkeit, die bei den Orion-Objekten bei etwa 30 km/s liegt, durch die senkrechte gestrichelte Linie dargestellt.

einer 95%igen Wahrscheinlichkeit für Variabilität. Außerdem wird durch die senkrechte Linie noch die Lage der jeweiligen Systemgeschwindigkeit, bei Orion gilt $v_{\text{sys}} \approx 30$ km/s, angegeben.

Die drei Orion-Sterne ähneln sich in ihren TVS-Profilen sehr deutlich. Im Vergleich zu ϵ und κ Ori ist das Profil bei ζ Ori deutlich breiter, was für den Fall, daß die Variationen die gesamte Linienbreite erfassen durch die deutlich höhere Rotationsgeschwindigkeit erklärt werden kann. Die Profile zeigen sehr klar, daß die Variationen stets bei der Systemgeschwindigkeit maximal werden. Die in Abschnitt 3.2 bestimmten Systemgeschwindigkeiten sind also mit hoher Wahrscheinlichkeit als die Symmetriezentren der Variation anzusehen.

Im Falle von κ Ori beobachtet man sowohl in den Zeitserien von 1995 als auch in denen von 1996 das Maximum der Variabilität exakt in dem Spektralbereich, in dem die Emissionskomponente von $H\alpha$ ihren Maximalwert hat. Dies bestätigt den ersten visuellen Eindruck, den das dynamische Spektrum macht, daß nämlich einer annähernd konstanten Absorption eine variable Emission überlagert wird.

Tabelle 4.2: Die gemessenen Maximalwerte der Variationen in den TVS für die Orion-Sterne im Bereich um $H\alpha$. Gleichzeitig angegeben ist auch der Geschwindigkeitsbereich, bei der dieser Maximalwert im Spektrum gemessen wird. Die angegebenen Geschwindigkeiten sind bereits um die jeweilige Systemgeschwindigkeit korrigiert.

Jahr	ζ Ori		ϵ Ori		κ Ori	
	max [%]	v_{peak} [km/s]	max [%]	v_{peak} [km/s]	max [%]	v_{peak} [km/s]
1995	4.6	-51 – +32	6.8	-49 – +29	4.7	-29 – -9
1996	–	–	4.6	-44 – +72	4.8	-31 – +6

Im Falle von ζ Ori beobachtet man ein P Cygni-Profil und wiederum liegt die maximale Variation bei der Systemgeschwindigkeit. Überlagert wird dies jedoch von der heftigen Variabilität einer tellurischen Linie. Die maximale Variation liegt diesmal nicht beim Emissionspeak, sondern vielmehr im blauen Flügel der die Absorption überlagernden Emission, der in etwa bei der Systemgeschwindigkeit liegt. Insgesamt ist es, wie schon im Falle von κ Ori, der zentrale Wellenlängenbereich der die höchste Variabilität aufweist.

Der letzte der drei Orion-Überriesen, ϵ Ori, weist starke Ähnlichkeit zu κ Ori auf, was angesichts des identischen Spektraltyps und identischer Leuchtkraftklasse nicht verwundert. Auch bei ϵ Ori liegt in beiden Zeitserien das Maximum an Variation im Spektralbereich der Emissionskomponente von $H\alpha$. der Bereich dieser maximalen Variabilität streckt sich über einen noch breiteren Geschwindigkeitsbereich als bei κ Ori.

Bei den Amplituden der TVS-Komponenten schwanken die Werte zwischen 4.6% und 6.8%. Besonders interessant ist die Beobachtung, daß ϵ Ori 1996 eine deutlich geringere Amplitude in der Variation aufweist als noch 1995, dafür jedoch der Bereich, in dem der Maximalwert detektiert wird, 1996 deutlich breiter ist als 1995. In Tabelle 4.2 sind die Ergebnisse dieses Abschnitts zusammengefaßt.

4.3.3 Zeitskalen der $H\alpha$ -Variabilität

Die Bestimmung der Zeitskalen der beobachteten $H\alpha$ -Variabilität ist nicht trivial. Daher wurde zunächst eine Abschätzung wie folgt vorgenommen. Für jedes Spektrum einer Zeitserie wurde die $H\alpha$ -Linie über ihren gesamten Bereich hinweg integriert. Dies wurde mittels der Routine `integrate/ts` durchgeführt, dabei wird die Differenz zwischen Absorptions- und Emissionskomponente bestimmt. Die dabei ermittelten Äquivalentbreiten werden gemeinsam mit dem jeweiligen Aufnahmedatum des Spektrums in einer Tabelle festgehalten. Wie schon in den vorangegangenen Abschnitt erwähnt wird die Variabilität der $H\alpha$ -Linie im wesentlichen durch die Variation einer die Absorption überlagernde Emissionskomponente verursacht. Dies sollte daher direkten Einfluß auf die gemessenen Äquivalentbreiten nehmen.

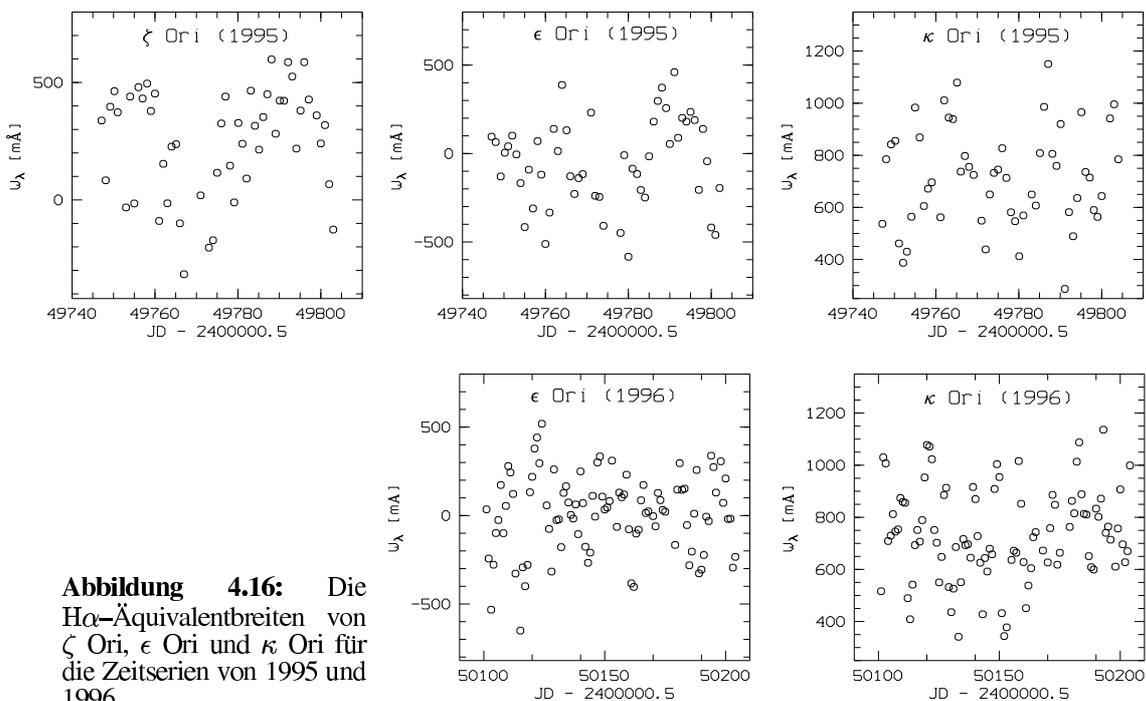


Abbildung 4.16: Die $H\alpha$ -Äquivalentbreiten von ζ Ori, ϵ Ori und κ Ori für die Zeitserien von 1995 und 1996.

Abbildung 4.16 zeigt die gemessenen Äquivalentbreitendifferenzen der drei Orion–Sterne. Zyklische Strukturen sind in keiner der Kurven zu erkennen. Die Amplituden liegen im Bereich bis etwa $1\,100\text{ m}\text{\AA}$. Erwartungsgemäß liegen sie für die drei von ihren Sternparametern her relativ ähnlichen Überriesen in derselben Größenordnung.

Zur Festlegung der $\text{H}\alpha$ –Zeitskalen wird im ersten Schritt eine eindimensionale Periodenanalyse nach der beschriebenen CLEAN–Methode iterativ durchgeführt. Als Abbruchkriterium wurde der Signifikanzlevel auf 99.5% festgelegt, was einem 3σ –Intervall entspricht. Die eindimensionale Analyse brachte jedoch nur im Falle von κ Ori eine signifikante Periode hervor, sowohl für die Zeitserie von 1995 als auch für 1996. Für ζ und ϵ Ori lagen die Peaks der Perioden im Powerspektrum deutlich unterhalb des Signifikanzniveaus. In Tabelle 4.3 sind die Ergebnisse festgehalten. Die beiden Perioden liegen im aus v_{break} und $v \sin i$ abgeleiteten Bereich für die stellare Rotationsperiode. Dieser Bereich wird durch $\mathcal{P}_{\text{rot,break}}$ und $\mathcal{P}_{\text{rot}}/\sin i$ (siehe Tabelle 3.3) festgelegt.

Tabelle 4.3: Die aus der eindimensionalen Periodenanalyse detektierten Perioden für die $\text{H}\alpha$ –Linie von κ Ori.

Objekt	\mathcal{P} [d]	
	1995	1996
κ Ori	6.5958	9.1076

In einem zweiten Schritt wurde die Periodenanalyse auf die zweidimensionalen dynamischen Spektren aus Abschnitt 4.3.1 ausgeweitet. Dadurch wird es möglich, auch Perioden inklusive ihrer Stärke und Phasenverlauf über die gesamte Breite der Spektrallinie zu erhalten. Dazu werden die Spektren im gesamten Spektralbereich in 5 km/s große Bins eingeteilt, die Intensitäten in diesen Bins ermittelt und in Tabellen abgelegt, auf die dann der CLEAN–Algorithmus zur eindimensionalen Periodenanalyse angewandt wird. Die für jeden Geschwindigkeitsbin erhaltenen Periodogramme und Powerspektren werden wieder zweidimensional dargestellt, wobei die Intensität der gefundenen Frequenzen farbkodiert wird. Der Signifikanzlevel wurde erneut auf 99.5% gesetzt. In Abbildung 4.17 ist ein typisches

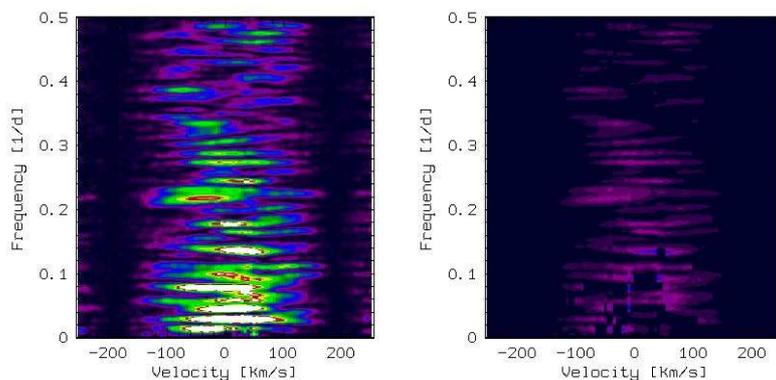


Abbildung 4.17: Das Power-Spektrum von ϵ Ori für die $\text{H}\alpha$ –Linie der Zeitserie von 1995. Links das am Beginn des CLEAN–Verfahrens, rechts nach der vierten Iteration. Deutlich zu erkennen ist, daß die stärksten Perioden inklusive ihrer Aliases bereits entfernt sind.

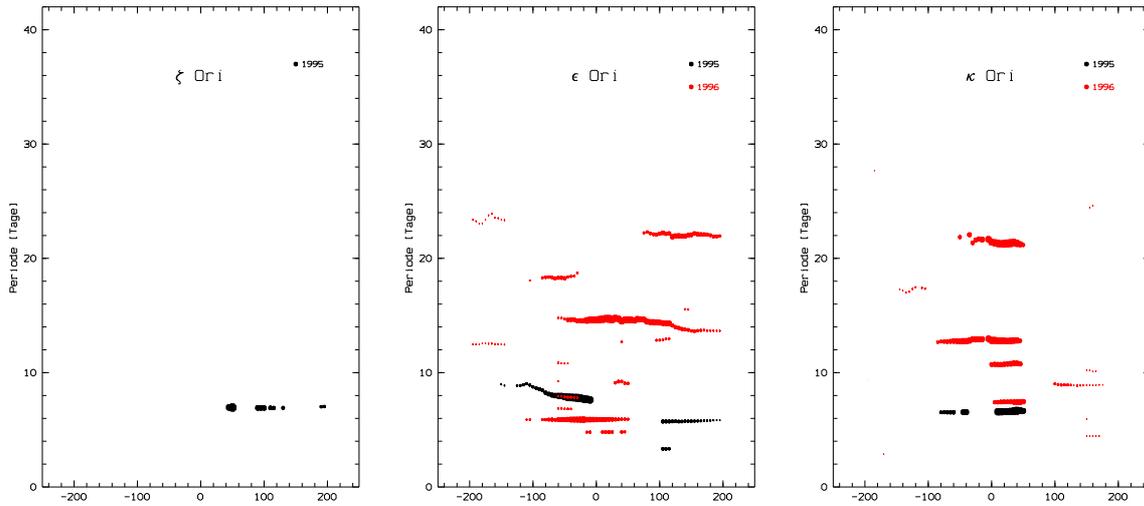


Abbildung 4.18: Die geCLEANTen Perioden der $H\alpha$ -Linie von ζ Ori, ϵ Ori und κ Ori im Bereich der beobachteten Variationen, ± 250 km/s um die $H\alpha$ -Linie.

Powerspektrum zu Beginn der CLEAN-Sequenz (links) und nach der vierten Iteration (rechts) dargestellt. Dabei sind im rechten Powerspektrum bereits die stärksten resp. Frequenzen inklusive ihrer Aliases entfernt. Der Algorithmus läuft so lange bis keine signifikanten Perioden mehr detektiert werden.

Die so erhaltenen Perioden werden in einer weiteren Tabelle abgelegt und dann nach Ende des Verfahrens aufgerufen und dargestellt. Ein übliche Darstellung ist in Abbildung 4.18 gewählt worden. Dabei sind alle signifikanten Perioden im Bereich der beobachteten Variation aus beiden Zeitserien für alle drei Orion-Sterne dargestellt. Die Stärke einer Periode ist in dieser Darstellung nicht mehr durch Farbkodes sondern durch unterschiedliche Symbolgröße veranschaulicht. Aufgrund des größeren Zeitraumes, den die Zeitserie aus dem Jahre 1996 überdeckt, werden für diese Zeitserie auch

Tabelle 4.4: Die aus der zweidimensionalen Periodenanalyse detektierten Perioden für die $H\alpha$ -Linien der Orion-Überriesen für die Zeitserien von 1995 und 1996. Die jeweils dominierende Periode ist fett gedruckt.

Objekt	T_{eff} [K]	\mathcal{P} [d]		$\mathcal{P}_{\text{rot,break}}$ [d]	$\mathcal{P}_{\text{rot}}/\sin i$ [d]
		1995	1996		
ζ Ori	29 300	6.8	–	2.80	11
ϵ Ori	26 000	5.9	6.1	3.88	22
		7.8	14.4		
κ Ori	26 000	6.6	22.1	3.59	20
			7.5		
			10.7		
			12.8		
			21.6		

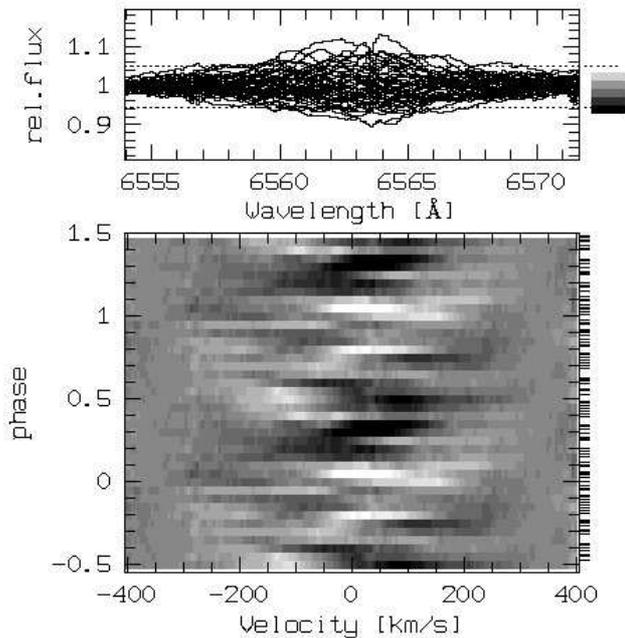


Abbildung 4.19: Das Phasenspektrum der $H\alpha$ -Linie von ζ Ori für die Zeitserie von 1995. Das Phasenspektrum wurde zur Phase $\mathcal{P} = 6.89$ Tage berechnet. Deutlich zu erkennen sind die von etwa -250 km/s nach $+250$ km/s propagierenden Pseudoabsorptions- und Pseudoemissionskomponenten. Ähnlich wie bei dem B0.5-Überriesen HD 64760 handelt es sich hierbei wahrscheinlich um korotierende Strukturen, die symmetrisch auf der Sternoberfläche verteilt sind. Die gefundene Periode wird als halbe Rotationsperiode des Sterns angesehen, woraus sich die Rotationsperiode von ζ Ori zu $\mathcal{P} = 13.78$ Tage abschätzen ließe.

deutlich größere Perioden detektiert. Die abgeleiteten $H\alpha$ -Zeitskalen sind für ϵ und κ Ori in beiden Zeitserien jeweils verschieden. Die Ergebnisse der zweidimensionalen Periodenanalyse sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst.

Im Fall von ζ Ori liegt die detektierte Periode von 6.8 Tagen zwischen den in Abschnitt 3.3 hergeleiteten Werten für die obere und untere Grenze der Rotationsperiode des Sterns, 2.8 resp. 11.0 Tage. Die obere Grenze wird durch $\mathcal{P}_{\text{rot,break}}$ und die untere durch $\mathcal{P}_{\text{rot}}/\sin i$ festgelegt. Der abgeleitete Wert von etwa 6.8 Tagen ist in guter Übereinstimmung mit früheren Werten. So leiteten Kaper et al. (1998) im Rahmen des sogenannten „ $H\alpha$ -Projekt“ aus IUE-Spektren eine Periode $\mathcal{P} \approx 6$ Tage ab. Diese aus UV-Linien abgeleitete Windperiode fanden sie ebenfalls für die $H\alpha$ -Linie. Die Analyse stütze sich dabei auf eine siebentägige Zeitserie aus dem Februar 1996. Sie interpretierten diese Periode als die halbe Rotationsperiode von ζ Ori. Eine genaue Analyse des vorliegenden Datensatzes von 1995 liefert den Wert $\mathcal{P} = 6.89$ Tage.

In Abbildung 4.19 ist zu dieser Periode ein Phasendiagramm für die Residuen der $H\alpha$ -Linie dargestellt. Die Residuen werden durch Subtraktion des zeitlich gemittelten Spektrums von jedem einzelnen Spektrum der Zeitserie ermittelt. Das Phasendiagramm zeigt deutlich, daß sogenannte Pseudoabsorptions- und Pseudoemissionskomponenten prograd über das Linienprofil von -250 km/s bis $+250$ km/s laufen. Ähnlich wie bei dem B0.5-Überriesen HD 64760 handelt es sich hierbei wahrscheinlich um korotierende Strukturen, die symmetrisch auf der Sternoberfläche verteilt sind. Die gefundene Periode wird als halbe Rotationsperiode des Sterns angesehen (Kaper et al. 1997), woraus sich für die Rotationsperiode von ζ Ori ein Wert von $\mathcal{P} = 13.78$ Tage ableiten läßt.

Auch ϵ Ori liefert für die Zeitserie von 1995 nur signifikante Perioden auf kurzen Zeitskalen. Beide liegen mit Werten von 5.9 resp. 7.8 Tagen innerhalb der abgeleiteten Grenzen für die stellare Rotationsperiode von 2.9 bis 22.0 Tagen. Deutlich mehr Perioden erhält man aus dem umfangreiche-

ren Datensatz von 1996. Dabei taucht die 5.9 Tage–Periode erneut auf, die geringe Abweichung von 0.2 Tagen erklärt sich aus der Unsicherheit der Periodenbestimmung durch Anpassung der Fourierreihen. Jedoch hat sich der Geschwindigkeitsbereich, in dem die Periode auftritt, deutlich verschoben.

Die zweite und stärkste Periode beträgt 14.4 Tage und verläuft über den gesamten Spektralbereich, der von der Emissionskomponente der $H\alpha$ –Linie eingenommen wird. Dies ist ein weiteres Indiz für die Annahme, daß einer stabilen Absorption eine stark variable Emission überlagert wird. Eine dritte Periode, die sehr nahe an der oberen Grenze der stellaren Rotationsperiode liegt, tritt in dem Wellenlängenbereich des Spektrums auf, in dem im dynamischen Spektrum von $H\alpha$ zeitweise eine zweite, schwache Absorption auftritt.

Wie schon die anderen beiden Orion–Überriesen, so liefert auch κ Ori aus der Zeitserie von 1995 nur eine einzige signifikante Periode, die auch auf derselben Zeitskala mit $\mathcal{P} = 6.6$ Tage liegt. Diese Periode wird im Bereich der beiden Flügel der Emissionskomponente von $H\alpha$ detektiert. Auch die Perioden, die aus dem Datensatz von 1996 abgeleitet werden, liegen im wesentlichen in diesem Spektralbereich, erstrecken sich jedoch auf längeren Zeitskalen. Die längste Periode, $\mathcal{P} = 21.6$ Tage, liegt dabei an der oberen Grenze der Rotationsperiode.

Die Periodenanalyse für die $H\alpha$ –Linie zeigt in allen drei Fällen, daß sämtliche Variationen dieser windsensitiven Linie in demjenigen Spektralbereich liegen, in dem auch jeweils die Emissionskomponente von $H\alpha$ zu finden ist.

4.4 Die kühle Seite: 9 Cep, 55 Cyg, χ Aur, HD 79186, η CMa, HD 74371

Im folgenden Abschnitt werden nun die restlichen B–Überriesen betrachtet. Ihnen ist gemein, daß sie auf der kälteren Seite des Bistability–Sprungs liegen (siehe Abschnitt 3.3 und Abbildung 3.4). Jedoch sind die nun analysierten Überriesen anders als die drei Orion–Überriesen nicht von ähnlichem Spektraltyp, sondern decken vielmehr eine ganze Spektralsequenz von B2 (9 Cep) bis B6 (HD 74371) ab. Demzufolge sind sie auch hinsichtlich ihrer stellaren Parameter einander weit weniger ähnlich als die Orion–Objekte. Sie stellen den Übergang zu den BA–Überriesen (Spektralsequenz von B7 bis A2) dar, die in Kaufer (1996) ausführlich analysiert wurden.

4.4.1 Dynamische Spektren der $H\alpha$ –Linie

Zunächst sind in Abbildung 4.20 die dynamischen Spektren der B–Überriesen 9 Cep, 55 Cyg, χ Aur, HD 79186, η CMa und HD 74371 dargestellt, die aus Zeitserien von mehreren Beobachtungskampagnen zwischen 1995 und 1998 auf La Silla und dem Calar Alto gewonnen wurden.

Wie aufgrund des geringen Maßes an Übereinstimmung in den stellaren Parametern zu erwarten war, zeigen die Programmsterne sehr unterschiedliche Variationsmuster, jedoch sind alle $H\alpha$ –Spektren von einem mehr oder weniger eindeutigen P Cygni–Profil dominiert. Deutliche Unterschiede bestehen zum einen in der Stärke der roten Emissionskomponente, die wie bei HD 79186 mitunter bis zu 40% über dem Kontinuum liegen kann, aber auch wie im Falle von 9 Cep mit einem Wert von nur 2% über

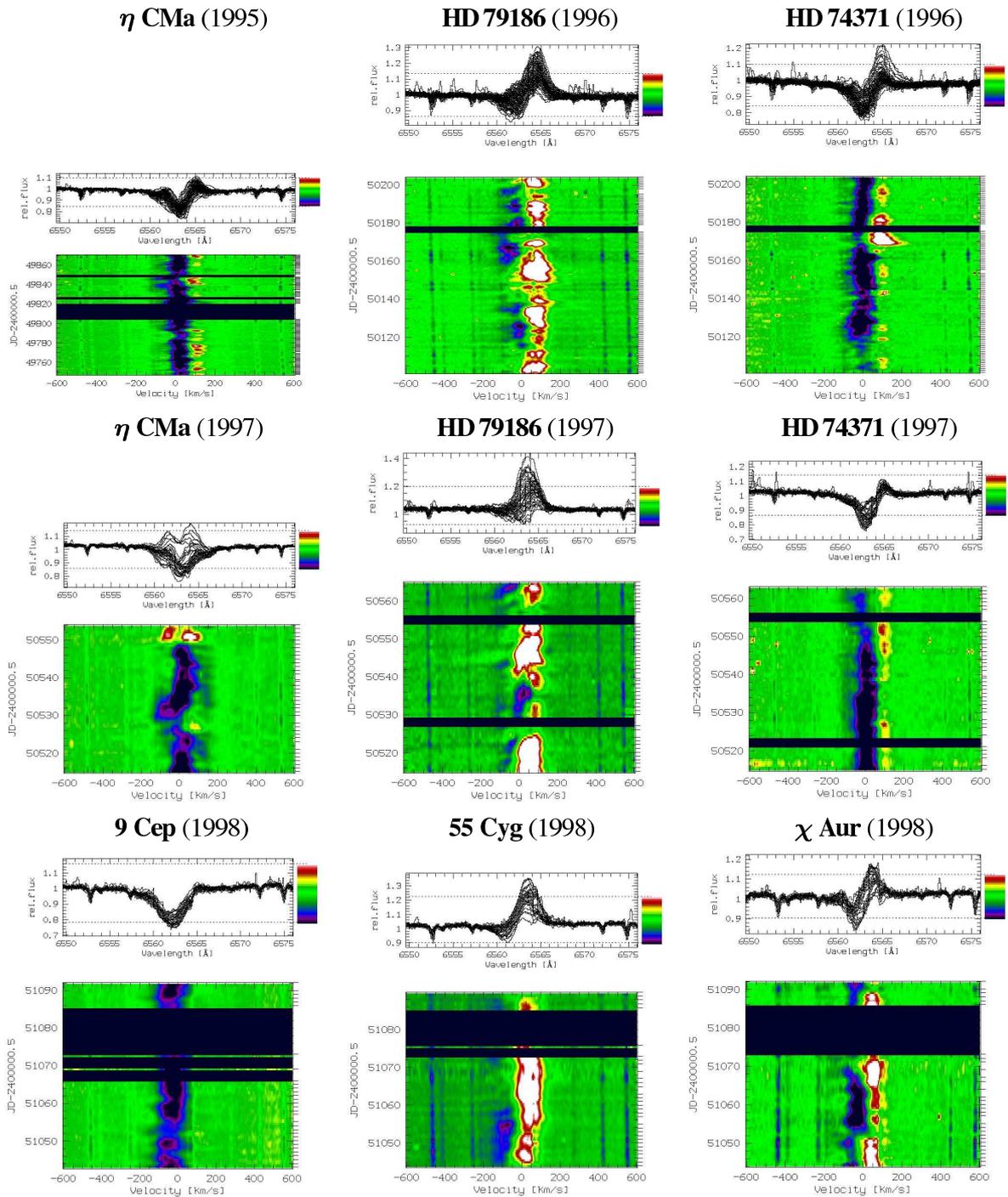


Abbildung 4.20: Die dynamischen Spektren der $H\alpha$ -Linie der B-Überriesen η CMA, HD 79186, HD 74371 (Obere beide Reihen). Diese Daten wurden allesamt während mehrerer Beobachtungskampagnen mit dem ESO-50cm-Teleskop der ESO auf La Silla gewonnen. Die nachfolgenden mit dem 1.23m-Teleskop des DSAZ auf dem Calar Alto während der Beobachtungskampagne 1998: 9 Cep, 55 Cyg und χ Aur. Obschon die Variationen auf einem kleineren Geschwindigkeitsbereich beobachtet werden, wurde der Übersichtlichkeit und der besseren Vergleichbarkeit wegen mit ± 600 km/s um die Laborwellenlänge von $H\alpha$ derselbe Bereich um die $H\alpha$ -Linie gewählt wie bei den Orion-Überriesen.

dem des Kontinuums äußerst schwach ist. Zum anderen taucht in manchen dynamischen Spektren eine zweite, wenn auch sehr schwache Emissionskomponente auf der blauen Seite von $H\alpha$ auf. In jedem Fall ist die rote Emission deutlich stärker als die blaue.

Im einzelnen werden folgende Beobachtungen gemacht: Der Überriese η CMa (B5Iab) zeigt in den beiden Beobachtungsjahren sehr unterschiedliche Variationsmuster. Während 1995 ein typisches P Cygni-Profil dominiert, bei dem zeitweise eine zweite Emissionskomponente auf der blauen Seite auftritt, ist das dynamische Spektrum von 1997 zunächst von einer breiten Absorption mit zwei schwachen Emissionskomponenten im roten und blauen Flügel von $H\alpha$ geprägt. Im weiteren zeitlichen Verlauf wird zunächst die rote Komponente stärker und die blaue schwächer, danach kehrt sich dieser Verlauf um. Am Ende der Beobachtungsserie tritt ein sehr starker Emissionsevent mit Doppelmittenspeak auf. Die stark unterschiedliche Struktur der beiden Zeitserien läßt vermuten, daß die Struktur des Sternwindes bei diesem B5-Überriesen deutlich instabiler ist als bei den frühen Orion-Überriesen.

Im Gegensatz dazu zeigt sich HD 79186 (B5Ia) deutlicher stabiler in seiner Struktur. In beiden Zeitserien dominiert ein P Cygni-Profil mit sehr starker Emissionskomponente, die 1996 Werte bis 30% und 1997 sogar bis 40% über dem Kontinuum erreicht. Invers dazu verhält sich die Absorption, die 1996 mit etwa 88% des Kontinuums noch stärker ist und 1997 nur noch 94% des Kontinuums erreicht. Man erkennt auch deutlich, daß in beiden Zeitserien die Absorption mitunter völlig verschwindet und auch die Emission sehr starken Schwankungen unterliegt, 1996 schwankt sie zwischen Werten von 4% und 30% über dem Kontinuum und 1997 zwischen Werten von 0% und 40% über dem Kontinuum.

Der dritte, ausschließlich von La Silla aus beobachtete Überriese HD 74371 (B6Iab) zeigt im Gegensatz zu den beiden vorigen im Spektralverlauf von $H\alpha$ in beiden Zeitserien ein klassisches P Cygni-Profil. Dabei zeigt sich die zentrale Absorption genauso variabel wie die Emissionskomponente, bei beiden schwanken die Werte um 20%. So erreicht die Emission 1996 ihren minimalen Wert, der sich kaum vom Kontinuum abhebt, bei MJD 50138, um den höchsten Wert von 21% über dem Kontinuum bei MJD 50169 anzunehmen. Ebenso verschwindet die Absorption völlig bei MJD 50120 und hat bei MJD 50127 den maximalen Wert von nur etwa 77% des Kontinuums, der 33 Tage später bei MJD 50160 wieder erreicht wird. Auch die Zeitserie von 1997 zeichnet ein ähnliches Bild. Erneut verschwindet die Emissionskomponente zeitweise völlig, die zentrale Absorption wird zwar zum Teil sehr schwach, liegt jedoch noch deutlich erkennbar unterhalb des Kontinuums. Während jedoch die Absorption erneut Schwankungen in der Größenordnung wie 1996 unterliegt, ist die Emission diesmal weniger variabel und erreicht nur noch einen Maximalwert von 12% über dem Kontinuum. Auch bleibt ein extremer Emissionspeak, wie er noch 1996 bei MJD 50170 auftritt, in der Zeitserie von 1997 aus.

Im Rahmen der Calar Alto-Beobachtungskampagne von 1998 konnten von drei weiteren Überriesen Zeitserien aufgenommen werden. Der am wenigsten variable von ihnen ist θ Cep, ein B2Ib-Überriese, von dem aufgrund seiner Leuchtkraftklasse ein solches Verhalten auch erwartet worden war. Er zeigt als einziger Überriese im dynamischen Spektrum von $H\alpha$ keine ausgeprägte Emission. Lediglich bei MJD 51051 wird eine sehr schwache Emissionskomponente sichtbar. Auch die Schwankungen in der Absorption bleiben hinter denen der anderen, leuchtkräftigeren Überriesen etwas zurück. Die Werte variieren zwischen 75% und 85% des Kontinuums.

Anders dagegen der Programmstern 55 Cyg (B3Ia), vom dem bereits 1997 während einer Beobachtungskampagne an der Landessternwarte nur eine sehr lückenhafte Zeitserie gewonnen werden konnte. In der Calar Alto-Zeitserie von 1998 wird deutlich, daß auch bei 55 Cyg in $H\alpha$ ein klassisches P Cygni-Profil dominiert. Dabei tritt eine sehr starke, etwa bei der Systemgeschwindigkeit liegende Emissionskomponente, auf, die wie schon bei HD 79186 enormen Intensitätsschwankungen unterliegt. So variiert die Emission binnen 30 Tagen zwischen einem Wert von 4% über dem Kontinuum bis hin zu 34% darüber. Die ohnehin schwache Absorption ist für einen längeren Zeitraum von 12 Tagen überhaupt nicht erkennbar und erreicht ihr Maximum bei MJD 51055, nur vier Tage vor ihrem völligen Verschwinden.

Eine Sonderrolle spielt χ Aurigae (B5Iab), ein spektroskopisches Doppelsternsystem, mit einer Systemumlaufdauer von etwa 676 Tagen (Raja & Wolf 1998), dessen Begleiter bislang allerdings noch in keinem Spektrum nachgewiesen werden konnte. Die Doppelsternhypothese basierte auf Radialgeschwindigkeitsvariationen in 91 Spektren, aus denen Young (1916) auf die anderen Bahnparameter schloß. Die bisherigen spektroskopischen Beobachtungen von χ Aur wurden ausnahmslos im Spektralbereich von 6000 bis 7000 Å durchgeführt. Die HEROS-Beobachtungen umfaßten jedoch einen deutlich größeren Spektralbereich (siehe Abschnitt 2) und so konnte erstmals in den Spektren des blauen Kanals der Begleiter von χ Aurigae direkt beobachtet werden. Aus diesen Beobachtungen wurde eine grobe Abschätzung der stellaren Parameter des Begleiters vorgenommen (siehe Abschnitt 5.8). Im Spektralbereich des roten Kanals von HEROS, in dem auch $H\alpha$ liegt, konnte aber auch weiterhin der Begleiter nicht nachgewiesen werden. Es ist also davon auszugehen, daß in $H\alpha$ ungestört der B-Überriese beobachtet wurde.

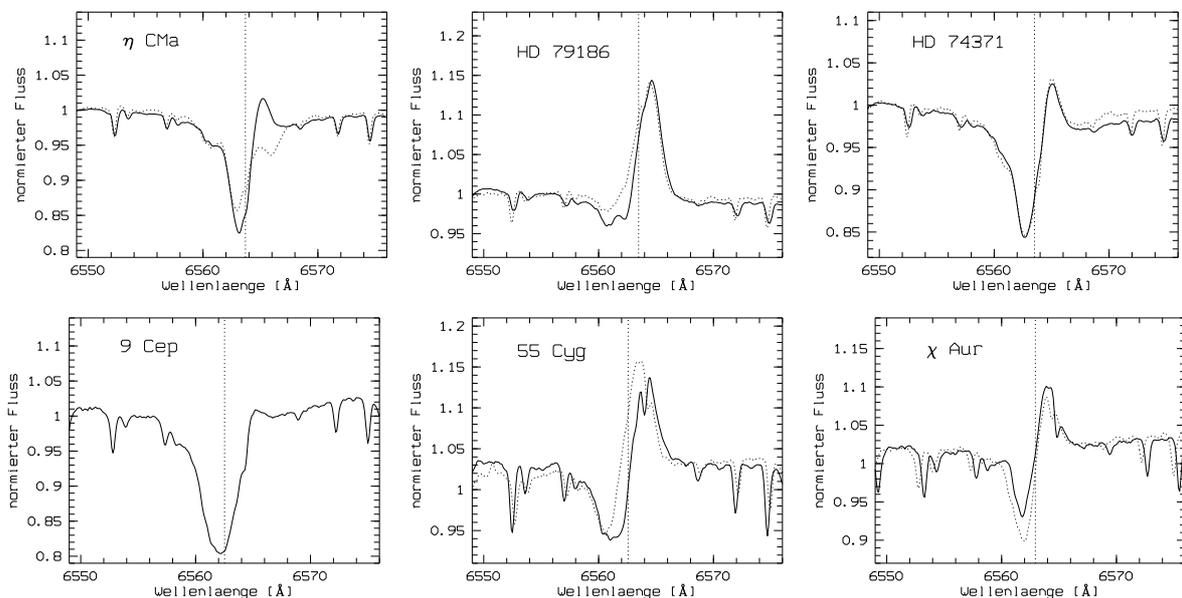


Abbildung 4.21: Die gemittelten Spektren im Bereich der $H\alpha$ -Linie der B-Überriesen η CMA (oben links, durchgezogen 1995, gestrichelt 1997), HD 79186 (oben mitte, durchgezogen 1996, gestrichelt 1997), HD 74371 (oben rechts durchgezogen 1996, gestrichelt 1997), 9 Cep (unten links, 1998), 55 Cyg (unten mitte, durchgezogen 1997, gestrichelt 1998), und χ Aur (unten rechts, durchgezogen Calar Alto 1998, gestrichelt La Silla 1998). Der dargestellte Bereich entspricht ± 600 km/s um die Laborwellenlänge von $H\alpha$. Die senkrechten, gestrichelten Linien geben die jeweilige Systemgeschwindigkeit an.

Ein mehr oder minder klar ausgeprägtes P Cygni–Profil dominiert auch bei χ Aur den Spektralverlauf im Bereich um die $H\alpha$ –Linie. In der Calar–Alto–Zeitreihe von 1998 beobachtet man zunächst einen nur schwach variablen Spektralverlauf. Relativ schlagartig verlieren bei MJD 51051 sowohl Emission als Absorption an Intensität. Im weiteren zeitlichen Verlauf nimmt daraufhin die Absorption bis zu einem Maximalwert von 18% unter dem Kontinuum zu, um anschließend bei gleichzeitiger Intensitätszunahme der Emission bis auf einen Wert von nur noch 2% unterhalb des Kontinuums abzunehmen. Die Emission erreicht zum selben Zeitpunkt (MJD 51069) ihren Maximalwert mit 15% über dem Kontinuumswert. In der relativ kurzen Zeitserie, die auf La Silla gewonnen wurde, ist klar zu erkennen, daß die Emissionskomponente innerhalb weniger Tage auftritt und im Maximum 16% über dem Kontinuum liegt (MJD 51156). Mit Anwachsen der Emission verliert gleichzeitig die Absorption an Intensität, die im selben Zeitraum von 13% auf 5% unter dem Kontinuum sinkt.

In Abbildung 4.21 sind für die sechs B–Überriesen die zeitlich gemittelten Spektren im üblichen Bereich, ± 600 km/s um die Laborwellenlänge der $H\alpha$ –Linie, dargestellt. Zusätzlich ist durch die senkrechte, gestrichelt gezeichnete Linie die Lage der Systemgeschwindigkeit markiert.

4.4.2 Amplituden der $H\alpha$ –Variabilität

Wie schon zuvor werden die TVS herangezogen, um die beobachteten Variationen in den Zeitserien zu lokalisieren und die Amplituden abzuschätzen. Abbildung 4.22 zeigt die TVS der B–Überriesen für den üblichen Bereich um die $H\alpha$ –Linie. Die durch die waagrechten Linien markierten Signifikanzlevel entsprechen einer 95%igen Wahrscheinlichkeit für Variabilität. Die senkrechte Linien markieren

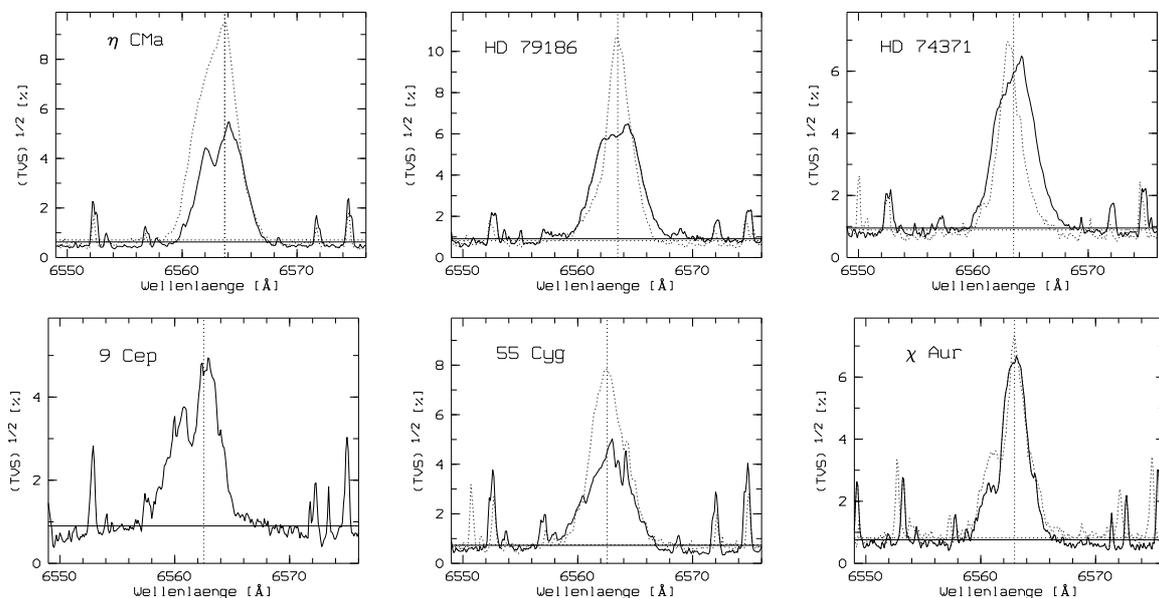


Abbildung 4.22: Die TVS von η CMA (oben links, durchgezogen 1995, gestrichelt 1997), HD 79186 (oben mitte, durchgezogen 1996, gestrichelt 1997), HD 74371 (oben rechts durchgezogen 1996, gestrichelt 1997), 9 Cep (unten links, 1998), 55 Cyg (unten mitte, durchgezogen 1997, gestrichelt 1998), und χ Aur (unten rechts, durchgezogen Calar Alto 1998, gestrichelt La Silla 1998) im Bereich von ± 600 km/s um die $H\alpha$ –Linie. Die senkrechten, gestrichelten Linien geben die jeweilige Systemgeschwindigkeit an.

die Lage der jeweiligen Systemgeschwindigkeit.

Es läßt sich zunächst generell festhalten, daß die Amplituden der Variationen stärker sind als noch bei den Orion-Objekten, als der Maximalwert bei 6.8% lag. Der maximale Wert liegt nun bei 10.8%, doch weisen die meisten Programmsterne Variationsamplituden zwischen 5% und 7% auf. Bemerkenswert ist auch, daß das Maximum der Variation stets um die Systemgeschwindigkeit herum angesiedelt ist. Diese ist höchstwahrscheinlich das Symmetriezentrum der Variation.

Beim von der Leuchtkraft her schwächsten B-Überriesen 9 Cep stellt sich die Situation wie folgt dar. Auf dem gesamten Bereich der Absorption liegt eine deutliche Variabilität vor, wie schon aus dem dynamischen Spektrum von $H\alpha$ ersichtlich ist und das Maximum liegt exakt bei der Systemgeschwindigkeit. Die sehr schwache und nur kurzzeitig auftretende Emission bei +110 km/s zeigt hingegen nur eine sehr schwache Variabilität, deren Amplitude kaum über dem Signifikanzlevel liegt. Deutliche Variationen zeigen wie immer die tellurischen Linien des Wasserdampfes.

Der zweite Überriese der Spektralsequenz ist 55 Cyg. Hier zeigt die Zeitserie von 1998 (Calar Alto) sehr viel stärkere Variabilitätsamplituden. Im Vergleich zu der Zeitserie von 1997 (Landessternwarte) erreicht das Maximum ein Wert von 7.8% anstatt 4.9% und liegt erneut bei der Systemgeschwindigkeit. Die stärksten Variationen treten in beiden Zeitserien im Absorptions- und Emissionspeak auf.

Für den B5-Überriesen HD 79186 läßt sich folgendes feststellen. Obwohl sich die beiden zeitlich gemittelten Spektren nur durch eine leicht schwächere Absorption in 1997 unterscheiden, ist die Amplitude der Variation 1997 deutlich stärker. Mit einem Wert von 10.7% hat sie sich gegenüber 1996 (5.8%) beinahe verdoppelt.

Der in der Spektralsequenz folgende Überriese χ Aur zeigt nun wieder ein ruhigeres Bild. In beiden Zeitserien des spektroskopischen Doppelsterns erreichen die Variationen ähnliche Amplituden, die Calar Alto-Zeitserie weist einen Maximalwert von 6.6% und die La Silla-Zeitserie von 7.2% auf. Man erkennt auch, daß hier die Systemgeschwindigkeit nicht exakt Symmetriezentrum ist. Dies läßt sich durch eine möglicherweise fehlerhafte Bestimmung von v_{sys} .

Tabelle 4.5: Die gemessenen Maximalwerte der Variationen in den TVS für die Überriesen 9 Cep, η CMA, 55 Cyg, χ Aur, HD 79186, η CMA und HD 74371 im Bereich um $H\alpha$.

Objekt	1995	1996	1997	1998
9 Cephei	–	–	–	4.9%
55 Cygni	–	–	4.9%	7.8%
HD 79186	–	5.8%	10.7%	–
χ Aurigae	–	–	–	6.6% 7.2%
η Canis Majoris	5.4%	–	9.5%	–
HD 74371	–	6.5%	7.0%	–

Im Falle von χ Aur wurde sie nicht aus der Balmerprogression, sondern aus den Radialgeschwindigkeiten der schwächsten noch detektierbaren Metalllinien bestimmt, da diese am wenigsten vom Sternwind beeinflusst werden. Diese lagen aber im blauen Kanal, wo wie im vorherigen Abschnitt bereits erwähnt auch der Begleiter direkt beobachtet werden konnte. Daher ist es durchaus möglich, daß die Linien des Begleiters bei den schwachen Linien, bei denen eine deutliche Trennung zwischen Überriese und Begleiter nicht mehr möglich ist, zu einer Verbreiterung der Linie resp. Verschmierung beider Spektrallinien zu einer sehr breiten und damit zu einer fälschlichen Bestimmung der Radialgeschwindigkeit geführt haben.

Betrachtet man das dynamische Spektrum der $H\alpha$ -Linie (Abbildung 4.21) ist das Verhalten der Variationsamplituden beim Überriesen η CMa nicht verwunderlich. Schon die dynamischen Spektren von $H\alpha$ zeigen, daß η CMa in 1997 deutlich höhere Variabilität zeigt als in 1995. Der Maximalwert hat sich von 5.4% auf 9.5% erhöht. Ebenso hat sich der Bereich der signifikanten Variation verbreitert, was auf die in 1997 zusätzlich auftretende zweite Emissionskomponente am blauen Flügel von $H\alpha$ zurückzuführen ist.

Der letzte analysierte Überriese HD 74371 zeigt hingegen wieder ein einheitlicheres Bild. Wie schon in Abbildung 4.21 erkennbar, unterscheiden sich die zeitlich gemittelten Spektren von 1996 und 1997 nur sehr wenig, dennoch sind sie sehr unterschiedlich variabel. Während 1996 die Emission maximale Variabilität mit einer Amplitude von 6.5% zeigt, ist es 1997 die Absorptionskomponente, in der die Variationen mit 7.0% maximal sind. Dementsprechend zeigt das TVS auch eine leichte Abweichung von der Symmetrie zur Systemgeschwindigkeit. Die Ergebnisse dieses Abschnitts sind in Tabelle 4.5 nochmals zusammengefaßt.

4.4.3 Zeitskalen der $H\alpha$ -Variabilität

Wie schon bei den Orion-Sternen wird die Periodenanalyse zunächst nur eindimensional durchgeführt, um eine erste Abschätzung für die Zeitskalen der $H\alpha$ -Variabilität vornehmen zu können. Dazu werden zunächst wieder die residualen Äquivalentbreiten bestimmt. In Abbildung 4.23 sind die gemessenen Äquivalentbreitendifferenzen gegen das Aufnahmedatum aufgetragen. Auf diese eindimensionalen Zeitserien wird nun die CLEAN-Methode angewandt, wobei als Abbruchkriterium das Signifikanzlevel auf 99.5% festgesetzt wurde.

Anders als bei den Orion-Programmsternen sind in Abbildung 4.23 deutlich strukturelle Veränderungen erkennbar, die auf periodische Variabilitäten schließen lassen. So brachte die eindimensionale Analyse auch in fast allen Fällen zahlreiche signifikante Perioden hervor. Dies ist ein deutlicher Unterschied zu den frühen B-Überriesen, bei denen trotz ähnlich langer Zeitserien von derselben Qualität ($S/N \approx 150$ in $H\alpha$) nur bei κ Ori eine signifikante Periode detektiert werden konnte. Die Ergebnisse der eindimensionalen Periodenanalyse sind in Tabelle 4.6 wiedergegeben, dabei sind die stärksten Perioden fett gedruckt. Ferner ist jeweils die obere und untere Grenze für die stellare Rotationsperiode angegeben. Erwähnenswert ist die Beobachtung, daß im Falle von 9 Cep trotz einer ausreichend guten Zeitserie von 1998 ebensowenig eine signifikante Periode nachgewiesen werden konnte wie für die Zeitserie von HD 74371 aus dem Jahre 1997.

Die beobachteten Variationen der Äquivalentbreiten ähneln in der Struktur sehr stark denen der späten B-Überriesen HD 91619 (B7Ia), β Ori (B8Ia) und HD 96919 (B9Ia) während hingegen die dynamischen Spektren der H α -Linie sich von denen der drei obigen B-Überriesen völlig unterscheiden. Eine einzige Ausnahme bildet der B5-Überriese η CMA, dessen schlagartig auftretende Doppelgipfelmmission im dynamischen Spektrum von 1997 (MJD 50551) einem ähnlichen Emissionsevent im

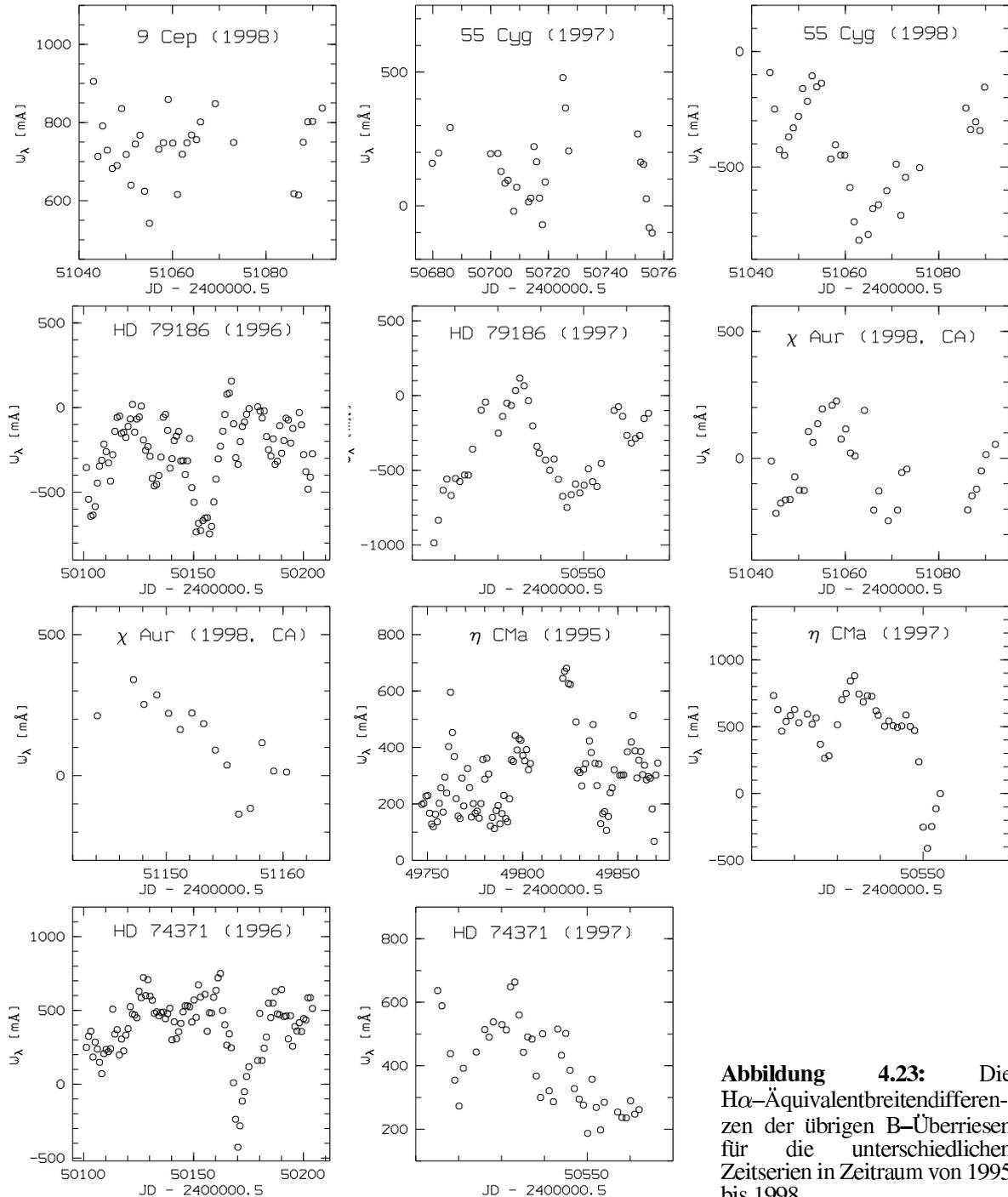


Abbildung 4.23: Die H α -Äquivalentbreitendifferenzen der übrigen B-Überriesen für die unterschiedlichen Zeitserien in Zeitraum von 1995 bis 1998.

Tabelle 4.6: Die aus der eindimensionalen Periodenanalyse hergeleiteten, signifikanten Perioden für die $H\alpha$ -Linien der übrigen B-Überriesen für die unterschiedlichen Zeitserien im Zeitraum von 1995 bis 1998. Die jeweils dominierende Periode einer Zeitserie ist fett gedruckt.

Objekt	T_{eff} [K]	\mathcal{P} [d]				$\mathcal{P}_{\text{rot,break}}$ [d]	$\mathcal{P}_{\text{rot}}/\sin i$ [d]
		1995	1996	1997	1998		
9 Cephei	18 500	–	–	–	–	4.7	54
55 Cygni	16 200	–	–	–	18.53 8.15	11.7	79
HD 79186	13 600	–	26.32 18.33 13.47 6.41 9.71 5.72	28.28 7.70	–	17.8	61
χ Aurigae	13 600	–	–	–	17.34	15.1	55
η Canis Majoris	13 600	50.63 12.61 15.20 8.52	–	23.53 13.38 7.84	–	11.7	55
HD 74371	13 000	–	31.88 12.71	–	–	13.6	53

dynamischen Spektrum des B8-Überriesen β Ori von 1995 (MJD 49835) gleicht (siehe Kaufer 1996, S. 75). Allerdings erreicht das Ergebnis in η CMA nicht die Stärke von β Ori. Für β Ori wurden von Kaufer (1996) korotierende zirkumstellare Strukturen als wahrscheinlichste Ursache für die Variabilität genannt.

Derlei starke Aktivitäten könnten jedoch mehrere Umläufe des Sterns erhalten bleiben. In den dynamischen Spektren von 1997 für η CMA findet sich nur ein ähnliches Ereignis, nämlich bei MJD 50526. Der zeitliche Abstand zwischen diesen beiden Ereignissen kann demnach als ein Bruchteil der tatsächlichen Rotationsperiode des Stern angesehen werden. Aus dem zeitlichen Abstand läßt sich $\mathcal{P} \approx 24.5$ Tage ableiten. In der Tat erhält man bereits als Ergebnis der eindimensionalen Periodenanalyse einen Wert von $\mathcal{P} \approx 23.53$ Tage. In der Zeitserie aus dem Jahr 1995 sind jedoch keinerlei Spuren auf eine solch heftige Emissionsaktivität zu finden, was Rückschlüsse auf die Stabilität dieser Struktur zuläßt.

Die Anwendung desselben CLEAN-Algorithmus auf die zweidimensionalen dynamischen Spektren liefert nun weitere Ergebnisse. Auch diese weichen sehr deutlich von denen ab, die für die frühen Orion-B-Überriesen abgeleitet wurden. Die Ergebnisse der zweidimensionalen Periodenanalyse sind in Tabelle 4.7 dargestellt. Dabei fällt zunächst auf, daß die meisten Perioden der eindimensionalen Analyse auch bei der zweidimensionalen Analyse detektiert werden. Darüberhinaus ist augenschein-

Tabelle 4.7: Die aus der zweidimensionalen Periodenanalyse detektierten Perioden für die $H\alpha$ -Linien der übrigen B-Überriesen. Die jeweils dominierende Periode einer Zeitserie ist dick gedruckt.

Objekt	T_{eff} [K]	\mathcal{P} [d]				$\mathcal{P}_{\text{rot,break}}$ [d]	$\mathcal{P}_{\text{rot}}/\sin i$ [d]
		1995	1996	1997	1998		
9 Cephei	18 500	–	–	–	31.20	4.7	54
55 Cygni	16 200	–	–	14.90	26.25 16.27 7.50	11.7	79
HD 79186	13 600	–	26.64 17.36 13.71 11.29 6.02	28.37 15.38 8.15	– – – –	17.8	61
χ Aurigae	13 600	–	–	–	20.15 12.38	15.1	55
η Canis Majoris	13 600	50.30 12.78 8.75	–	23.57 11.58	– –	11.7	55
HD 74371	13 000	– –	31.38 12.37	– –	– –	13.6	53

lich, daß die jeweils signifikantesten Perioden im jeweiligen Bereich für die tatsächliche Rotationsperiode des Sterns liegen.

Im einzelnen liefern die Ergebnisse folgendes Bild. Der B2-Überriese 9 Cep liefert als einzige signifikante Periode $\mathcal{P} = 31.20$ Tage. Dies ist mit dem berechneten $\mathcal{P}_{\text{rot}}/\sin i = 54$ Tage nicht vereinbar. Trägt man jedoch der Theorie der korotierenden zirkumstellaren Strukturen Rechnung könnte die gefundene Periode eine Abschätzung für die halbe Rotationsperiode liefern. Demzufolge erhalte man für die Rotationsperiode von 9 Cep $\mathcal{P} \approx 61$ Tage, wenn man die Unsicherheiten in der Abschätzung von $\mathcal{P}_{\text{rot}}/\sin i$ berücksichtigt, gerade noch damit vereinbar wäre.

Ein ähnliches Bild hat man bei 55 Cyg. Die signifikanteste detektierte Periode $\mathcal{P} = 26.25$ Tage beträgt gerade einmal $1/3$ von $\mathcal{P}_{\text{rot}}/\sin i$. Dies würde bedeuten, daß sich auf der Sternoberfläche drei symmetrisch angeordnete Strukturen befänden. Im Phasendiagramm der $H\alpha$ -Residuen lassen sich jedoch keine Hinweise auf eine solche Struktur erkennen.

Ein sehr buntes Bild zeigt HD 79186. Die Periodenanalyse brachte eine ganze Reihe an signifikanten Perioden, die sowohl in der ein- als auch in der zweidimensionalen Analyse nachgewiesen werden konnten. Die jeweils dominierende Periode in den beiden Zeitserien war $\mathcal{P} \approx 26.6$ Tage resp. $\mathcal{P} \approx 28.4$ Tage. Innerhalb der anzunehmenden Fehlergrenzen kann davon ausgegangen werden, daß es sich um dieselbe Periode handelt, die über zwei Jahre hinweg stabil bleibt. Sollte es sich um ko-

rotierende Oberflächenstrukturen handeln kann die Abweichung der Perioden teilweise auch darauf zurückgeführt werden, daß diese selbst in ihrer Ausdehnung auf der Sternoberfläche leicht variabel sind. Auch hier liegt die Vermutung nahe, daß die detektierten Perioden an die Rotationsperiode des Sterns gekoppelt sind. Am wahrscheinlichsten ist die Annahme, daß es sich bei der beobachteten Periode gerade um die halbe Rotationsperiode handelt. Die Vielzahl der detektierten Perioden läßt es jedoch als unwahrscheinlich erscheinen, daß ausschließlich korotierende Strukturen für die beobachteten Variationen verantwortlich sind.

Der spektroskopische Doppelstern χ Aur ist sicherlich der schwierigste Kandidat bei der Periodenanalyse. Unsicher ist, wie ob und in welchem Ausmaß der Begleiter von χ Aur Einfluß auf die Sternwindstruktur nimmt. Wie später gezeigt wird, ist die Klassifizierung des Begleiters als frühen B-Hauptreihenstern (B2V) ein sehr wahrscheinliches Szenario. Für diesen Fall sollte der Begleiter keinen großen Einfluß haben, da die Sternwinde der Hauptreihensterne deutlich schwächer sind. Die sehr starke 20 Tage-Periode von χ Aur liegt jedoch nicht im Bereich von $\mathcal{P}_{\text{rot}}/\sin i$. Eine Analyse auf Basis des Phasendiagramms der $H\alpha$ -Residuen läßt die Vermutung, es handle sich dabei um die halbe Rotationsperiode, als sehr wahrscheinlich erscheinen. Jedoch liegt auch die dann resultierende Periode $\mathcal{P} \approx 40.3$ Tage noch deutlich von $\mathcal{P}_{\text{rot}}/\sin i = 55$ entfernt. Eine Erklärung ist hierbei, daß die Sternparameter von χ Aur in Hinblick auf die Unsicherheit über den Charakter des Begleiters mit größerer Vorsicht zu betrachten sind und die Berechnung einen größeren Fehler beinhalten als dies bei den anderen Programmsternen der Fall ist.

Die aufschlußreichsten Ergebnisse liefert sicherlich η CMa. Die beiden starken Emissionsausbrüche

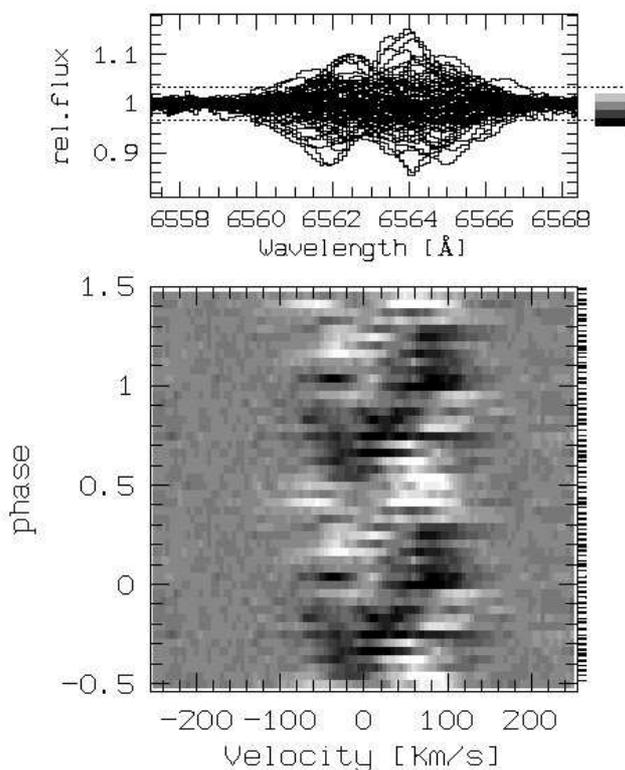


Abbildung 4.24: Das Phasenspektrum der $H\alpha$ -Linie von η CMa für die Zeitserie von 1995. Das Phasenspektrum wurde zur Phase $\mathcal{P} = 12.685$ Tage berechnet. Deutlich zu erkennen sind die von etwa -80 km/s nach $+140$ km/s propagierende Pseudoabsorptions- und Pseudoemissionskomponenten. Eine mögliche Erklärung sind, ähnlich wie bei HD 64760 und ζ Ori, korotierende Strukturen, die symmetrisch auf der Sternoberfläche verteilt sind. Die gefundene Periode könnte ein Viertel der Rotationsperiode ausmachen, woraus sich die Rotationsperiode von η CMa zu $\mathcal{P} = 50.74$ Tage abschätzen ließe. Andererseits ist das Phasenspektrum auch charakteristisch für NRPs niedriger Moden.

in 1997 ließen auf eine Periode von $\mathcal{P} \approx 24.5$ Tage schließen. Tatsächlich wurde eine Periode auf dieser Zeitskala nachgewiesen, sowohl durch die ein- als auch durch die zweidimensionale Periodenanalyse der Zeitserie. Aus der Zeitserie von 1995 wird als signifikanteste Periode $\mathcal{P} \approx 50.3$ Tage detektiert, welche ziemlich genau das Doppelte der vorherigen Periode darstellt und die in guter Übereinstimmung mit $\mathcal{P}_{\text{rot}}/\sin i = 55$ Tage ist. Interessant ist eine nähere Betrachtung der Periode $\mathcal{P} \approx 12.8$ Tage, eine verfeinerte Analyse erbrachte die Periode $\mathcal{P} = 12.685$ Tage. Eine Periode ähnlicher Länge wird auch im Datensatz von 1997 gefunden. Die Abweichungen lassen sich gegebenenfalls durch Variabilität der Strukturen auf der Sternoberfläche erklären. Das Phasendiagramm der $H\alpha$ -Residuen in Abbildung 4.24 gibt diesbezüglich nicht sicher Aufschluß. Es zeigt bei dieser Periode von -80 km/s bis +140 km/s prograd über das gesamte Linienprofil laufende Pseudoabsorptions- und Pseudoemissionskomponenten. Als Erklärung bieten sich hierfür, ähnlich wie bei HD 64760 oder ζ Ori, symmetrisch auf der Sternoberfläche verteilte Strukturen an, woraus sich die tatsächlichen Rotationsperiode abschätzen ließe. Entspräche die detektierte Periode gerade einem Viertel der tatsächlichen Rotationsperiode, ließe sich diese dann abschätzen zu $\mathcal{P}_{\text{rot}} = 50.74$ Tage, was in guter Übereinstimmung mit $\mathcal{P}_{\text{rot}}/\sin i$ aus Tabelle 3.3 ist. Bei einem Viertel der Periode müßten sich jedoch vier Skstrukturen, Flecken oder „Spots“, auf der Sternoberfläche befinden, was bedeutete, daß zu jedem Zeitpunkt mindestens zwei im Phasenspektrum sichtbar wären. Das kann aus dem Phasenspektrum jedoch nicht sicher bestätigt werden. Daß sich eine ähnliche Periode $\mathcal{P} \approx 11.6$ Tage auch in der Zeitserie von 1997 finden läßt, spricht dafür, daß die Struktur einerseits in ihrem Variabilitätsverhalten sehr stabil ist, d. h. der sie triggernde physikalische Prozess stabil ist, andererseits instabil hinsichtlich Ausdehnung und Lage auf der Sternoberfläche. Eine andere plausible Erklärung wären Nicht-Radiale Pulsationen (NRP) niedriger Moden. Einen endgültigen Aufschluß darüber liefert die Analyse der photosphärischen Linien im nächsten Abschnitt.

Bei dem B6-Überriesen HD 74371 ist etwas überraschend, daß sich in der qualitativ sehr guten Zeitserie von 1997 wie schon in der eindimensionalen Analyse keine signifikante Periode detektieren läßt, während sich die beiden auf Basis der eindimensionalen Analyse 1996 gefunden Perioden auch durch die zweidimensionale nachweisen lassen. Ob es sich bei den gefundenen Perioden $\mathcal{P} \approx 31.4$ Tage und $\mathcal{P} \approx 12.8$ Tage um einen Bruchteil der tatsächlichen stellaren Rotationsperiode handelt, ist schwer zu sagen, da auch eine Analyse des Phasendiagramms keinen eindeutigen Aufschluß darüber gibt. Sähe man erstere als halbe Rotationsperiode an, so erhielte man $\mathcal{P}_{\text{rot}} = 62.8$ Tage, was sehr deutlich oberhalb der oberen Grenze von $\mathcal{P}_{\text{rot}}/\sin i = 53$ Tage liegt. Hingegen könnte die letztere ein Viertel der Rotationsperiode sein, womit sich für diese $\mathcal{P}_{\text{rot}} = 51.2$ Tage ergebe. Letztenendes ist die Herkunft der beiden Perioden unklar.

4.4.4 DAC's und HVA's

Kaufer (1996) fand bei einem der BA-Überriesen, nämlich beim A0-Überriesen HD 92207 ein DAC¹-artiges Verhalten in der Zeitserie von 1994. Im Gegensatz dazu treten bei den mittleren B-Überriesen keine DACs auf, wie sie vor allem in den IUE-UV-Spektren beobachtet werden. Eine Erklärung hierfür mag sein, daß das DAC-artige Verhalten im optischen Spektralbereich beim Spektraltyp A0 auftraten. Überriesen dieses Spektraltyps liegen interessanterweise bereits nach dem zweiten

¹Discrete Absorption Component

Bistability–Sprung, den Lamers et al. (1995) bei $T_{\text{eff}} \approx 10\,000\text{ K}$, was in etwa dem Spektraltyp B9/A0 entspricht, ansiedeln. Möglicherweise ist die Erscheinung von DACs im optischen Spektralbereich an den Spektraltyp gekoppelt.

Ein ähnlicher Zusammenhang zwischen Bistability–Sprung und dem anderen nicht beobachteten Phänomen, den sogenannten HVAs² (Kaufer et al. 1996b) ist jedoch nicht ableitbar, denn die HVAs treten in früheren Beobachtungen auch bei B7– bis B9–Überriesen auf, Objekten also, die noch vor dem zweiten Bistability–Sprung liegen. Die HVAs sind bei B8/B9–Überriesen jedoch am deutlichsten zu beobachten.

²High Velocity Absorption

Kapitel 5

Variabilität der photosphärischen Linien

Nachdem sich das vorangegangene Kapitel ausschließlich mit der Variation der windsensitivsten Spektrallinien beschäftigt hat, wird hier nun auf die photosphärischen Linien detailliert eingegangen. Dabei wird zunächst nach Radialgeschwindigkeitsvariationen gesucht. Die Radialgeschwindigkeiten werden durch das Anpassen von Gauß-Profilen bestimmt. Dies läßt sich dadurch rechtfertigen, daß in den photosphärischen Metallinien der für die Bestimmung der Radialgeschwindigkeiten wichtige Linienkern von der thermischen Dopplerverbreiterung dominiert ist, welche ein gaußförmiges Profil aufweist. Die Bestimmung der Äquivalentbreiten durch Anfitzen eines Gauß-Profiles ist kritischer, da die Rotationsverbreiterung und die Dämpfungsflügel einer Absorptionslinie nicht gaußförmig sind. Jedoch ist die Abweichung davon meist gering, was Gauß-Profile rechtfertigt. Nur für die stärksten Linien, wie eben die Spektrallinien des Wasserstoffs, läßt sich das Gauß-Profil nicht mehr rechtfertigen, da bei diesen noch andere Verbreiterungseffekte eine Rolle spielen.

5.1 ζ Orionis

Der späte O9.5-Überriese ζ Ori entpuppt sich jedoch rasch als problematisch für das Anfitzen von Gauß-Profilen, denn die meisten Spektrallinien zeigen kein symmetrisches Absorptionsprofil. Das asymmetrische Profil zeichnet sich durch einen steilen langwelligen und durch einen ausgedehnten kurzwelligen Flügel aus. Das asymmetrische Linienprofil ist ein wichtiges Indiz für kontinuierlichen Massenverlust durch den Sternwind.

5.1.1 Radialgeschwindigkeit

Für die Bestimmung der Radialgeschwindigkeiten ist das Anfitzen eines Gauß-Profiles weniger problematisch, da man den Fit auf den Bereich des Linienkerns beschränken kann. Aber auch diese Möglichkeit ist nur beschränkt einsetzbar, da sämtliche Spektrallinien durch die relativ hohe Rotationsgeschwindigkeit von ζ Ori, $v \sin i = 140$ km/s, sehr stark verbreitert sind. Dadurch sind die Kerne der schwächeren Linien nicht mehr durch ein Gauß-Profil anzufitzen, sie verschmieren mit dem Kontinuum.

Tabelle 5.1: Die in der Radialgeschwindigkeitsanalyse von ζ Ori gefundenen Perioden in den wichtigsten photosphärischen Linien im blauen Kanal (links und rechts oben) und roten Kanal (rechts unten).

Element	Wellenlänge [Å]	\mathcal{P} [Tage]	$\Delta\mathcal{P}$ [Tage]	Element	Wellenlänge [Å]	\mathcal{P} [Tage]	$\Delta\mathcal{P}$ [Tage]
He I	4009.270	–	–	He I	4471.688	2.3334	± 0.0124
He I	4026.189	2.3690	± 0.0131			7.0527	± 0.0816
		7.0943	± 0.0127	Si III	4552.654	2.3344	± 0.0122
O II	4075.868	2.3904	± 0.0129	He I	4713.143	2.3273	± 0.0125
Si IV	4088,863	2.3309	± 0.0116	He I	4921.929	2.3245	± 0.0126
Si IV	4116.104	–	–	He I	5015.675	2.3363	± 0.0119
He I	4143.759	–	–	He I	5875.618	2.3481	± 0.0121
He I	4199.830	2.3877	± 0.0131			6.8764	± 0.0928
O II	4366.896	–	–	He I	6678.149	2.3218	± 0.0125
He I	4387.928	–	–	He I	7065.188	2.3090	± 0.0130
						7.0200	± 0.0122

Tabelle 5.1 gibt die Ergebnisse der Radialgeschwindigkeitsanalyse von ζ Ori wieder. Dabei sind nur die wichtigsten untersuchten Linien angegeben. Die vollständige Analyse erstreckte sich über alle Linien, wie sie im Spektralatlas in Anhang C zu erkennen sind. Generell bewegten sich die Radialgeschwindigkeitsvariationen bei den Si III/IV–Linien im Bereich von ± 6 km/s, bei den O II–Linien ± 7 km/s und bei den He I–Linien ± 10 km/s. Bei der Analyse werden zwei verschiedene Perioden detektiert. Zum einen eine Periode, die im Bereich der schon zuvor aus der zweidimensionalen Periodenanalyse von $H\alpha$ her bekannten Periode, nämlich $\mathcal{P} \approx 7.0$ Tage, liegt und die wahrscheinlich der halben Rotationsperiode von ζ Ori entspricht. Zum anderen wird eine wesentlich signifikantere Periode, d. h. daß sie im Powerspektrum eine höhere Amplitude aufweist, bei $\mathcal{P} \approx 2.33$ Tage festgestellt. Im Gegensatz zur ersten wird diese in allen Spektrallinien beobachtet, für die eine signifikante Periode festgestellt werden kann. Da die Periode deutlich unterhalb der unteren Grenze für die Rotationsperiode des Sterns, die durch $\mathcal{P}_{\text{rot,break}} = 2.80$ Tage gegeben ist, liegt, handelt es sich hierbei wahrscheinlich um eine Pulsationsperiode. Sie liegt jedoch bei dem 2.5–fachen Wert, der in Abschnitt 3.3 für $\mathcal{P}_{\text{rad,fund}}$ abgeleitet wurde. In diesem Fällen, $\mathcal{P} > \mathcal{P}_{\text{rad,fund}}$ wird vermutet, daß es sich um NRP–Moden mit niedrigen Moden handelt.

Aufgrund der geringen Anzahl untersuchter Spektrallinien ist es nur schwer möglich, eine allgemeingültige Aussage über einen Zusammenhang von Linienstärke und Periodenlänge zu treffen. Dennoch ist offensichtlich, daß die 7–Tage–Periode ausschließlich in den He I–Linien detektiert wird, während die 2.3–Tage–Periode auch in den deutlich schwächeren, rein photosphärischen Linien vorkommt. Im vorangegangenen Abschnitt wurde als Ursache für die längere Periode bereits korotierende Oberflächenstrukturen genannt. Dies ist mit den hier gemachten Analysen vereinbar, da diese Periode in den Spektrallinien mit größerer Entstehungstiefe wie beispielsweise die O II, Si III und Si IV–Linien nicht detektiert wird. Hingegen ist die kürzere Periode, als deren Ursache Pulsation

wahrscheinlich ist, in allen Entstehungstiefen vorhanden.

5.1.2 Linienstärke

Für die Linienintensitätsanalyse werden die Äquivalentbreiten der einzelnen Spektrallinien sehr sorgfältig vermessen und mit dem jeweiligen Aufnahmedatum in einer Tabelle gespeichert. Anschließend wird auf diese Tabelle der eindimensionale CLEAN-Algorithmus angewandt. Als Abbruchbedingung wird wiederum das 3σ -Signifikanzniveau gewählt. Falls Intensitätsvariationen vorliegen, wäre eine Korrelation mit den Radialgeschwindigkeitsvariationen zu erwarten. Dennoch wird nach Abschluß der CLEAN-Analyse keine signifikante Linienintensitätsvariation festgestellt. Zwar zeigen die berechneten Frequenzspektren von Intensitäts- und Radialgeschwindigkeitsanalyse sehr starke Ähnlichkeiten, aber die Amplituden in den Powerspektren liegen deutlich unter der Abbruchbedingung.

5.2 ϵ Orionis

Die Analyse des frühen B0-Überriesen ϵ Ori erweist sich als deutlich weniger problematisch, da bei allen Spektrallinien ein symmetrisches Absorptionsprofil vorliegt, für welche das Anfitzen von Gauß-Profilen keine Schwierigkeit darstellt. Tabelle 5.2 gibt die einzelnen Ergebnisse wieder. Dabei wurden die zahlreichen O II, C II, Si III, Si IV und He I-Linien, in denen keine Perioden detektiert wurden weggelassen. Bei den analysierten Linien handelt es sich im wesentlichen um dieselben wie im Falle von ζ Ori.

5.2.1 Radialgeschwindigkeit

Im völligen Gegensatz zu ζ Ori liefert ϵ Ori bei der Radialgeschwindigkeitsanalyse in keiner Spektrallinie eine signifikante Periode, obwohl Radialgeschwindigkeitsvariationen vorliegen. Diese betragen bei den Si III/IV-Linien etwa ± 7 km/s, bei den O II-Linien ± 9 km/s und bei den He I-Linien ± 12 km/s. Eine interessante Beobachtung kann hierbei jedoch gemacht werden: Es ist auffällig, daß sich die Frequenzspektren der Spektrallinien nicht nur innerhalb eines Elements einander sehr ähnlich sehen, sondern daß sich sämtliche Frequenzspektren sehr ähnlich sind. d. h. daß die Frequenzspektren jeweils bei denselben Frequenzen ihre maximalen Amplituden haben, die jedoch allesamt unter der 3σ -Abbruchbedingung liegen. Die photosphärische Struktur scheint also in allen Schichten bis hin zum Fuß des Sternwinds ähnlich zu sein. Da Radialgeschwindigkeitsvariationen ein wichtiges Indiz für Pulsationen sind, kann umgekehrt gefolgert werden, daß ohne diese Variationen Pulsationen höherer Moden als eher unwahrscheinlich angesehen werden können, niedrige Moden sind nicht auszuschließen.

5.2.2 Linienstärke

Die Analyse der Linienintensitätsvariationen zeigt im Vergleich zu ζ Ori erneut ein anderes Ergebnis, denn ϵ Ori liefert zwar nur in wenigen Linien, aber zumindest einige signifikante Perioden. Dabei

Tabelle 5.2: Die in der von Radialgeschwindigkeitsanalyse ϵ Ori gefundenen Perioden in den photosphärischen Linien im blauen Kanal (links) und roten Kanal (rechts).

Element	Wellenlänge [Å]	\mathcal{P} [Tage]	$\Delta\mathcal{P}$ [Tage]	Element	Wellenlänge [Å]	\mathcal{P} [Tage]	$\Delta\mathcal{P}$ [Tage]
He I	4009.270	2.3942	± 1.0009	He I	5875.618	5.8293	± 0.0046
Si IV	4088,863	2.1611	± 0.0067	He I	7065.188	5.7994	± 0.0053
Si IV	4116.104	2.1551	± 0.0070				
He I	4143.759	2.3507	± 0.0031				
He I	5047.736	2.3352	± 0.0078				

handelt es sich im blauen Kanal um die Periode $\mathcal{P} \approx 2.25$ Tage. Die in den He I–Linien detektierten Perioden liegen deutlich höher als die in den Si IV–Linien abgeleiteten. In allen anderen Spektrallinien ist zu beobachten, daß die Frequenz, die in etwa obiger Periode entspricht, die maximale Amplitude aufweist, in den meisten jedoch unter dem Signifikanzniveau liegt. Die im blauen Kanal gefundene Periode wird im roten jedoch nicht mehr nachgewiesen, dafür eine Periode, die in etwa der Periode entspricht, die bereits bei der zweidimensionalen Analyse der $H\alpha$ –Linie entdeckt wurde, nämlich $\mathcal{P} \approx 5.8$ Tage.

5.3 κ Orionis

Betrachtet man die dynamischen Spektren der $H\alpha$ –Linie von κ Ori aus den beiden Jahren 1995 und 1996, fällt auf, daß sich beide kaum voneinander unterscheiden. Der B0–Überriese κ Ori scheint also hinsichtlich seiner Windstruktur relativ stabil zu sein, auch sind die Variationsmuster in beiden Jahren beinahe identisch. Sämtliche Spektrallinien zeigen symmetrische Absorptionsprofile, so daß auch hier das Anfitzen eines Gauß–Profils unproblematisch ist. Da κ Ori und ϵ Ori vom selben Spektraltyp sind, ähneln sich die Spektren sehr.

5.3.1 Radialgeschwindigkeit

Aufgrund der gemachten Beobachtungen hinsichtlich der Stabilität der Variationsmuster wären streng periodische Radialgeschwindigkeitsvariationen keine Überraschung gewesen. Aber im Ergebnis zeigt sich, daß nicht eine Spektrallinie des blauen Kanals hinsichtlich ihrer Variation der Radialgeschwindigkeit eine signifikante Periode zeigt. Sie weisen zwar auf Basis der TVS–Analyse allgemein eine signifikante Variation vor, doch liegen sämtliche Amplituden im Frequenzspektrum liegen ganz deutlich unterhalb der Abbruchbedingung. Die Schwankungen in der Radialgeschwindigkeit liegt bei den Si III/IV–Linien im Bereich von ± 4 km/s, bei den O II–Linien ± 5 km/s und bei den He I–Linien etwa bei ± 8 km/s.

Tabelle 5.3: Die in der Radialgeschwindigkeitsanalyse von 55 Cyg gefundenen Perioden in den photosphärischen Linien im blauen Kanal (links) und roten Kanal (rechts).

Element	Wellenlänge [Å]	\mathcal{P} [Tage]	$\Delta\mathcal{P}$ [Tage]	Element	Wellenlänge [Å]	\mathcal{P} [Tage]	$\Delta\mathcal{P}$ [Tage]
He I	4471.688	1.1212	± 0.0038	He I	5875.618	1.1466	± 0.0030
He I	5015.675	1.1294	± 0.0026				

Nur eine Linie im roten Kanal, nämlich die He I $\lambda 5875$ -Linie, zeigt eine signifikante Periode, die bei $\mathcal{P} = 1.28$ Tage liegt. In diesem Bereich liegt nach Abschnitt 3.3 auch die fundamentale radiale Pulsationsperiode $\mathcal{P}_{\text{rad,fund}} = 1.20$ Tage.

5.3.2 Linienstärke

Das Ergebnis der Linienintensitätsvariationsanalyse lautet, daß es über der gesamten beobachteten Wellenlängenbereich keine Spektrallinie gibt, die signifikante periodische Variation zeigt.

5.4 55 Cygni

Der B3-Überriese 55 Cyg ist hinsichtlich der Analyse unproblematisch, da die Spektrallinien symmetrische Absorptionsprofile zeigen, was das Anfitzen eines Gauss-Profiles einfach gestaltet.

5.4.1 Radialgeschwindigkeit

Bei der Radialgeschwindigkeitsanalyse kann erneut beobachtet werden, daß die Frequenzspektren der Metalllinien beinahe identisch zu einander sind, aber sämtliche Amplituden liegen unterhalb der

Tabelle 5.4: Die in der Linienintensitätsanalyse von 55 Cyg gefunden Perioden in den photosphärischen Linien im blauen Kanal (links) und roten Kanal (rechts).

Element	Wellenlänge [Å]	\mathcal{P} [Tage]	$\Delta\mathcal{P}$ [Tage]	Element	Wellenlänge [Å]	\mathcal{P} [Tage]	$\Delta\mathcal{P}$ [Tage]
He I	4471.688	1.1678	± 0.2979	He I	5875.618	1.0894	± 0.0037
Mg II	4481.327	1.0657	± 0.0022	Si II	6347.091	1.0876	± 0.0037
N II	4630.537	1.1478	± 0.2399	He I	6678.149	1.0824	± 0.0028
				He I	7065.188	1.0814	± 0.0021

Abbruchbedingung. Lediglich in den He I–Linien mit sehr hohen Äquivalentbreiten kann eine signifikante Periode detektiert werden, die bei $\mathcal{P} = 1.13$ Tage liegt. Dies liegt deutlich unter der in Abschnitt 3.3 abgeleiteten fundamentalen radialen Pulsationsperiode $\mathcal{P}_{\text{rad,fund}} = 3.8$ Tage. Für Perioden mit $\mathcal{P} < \mathcal{P}_{\text{rad,fund}}$ wird vermutet, daß es sich um die ersten harmonischen radialen Pulsationen handelt. In Tabelle 5.3 sind die wichtigsten analysierten Spektrallinien von 55 Cyg mitsamt der detektierten Periode dargestellt. Erneut sind diejenigen Spektrallinien wie beispielsweise die C II, N II, O II, Si III und Si IV–Linien, die keine signifikanten Perioden aufwiesen, weggelassen worden. Die Radialgeschwindigkeiten variieren bei den He I–Linien im Bereich von ± 8 km/s und in den anderen photosphärischen Linien um ± 4 km/s.

5.4.2 Linienstärke

Die Analyse der Linienintensitäten zeigt ein ähnliches Bild. Bei den Spektrallinien mit geringer und mittlerer Äquivalentbreite können keine signifikanten Perioden detektiert werden, lediglich bei den Linien mit hoher Äquivalentbreite ($W_\lambda > 250$ mÅ) wird erneut die Periode $\mathcal{P} = 1.13$ Tage gefunden. Darüberhinaus wird in den Spektrallinien des roten Kanals eine Periode auf ähnlicher Zeitskala gefunden, nämlich $\mathcal{P} = 1.08$ Tage.

5.5 HD 79186

Die Analyse der nachfolgenden mittleren B–Überriesen, die das Bindeglied zu den späten resp. frühen BA–Überriesen aus Kaufer (1996) darstellen, bringt eine signifikante Änderung für die Ergebnisse der Periodenanalyse. Mit dem B5–Überriesen HD 79186 ändert sich das Bild schlagartig. Während bei den frühen B–Überriesen lediglich eine, maximal zwei signifikante Perioden in einer Spektrallinie detektiert wurden, führt die Analyse nun zu einem „Perioden–Zoo“, in dem bis zu acht signifikante Perioden pro Spektrallinie gefunden werden. Die Darstellung mittels einer Tabelle würde daher den Rahmen sprengen, weswegen im folgenden die Ergebnisse geplottet dargestellt werden.

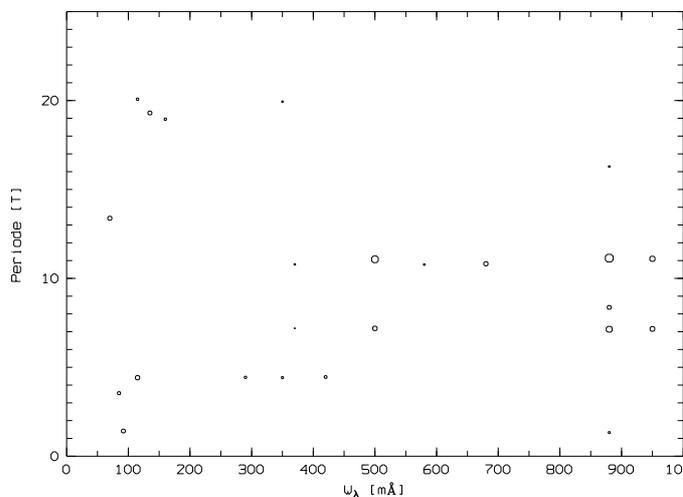


Abbildung 5.1: Die in der Radialgeschwindigkeitsanalyse von HD 79186 gefundenen Perioden in den photosphärischen Linien in Abhängigkeit der Äquivalentbreite W_λ der Spektrallinie. Die Symbolgröße gibt die jeweilige Signifikanz wieder. Nur die Linien mit einer Äquivalentbreite $W_\lambda < 400$ mÅ zeigen periodische Radialgeschwindigkeitsvariationen im Bereich von $\mathcal{P} = 20$ Tage.

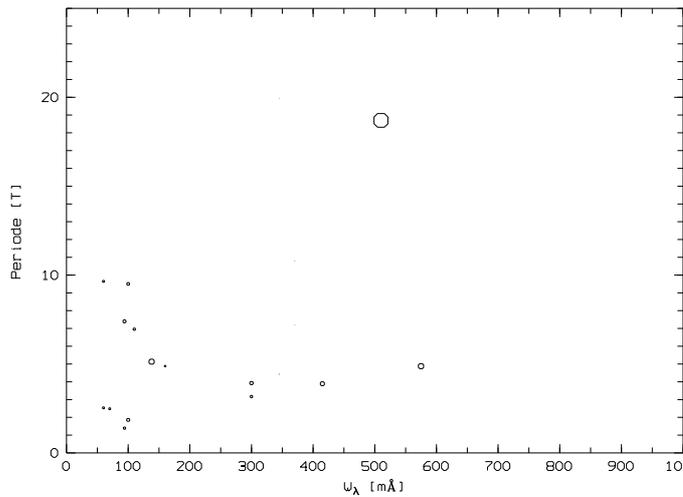


Abbildung 5.2: Die in der Linienintensitätsanalyse von HD 79186 gefundenen Perioden in den photosphärischen Linien in Abhängigkeit der Äquivalentbreite W_λ der Spektrallinie. Die Symbolgröße gibt die jeweilige Signifikanz wieder. Nur die Linien mit einer Äquivalentbreite $W_\lambda < 600$ mÅ zeigen periodische Variation.

5.5.1 Radialgeschwindigkeit

Abbildung 5.1 zeigt die Ergebnisse der Radialgeschwindigkeitsanalyse von von HD 79186. Dabei sind die Perioden gegen die Äquivalentbreite der jeweiligen Spektrallinie aufgetragen. Die Symbolgröße gibt dabei die Signifikanz wieder. Die signifikantesten Perioden liegen im Bereich um $\mathcal{P} = 10$ Tage. In einigen Spektrallinien liegen die detektierten Perioden in der Nähe von $\mathcal{P}_{\text{rad,fund}} = 7.1$ Tage. In den Spektrallinien mit $W_\lambda < 400$ mÅ werden auch Perioden bis zu $\mathcal{P} = 20$ Tage gefunden. Die Radialgeschwindigkeiten variieren bei allen analysierten Spektrallinien im Bereich von ± 9 km/s.

5.5.2 Linienstärke

Die Ergebnisse der Linienintensitätsanalyse sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Auffällig ist hier, daß die Spektrallinien mit einer Äquivalentbreite $W_\lambda > 600$ mÅ keine periodische Variation aufweisen. Im wesentlichen liegen die nachgewiesenen Perioden im Bereich von $\mathcal{P} < 10$ Tage. In einigen wenigen Linien werden sowohl in der Radialgeschwindigkeits- und Linienstärkeanalyse dieselben Perioden beobachtet, was eine Kopplung vermuten läßt. In diesem Fall könnten NRPs als zugrunde liegender Mechanismus ausgeschlossen werden, da NRP's meist den Fluß in einer Spektrallinie nur verschieben, es also lediglich zu Linienprofilvariationen kommt, die Äquivalentbreite jedoch unberührt bleibt. Vielmehr ist hier von radialen Pulsationen auszugehen, was für $\mathcal{P} < \mathcal{P}_{\text{rad,fund}}$ eher vermutet wird.

5.6 η Canis Majoris

5.6.1 Radialgeschwindigkeit

Die Radialgeschwindigkeitsanalyse des B5-Überriesen η CMa fügt sich gut in das bisherige Bild der BA-Überriesen ein. In Abbildung 5.3 sind die unterschiedliche Perioden gegen die Wellenlänge

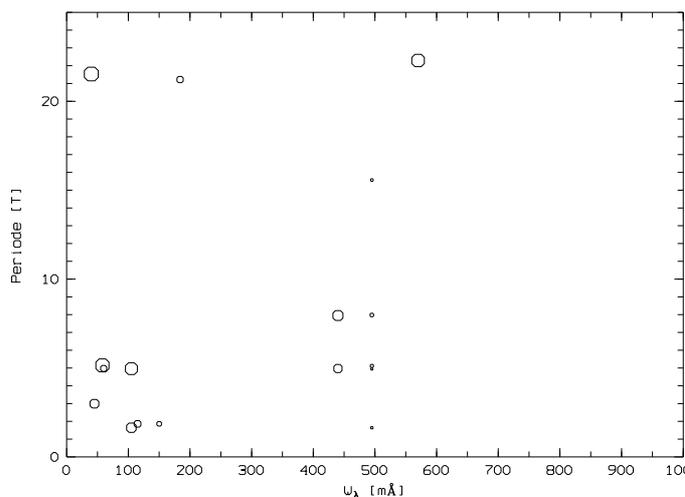


Abbildung 5.3: Die in der Radialgeschwindigkeitsanalyse von η CMa gefundenen Perioden in den photosphärischen Linien in Abhängigkeit der Äquivalentbreite W_λ der Spektrallinie. Die Symbolgröße gibt die jeweilige Signifikanz wieder. Die Linien mit einer sehr hohen Äquivalentbreite $W_\lambda > 600$ mÅ zeigen keine periodische Radialgeschwindigkeitsvariation.

geplottet, wobei die Symbolgröße die jeweilige Signifikanz darstellt. Erstaunlich ist dabei, daß die Linien mit sehr hohen Äquivalentbreiten ($W_\lambda > 600$ mÅ), im wesentlichen die He I-Linien, keine periodischen Radialgeschwindigkeitsvariationen zeigen. Die meisten Perioden liegen im Bereich $\mathcal{P} < 10$ Tage, wiederum auch einige im Bereich der fundamentalen radialen Pulsationsperiode $\mathcal{P}_{\text{rad, fund}} = 4.8$ Tage. Die Radialgeschwindigkeitsschwankungen liegen bei den He I-Linien bei ± 8 km/s und bei den anderen photosphärischen Linien bei ± 5 km/s.

5.6.2 Linienstärke

Die Linienintensitätsanalyse von η CMa bringt ein komplementäres Ergebnis. Wiederum wird eine Vielzahl von Perioden detektiert, jedoch verhält es sich diesmal so, daß die Spektrallinien mit sehr hoher Äquivalentbreite $W_\lambda > 600$ mÅ deutlich signifikantere Perioden aufweisen, während bei der Radialgeschwindigkeitsanalyse die Linien mit geringerer Äquivalentbreite waren. Nur bei den schwachen Spektrallinien ($W_\lambda < 100$ mÅ) werden teilweise dieselben Perioden nachgewiesen wie bei der

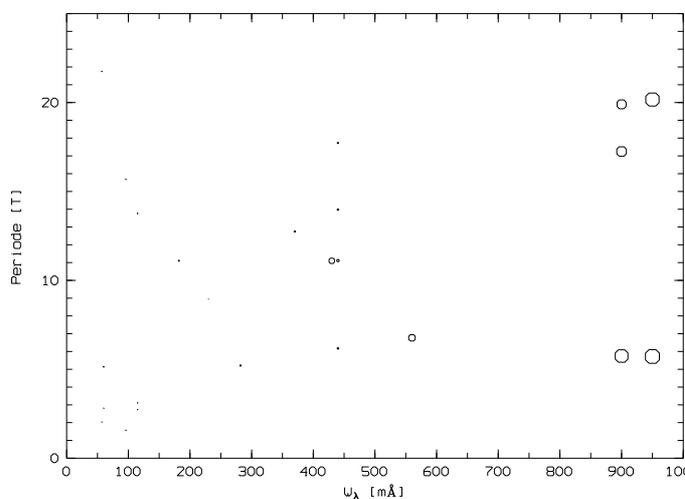


Abbildung 5.4: Die in der Linienintensitätsanalyse von η CMa gefundenen Perioden in den photosphärischen Linien in Abhängigkeit der Äquivalentbreite W_λ der Spektrallinie. Die Symbolgröße gibt die jeweilige Signifikanz wieder. Die Linien mit einer Äquivalentbreite $W_\lambda < 400$ mÅ zeigen nur periodische Radialgeschwindigkeitsvariation geringer Signifikanz.

Radialgeschwindigkeitsanalyse.

Die starke Periode aus der $H\alpha$ -Analyse, $\mathcal{P} = 12.8$ Tage, wird in keiner einzigen photosphärischen Spektrallinie gefunden. Dies läßt NRPs als Ursache für diese Periode als sehr unwahrscheinlich erscheinen, da diese sich auf die photosphärische Struktur auswirken müßte. Scheiden jedoch NRPs als physikalische triggernder Prozeß für obige Periode aus, so verbleiben als Erklärung nur noch korotierende Strukturen im Sternwind. Somit wäre $\mathcal{P} = 12.8$ Tage ein Bruchteil des tatsächlichen Rotationsperiode von η CMA.

5.7 HD 74371

Mit dem B6-Überriesen HD 74371 wird der Übergang zu den BA-Überriesen abgeschlossen. Der an HD 74371 anschließende B-Überriese ist der HD 91619 (B7Ia) mit $R_* = 114 R_\odot$ und $M_* = 27 M_\odot$, womit er beinahe doppelt so groß und etwa 40% schwerer ist als HD 74371.

5.7.1 Radialgeschwindigkeit

Abbildung 5.5 zeigt die Ergebnisse der Radialgeschwindigkeitsanalyse. Es ist erkennbar, daß über alle Spektrallinien hinweg die Periode $\mathcal{P} = 7.6$ Tage signifikant ist. Sie liegt damit über den für $\mathcal{P}_{\text{rad, fund}}$ abgeleiteten Wert von 5.9 Tagen. Dies läßt vermuten, daß es sich möglicherweise um NRPs mit geringen Moden handelt, die sich beispielsweise in den residualen Spektren als prograd über die Spektrallinie wandernde Pseudoabsorptions- und -emissionslinien zeigen. Der wesentlichste Teil der detektierten Perioden liegt im Bereich $\mathcal{P} < 10$ Tage, eine Beobachtung, die auch für die späteren B-Überriesen gemacht wurde. Offensichtlich nehmen die Zeitskalen, auf denen signifikante Perioden in den photosphärischen Spektrallinien nachgewiesen werden mit dem Spektraltyp ab, um etwa B9/A0 ihr Minimum zu erreichen. Insofern fügen sich die bei HD 74371 gemachten Beobachtungen gut in das bisherige Bild der B-Überriesen ein. Wie schon η CMA spielen auch bei HD 74371 die Linien

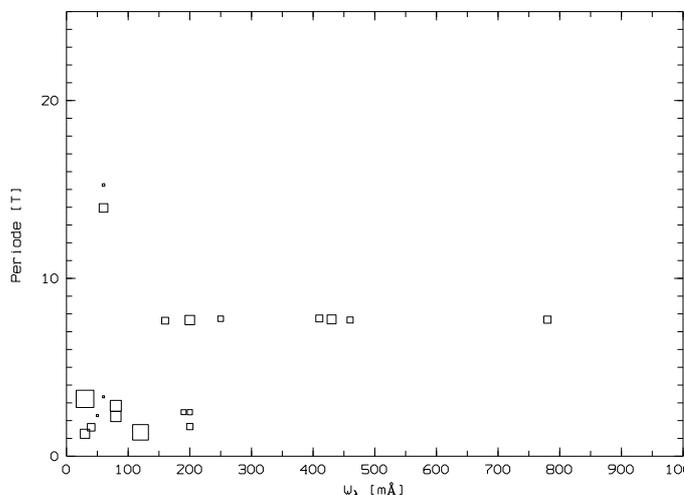


Abbildung 5.5: Die in der Radialgeschwindigkeitsanalyse von HD 74371 gefundenen Perioden in den photosphärischen Linien in Abhängigkeit der Äquivalentbreite W_λ der Spektrallinie. Die Symbolgröße gibt die jeweilige Signifikanz wieder. Die Linien mit einer sehr hohen Äquivalentbreite $W_\lambda > 600$ mÅ zeigen periodische Radialgeschwindigkeitsvariation.

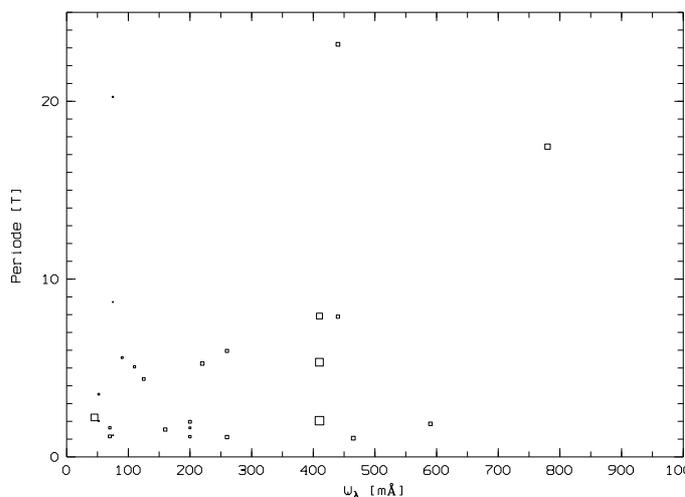


Abbildung 5.6: Die in der Linienintensitätsanalyse von HD 74371 gefundenen Perioden in den photosphärischen Linien in Abhängigkeit der Äquivalentbreite W_λ der Spektrallinie. Die Symbolgröße gibt die jeweilige Signifikanz wieder. Die Linien mit einer Äquivalentbreite $W_\lambda < 400$ mÅ zeigen nur periodische Radialgeschwindigkeitsvariation geringer Signifikanz.

mit hoher Äquivalentbreite, in diesem Fall $W_\lambda > 500$ mÅ bei der Radialgeschwindigkeitsanalyse keine Rolle. Die relativ starken Linien sind zumeist die He I–Linien, die als Bindeglied zwischen den rein photosphärischen Metall- und den reinen Windlinien angesehen werden. Offensichtlich bleibt der Mechanismus, der die Radialgeschwindigkeitsvariation triggert auf die Photosphäre beschränkt resp. bricht in den äußersten Schichten dieser zusammen. Die Schwankungen in den Radialgeschwindigkeiten liegt bei sämtlichen analysierten Linien im Bereich von ± 6 km/s.

5.7.2 Linienstärke

Wie an Abbildung 5.6 zu sehen bleibt spiegeln sich die Ergebnisse der Radialgeschwindigkeitsanalyse auch in denen der Linienintensitätsanalyse wieder. Nur unterhalb einer gewissen Äquivalentbreite, hier $W_\lambda < 500$ mÅ werden die signifikanten Perioden gefunden, die wiederum fast ausnahmslos in den Bereich $\mathcal{P} < 10$ Tage fallen.

Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt erwähnt können NRP in den residualen Spektren nachgewiesen werden. Besonders geeignet ist hierbei die Si II $\lambda 6347$ –Linie, da sie eine vergleichsweise starke Linie in dem am besten belichteten Wellenlängenbereich des Spektrographen darstellt. In Abbildung 5.7 ist das TVS–Spektrum im Bereich um die Si II $\lambda 6347$ –Linie und den Phasenplot der residualen Si II $\lambda 6347$ –Linie zur Periode $\mathcal{P} = 7.58$ Tage dargestellt. Das TVS–Spektrum zeigt, daß sich die Variabilität über die gesamte Linienbreite erstreckt, wobei 1996 das Maximum im roten Flügel und 1997 im blaue Flügel liegt. Derlei Beobachtungen lassen NRPs wahrscheinlicher erscheinen als RP, bei denen man im TVS–Spektrum Variabilität lediglich in den Linienflügel aber nicht im Linienkern erwartet. Die relative geringe Variationsamplitude von etwa 2% limitiert die Qualität des Phasenplots, da Variationen mit solch kleinen Amplituden nur noch schwer visualisierbar sind. Dennoch lassen sich in der Abbildung schwache prograd verlaufende Pseudoabsorptions- und -emissionlinien erkennen. Ein Indiz dafür, daß möglicherweise NRP vorliegen.

Die Pulsationstrukturen sind in den dynamischen Spektren nicht sichtbar, sondern werden erst in den Residuen deutlich. Doch auch dort treten sie nicht permanent auf, sondern nur gelegentlich. So ist

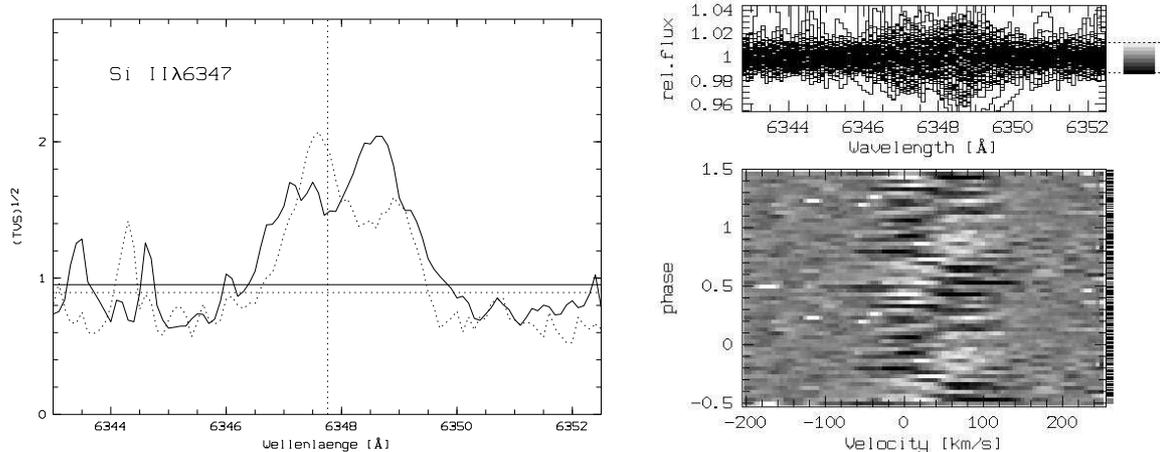


Abbildung 5.7: Das TVS (links) und das Phasendiagramm zur Phase $\mathcal{P} = 7.58$ Tage (rechts) der Si II $\lambda 6347$ -Linie von HD 74371. Die Amplituden der Variation sind deutlich geringer als in der H α -Linie und liegen bei nur etwa 2%, wobei das Kontinuum bereits eine Variation von etwa 1% aufweist. Infolgedessen ist die Si II $\lambda 6347$ -Linie nur relativ schwach ausgeprägt, was die Qualität des Phasenplots limitiert. Dennoch sind in diesem die gesamte Linienbreite propagierenden Pseudoabsorptions- und emissionlinien zu erkennen.

das obere Phasendiagramm aus dem Datensatz von 1996 gewonnen. Im Datensatz von 1997 werden keinerlei Perioden detektiert, was den Rückschluss erlaubt, daß die vorhandenen Pulsationen nur temporärer Natur sind und relativ schnell, d. h. nach nur wenigen Rotationsperioden des Sterns wieder zusammenbrechen. Die Anzahl der Perioden im Bereich der Pulsationen erlaubt auch den Rückschluss, daß es eine Vielzahl von Modi gibt, die ständig angeregt werden und bald darauf wieder zusammenbrechen, permanente NRPs wie sie beispielsweise häufig bei Be-Sternen beobachtet werden, sind in keinem der Programmsterne auszumachen. Andererseits könnte es sich bei einigen der detektierten Frequenzen um Schwebungen handeln.

5.8 Die Doppelsternstruktur von χ Aurigae

Der Programmstern χ Aurigae (HD 36371) ist bereits seit 1912 als spektroskopischer Doppelstern bekannt. Die Hauptkomponente des Systems wurde als früher B-Überriese eingestuft. Lennon et al. (1993) klassifizierten die Hauptkomponente mit B4Iab während Seitter (1970) B5Iab ableitete. Bis 1998 konnte der Begleiter von χ Aur noch nicht direkt beobachtet werden.

In Tabelle 5.5 sind nochmals die wichtigsten Sternparameter aufgelistet. Der Doppelsterncharakter wurde bereits von Frost & Adams (1903) vermutet. Zwischen 1913 und 1916 nahm Young (1916) 88 Spektren im visuellen Bereich auf und leitete daraus die Bahnelemente des Doppelsterns ab. In einer neueren Arbeit bestimmten Raja & Wolf (1998) aus insgesamt 28 Spektren, die den Spektralbereich von 6 300 bis 7 000 Å abdeckten, die Bahnelemente völlig neu. Diese sind in Tabelle 5.6 angeben.

Auf Basis dieser Bahnelemente wurde nun versucht, den Begleiter von χ Aur näher zu analysieren. Dazu waren vor allem die HEROS-Aufnahmen im blauen Kanal von unschätzbarem Wert. In den mit dem Dutch-92 cm-Teleskop auf La Silla während der MUSICOS-Kampagne gewonnenen Spektren konnte erstmals überhaupt der Begleiter direkt beobachtet werden, jedoch nicht in denen, die

Tabelle 5.5: Die wichtigsten Sternparameter von χ Aurigae.

Parameter	Wert	Referenz
Spectral Type	B5 Iab	Simbad Database
M_V	-7.48	Azzopardi (1981)
T_{eff} [kK]	13 600	Schmidt-Kaler (1982)
$\log g$	2.073	diese Arbeit
$\log L/L_{\odot}$	5.280	diese Arbeit
R/R_{\odot}	73	diese Arbeit
M/M_{\odot}	23	Schaller et al. (1982)
$\log \dot{M}$ [M_{\odot}/yr]	-6.46	diese Arbeit
$v \sin i$ [kms^{-1}]	67	diese Arbeit
v_{esc} [kms^{-1}]	308	diese Arbeit

im August/September desselben Jahres auf dem Calar Alto aufgenommen wurden. Bislang wurde der Begleiter auf der Basis von Radialgeschwindigkeitsmessungen postuliert. Die Beobachtung des Begleiters gelang jedoch nicht in allen Spektrallinien des blauen Kanals, sondern nur in wenigen, hauptsächlich in den Stickstoff-, Silizium- und Magnesiumlinien. In den wichtigen Wasserstofflinien $H\beta$, $H\gamma$ und $H\delta$ ist er nur im roten Flügel schwach erkennbar. Am deutlichsten ist der Begleiter in den folgenden Linien erkennbar: Si III-Linie bei 4553\AA , Mg II-Linie bei 4481\AA und He I-Linie bei 4121\AA .

In Abbildung 5.8 sind die dynamischen Spektren dieser drei Spektrallinien dargestellt. In allen dynamischen Spektren zeigt sich der Begleiter sehr deutlich etwas rotverschoben von der Hauptkomponente. In der Magnesium- und Silizium-Linie ist er sogar so stark, daß die Hauptkomponente kaum noch zu erkennen ist. Etwas klarer werden die Verhältnisse in Abbildung 5.9 aufgezeigt. Hier wird

Tabelle 5.6: Die Bahnparameter des Doppelsternsystems χ Aurigae nach Raja & Wolf (1998).

Parameter	Wert
P [d]	676.85 ± 0.21
T_0	$\text{HJD } 2422754.2 \pm 46.1$
ω	$181.7^\circ \pm 24.3^\circ$
e	0.116 ± 0.048
K_1 [km/s]	22.0 ± 2.9
γ [km/s]	3.28 ± 0.71
$a_1 \sin i$ [R_{\odot}]	291.8
$F(M)$ [M_{\odot}]	0.73

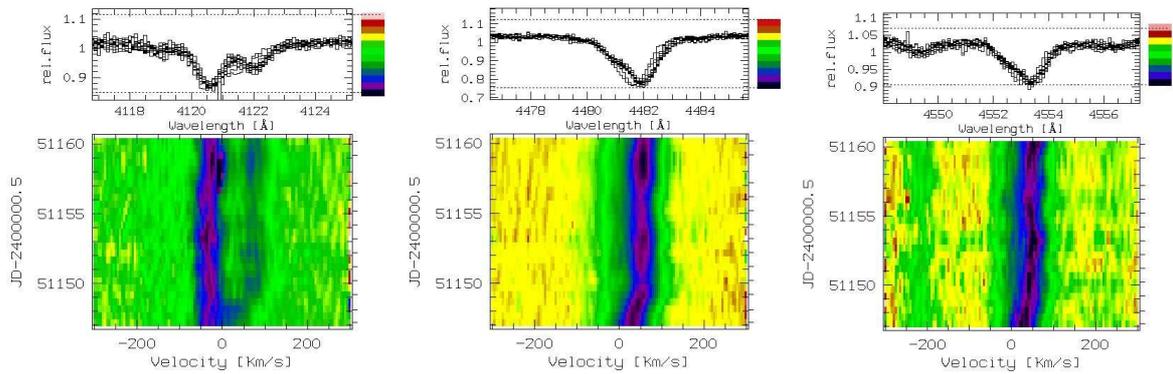


Abbildung 5.8: Die dynamischen Spektren von χ Aurigae für die He I-Linie bei 4121 Å, Mg II-Linie bei 4481 Å und Si III-Linie bei 4553 Å. Die dynamischen Spektren überdecken nur den Zeitraum der MUSICOS-Kampagne vom November/Dezember 1998. Sehr deutlich ist in allen drei Spektren der Begleiter auf der roten Seite der Hauptkomponente sichtbar.

deutlich, daß der Begleiter im Vergleich zu χ Aur eine schwächere He I-Linie aufweist. Anders dagegen bei Magnesium und Silicium, hier zeigt der Begleitstern eine im Vergleich zur Hauptkomponente stärkere Linie.

Diese Tatsache und die Beobachtung, daß der Begleitstern zwar im blauen, zeitgleich jedoch nicht im roten Spektralbereich sichtbar ist, läßt den Schluß zu, daß der Begleitstern eine höhere Effektivtemperatur T_{eff} aufweisen muß als die Hauptkomponente, das bedeutet $T_{\text{eff}} > 13\,600$ K. Zur besseren Zuordnung sind in Abbildung 5.9 auch die Spektren geplottet, die im August/September auf dem Calar Alto aufgenommen wurden und in denen ausschließlich die Hauptkomponente sichtbar ist. Es wird nun offensichtlich, daß der Begleiter rotverschoben ist.

Mit den von Raja & Wolf (1998) bestimmten Bahnparamter des Doppelsternsystems aus Tabelle 5.6 konnte nun die theoretische Radialgeschwindigkeitskurve berechnet werden. Da für die Exzentrizität der Umlaufbahn des Begleiters um χ Aurigae ein sehr kleiner Wert von $e = 0.116$ abgeleitet wurde, entspricht die theoretische Bahn im Phasendiagramm der Radialgeschwindigkeit beinahe einer Sinuskurve. In Abbildung 5.10 ist die Radialgeschwindigkeitskurve der He I λ 4121-Linie gezeigt. Die Meßpunkte umfassen sowohl die Daten der Calar-Alto-Kampagne als auch die der MUSICOS-

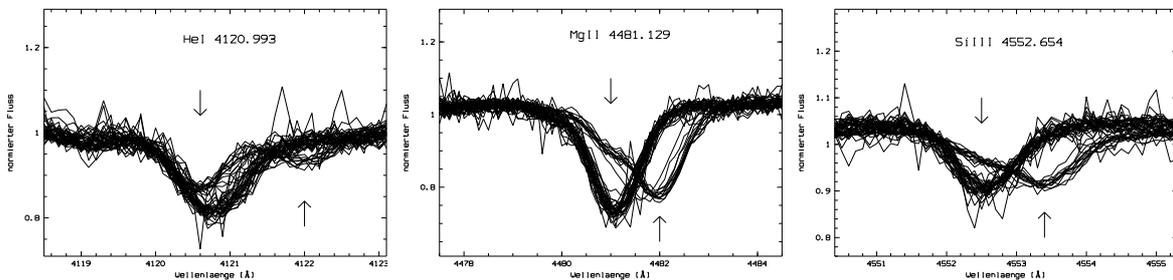


Abbildung 5.9: Der Bereich um die He I-Linie, Mg II-Linie und Si III-Linie von χ Aurigae. Die Plots zeigen alle Spektren der Zeitserie der Calar-Alto-Kampagne und der MUSICOS-Kampagne von 1998. In der Calar-Alto-Zeitserie ist lediglich die Hauptkomponente sichtbar, dargestellt jeweils durch den abwärts gerichteten Pfeil. Nur in der MUSICOS-Zeitserie sind beide Komponenten des Doppelsternsystems zu sehen. Die Position des Begleiters ist jeweils durch den nach oben gerichteten Pfeil angedeutet.

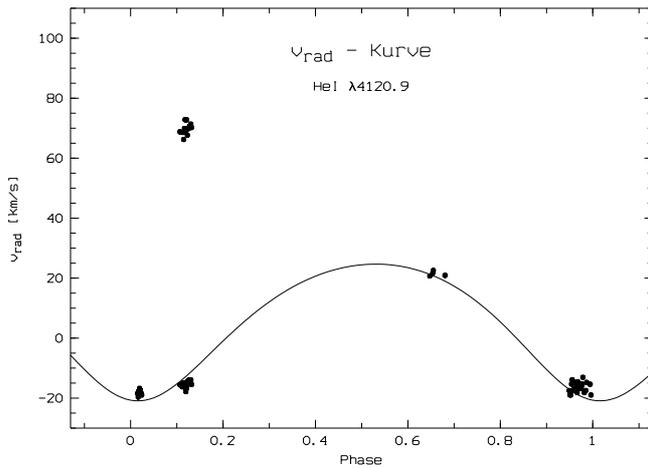


Abbildung 5.10: Die Radialgeschwindigkeitskurve der He I $\lambda 4120,9$ -Linie. Die theoretische Kurve, die hier beinahe sinusförmig verläuft, wurde auf Basis der Bahnelementsbestimmung von Raja & Wolf (1998) berechnet. Etwa bei $\phi \approx 0,12$ liegen die Meßpunkte, die aus den MUSICOS-Beobachtungen gewonnen wurden. Man erkennt deutlich die Lage der beiden Komponenten des Doppelsternsystems.

Kampagne.

Die direkte Beobachtung des Begleiters erlaubte nun erstmalig eine fundierte Abschätzung des Begleiters. Die Datenpunkte der MUSICOS-Kampagne sind im Phasendiagramm der Radialgeschwindigkeit etwa bei Phase $\phi \approx 0,12$ zu finden. Man erkennt deutlich die Meßpunkte der Hauptkomponente, die alle ungefähr den Wert $v_{\text{rad}} = -18$ km/s annehmen und die des Begleiters, die ungefähr bei $v_{\text{rad}} \approx +65$ km/s liegen. Für das Amplitudenverhältnis der beiden Radialgeschwindigkeiten erhält man

$$\frac{v_{\text{rad, Begleiter}}}{v_{\text{rad, } \chi \text{ Aur}}} \approx 3,55.$$

Mit diesem Wert und der in Abschnitt 3.3 bestimmten stellaren Masse des B-Überriesen χ Aurigae kann nun eine grobe Abschätzung für die Masse des Begleiters vorgenommen werden, da das Massenverhältnis gerade dem inverse Verhältnis der Radialgeschwindigkeitsamplituden entspricht. Es folgt

$$M_{\text{Begleiter}} \approx 6,5 M_{\odot}.$$

Auf Basis dieser groben Massenabschätzung und den vorherigen Ergebnissen zur Effektivtemperatur $T_{\text{eff}} > 13\,600$ K und Silicium- resp. Magnesiumhäufigkeit, kann man den Begleiter als einen frühen B-Hauptreihenstern, etwa der Klassifikation B2V, abschätzen.

5.9 Die Scheibenstruktur von HD 64760

Zur Abschätzung des Durchmessers der um HD 64760 ausgebildeten Scheibe würde man im allgemeinen auf die Peak Separation, der Abstand der beiden Gipfel in der Emission der Eisenlinie bei 4583 \AA , zurückgreifen. Diese Linie eignet sich gegenüber den Wasserstofflinien besonders für diese Abschätzung, da sie als optisch dünne Linien von der reinen Kinematik der emittierenden Materie

Tabelle 5.7: Die Spektrallinien mit Doppelpemission im Spektrum des B2-Überriesen HD 64760.

Element	Wellenlänge [Å]	rote Emission [km/s]	blaue Emission [km/s]	Δ_{peak} [Å]	Δv_{peak} [km/s]
N II	3994.996	+317	-266	7.78	583
Si III	4552.654	+324	-265	9.84	589
He I	5875.618	+342	-292	12.44	634
H α	6562.817	+321	-284	13.27	605
He I	6678.149	+356	-280	14.18	636

bestimmt werden (siehe z. B. Hanuschik 1987). Diese Linie ist im zeitlich gemittelten Spektrum von HD 64760 nicht erkennbar, so wie alle schwächeren Spektrallinien wegen der starken Dopplerverbreiterung auch nicht mehr vom Kontinuum abheben können sondern mit diesem verschmieren.

Lediglich die stärksten Spektrallinien sind bei HD 64760 überhaupt noch erkennbar. Dies sind jedoch gerade die Wasserstoff- und Heliumlinien, die zur Abschätzung für den Durchmesser der ausgebildeten Scheibe wegen der sie stark beeinflussenden Windeffekte nicht herangezogen werden können. Die Auswahl an weiteren Linien, die zum einen noch im Spektrum sichtbar und zum anderen auch noch die Doppelpemission zeigen, ist jedoch sehr beschränkt. Lediglich die N II-Linie bei 3995.0Å und die Si III-Linie bei 4552.7Å erfüllen diese beiden Kriterien.

In Tabelle 5.7 sind die Doppelpemission zeigenden Spektrallinien mit Lage der Emissionen und der Peak Separation angegeben. Da die He I-Linien und die H α -Linie nicht zur Abschätzung des Scheibendurchmessers geeignet. Zwar sind die starken Metalllinien auch keine ideale Möglichkeit doch sind sie weniger stark windbeeinflusst und rechtfertigen somit noch ehesten ihre Verwendung für die Abschätzung. Aus der Tabelle entnimmt man für die Peak Separation den gemittelten Wert von

$$\Delta v_{\text{peak}} \approx 586 \text{ km/s}.$$

Die zu Rivinius et al. (1998a) alternative Abschätzung des Durchmessers über Keplerrotation, für die neuere Ergebnisse (siehe z.B. Hanuschik 1996, Hummel & Hanuschik 1998 und Okazaki 1998) sprechen, ergibt mit (nach Rivinius et al. 1998a)

$$\Delta v_{\text{peak}} = 2v_{\text{break}} \sin i (R_{\text{peak}}/R_{\star})^{-\frac{1}{2}}$$

resp.

$$R_{\text{peak}} = \left(\frac{2v_{\text{break}} \sin i}{v_{\text{peak}}} \right)^2 R_{\star}$$

und $v_{\text{break}} = 437 \text{ km s}^{-1}$ einen winkelabhängigen Scheibendurchmesser. Wie bereits im Abschnitt 4.2 erwähnt wird wegen der für diesen Spektraltyp selten gemessenen, enorm hohen Rotationsgeschwindigkeit von $v \sin i = 238 \text{ km/s}$ angenommen, daß man den B-Überriesen HD 64760 unter

einem sehr hohen Inklinationwinkel i beobachtet. Mittlerweile nimmt man an, daß $i \approx 90^\circ$, also $\sin i \approx 1$ (Owocki et al. 1995). Damit ergibt sich für den Scheibenradius folgender Wert:

$$R_{\text{peak,min}} \approx 2.2 R_\star .$$

Kapitel 6

Diskussion

Auf der Basis ausgedehnter, zeitlich und spektroskopisch hoch aufgelöster Zeitserien, die mit dem an der Landessternwarte Heidelberg entworfenen und gebauten fasergekoppelten HEROS-Spektrographen (Kaufer 1996) im Rahmen mehrerer Beobachtungskampagnen gewonnen wurden, konnten detaillierte spektroskopische Untersuchungen an insgesamt elf frühen und mittleren Überriesen vom Spektraltyp O9.5–B6, im folgenden B-Überriesen, mit Leuchtkräften von $\log L/L_{\odot} \approx 5.1 - 5.9$ und mit ausgeprägten Massenverlustraten, die einem $\log \dot{M} \approx 5.6 - 7.1 M_{\odot}/\text{yr}$ entsprechen, durchgeführt werden. Der zugrundeliegende Datensatz ist ein Ergebnis konsequenter Entwicklungsarbeit, die mit der Entwicklung von HEROS, der an für lange Zeiträume zur Verfügung stehenden Teleskopen der Submeter-Klasse hochaufgelöste Spektroskopie erlaubte, abgeschlossen war. In seiner Form ist nicht nur der dieser Arbeit zugrunde liegende Datensatz sondern die gesamte HEROS-Datenbank einmalig und von unschätzbarem Wert für die Erforschung der Sternwinde.

In dieser Arbeit wurde erneut bestätigt, daß Variabilität eine grundlegende Eigenschaft von Sternen mit hohen Massenverlustraten, wie es die B-Überriesen sind, ist. Dabei konnte eine Abhängigkeit der Signifikanz der Variabilität von der Leuchtkraftklasse nachgewiesen werden. Es bestätigte sich ein früheres Ergebnis von Gäng (1993), wonach die leuchtkräftigsten Überriesen die stärksten Variabilitäten aufweisen. So zeigte es sich beim am wenigsten leuchtkräftigen Programmstern ϵ Canis Majoris, Leuchtkraftklasse Ib, daß selbst in der windsensitivsten Spektrallinie $H\alpha$ keine signifikante Variabilität auftritt. Auch innerhalb der B-Überriesen, die allesamt signifikante Variabilitäten aufweisen, zeigen die leuchtkräftigsten vom Typ Ia/Iae die stärksten Variationen.

Es konnte weiter gezeigt werden, daß zumindest im sternnahen Gebiet eine zeitlich variable Hülle zu finden ist. Dies wurde für alle Überriesen durch detaillierte Analysen ihrer $H\alpha$ -Linien festgestellt. Auf Grundlage der Analyse der TVS konnte gezeigt werden, daß die spektroskopischen Variabilitäten dabei symmetrisch zur Systemgeschwindigkeit auftreten. Hervorgerufen wurden die Variationen durch eine meist rot verschobene stark variable Emission, die einer konstanten meist zentralen Absorption überlagert ist. Die für die späten B- und frühen A-Überriesen, im folgenden BA-Überriesen, noch charakteristische Doppelgipfelmmissionen mit V/R -Variationen spielten bei den Programmsternen auf der heißen Seite des Bistability-Sprungs keine Rolle. Erst bei den kühleren mittleren B-Überriesen, die das Bindeglied zu den BA-Überriesen darstellen, wird teilweise Dop-

pelgipfelemission beobachtet. Insgesamt sind die beobachteten V/R -Variationen allerdings deutlich schwächer als bei den BA-Überriesen. Eine Ausnahme bildet der schnelle Rotator HD 64760 (siehe unten).

Die Programmsterne weisen zwar kein rein klassisches P Cygni-Profil auf, jedoch ist es in den beobachteten $H\alpha$ -Profilen sehr viel ausgeprägter als das Doppelgipfelemissionsprofil. Es läßt den Schluß zu, daß bei den B-Überriesen die Abweichung von der sphärisch-symmetrischen Windstruktur zwar vorhanden jedoch nicht so ausgeprägt ist wie noch bei den BA-Überriesen. Bei Doppellemission mit V/R -Variation wird davon ausgegangen, daß sie durch schweifartige Strukturen verursacht werden, die in einer abgeplatteten Hülle, die im Extremfall wie bei Be-Sternen Scheibenstruktur erreichen kann, mit dem Stern rotieren. Die mittleren B-Überriesen weisen also eine geringere Abplattung auf als die BA-Überriesen. Die frühen B-Überriesen auf der heißen Seite des Bistability-Sprungs zeigen hingegen gar keine Doppellemission mit V/R -Variationen. Da jedoch auch kein rein klassisches P Cygni-Profil beobachtet wird, ist ebenfalls von einer Abweichung von der sphärischen Symmetrie auszugehen. Die Abplattung der Hülle kann in diesen Fällen jedoch nicht so stark sein. So kann man also zusammenfassend sagen, daß die Abplattung der sternnahen Hülle eine allgemeine Eigenschaft der leuchtkräftigen heißen Überriesen ist und diese beginnend bei den frühen B-Überriesen hin zu späteren Spektraltypen resp. geringeren Effektivtemperaturen T_{eff} zunimmt.

Zu berücksichtigen ist dabei, daß ein treibender Mechanismus für die Abplattung auch in der Rotationsgeschwindigkeit des Sterns liegt und daß das Erscheinungsbild eines Linienprofils auch vom Inklinationswinkel i abhängt, unter dem der Stern beobachtet wird, weshalb die Abhängigkeit des Abplattungsgrades vom Spektraltyp nur eingeschränkt gelten kann. Dennoch weisen die B-Überriesen dieser Arbeit eine höhere Homogenität und Symmetrie in ihrer Hülle auf als die BA-Überriesen, was durch das Ausbleiben von DACs und HVAs zusätzlich bekräftigt wird. Nach den Ergebnissen dieser und früherer Arbeiten (Kaufer 1996, Rivinus et al. 1996b) treten propagierende DACs im optischen Spektralbereich erst bei den BA-Überriesen auf und sind bei den leuchtkräftigen B-Hypergiganten in der $H\alpha$ -Linie beinahe selbstverständlich.

Weiter wurde deutlich, daß sich die Programmsterne sehr gut in den von Lamers et al. (1995) gefundenen Zusammenhang zwischen der Effektivtemperatur T_{eff} und dem Verhältnis von Wind- und Entweichgeschwindigkeit $v_{\infty}/v_{\text{esc}}$, nämlich dem sprunghaften Anstieg für $v_{\infty}/v_{\text{esc}}$ von 1.3 auf 2.6 bei $T_{\text{eff}} \approx 21\,000$ K, einfügen. Obige Beobachtung, daß zwar bei frühen B-Hypergiganten und vereinzelt auch bei den BA-Überriesen DACs im optischen Spektralbereich auftreten, bei den Programmsternen dieser Arbeit hingegen nicht, läßt eine Abhängigkeit des Auftretens von DACs vom $v_{\infty}/v_{\text{esc}}$ -Verhältnis als unwahrscheinlich erscheinen.

Bei den durchgeführten Zeitserienanalysen wurden die $H\alpha$ -Linien auch auf Linienintensitätsvariationen hin untersucht. Dabei wurden zunächst die drei frühen Orion-Überriesen analysiert. Im Falle von ζ Orionis konnte zusätzlich auf andere Analysen, die auf gleichzeitigen Beobachtungen im UV und Optischen basierten (Kaper et al. 1997), vergleichend zurückgegriffen werden. Es wurden für alle Orion-Sterne Perioden detektiert, die auf der Zeitskala der jeweiligen Rotationsperiode liegen resp. einem Bruchteil davon. Für ζ Ori konnte eine exaktere Bestimmung der von Kaper et al. 1997 hergeleiteten Periode, $\mathcal{P} \approx 6$ Tage, vorgenommen werden. Das Ergebnis dieser Bestimmung ergab $\mathcal{P} = 6.89$ Tage. Da diese Periode auch in den UV-Windlinien detektiert wird, handelt es sich hier-

bei ganz offensichtlich um rotationsmodulierte Perioden. Auch für die anderen beiden Orion-Sterne werden Perioden auf ähnlicher Zeitskala gefunden. Insgesamt kann für die frühen B-Überriesen also von rotationsmodulierten Variationen ausgegangen werden.

Als vielversprechendes Szenario hierfür kann das CIR-Modell¹ angesehen werden, welches beispielsweise in Cranmer & Owocki (1996) ausführlich beschrieben wird. Das CIR-Modell geht davon aus, daß die Strukturen im sternnahen Wind durch miteinander wechselwirkende, langsame und schnelle Ausströmungen, die aus benachbarten Regionen von der Sternoberfläche austreten, verursacht wird. Aus diesen Regionen, sogenannten „Spots“ treten zum einen schnelle, dünne Winde und zum anderen langsame, dichte Winde aus. Diese Ausströmungen werden durch die Rotation des Sterns schweifartig verbogen. So passiert es, daß im Wind Gebiete entstehen, in denen der schnelle Wind auf den langsamen, die dünne Materie auf die dichtere trifft. Es kommt zu Schockstrukturen im Wind, die mit dem gesamten Sternwind und damit auch mit dem Stern mitrotieren. Problematisch ist noch, den die Ausströmungen verstärkenden physikalischen Prozeß an der Sternoberfläche zu identifizieren. In Frage dafür kommen zum einen NRPs und zum anderen auch magnetische Felder, die an der Oberfläche austreten (de Jong et al. 1999, Kaper 1998). Auf Basis des CIR-Modell lassen sich auch die DACs in den UV-Resonanzlinien gut modellieren.

Tatsächlich wird die Existenz von Magnetfeldern bei den heißen leuchtkräftigen Sternen als Ursache für die in spektroskopischen Zeitserien beobachteten zyklischen Variationen wieder verstärkt in Betracht gezogen (de Jong et al. 1999). Schwache, korotierende Magnetfelder werden als Ursache für die zyklischen Variationen der Sternwinde favorisiert. Inwieweit diese Theorie bestätigt werden kann, hängt letztlich von direkten Magnetfeldmessungen ab. Die meisten Nachweisversuche durch direkte Messungen von Magnetfelder sind bislang jedoch wenig erfolgversprechend gewesen (Mathys 1998), weshalb man auf Ergebnisse noch durchzuführender neuer Messungen warten müssen.

Auch das Aufspüren von pulsierenden Sternen ist problematisch. Zwar werden pulsierende Sterne in beinahe allen Gebieten des HRDs² gefunden, dennoch sind im Spektralbereich der späten O- und frühen B-Überriesen erst drei pulsierende O-Überriesen bekannt (Fullerton et al. 1996). Hier liegt das Hauptproblem wahrscheinlich in der Limitierung durch das Beobachtungsmaterial. Auch hier sind die vorhandenen und besonders die erst kürzlich während der MUSICOS-Kampagne mit HEROS gewonnenen Datensätze von unschätzbarem Wert.

Wie bereits erwähnt bildet der frühe B-Überriese HD 64760 eine Ausnahme. Im Falle von HD 64760 konnte in dieser Arbeit gezeigt werden, daß die 2.4 Tage-Periode in beiden Zeitserien die dominierende ist, während die 1.2 Tage-Periode hingegen nicht detektiert werden kann. Eine plausible Erklärung hierfür bietet ein Modell von Fullerton (1998b), welches von vier symmetrischen Strukturen auf der Sternoberfläche ausgeht, wobei jede zweite aus noch unerklärlichen Gründen unterschiedlich ist, wodurch letztlich paarweise auftretende, gegenüberliegende Strukturen für beide Perioden verantwortlich sind. Howarth et al. (1998), die die 1.2 Tage-Periode erneut in den UV-Resonanzlinien nachweisen konnten, gehen von einem anderen Szenario aus. Als Ursache für die kürzere Periode sehen sie nicht korotierende Strukturen an, sondern NRPs, was sich gut in das Bild des CIR-Modells einfügen würde. Ein Nachweis, daß es sich dabei tatsächlich um NRPs handelt, ist freilich noch zu erbringen.

¹Corotating Interactive Regions

²Hertzsprung-Russell-Diagramm

Problematisch ist allerdings bei den frühen B-Überriesen, daß die Pulsationszeitskalen im Bereich der stellaren Rotationsperiode liegen, so daß eine exakte Unterscheidung nur schwer möglich ist. Als Hauptproblem wird allgemein jedoch die nur ungenau mögliche Bestimmung der Rotationsperiode angesehen.

Desweiteren konnte für HD 64760 gezeigt werden, daß die Hülle dieses Überriesen zwar nicht völlig abgeplattet ist wie dies bei den klassischen Be-Sternen der Fall ist, diese jedoch stark von der sphärisch-symmetrischen Struktur abweicht. Dies wurde aus dem Doppelemissionsprofil der $H\alpha$ -Linie, welches zudem noch schwache V/R -Variation zeigt, und den Profilen der $\text{Si III } \lambda 4553$ - und der $\text{N II } \lambda 3995$ -Linie abgeleitet werden. Die Ursache hierfür ist in der für diesen Spektraltyp (B0.5Ib) extrem hohen Rotationsgeschwindigkeit zu suchen. Als die Abplattung verursachender Mechanismus käme beispielsweise dabei der sogenannte RIB-Mechanismus³ (Lamers et al. 1998) in Frage. Dabei weisen die Sterne eine axiale Symmetrie der Hülle mit einem schnellen polaren und einem langsamen äquatorialen Sternwind auf. Betrachtet man insgesamt die 2.4 Tage-Periode als rotationsmoduliert und die 1.2 Tage-Periode als NRP, so bietet sich als Szenario für HD 64760 ebenfalls das CIR-Modell an.

Ein weiterer Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit war die detaillierte Untersuchung der Variationen der photosphärischen Linien in B-Überriesen. Dazu sind die vorliegenden Zeitserien durch ihre teilweise lückenlosen Überdeckungen über einen Zeitraum von beinahe 100 Tagen hervorragend geeignet. Damit lassen sich problemlos die wesentlichsten Variabilitätsskalen abdecken. Die elf untersuchten frühen und mittleren Überriesen weisen im untersuchten Spektralbereich eine Vielzahl an photosphärischen Linien aus allen Entstehungstiefen der stellaren Atmosphäre auf. Hier sind die Metalllinien von großer Bedeutung.

Im Gegensatz zu Kaufer (1996) wurde bei der Messung der RGV⁴-Kurven nicht auf die Kreuzkorrelationsanalyse zurückgegriffen. Kaufer et al. (1997) fanden, daß bei den BA-Überriesen die RGVs nicht von der Entstehungstiefe der photosphärischen Spektrallinie abhängen. Es müssen also Prozesse globaler Natur sein, wie beispielweise NRPs, welche die RGV verursachen. Diese werden jedoch in BA-Überriesen nicht detektiert. Ursächlich für die Nichtdetektion von NRPs bei BA-Überriesen nennt Baade (1998) nicht das Nichtvorhandensein dieser, sondern die Abnahme der Dominanz der NRP-Moden, da andere Instabilitäten wie beispielsweise rotationsmodulierte Variationen an Bedeutung gewinnen. Dies ist gegensätzlich zu den Ergebnissen in den frühen B-Hypergiganten. Wolf & Rivinius (1998) zeigten, daß dort die Abhängigkeit von der Entstehungstiefe gegeben ist und die Emissionsstärke der $H\alpha$ -Linie korreliert ist mit der RGV-Kurve. Auch für die frühen Überriesen dieser Arbeit konnte keine Relation von Entstehungstiefe und RGV nachgewiesen werden. Vermutlich handelt es sich dabei um ein Phänomen, welches auf die leuchtkräftigsten Sterne, die Hypergiganten, beschränkt ist.

Ein sehr interessantes Ergebnis dieser Arbeit ist die Detektierung von Perioden auf NRP-Zeitskalen in einigen Metall- und in den He I-Linien des O9.5-Überriesen ζ Ori und der beiden anderen Orion-Überriesen. Die Analyse der zugehörigen LIV⁵s zeigte, daß diese gemäß der Abbruchbedingung mit

³Rotation-Induced Bi-Stability

⁴Radialgeschwindigkeitsvariation

⁵Linienintensitätsvariation

99%iger Wahrscheinlichkeit als nicht signifikant angesehen werden können. RGV ohne Änderung der Äquivalentbreiten der Spektrallinien sprechen für eine makroskopische Umverteilung der Linienphotonen und sind für NRPs der Photosphäre charakteristisch (Kaufer 1996). Damit läßt sich für die frühen B-Überriesen und ζ Ori (O9.5) auf der Basis des CIR-Modell folgendes Bild zeichnen:

- Die zyklischen Variationen des sternnahen Windes ($r < 5 R_*$), die aus den Analysen der $H\alpha$ -Linie abgeleitet werden, und die Variationen des sternfernen Windes ($r > 5 R_*$), die aus den Analysen der UV-Resonanzlinien folgen, werden durch Wechselwirkungsgebiete im Sternwind von langsamen dichten und schnellen dünnen Ausströmungen aus der Sternoberfläche verursacht. Dabei sind die Wechselwirkungsgebiete korotierende Strukturen.
- Die langsamen und schnellen Ausströmungen stammen von sogenannten „Spots“ auf der Sternoberfläche, wobei aus den jeweils benachbarten „Spots“ unterschiedlich schnelle und unterschiedlich dichte Auströmungen austreten. Der die Ausströmungen verstärkende physikalische Prozeß sind nicht-radiale Pulsationen der stellaren Photosphäre.
- Die Ursache für die an der Sternoberfläche auftretenden „Spots“ sind schwache Magnetfelder, deren Feldlinien an den „Spots“ austreten und in deren Richtung die Materie entlang strömt.

Es ist allerdings fraglich, ob beide Mechanismen, NRP und Magnetfelder, benötigt werden. Solange es jedoch keine direkten Nachweise für Magnetfelder gibt resp. ihre Existenz nicht sicher ausgeschlossen werden kann, ist ein Modell, welches beide Mechanismen berücksichtigt, sinnvoll. Ein wesentliches Problem, um den unumstößlichen Nachweis zu liefern, daß es sich bei den periodischen Variationen tatsächlich um sogenannte CIRs handelt, der Sternwind also rotationsmoduliert ist, bleibt weiterhin die exakte Bestimmung der einzelnen Sternradien, welche die Basis für die Abschätzung der stellaren Rotationsperioden liefert (Fullerton 1998). Dies stellt nach wie vor ein großes ungelöstes Problem auch für Modellsimulationen dar. Auch der Nachweis von NRPs ist nicht unkritisch, jedoch können dabei die im Dezember während der MUSICOS-Kampagne gewonnen Zeitserien, die erstmals überhaupt eine 24 Stunden-Überwachung unter anderem der drei Orion-Überriesen erlaubte, sehr nützlich sein, erlauben diese doch zum einen das Aufspüren von Sub-Tages-Perioden und wegen ihrer besseren Zeitauflösung eine feinere Bestimmung der bereits abgeleiteten NRP-Perioden.

Die Analyse der $H\alpha$ -Linien der mittleren B-Überriesen brachte als ein Ergebnis, daß in jeder Zeitserie eine dominante Periode vorliegt, die entweder sehr nahe bei der durch $v \sin i$ und R_* abgeschätzten Rotationsperiode liegt oder die ein Bruchteil davon war. Dies läßt eine Rotationsmodulation für den Sternwind als plausibel erscheinen. Problematisch bei dieser Abschätzung ist jedoch, daß $v \sin i$ nicht direkt aus den Linienprofilen der photosphärischen Linien abgeleitet werden kann, da es sich bei B-Überriesen um entwickelte heiße Sterne im oberen HRD handelt, die außer Rotation noch zusätzliche Verbreiterungsmechanismen aufweisen. Neben dieser dominanten Periode ergab die Analyse teilweise einen „Perioden-Zoo“. Erschwerend kommt hinzu, daß sich die Perioden eines Programmsterns von Zeitserie zu Zeitserie unterscheiden. Vergleicht man die detektierten Perioden mit der des fundamentalen radialen Pulsationsmodus stellt man fest, daß sie meist deutlich über diesem Wert liegen und somit radiale Pulsationen als alleinige Ursache für die Windvariation als unwahrscheinlich angesehen werden können. Dasselbe gilt für die Perioden der NRPs.

Im Fall des B6-Überriesen läßt sich beobachten, daß die periodischen Variationen auf die schwächeren Spektrallinien beschränkt sind, und die starken He I-Linien, die weiter außen in der Photosphäre entstehen, von den Variationen nicht mehr erfaßt werden. Somit können in diesem Fall photosphärische NRPs nicht ausgeschlossen werden. Bei 55 Cyg können auch radiale Pulsationen eine Ursache spielen, während bei η CMa eher korotierende Strukturen im Wind als Ursache angesehen werden. Das Bild der mittleren B-Überriesen ist also sehr uneinheitlich. Es liegen zum einen klar mit der Rotationsperiode korrelierte Perioden vor, zum anderen eine enorme Anzahl von Zeitserie zu Zeitserie wechselnden Perioden auf unterschiedlichsten Zeitskalen. Diese können ihre Ursachen in RPs und NRPs haben, doch auch Schwebungen mehrerer Frequenzen sind möglich. In jedem Fall ist als Ergebnis der Analyse festzuhalten, daß die analysierten Variationen keinem strikten Muster folgen. Vielmehr ist davon auszugehen, daß sehr viele Moden von radialer und nicht-radialer Pulsation ständig angeregt werden, aber sehr schnell wieder zusammenbrechen und auf die Photosphäre beschränkt bleiben.

Pulsationsinstabilitäten sind bei den Überriesen ab Spektraltyp B5 eher ungewöhnlich. Obwohl sich die untersuchten mittleren B- und die BA-Überriesen in einem stabileren Bereich des HRD befinden, treten dennoch temporär immer wieder unterschiedliche Pulsationsinstabilitäten auf. Die vermeintliche Stabilität dieses Bereiches im HRD darf jedoch nicht darüber hinweg täuschen, daß die Pulsationen nur gedämpft, keinesfalls jedoch gänzlich verschwunden sind. Offenbar genügt bereits ein geringer Antrieb eines nichtstationären Prozesses, eine Art „Kick“, um Pulsationen in den Sternatmosphären für eine geringe Zeit anzuregen (Appenzeller 1998). Welcher Prozeß hierbei als Antrieb dienen könnte ist unklar. Favorisiert werden zumeist magnetische Strukturen, die allerdings für die Programmsterne noch nicht nachgewiesen worden sind. Überhaupt bleibt die direkte Messung der Magnetfelder ein ganz zentrales Problem und die Notwendigkeit, dieses Problem schnellstmöglich zu lösen, ist offensichtlich. Die Existenz von Magnetfelder bei heißen leuchtkräftigen Sternen wird zwar häufig aus indirekten Beobachtungen postuliert, ist aber noch durch keine direkte Messung bestätigt worden (Mathys 1998). Da gezeigt werden konnte, daß bei sämtlichen Programmsternen eine Abweichung von der sphärischen Symmetrie vorliegt, kann bei Modulationen eventuell auf schon bekannte Modelle für Be-Sterne (siehe beispielsweise Bjorkman & Cassinelli 1993) zurückgeriffen werden. Bei den mittleren B-Überriesen scheint jedoch die Berücksichtigung eines stellaren Magnetfeldes wesentlich wichtiger zu sein als die von NRPs.

Das Ergebnis dieser Arbeit hinsichtlich der mittleren B-Überriesen ist also von dem Ergebnis von Kaufer (1996) nicht verschieden. Es ist klar geworden, daß auch für diesen Spektraltyp die Rotation des Sterns und daraus resultierende Effekte auf die expandierende Hülle zu berücksichtigen sind. Ohne diese Berücksichtigung ist eine befriedigende Modellsimulation der Sternwinde und damit eine Modellierung der $H\alpha$ -Profile der mittleren B-Überriesen nicht möglich. Dies ist auch im Hinblick auf die Kalibration der „Windimpuls-Leuchtkraft-Beziehung“ (Kudritzki 1999) von enormer Bedeutung. Hierbei stellt die korrekte Berücksichtigung der die $H\alpha$ -Profile sämtlicher Programmsterne dominierenden Variabilität bei der Bestimmung der Windparameter die größte Schwierigkeit dar. Wie bei den BA-Überriesen hat sich auch bei den Programmsternen dieser Arbeit gezeigt, daß einer weitestgehend konstanten Absorption eine stark variable Emission überlagert ist. Wie schon von Kaufer (1996) vorgeschlagen ist das Profil mit minimalster Emission eine gute Näherung für das ungestörte $H\alpha$ -Profil. Dieses Verfahren ist allerdings nur bei zeitlich ausgedehnten Zeitserien sinnvoll angewend-

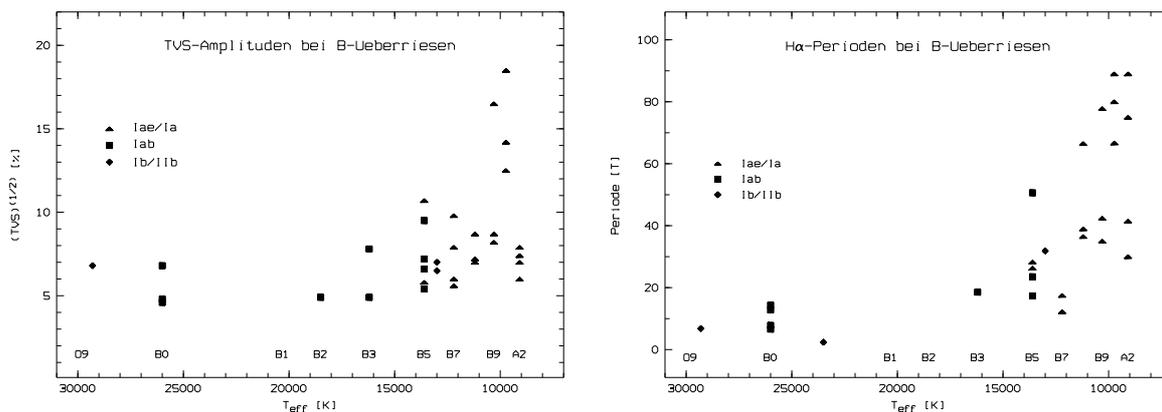


Abbildung 6.1: Die linke Abbildung zeigt Amplituden der Variabilität auf Basis der TVS-Spektren. Innerhalb einer Leuchtkraftklasse ist dabei nicht festzustellen, daß die Amplituden mit der Effektivtemperatur T_{eff} korreliert sind. Jedoch ist offensichtlich, daß die Amplituden bei den leuchtkräftigeren Sternen höher sind. Die rechte Abbildung ist eine Darstellung der detektierten $H\alpha$ -Perioden in Abhängigkeit von T_{eff} . Hier ist ein klarer Trend dahingehend zu erkennen, daß mit sinkendem T_{eff} die Perioden größer werden.

bar.

Die vorliegende Arbeit hat gezeigt, daß mindestens folgende Mechanismen bei der Modellierung der Sternwinde von B-Überriesen zu berücksichtigen sind:

- Rotation des Sterns
- Abweichung der Hülle von der sphärischen Symmetrie
- Multiple nicht-radiale und radiale Pulsationen der Photosphäre
- Stellares Magnetfeld

Weiterhin wurde gezeigt, daß es unmöglich ist, mit „einem“ Modell sämtliche Variabilitäten erklären zu können. Der Einfluß des Bistability-Sprungs ist noch nicht geklärt. Offensichtlich ist jedoch, daß die Überriesen auf der kühleren Seite ein stärker unterschiedlicheres Variabilitätsverhalten aufweisen als die auf der heißeren Seite.

Desweiteren war ein Ziel dieser Arbeit, eventuelle Abhängigkeiten der Variationen resp. des Variationsmusters von den fundamentalen stellaren Parametern aufzuspüren. In Abbildung 6.1 sind in Abhängigkeit von der Effektivtemperatur T_{eff} die gemessenen Amplituden der Variationen auf Basis der TVS-Spektren (links) und die detektierten Perioden in der windsensitivsten Linie $H\alpha$ (rechts) dargestellt. Dabei läßt sich innerhalb einer Leuchtkraftklasse nicht festzustellen, daß die Amplituden mit der Effektivtemperatur T_{eff} korreliert sind, jedoch ist offensichtlich, daß die Variationsamplituden bei den leuchtkräftigeren Sternen der Leuchtkraftklasse Ia/Iae höher sind als bei jenen der Klassifikation Iab/Ib. Bei den Periodenlängen ist dies anders. Hier kann bei den kühleren BA-Überriesen ein Trend hin zu größeren Perioden nicht gelegnet werden. Eine Beobachtung, die wahrscheinlich unabhängig von der Leuchtkraftklasse ist.

Um das Bild der Windvariabilität noch klarer werden zu lassen sind noch weitere umfangreichere Beobachtungen nötig. Dies sind unter anderem direkte Magnetfeldmessungen, die auch zeitlich ausgedehnt sein müssen, um auch in ihnen mögliche Variationen aufzuspüren und diese mit den bereits bekannten Variationen in Verbindung setzen zu können und Zusammenhänge zu finden. Auch sind weitere spektroskopische Beobachtungen im Spektralbereich um den Bistability–Sprung wichtig, um ein verfeinertes Bild der Veränderung in diesem Temperaturbereich zeichnen zu können. Dabei sind die Objekte aus Tabelle 3.2 geeignet. Zudem müssen von theoretischer Seite die Modelle verfeinert werden. Dennoch wurde für die Sterne auf der heißen Seite des Bistability–Sprungs ein möglicher Zusammenhang zwischen Photosphäre und Sternwind deutlich gemacht. Hinsichtlich der B–Überriesen auf der kühleren Seite ist zumindest klar geworden, daß sich dort die Photosphäre–Wind–Beziehung nicht sehr von der der BA–Überriesen unterscheidet.

Anhang A

Beobachtungsprotokolle

In den folgenden Tabellen werden die Beobachtungsprotokolle, der in Kapitel 2 aufgelisteten Kampagnen dargestellt. Die dieser Arbeit vorausgegangenen Kampagnen mit dem 50-cm-Teleskop der ESO auf La Silla werden nicht explizit aufgelistet.

Für alle Protokolle gilt, daß das Aufnahmedatum stets nach Universal Time (UT) notiert wurde. Ferner gilt für das mittlere Julianische Datum (MJD): $MJD = JD - 2400000.5$.

A.1 Heidelberg-Königstuhl August 1997 - Februar 1998

Aufnahme-Datum	Objekt	MJD	blauer Kanal	roter Kanal	Beobachter
19.08.	55 Cygni	50679.84	✓	✓	Thomas Rivinius
22.08.	55 Cygni	50682.01	✓	✓	Dominik Schäfer/Jörg Schweickhardt
26.08.	55 Cygni	50686.03	✓	✓	Dominik Schäfer
09.09.	55 Cygni	50700.01	✓	✓	Dominik Schäfer/Jörg Schweickhardt
11.09.	55 Cygni	50702.51	✓	✓	Dominik Schäfer
12.09.	55 Cygni	50703.56	✓	✓	Sascha Tubbesing
14.09.	55 Cygni	50705.01	✓	✓	Jörg Schweickhardt
14.09.	55 Cygni	50705.99	✓	✓	Sascha Tubbesing
16.09.	55 Cygni	50707.96	✓	✓	Dominik Schäfer
17.09.	55 Cygni	50708.99	✓	✓	Sascha Tubbesing
22.09.	55 Cygni	50713.05	✓	✓	Andreas Kaufer
22.09.	55 Cygni	50713.94	✓	✓	Dominik Schäfer/Jörg Schweickhardt
23.09.	55 Cygni	50714.96	✓	✓	Sascha Tubbesing
24.09.	55 Cygni	50715.94	✓	✓	Dominik Schäfer
25.09.	55 Cygni	50716.94	✓	✓	Dominik Schäfer
26.09.	55 Cygni	50717.94	✓	✓	Jörg Schweickhardt
27.09.	55 Cygni	50718.94	✓	✓	Dominik Schäfer

weiter auf der nächsten Seite

Aufnahme-Datum	Objekt	MJD	blauer Kanal	roter Kanal	Beobachter
04.10.	55 Cygni	50725.01	✓	✓	Andreas Korn/Anton Malina
04.10.	55 Cygni	50725.87	✓	✓	Jörg Schweickhardt
05.10.	55 Cygni	50726.97	✓	✓	Sascha Tubbesing
17.10.	55 Cygni	50738.94	✓	✓	Jörg Schweickhardt
29.10.	55 Cygni	50750.92	✓	✓	Sascha Tubbesing
30.10.	55 Cygni	50751.92	✓	✓	Dominik Schäfer
31.10.	55 Cygni	50752.85	✓	✓	Dominik Schäfer
01.11.	55 Cygni	50753.93	✓	✓	Sascha Tubbesing
02.11.	55 Cygni	50754.88	✓	✓	Jörg Schweickhardt
03.11.	55 Cygni	50755.90	✓	✓	Dominik Schäfer
05.02.	χ Aurigae	50849.86	✓	✓	Thomas Rivinius
09.02.	χ Aurigae	50853.92	✓	✓	Sascha Tubbesing
10.02.	χ Aurigae	50854.92	✓	✓	Sascha Tubbesing
26.02.	χ Aurigae	50870.89	✓	✓	Sascha Tubbesing

A.2 Calar Alto Juli-Oktober 1998

Aufnahme-Datum	Objekt	MJD	blauer Kanal	roter Kanal	Beobachter
01.08.	9 Cephei	51026.14	✓	✓	Stephan Noll/Dominik Schäfer
18.08.	9 Cephei	51043.09	✓	✓	Dominik Schäfer
18.08.	55 Cygni	51043.91	✓	✓	Dominik Schäfer
19.09.	9 Cephei	51044.03	✓	✓	Dominik Schäfer
19.08.	χ Aurigae	51044.17	✓	✓	Dominik Schäfer
19.08.	55 Cygni	51044.93	✓	✓	Dominik Schäfer
20.08.	9 Cephei	51045.04	✓	✓	Dominik Schäfer
20.08.	χ Aurigae	51045.18	✓	✓	Dominik Schäfer
20.08.	55 Cygni	51045.94	✓	✓	Dominik Schäfer
21.08.	9 Cephei	51046.05	✓	✓	Dominik Schäfer
21.08.	χ Aurigae	51046.16	✓	✓	Dominik Schäfer
22.08.	55 Cygni	51047.00	✓	✓	Dominik Schäfer
22.08.	9 Cephei	51047.11	✓	✓	Dominik Schäfer
22.08.	χ Aurigae	51047.16	✓	✓	Dominik Schäfer
22.08.	55 Cygni	51047.85	✓	✓	Dominik Schäfer
23.08.	9 Cephei	51048.14	✓	✓	Dominik Schäfer
23.08.	χ Aurigae	51048.19	✓	✓	Dominik Schäfer
23.08.	55 Cygni	51048.85	✓	✓	Dominik Schäfer
24.08.	9 Cephei	51049.11	✓	✓	Dominik Schäfer/Jörg Schweickhardt
24.08.	χ Aurigae	51049.16	✓	✓	Jörg Schweickhardt
24.08.	55 Cygni	51049.99	✓	✓	Jörg Schweickhardt
25.08.	9 Cephei	51050.10	✓	✓	Jörg Schweickhardt

weiter auf der nächsten Seite

Aufnahme-Datum	Objekt	MJD	blauer Kanal	roter Kanal	Beobachter
25.08.	χ Aurigae	51050.15	✓	✓	Jörg Schweickhardt
25.08.	55 Cygni	51050.88	✓	✓	Jörg Schweickhardt
26.08.	9 Cephei	51051.11	✓	✓	Jörg Schweickhardt
26.08.	χ Aurigae	51051.16	✓	✓	Jörg Schweickhardt
26.08.	55 Cygni	51051.88	✓	✓	Jörg Schweickhardt
27.08.	9 Cephei	51052.05	✓	✓	Jörg Schweickhardt
27.08.	χ Aurigae	51052.14	✓	✓	Jörg Schweickhardt
27.08.	55 Cygni	51052.88	✓	✓	Jörg Schweickhardt
28.08.	9 Cephei	51053.04	✓	✓	Jörg Schweickhardt
28.08.	χ Aurigae	51053.14	✓	✓	Jörg Schweickhardt
28.08.	55 Cygni	51053.87	✓	✓	Jörg Schweickhardt
29.08.	9 Cephei	51054.03	✓	✓	Jörg Schweickhardt
29.08.	χ Aurigae	51054.13	✓	✓	Jörg Schweickhardt
29.08.	55 Cygni	51054.87	✓	✓	Jörg Schweickhardt
30.08.	9 Cephei	51055.06	✓	✓	Jörg Schweickhardt
30.08.	χ Aurigae	51055.14	✓	✓	Jörg Schweickhardt
31.08.	55 Cygni	51056.87	✓	✓	Jörg Schweickhardt
01.09.	9 Cephei	51057.07	✓	✓	Jörg Schweickhardt
01.09.	χ Aurigae	51057.15	✓	✓	Jörg Schweickhardt
01.09.	55 Cygni	51057.93	✓	✓	Jörg Schweickhardt
02.09.	9 Cephei	51058.04	✓	✓	Jörg Schweickhardt
02.09.	χ Aurigae	51058.11	✓	✓	Jörg Schweickhardt
03.09.	55 Cygni	51059.01	✓	✓	Jörg Schweickhardt
03.09.	9 Cephei	51059.08	✓	✓	Jörg Schweickhardt
03.09.	χ Aurigae	51059.12	✓	✓	Jörg Schweickhardt
03.09.	55 Cygni	51059.85	✓	✓	Jörg Schweickhardt
04.09.	9 Cephei	51060.06	✓	✓	Jörg Schweickhardt
04.09.	χ Aurigae	51060.14	✓	✓	Jörg Schweickhardt
04.09.	55 Cygni	51060.99	✓	✓	Jörg Schweickhardt
05.09.	9 Cephei	51061.07	✓	✓	Jörg Schweickhardt/Olivier Schnurr
05.09.	χ Aurigae	51061.11	✓	✓	Jörg Schweickhardt/Olivier Schnurr
05.09.	55 Cygni	51061.85	✓	✓	Jörg Schweickhardt/Olivier Schnurr
06.09.	9 Cephei	51062.10	✓	✓	Jörg Schweickhardt/Olivier Schnurr
06.09.	χ Aurigae	51062.13	✓	✓	Jörg Schweickhardt/Olivier Schnurr
06.09.	55 Cygni	51062.86	✓	✓	Jörg Schweickhardt/Olivier Schnurr
07.09.	9 Cephei	51063.10	✓	✓	Olivier Schnurr
08.09.	9 Cephei	51064.05	✓	✓	Olivier Schnurr
08.09.	χ Aurigae	51064.11	✓	✓	Olivier Schnurr
08.09.	55 Cygni	51064.86	✓	✓	Olivier Schnurr
09.09.	9 Cephei	51065.13	✓	✓	Olivier Schnurr
09.09.	55 Cygni	51065.85	✓	✓	Olivier Schnurr
09.09.	9 Cephei	51065.98	✓	✓	Olivier Schnurr

weiter auf der nächsten Seite

Aufnahme-Datum	Objekt	MJD	blauer Kanal	roter Kanal	Beobachter
10.09.	χ Aurigae	51066.14	✓	✓	Olivier Schnurr
11.09.	55 Cygni	51067.06	✓	✓	Olivier Schnurr
11.09.	χ Aurigae	51067.21	✓	✓	Olivier Schnurr
12.09.	55 Cygni	51068.86	✓	✓	Olivier Schnurr
13.09.	9 Cephei	51069.14	✓	✓	Olivier Schnurr
13.09.	χ Aurigae	51069.18	✓	✓	Olivier Schnurr
14.09.	55 Cygni	51070.93	✓	✓	Olivier Schnurr
15.09.	χ Aurigae	51071.20	✓	✓	Olivier Schnurr
15.09.	55 Cygni	51071.90	✓	✓	Olivier Schnurr
16.09.	χ Aurigae	51072.13	✓	✓	Olivier Schnurr
16.09.	55 Cygni	51072.86	✓	✓	Olivier Schnurr
17.09.	9 Cephei	51073.06	✓	✓	Olivier Schnurr
17.09.	χ Aurigae	51073.16	✓	✓	Olivier Schnurr
19.09.	55 Cygni	51075.87	✓	✓	Olivier Schnurr
29.09.	55 Cygni	51085.84	✓	✓	Thomas Rivinius
29.09.	9 Cephei	51085.97	✓	✓	Thomas Rivinius
30.09.	χ Aurigae	51086.19	✓	✓	Thomas Rivinius
30.09.	55 Cygni	51086.84	✓	✓	Thomas Rivinius
30.09.	9 Cephei	51086.95	✓	✓	Thomas Rivinius
01.10.	χ Aurigae	51087.13	✓	✓	Thomas Rivinius
01.10.	55 Cygni	51087.90	✓	✓	Thomas Rivinius
01.10.	9 Cephei	51087.96	✓	✓	Thomas Rivinius
02.10.	χ Aurigae	51088.05	✓	✓	Thomas Rivinius
02.10.	55 Cygni	51088.81	✓	✓	Thomas Rivinius
02.10.	9 Cephei	51088.94	✓	✓	Thomas Rivinius
03.10.	χ Aurigae	51089.08	✓	✓	Thomas Rivinius
03.10.	55 Cygni	51089.81	✓	✓	Thomas Rivinius
03.10.	9 Cephei	51089.95	✓	✓	Thomas Rivinius
04.10.	χ Aurigae	51090.09	✓	✓	Thomas Rivinius
06.10.	9 Cephei	51092.02	✓	✓	Thomas Rivinius
06.10.	χ Aurigae	51092.06	✓	✓	Thomas Rivinius

A.3 MUSICOS Kampagne 1998

Aufnahme-Datum	Objekt	MJD	blauer Kanal	roter Kanal	Beobachter
26.11.	ζ Orionis	51143.12	✓	✓	Dominik Schäfer
26.11.	ε Orionis	51143.13	✓	✓	Dominik Schäfer
26.11.	κ Orionis	51143.13	✓	✓	Dominik Schäfer
26.11.	ζ Orionis	51143.24	✓	✓	Dominik Schäfer
26.11.	ε Orionis	51143.24	✓	✓	Dominik Schäfer

weiter auf der nächsten Seite

Aufnahme-Datum	Objekt	MJD	blauer Kanal	roter Kanal	Beobachter
26.11.	κ Orionis	51143.25	✓	✓	Dominik Schäfer
26.11.	ζ Orionis	51143.33	✓	✓	Dominik Schäfer
26.11.	ε Orionis	51143.34	✓	✓	Dominik Schäfer
26.11.	κ Orionis	51143.34	✓	✓	Dominik Schäfer
27.11.	ζ Orionis	51144.05	✓	✓	Dominik Schäfer
27.11.	ε Orionis	51144.06	✓	✓	Dominik Schäfer
27.11.	κ Orionis	51144.06	✓	✓	Dominik Schäfer
27.11.	χ Aurigae	51144.13	✓	✓	Dominik Schäfer
27.11.	ζ Orionis	51144.16	✓	✓	Dominik Schäfer
27.11.	ε Orionis	51144.17	✓	✓	Dominik Schäfer
27.11.	κ Orionis	51144.17	✓	✓	Dominik Schäfer
27.11.	ζ Orionis	51144.25	✓	✓	Dominik Schäfer
27.11.	ε Orionis	51144.26	✓	✓	Dominik Schäfer
27.11.	κ Orionis	51144.26	✓	✓	Dominik Schäfer
27.11.	ζ Orionis	51144.34	✓	✓	Dominik Schäfer
30.11.	ζ Orionis	51147.06	✓	✓	Dominik Schäfer
30.11.	ε Orionis	51147.06	✓	✓	Dominik Schäfer
30.11.	κ Orionis	51147.07	✓	✓	Dominik Schäfer
30.11.	χ Aurigae	51147.15	✓	✓	Dominik Schäfer
30.11.	ζ Orionis	51147.17	✓	✓	Dominik Schäfer
30.11.	ε Orionis	51147.18	✓	✓	Dominik Schäfer
30.11.	κ Orionis	51147.18	✓	✓	Dominik Schäfer
30.11.	ζ Orionis	51147.24	✓	✓	Dominik Schäfer
30.11.	ε Orionis	51147.25	✓	✓	Dominik Schäfer
30.11.	κ Orionis	51147.25	✓	✓	Dominik Schäfer
30.11.	ζ Orionis	51147.33	✓	✓	Dominik Schäfer
30.11.	ε Orionis	51147.33	✓	✓	Dominik Schäfer
30.11.	κ Orionis	51147.34	✓	✓	Dominik Schäfer
01.12.	ζ Orionis	51148.05	✓	✓	Dominik Schäfer
01.12.	ε Orionis	51148.05	✓	✓	Dominik Schäfer
01.12.	κ Orionis	51148.06	✓	✓	Dominik Schäfer
01.12.	χ Aurigae	51148.14	✓	✓	Dominik Schäfer
01.12.	ζ Orionis	51148.15	✓	✓	Dominik Schäfer
01.12.	ε Orionis	51148.16	✓	✓	Dominik Schäfer
01.12.	ζ Orionis	51148.16	✓	✓	Dominik Schäfer
01.12.	ζ Orionis	51148.23	✓	✓	Dominik Schäfer
01.12.	κ Orionis	51148.24	✓	✓	Dominik Schäfer
01.12.	ε Orionis	51148.24	✓	✓	Dominik Schäfer
01.12.	ζ Orionis	51148.32	✓	✓	Dominik Schäfer
01.12.	ε Orionis	51148.33	✓	✓	Dominik Schäfer
01.12.	κ Orionis	51148.33	✓	✓	Dominik Schäfer
02.12.	ζ Orionis	51149.06	✓	✓	Dominik Schäfer

weiter auf der nächsten Seite

Aufnahme-Datum	Objekt	MJD	blauer Kanal	roter Kanal	Beobachter
02.12.	ε Orionis	51149.07	✓	✓	Dominik Schäfer
02.12.	κ Orionis	51149.07	✓	✓	Dominik Schäfer
02.12.	ζ Orionis	51149.14	✓	✓	Dominik Schäfer
02.12.	ε Orionis	51149.14	✓	✓	Dominik Schäfer
02.12.	κ Orionis	51149.15	✓	✓	Dominik Schäfer
02.12.	χ Aurigae	51149.16	✓	✓	Dominik Schäfer
02.12.	ζ Orionis	51149.23	✓	✓	Dominik Schäfer
02.12.	ε Orionis	51149.23	✓	✓	Dominik Schäfer
02.12.	κ Orionis	51149.24	✓	✓	Dominik Schäfer
02.12.	ζ Orionis	51149.33	✓	✓	Dominik Schäfer
02.12.	ε Orionis	51149.33	✓	✓	Dominik Schäfer
03.12.	ζ Orionis	51150.06	✓	✓	Dominik Schäfer
03.12.	ε Orionis	51150.06	✓	✓	Dominik Schäfer
03.12.	κ Orionis	51150.07	✓	✓	Dominik Schäfer
03.12.	ζ Orionis	51150.13	✓	✓	Dominik Schäfer
03.12.	ε Orionis	51150.14	✓	✓	Dominik Schäfer
03.12.	κ Orionis	51150.14	✓	✓	Dominik Schäfer
03.12.	χ Aurigae	51150.16	✓	✓	Dominik Schäfer
03.12.	ζ Orionis	51150.23	✓	✓	Dominik Schäfer
03.12.	ε Orionis	51150.23	✓	✓	Dominik Schäfer
03.12.	κ Orionis	51150.24	✓	✓	Dominik Schäfer
03.12.	ζ Orionis	51150.33	✓	✓	Dominik Schäfer
03.12.	ε Orionis	51150.33	✓	✓	Dominik Schäfer
03.12.	κ Orionis	51150.34	✓	✓	Dominik Schäfer
04.12.	ζ Orionis	51151.06	✓	✓	Dominik Schäfer
04.12.	ε Orionis	51151.06	✓	✓	Dominik Schäfer
04.12.	κ Orionis	51151.07	✓	✓	Dominik Schäfer
04.12.	ζ Orionis	51151.14	✓	✓	Dominik Schäfer
04.12.	ε Orionis	51151.14	✓	✓	Dominik Schäfer
04.12.	κ Orionis	51151.15	✓	✓	Dominik Schäfer
04.12.	χ Aurigae	51151.16	✓	✓	Dominik Schäfer
04.12.	ζ Orionis	51151.23	✓	✓	Dominik Schäfer
04.12.	ε Orionis	51151.23	✓	✓	Dominik Schäfer
04.12.	κ Orionis	51151.24	✓	✓	Dominik Schäfer
04.12.	ζ Orionis	51151.33	✓	✓	Dominik Schäfer
04.12.	ε Orionis	51151.33	✓	✓	Dominik Schäfer
04.12.	κ Orionis	51151.34	✓	✓	Dominik Schäfer
05.12.	ζ Orionis	51152.06	✓	✓	Dominik Schäfer
05.12.	ε Orionis	51152.06	✓	✓	Dominik Schäfer
05.12.	κ Orionis	51152.07	✓	✓	Dominik Schäfer
05.12.	ζ Orionis	51152.13	✓	✓	Dominik Schäfer
05.12.	ε Orionis	51152.14	✓	✓	Dominik Schäfer

weiter auf der nächsten Seite

Aufnahme-Datum	Objekt	MJD	blauer Kanal	roter Kanal	Beobachter
05.12.	κ Orionis	51152.14	✓	✓	Dominik Schäfer
05.12.	χ Aurigae	51152.15	✓	✓	Dominik Schäfer
05.12.	ζ Orionis	51152.22	✓	✓	Dominik Schäfer
05.12.	κ Orionis	51152.23	✓	✓	Dominik Schäfer
05.12.	ε Orionis	51152.33	✓	✓	Dominik Schäfer
05.12.	ζ Orionis	51152.32	✓	✓	Dominik Schäfer
05.12.	κ Orionis	51152.33	✓	✓	Dominik Schäfer
06.12.	ζ Orionis	51153.02	✓	✓	Dominik Schäfer
06.12.	ε Orionis	51153.03	✓	✓	Dominik Schäfer
06.12.	κ Orionis	51153.04	✓	✓	Dominik Schäfer
06.12.	ζ Orionis	51153.14	✓	✓	Dominik Schäfer
06.12.	ε Orionis	51153.15	✓	✓	Dominik Schäfer
06.12.	κ Orionis	51153.15	✓	✓	Dominik Schäfer
06.12.	χ Aurigae	51153.17	✓	✓	Dominik Schäfer
06.12.	ζ Orionis	51153.24	✓	✓	Dominik Schäfer
06.12.	ε Orionis	51153.24	✓	✓	Dominik Schäfer
06.12.	κ Orionis	51153.25	✓	✓	Dominik Schäfer
06.12.	ζ Orionis	51153.34	✓	✓	Dominik Schäfer
06.12.	ε Orionis	51153.34	✓	✓	Dominik Schäfer
06.12.	κ Orionis	51153.35	✓	✓	Dominik Schäfer
07.12.	ζ Orionis	51154.02	✓	✓	Dominik Schäfer
07.12.	ε Orionis	51154.03	✓	✓	Dominik Schäfer
07.12.	κ Orionis	51154.03	✓	✓	Dominik Schäfer
07.12.	ζ Orionis	51154.13	✓	✓	Dominik Schäfer
07.12.	ε Orionis	51154.14	✓	✓	Dominik Schäfer
07.12.	κ Orionis	51154.14	✓	✓	Dominik Schäfer
07.12.	χ Aurigae	51154.21	✓	✓	Dominik Schäfer
07.12.	ζ Orionis	51154.24	✓	✓	Dominik Schäfer
07.12.	ε Orionis	51154.25	✓	✓	Dominik Schäfer
07.12.	κ Orionis	51154.25	✓	✓	Dominik Schäfer
07.12.	ζ Orionis	51154.37	✓	✓	Dominik Schäfer
07.12.	ε Orionis	51154.38	✓	✓	Dominik Schäfer
08.12.	ζ Orionis	51155.02	✓	✓	Dominik Schäfer
08.12.	ζ Orionis	51155.03	✓	✓	Dominik Schäfer
08.12.	κ Orionis	51155.04	✓	✓	Dominik Schäfer
08.12.	ζ Orionis	51155.14	✓	✓	Dominik Schäfer
08.12.	ε Orionis	51155.14	✓	✓	Dominik Schäfer
08.12.	κ Orionis	51155.15	✓	✓	Dominik Schäfer
08.12.	χ Aurigae	51155.22	✓	✓	Dominik Schäfer
08.12.	ζ Orionis	51155.24	✓	✓	Dominik Schäfer
08.12.	ε Orionis	51155.25	✓	✓	Dominik Schäfer
08.12.	κ Orionis	51155.25	✓	✓	Dominik Schäfer

weiter auf der nächsten Seite

Aufnahme-Datum	Objekt	MJD	blauer Kanal	roter Kanal	Beobachter
08.12.	ζ Orionis	51155.36	✓	✓	Dominik Schäfer
08.12.	ε Orionis	51155.37	✓	✓	Dominik Schäfer
08.12.	κ Orionis	51155.37	✓	✓	Dominik Schäfer
09.12.	ζ Orionis	51156.03	✓	✓	Dominik Schäfer
09.12.	ε Orionis	51156.03	✓	✓	Dominik Schäfer
09.12.	κ Orionis	51156.04	✓	✓	Dominik Schäfer
09.12.	ζ Orionis	51156.14	✓	✓	Dominik Schäfer
09.12.	ε Orionis	51156.14	✓	✓	Dominik Schäfer
09.12.	κ Orionis	51156.15	✓	✓	Dominik Schäfer
09.12.	χ Aurigae	51156.22	✓	✓	Dominik Schäfer
09.12.	ζ Orionis	51156.24	✓	✓	Dominik Schäfer
09.12.	ε Orionis	51156.25	✓	✓	Dominik Schäfer
09.12.	κ Orionis	51156.25	✓	✓	Dominik Schäfer
09.12.	ζ Orionis	51156.37	✓	✓	Dominik Schäfer
09.12.	ε Orionis	51156.37	✓	✓	Dominik Schäfer
09.12.	κ Orionis	51156.38	✓	✓	Dominik Schäfer
10.12.	ζ Orionis	51157.03	✓	✓	Dominik Schäfer
10.12.	ε Orionis	51157.03	✓	✓	Dominik Schäfer
10.12.	κ Orionis	51157.04	✓	✓	Dominik Schäfer
10.12.	ζ Orionis	51157.14	✓	✓	Dominik Schäfer
10.12.	ε Orionis	51157.14	✓	✓	Dominik Schäfer
10.12.	κ Orionis	51157.15	✓	✓	Dominik Schäfer
10.12.	χ Aurigae	51157.22	✓	✓	Dominik Schäfer
10.12.	ζ Orionis	51157.24	✓	✓	Dominik Schäfer
10.12.	ε Orionis	51157.25	✓	✓	Dominik Schäfer
10.12.	κ Orionis	51157.25	✓	✓	Dominik Schäfer
10.12.	ζ Orionis	51157.36	✓	✓	Dominik Schäfer
10.12.	ε Orionis	51157.37	✓	✓	Dominik Schäfer
10.12.	κ Orionis	51157.37	✓	✓	Dominik Schäfer
10.12.	ζ Orionis	51158.02	✓	✓	Dominik Schäfer
11.12.	ε Orionis	51158.03	✓	✓	Dominik Schäfer
11.12.	κ Orionis	51158.04	✓	✓	Dominik Schäfer
11.12.	ζ Orionis	51158.14	✓	✓	Dominik Schäfer
11.12.	ε Orionis	51158.14	✓	✓	Dominik Schäfer
11.12.	κ Orionis	51158.15	✓	✓	Dominik Schäfer
11.12.	χ Aurigae	51158.21	✓	✓	Dominik Schäfer
11.12.	ζ Orionis	51158.24	✓	✓	Dominik Schäfer
11.12.	ε Orionis	51158.24	✓	✓	Dominik Schäfer
11.12.	κ Orionis	51158.25	✓	✓	Dominik Schäfer
11.12.	ζ Orionis	51158.36	✓	✓	Dominik Schäfer
11.12.	ε Orionis	51158.36	✓	✓	Dominik Schäfer
11.12.	κ Orionis	51158.37	✓	✓	Dominik Schäfer

weiter auf der nächsten Seite

Aufnahme-Datum	Objekt	MJD	blauer Kanal	roter Kanal	Beobachter
11.12.	ζ Orionis	51159.02	✓	✓	Dominik Schäfer
12.12.	ε Orionis	51159.03	✓	✓	Dominik Schäfer
12.12.	κ Orionis	51159.03	✓	✓	Dominik Schäfer
12.12.	ζ Orionis	51159.14	✓	✓	Dominik Schäfer
12.12.	ε Orionis	51159.14	✓	✓	Dominik Schäfer
12.12.	κ Orionis	51159.15	✓	✓	Dominik Schäfer
12.12.	χ Aurigae	51159.22	✓	✓	Dominik Schäfer
12.12.	ζ Orionis	51159.25	✓	✓	Dominik Schäfer
12.12.	ε Orionis	51159.25	✓	✓	Dominik Schäfer
12.12.	κ Orionis	51159.26	✓	✓	Dominik Schäfer
12.12.	ζ Orionis	51159.37	✓	✓	Dominik Schäfer
12.12.	ε Orionis	51159.38	✓	✓	Dominik Schäfer
12.12.	κ Orionis	51159.38	✓	✓	Dominik Schäfer
13.12.	ζ Orionis	51160.04	✓	✓	Dominik Schäfer
13.12.	ε Orionis	51160.05	✓	✓	Dominik Schäfer
13.12.	ε Orionis	51160.05	✓	✓	Dominik Schäfer
13.12.	κ Orionis	51160.06	✓	✓	Dominik Schäfer
13.12.	ζ Orionis	51160.17	✓	✓	Dominik Schäfer
13.12.	ε Orionis	51160.17	✓	✓	Dominik Schäfer
13.12.	κ Orionis	51160.18	✓	✓	Dominik Schäfer
13.12.	χ Aurigae	51160.25	✓	✓	Dominik Schäfer
13.12.	ζ Orionis	51160.27	✓	✓	Dominik Schäfer
13.12.	ε Orionis	51160.28	✓	✓	Dominik Schäfer
13.12.	κ Orionis	51160.28	✓	✓	Dominik Schäfer
13.12.	ζ Orionis	51160.38	✓	✓	Dominik Schäfer
13.12.	ε Orionis	51160.38	✓	✓	Dominik Schäfer
13.12.	κ Orionis	51160.39	✓	✓	Dominik Schäfer

Anhang B

Spektralatlas von HD 64760

Auf den folgenden Seiten ist das zeitlich gemittelte Gesamtspektrum von HD 64760 dargestellt. Die Auflösung beträgt im gesamten Bereich $\lambda/\Delta\lambda = 20\,000$. Die wichtigsten Linien sind gekennzeichnet.

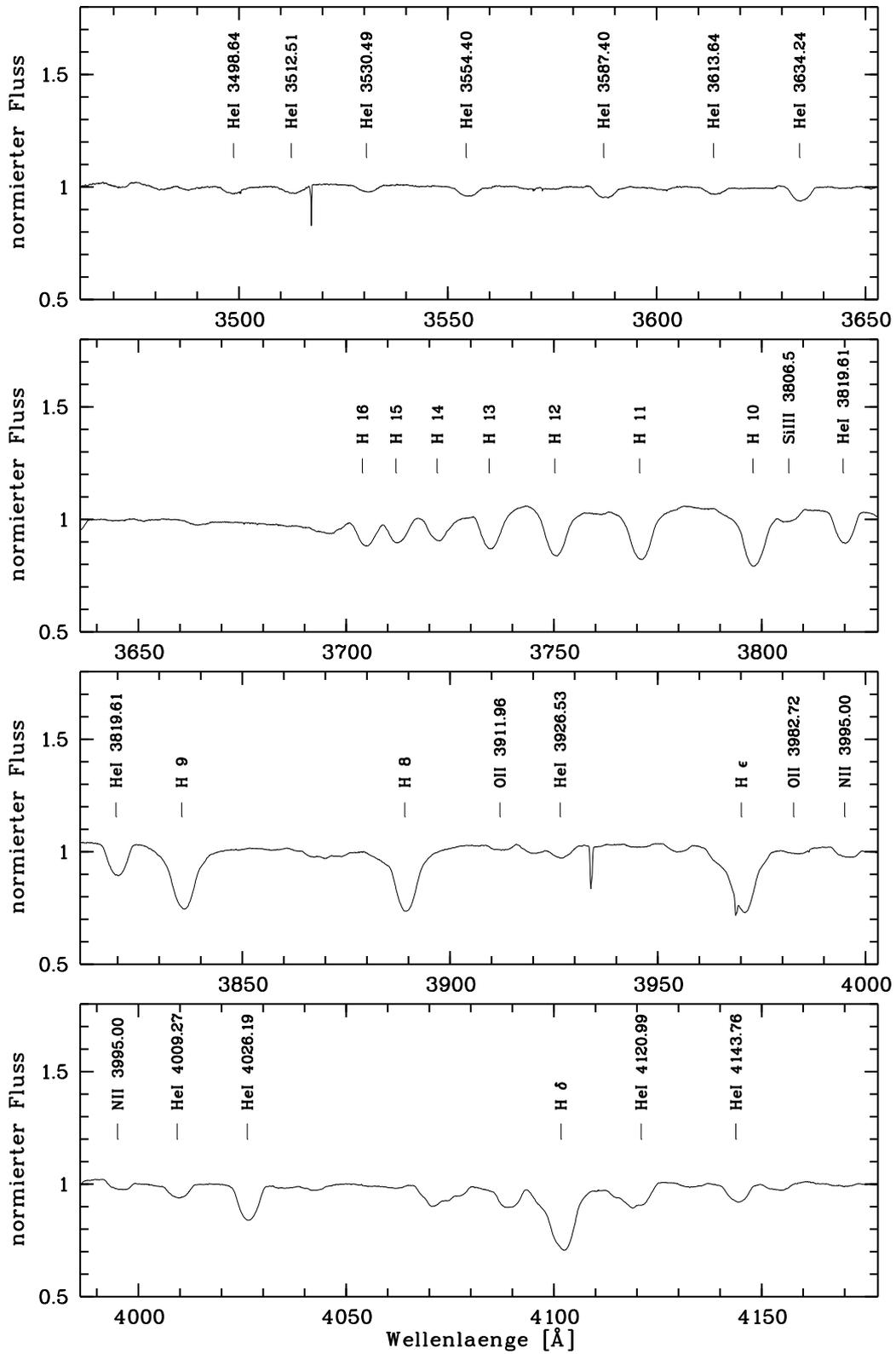


Abbildung B.1: Spektrum von HD 64760 im Bereich von 3460 Å bis 4180 Å.

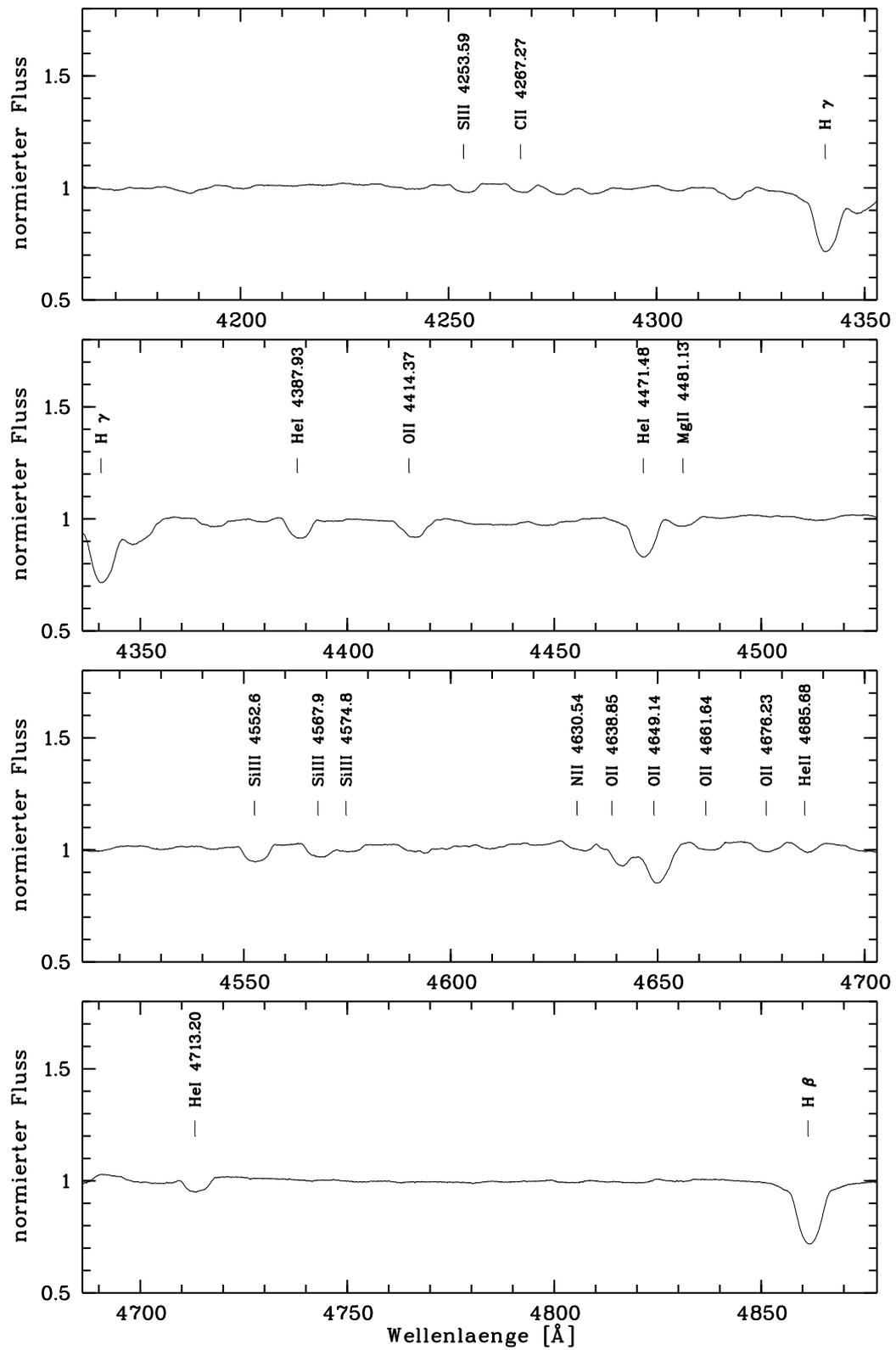


Abbildung B.2: Spektrum von HD 64760 im Bereich von 4160 Å bis 4880 Å.

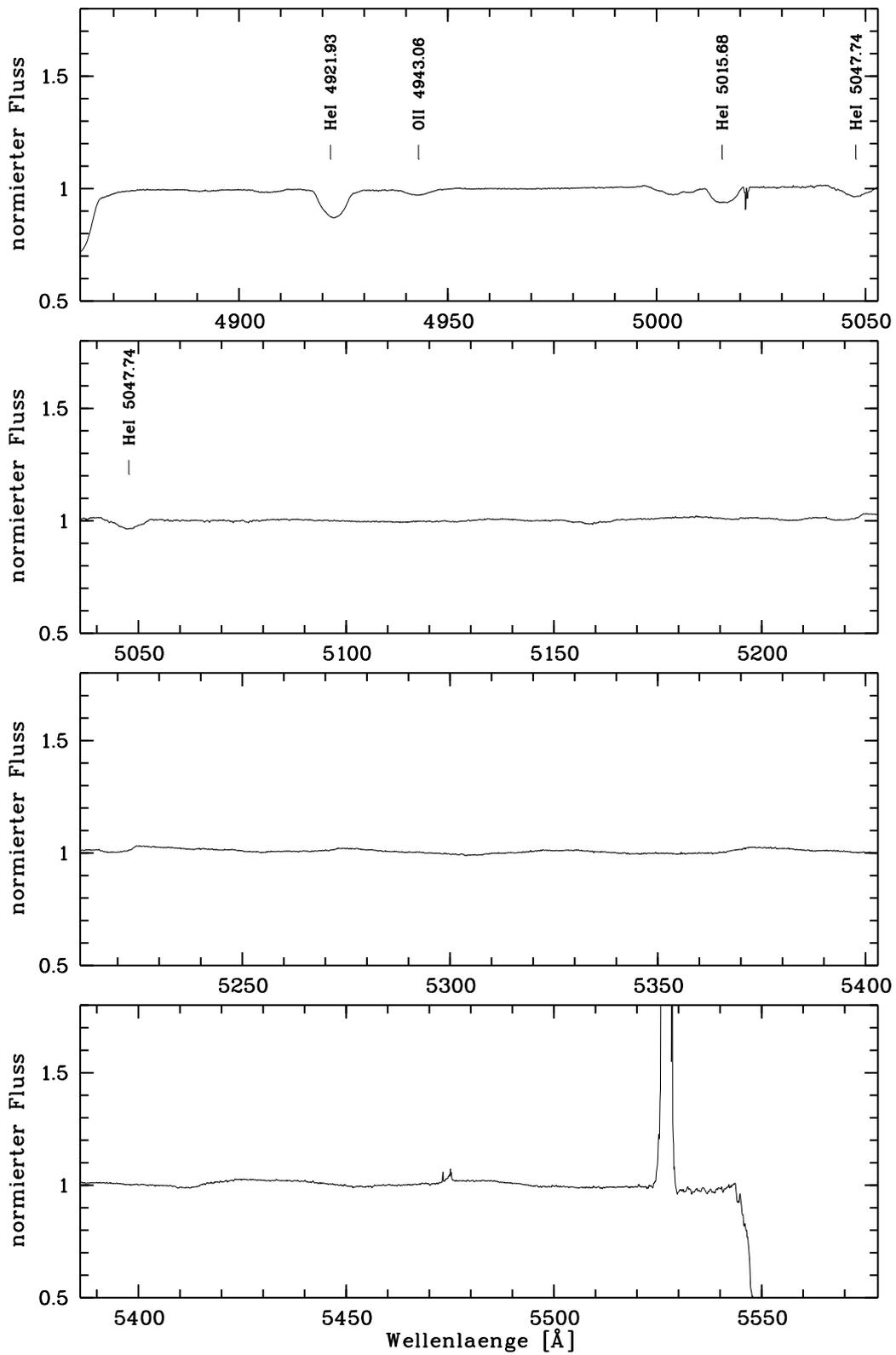


Abbildung B.3: Spektrum von HD 64760 im Bereich von 4160 \AA bis 5580 \AA .

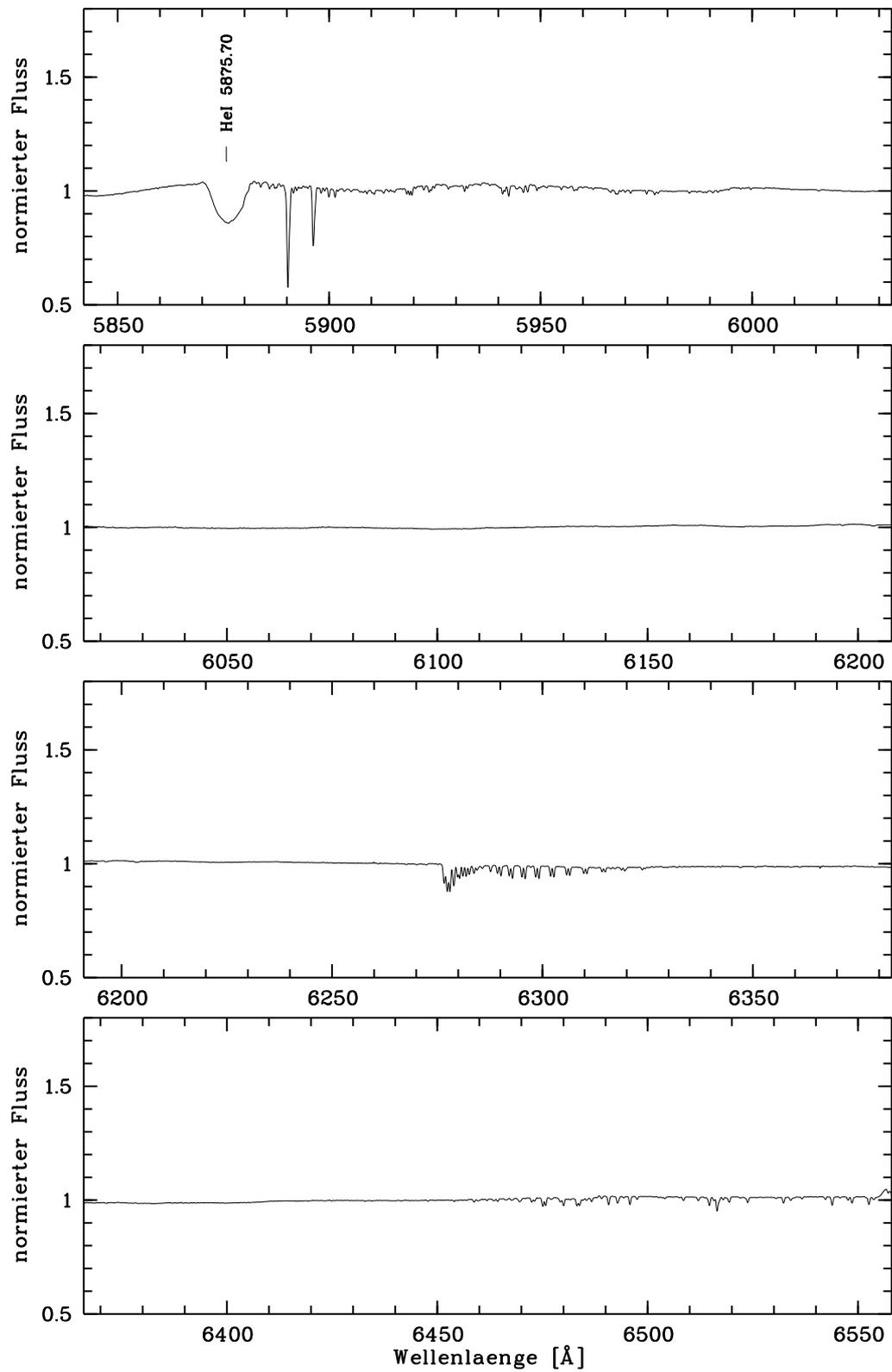


Abbildung B.4: Spektrum von HD 64760 im Bereich von 5840 Å bis 6560 Å.

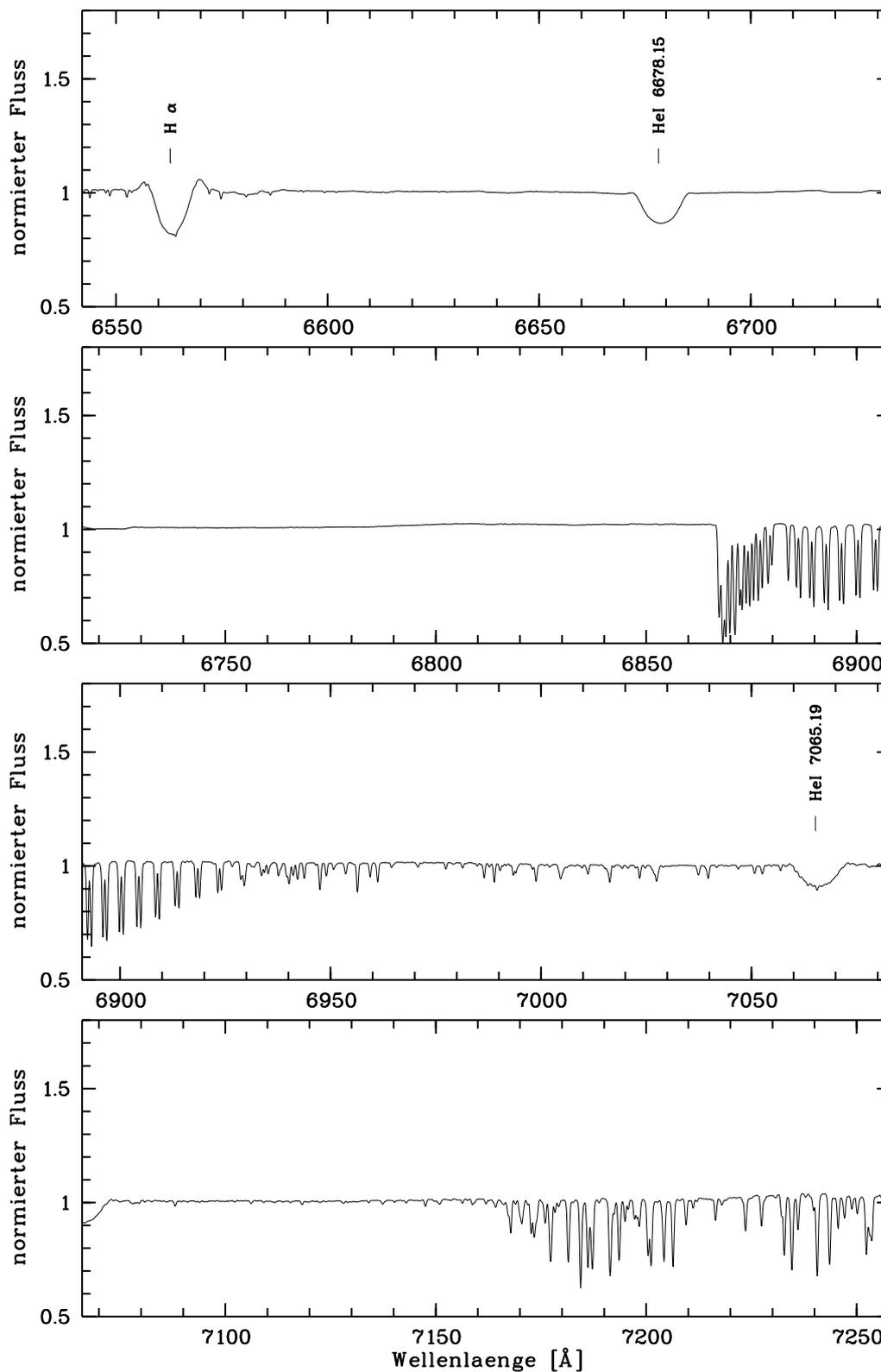


Abbildung B.5: Spektrum von HD 64760 im Bereich von 6540 Å bis 7260 Å.

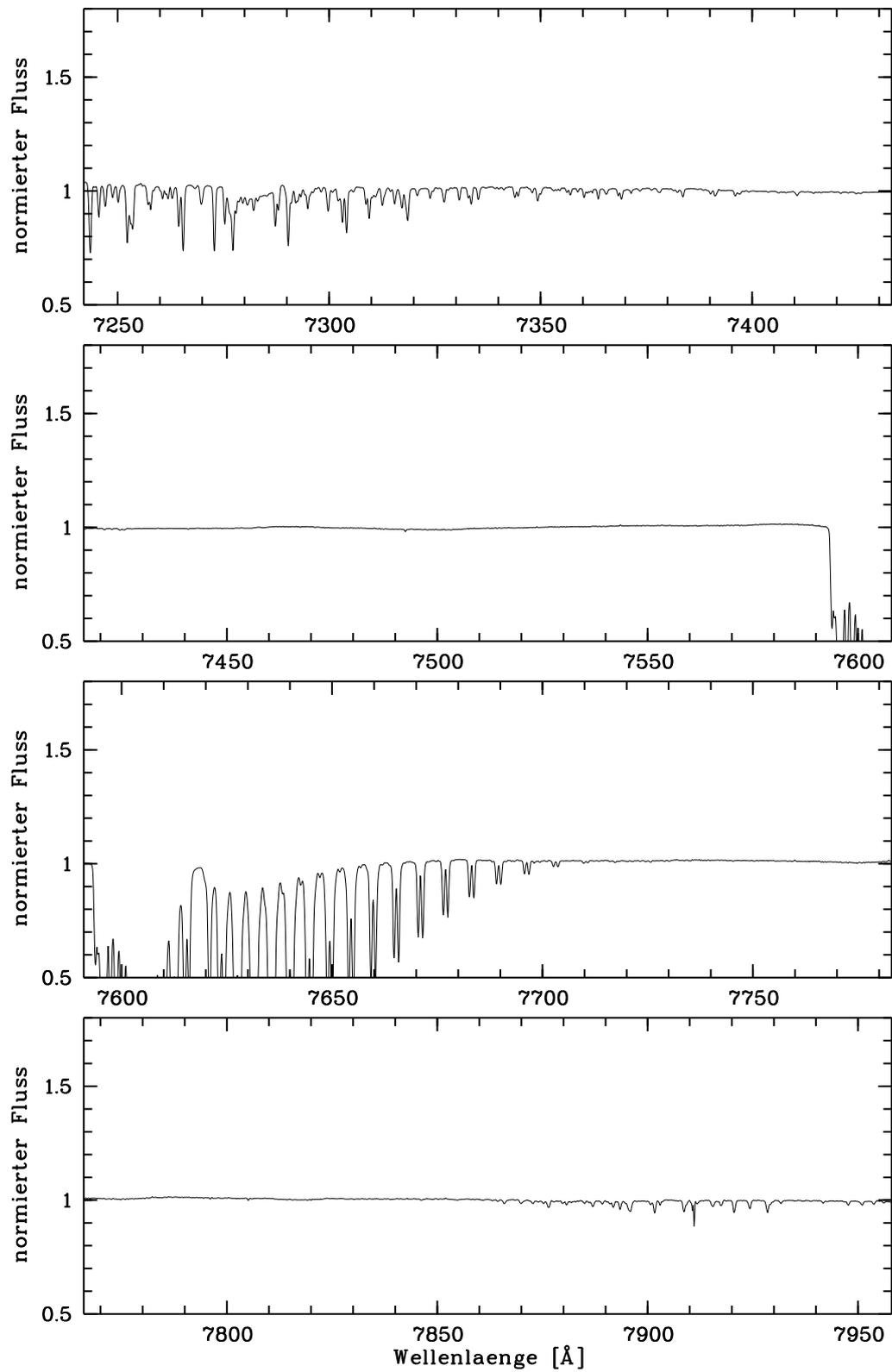


Abbildung B.6: Spektrum von HD 64760 im Bereich von 7240 Å bis 7960 Å.

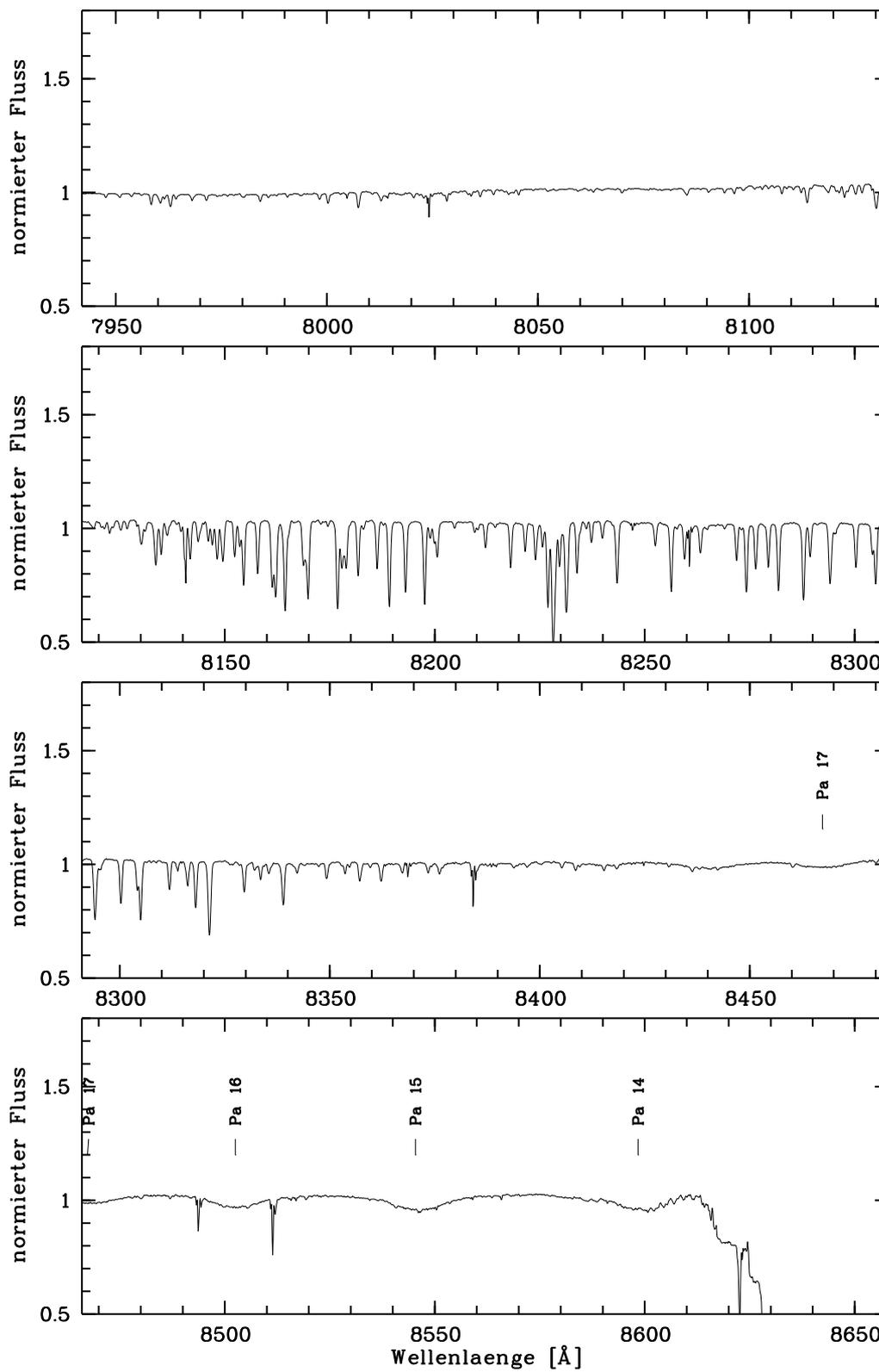


Abbildung B.7: Spektrum von HD 64760 im Bereich von 7940 Å bis 8660 Å.

Anhang C

Spektralatlas von ζ Orionis

Auf den folgenden Seiten ist das zeitlich gemittelte Gesamtspektrum von ζ Orionis dargestellt. Die Auflösung beträgt im gesamten Bereich $\lambda/\Delta\lambda = 20\,000$. Die wichtigsten Linien sind gekennzeichnet.

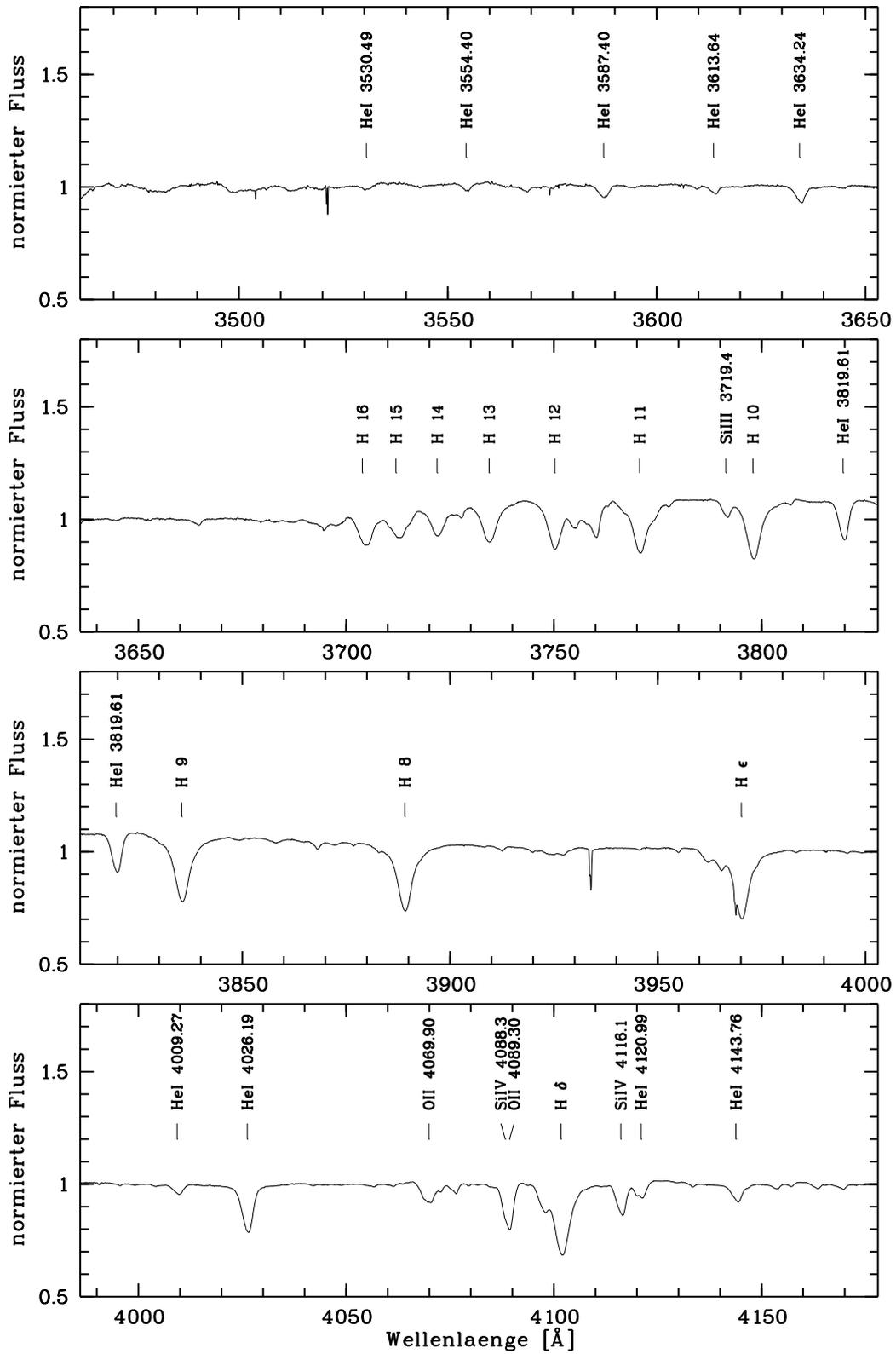


Abbildung C.1: Spektrum von ζ Orionis im Bereich von 3460 \AA bis 4180 \AA .

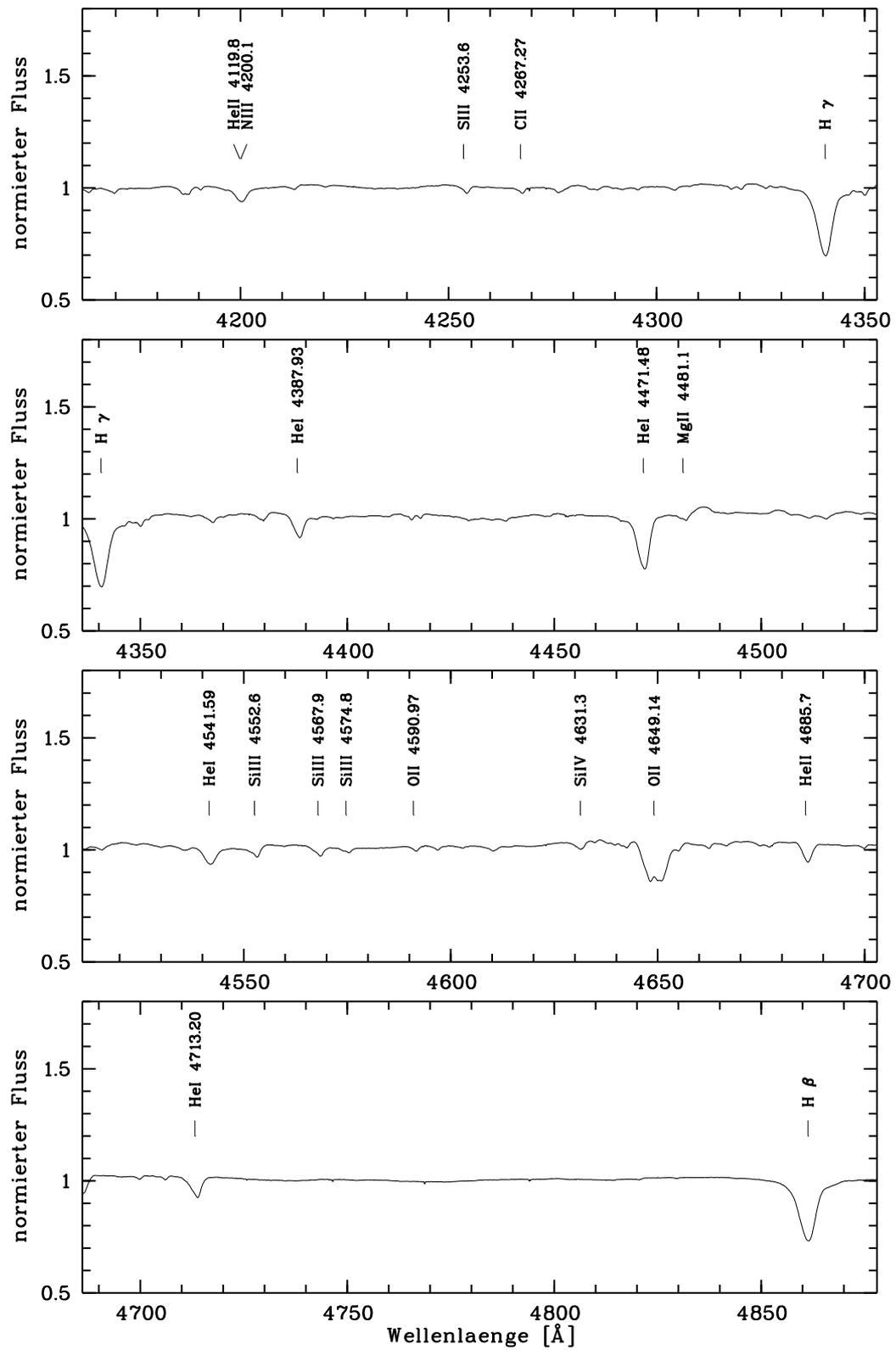


Abbildung C.2: Spektrum von ζ Orionis im Bereich von 4160 Å bis 4880 Å.

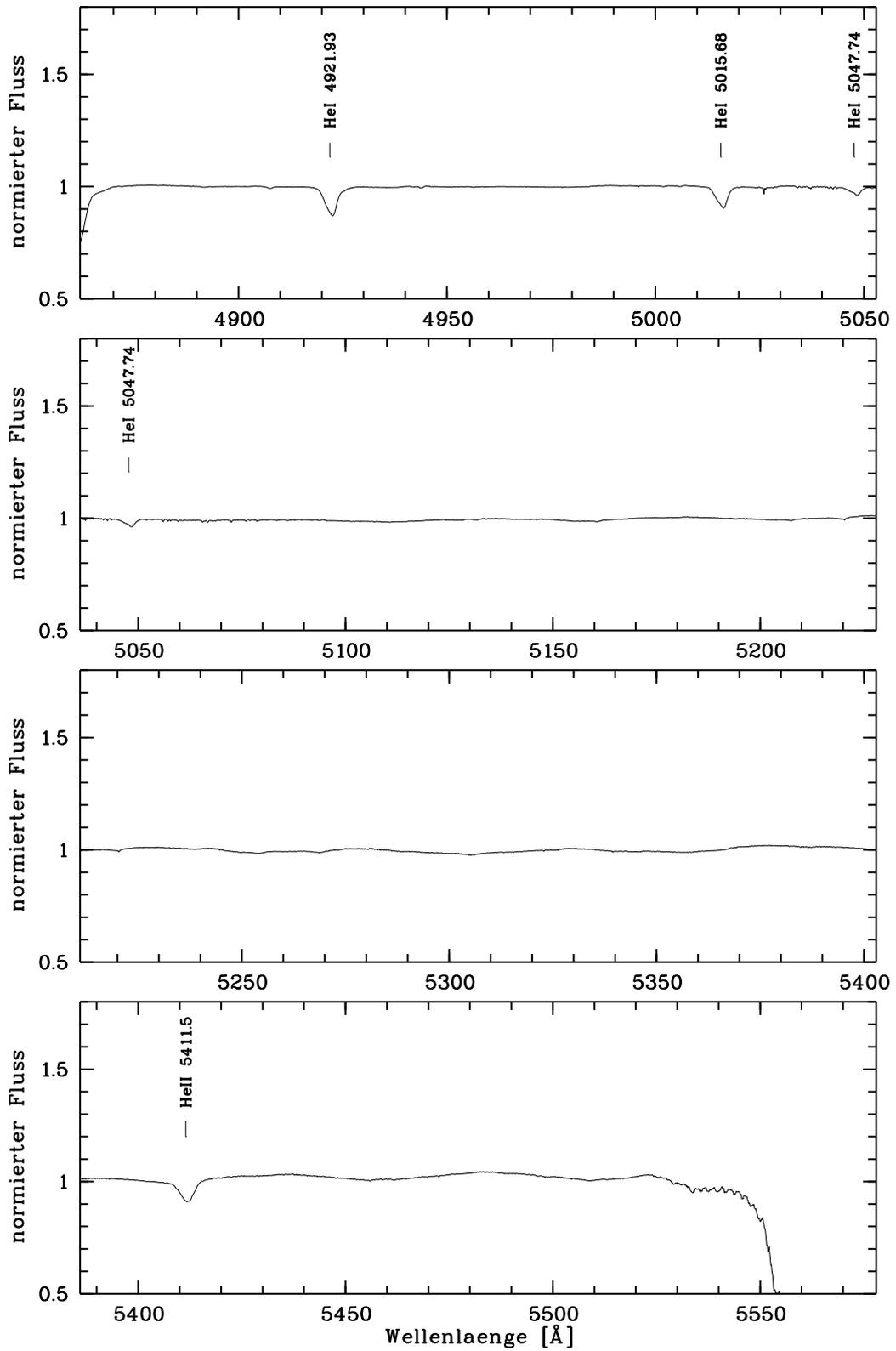


Abbildung C.3: Spektrum von ζ Orionis im Bereich von 4160 Å bis 5580 Å.

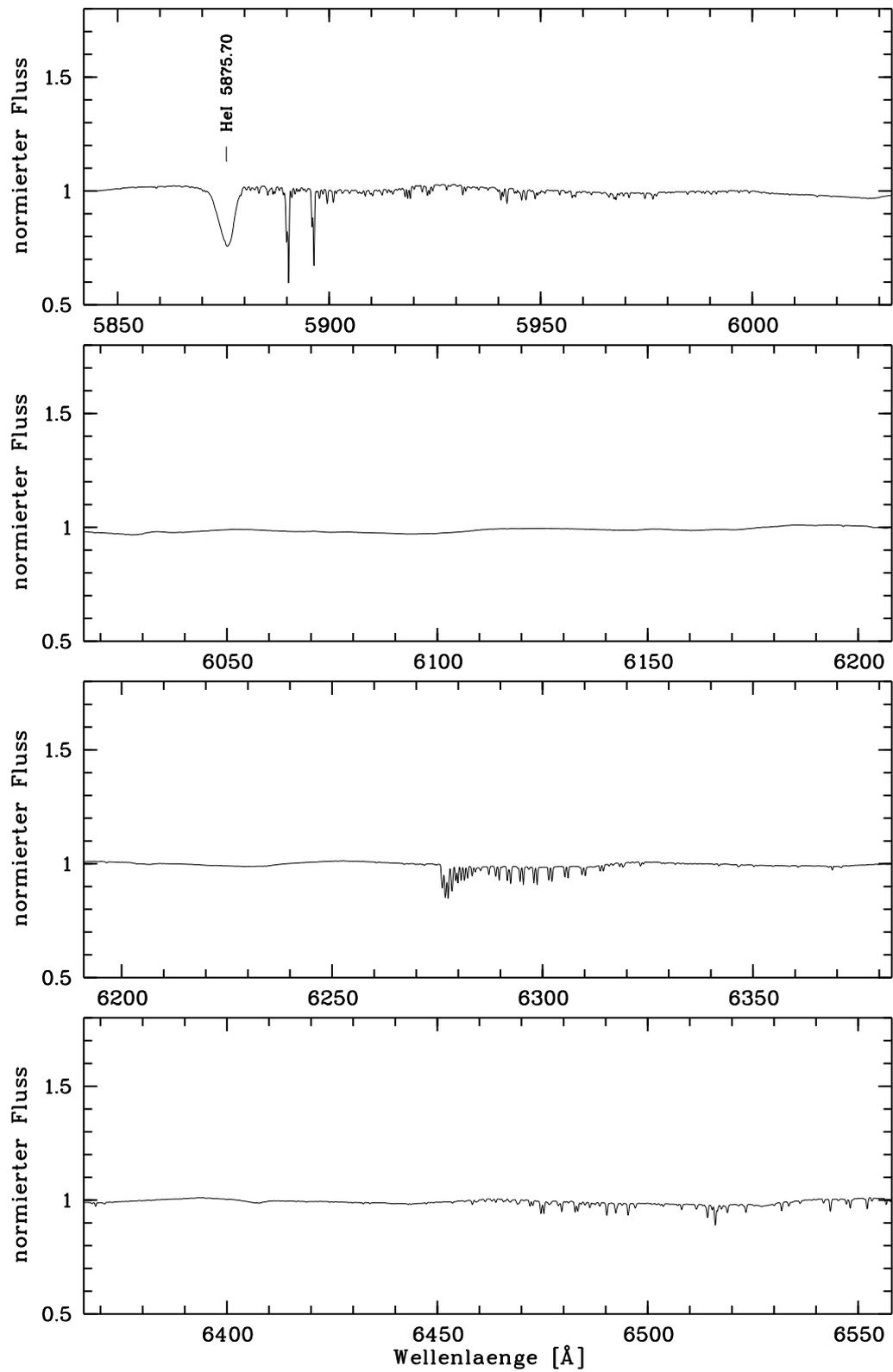


Abbildung C.4: Spektrum von ζ Orionis im Bereich von 5840 Å bis 6560 Å.

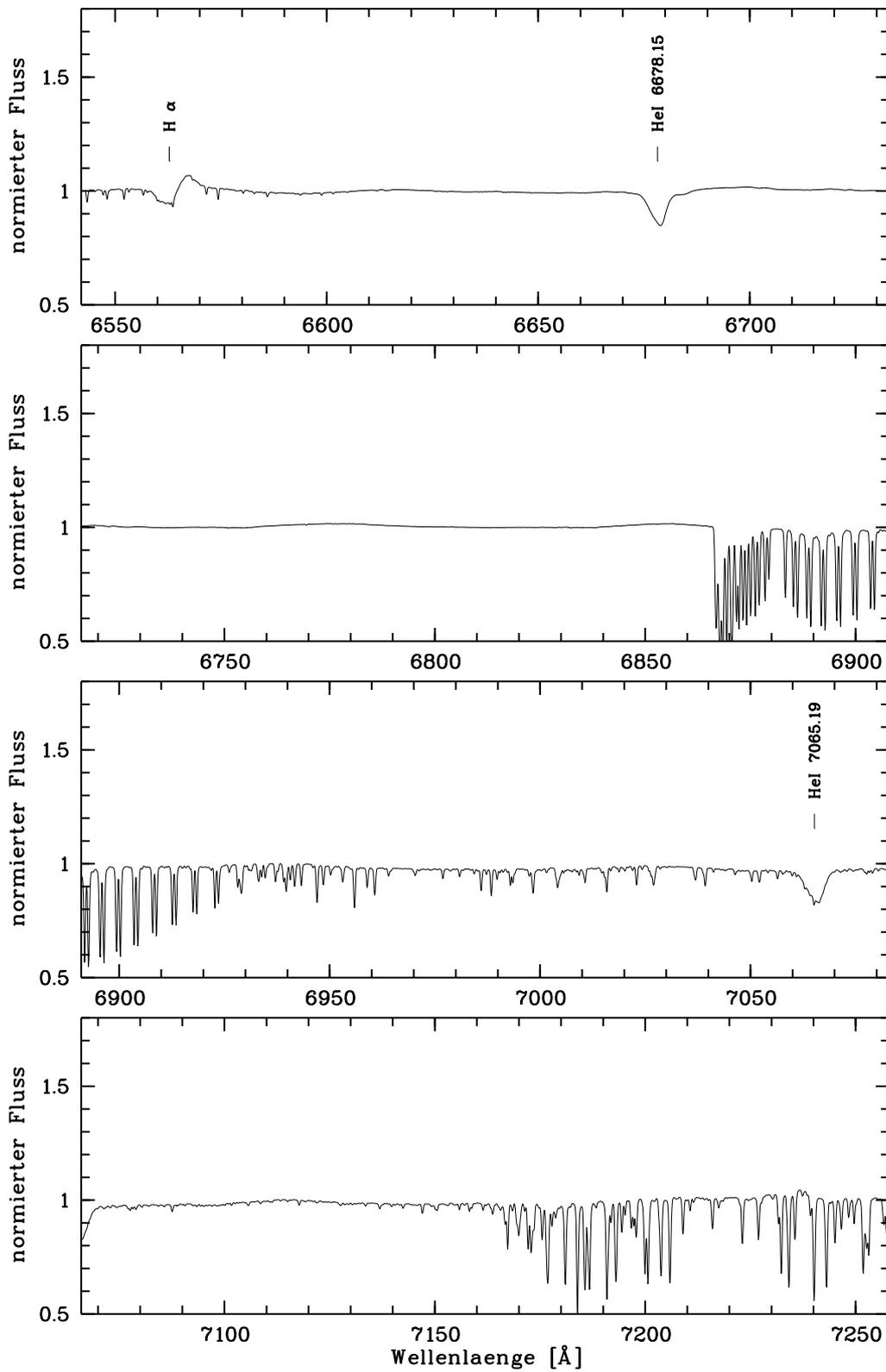


Abbildung C.5: Spektrum von ζ Orionis im Bereich von 6540 \AA bis 7260 \AA .

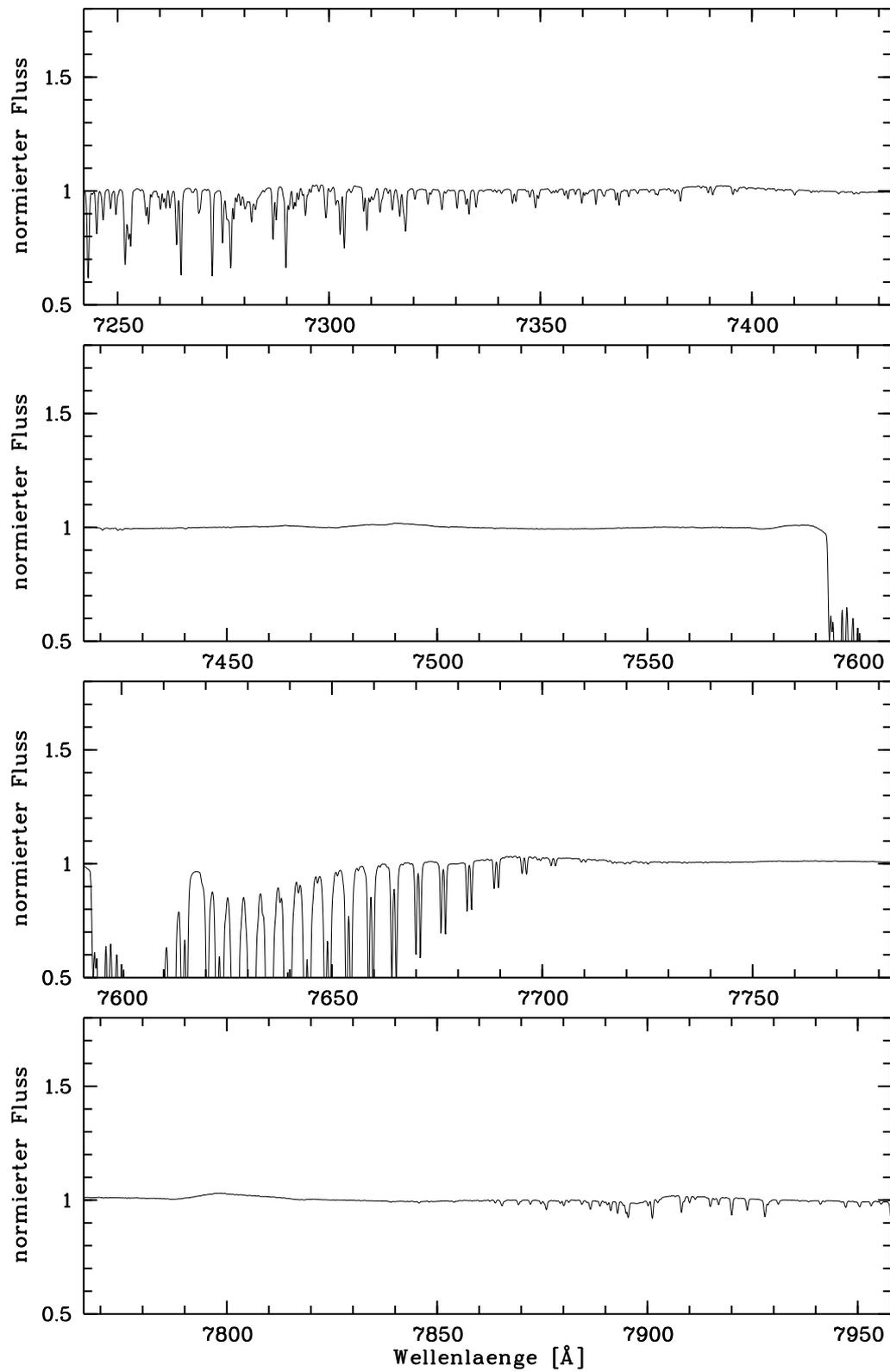


Abbildung C.6: Spektrum von ζ Orionis im Bereich von 7240 Å bis 7960 Å.

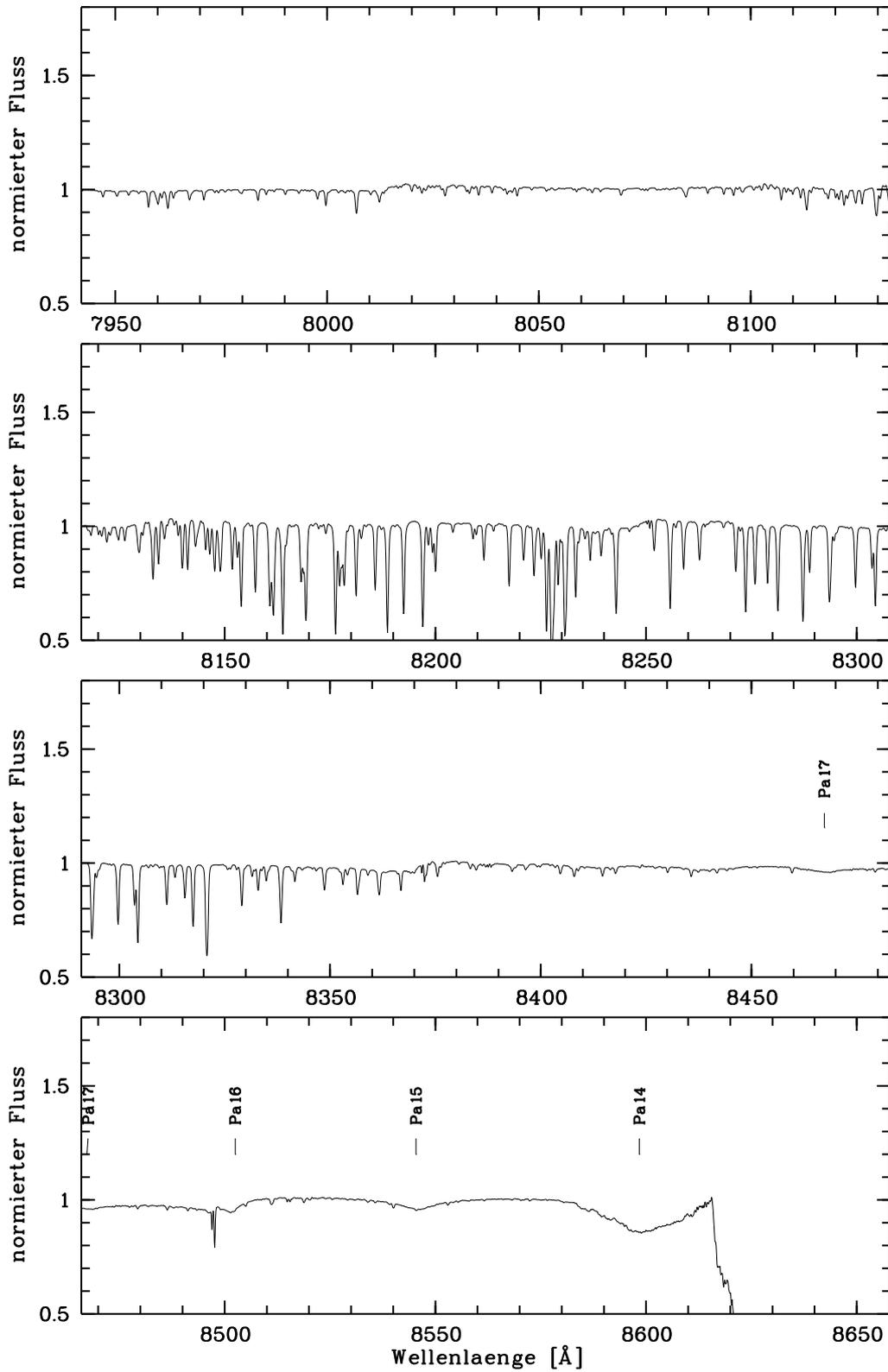


Abbildung C.7: Spektrum von ζ Orionis im Bereich von 7940 Å bis 8660 Å.

Anhang D

Spektralatlas von χ Aurigae

Auf den folgenden Seiten ist das zeitlich gemittelte Gesamtspektrum von χ Aurigae dargestellt. Die Auflösung beträgt im gesamten Bereich $\lambda/\Delta\lambda = 20\,000$. Die wichtigsten Linien sind gekennzeichnet.

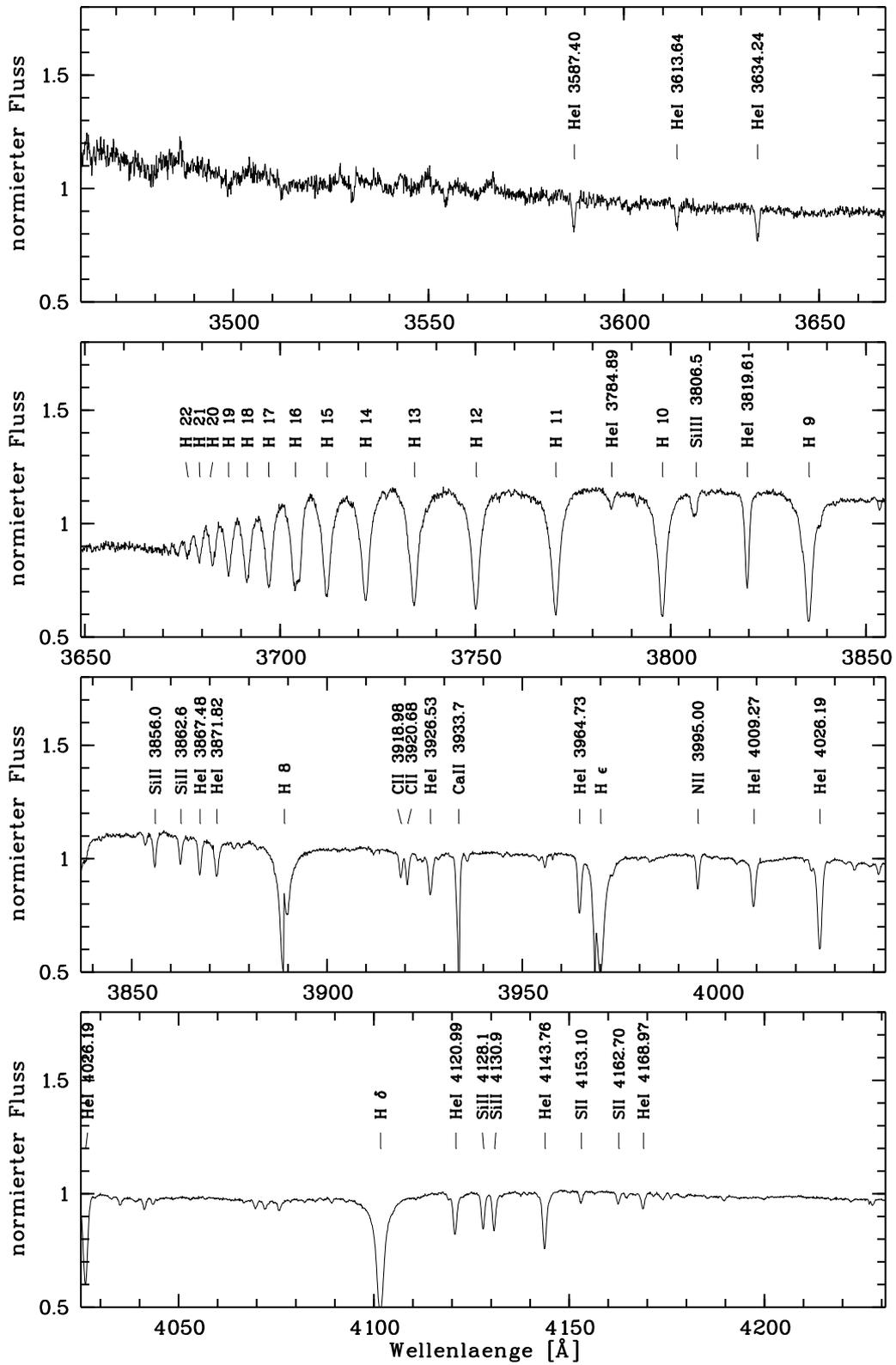


Abbildung D.1: Spektrum von χ Aurigae im Bereich von 3460 Å bis 4180 Å.

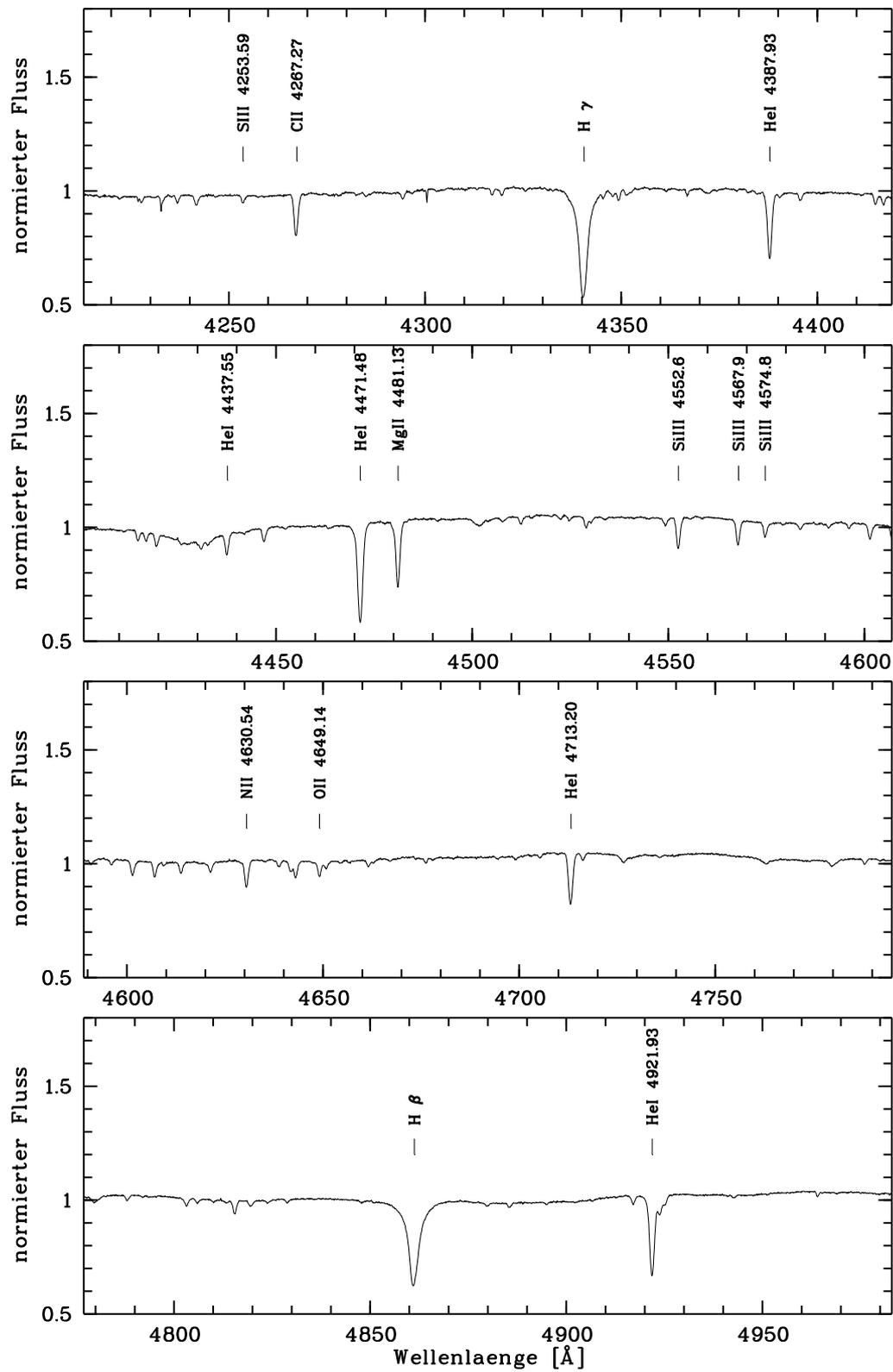


Abbildung D.2: Spektrum von χ Aurigae im Bereich von 4160 \AA bis 4880 \AA .

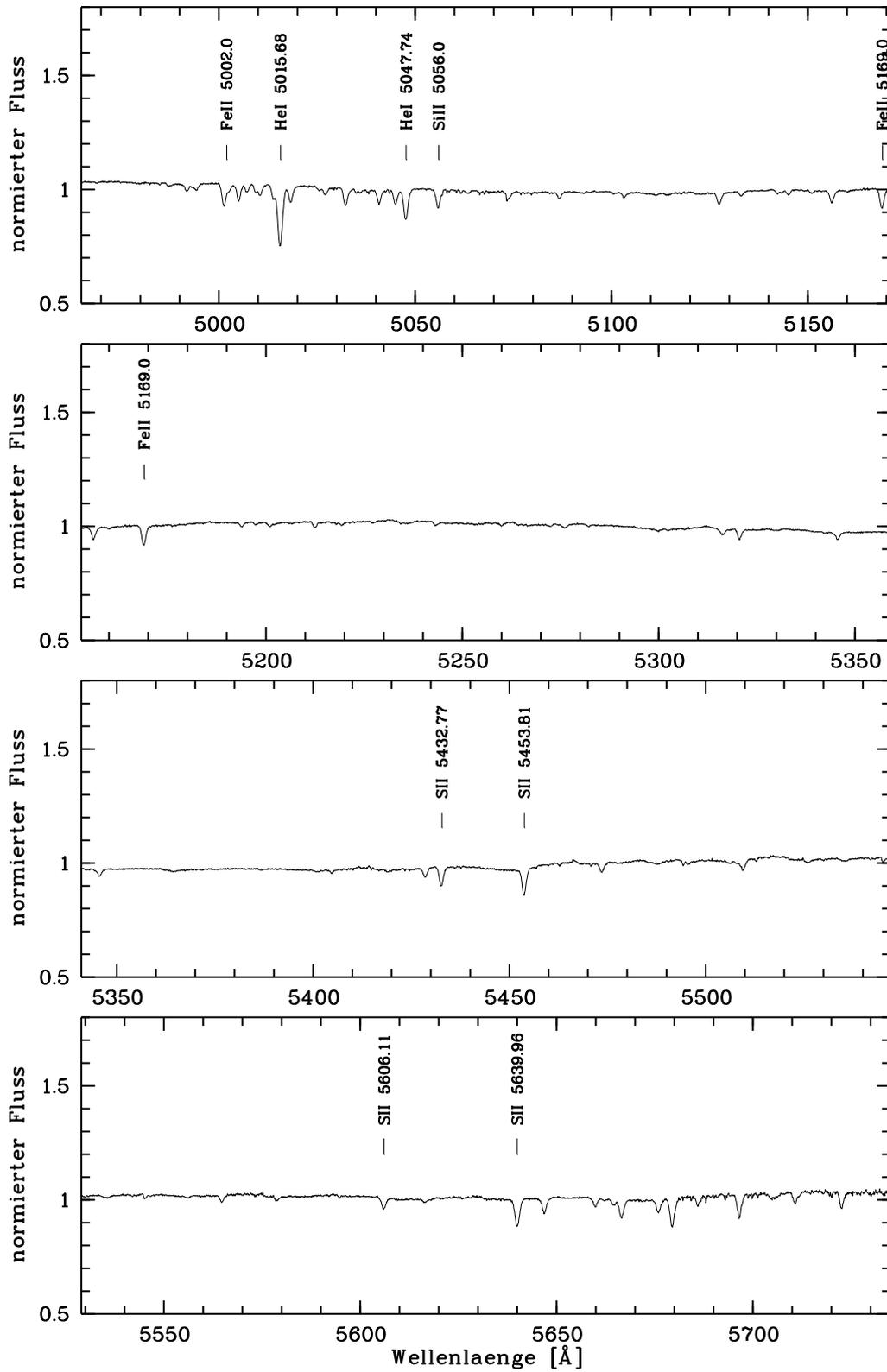


Abbildung D.3: Spektrum von χ Aurigae im Bereich von 4160 Å bis 5580 Å.

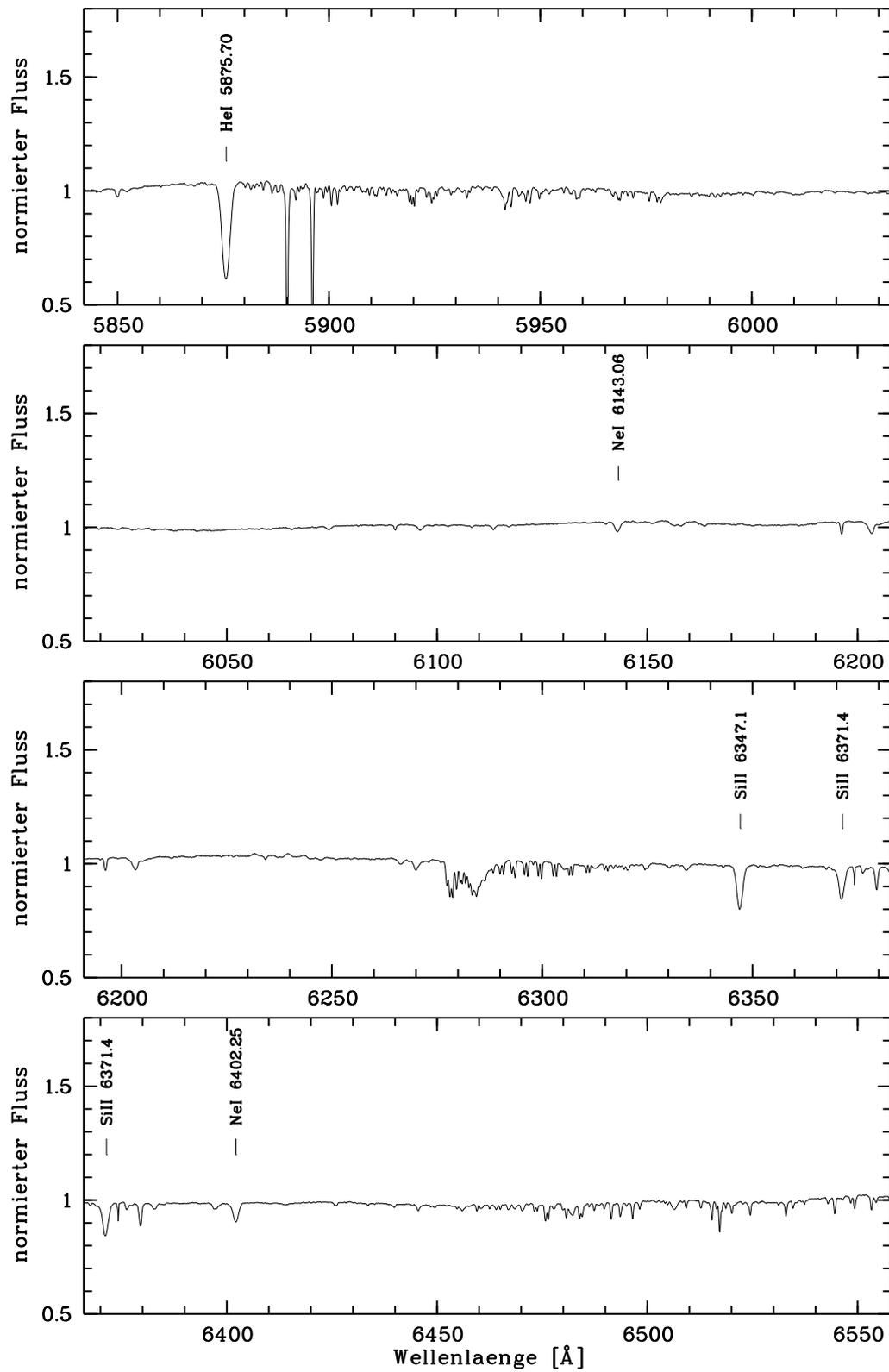


Abbildung D.4: Spektrum von χ Aurigae im Bereich von 5840 Å bis 6560 Å.

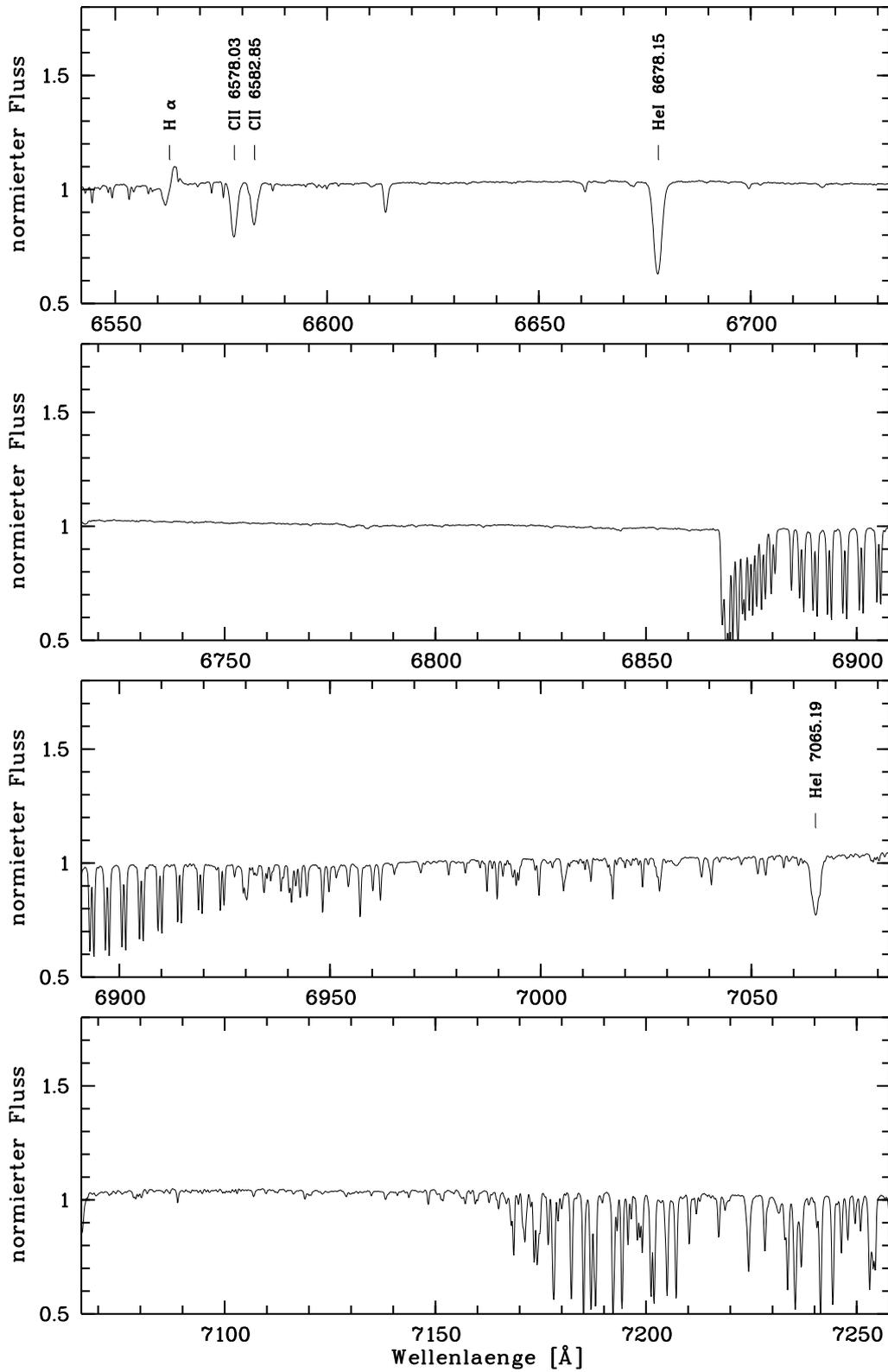


Abbildung D.5: Spektrum von χ Aurigae im Bereich von 6540 \AA bis 7260 \AA .

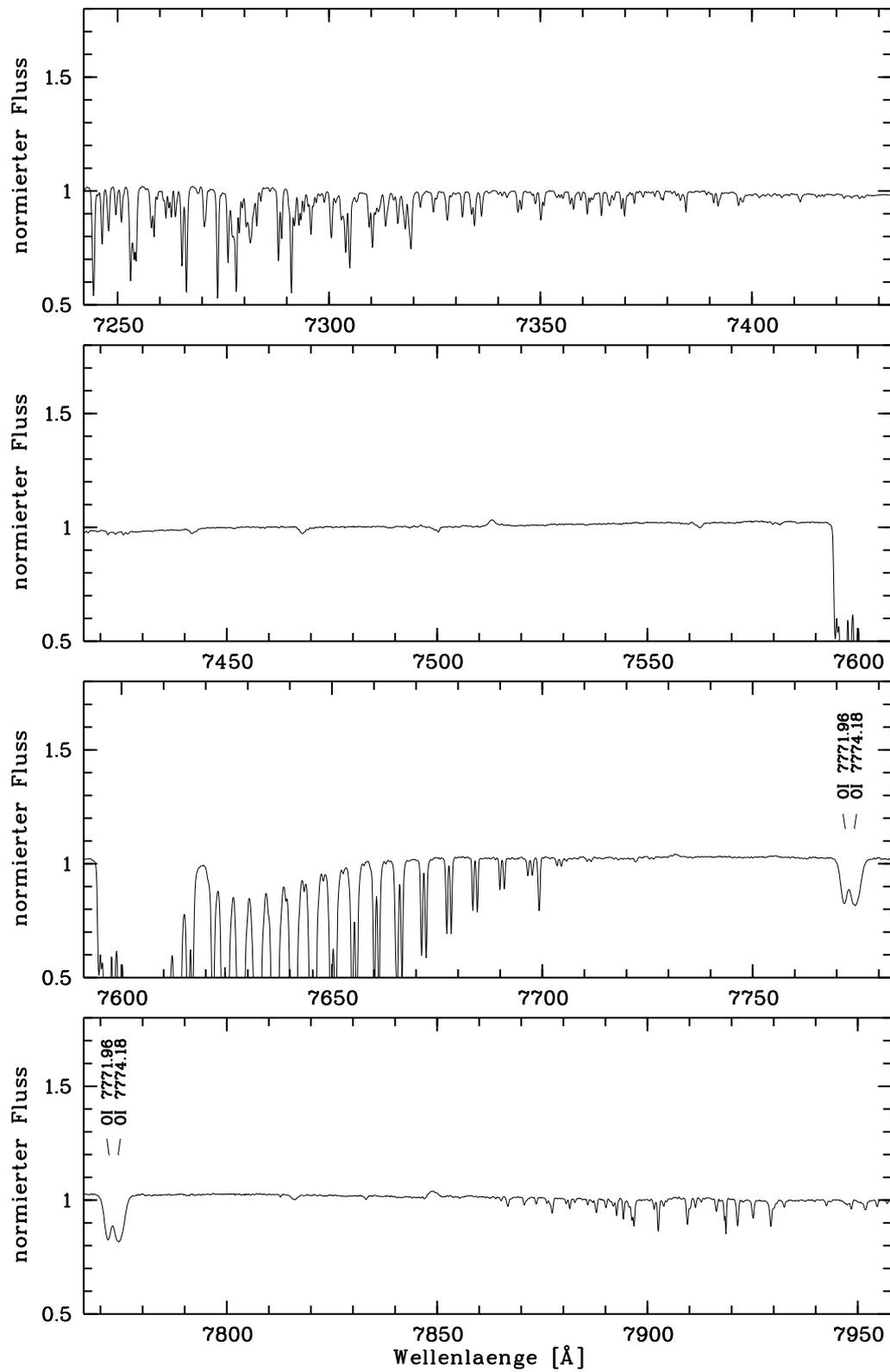


Abbildung D.6: Spektrum von χ Aurigae im Bereich von 7240 Å bis 7960 Å.

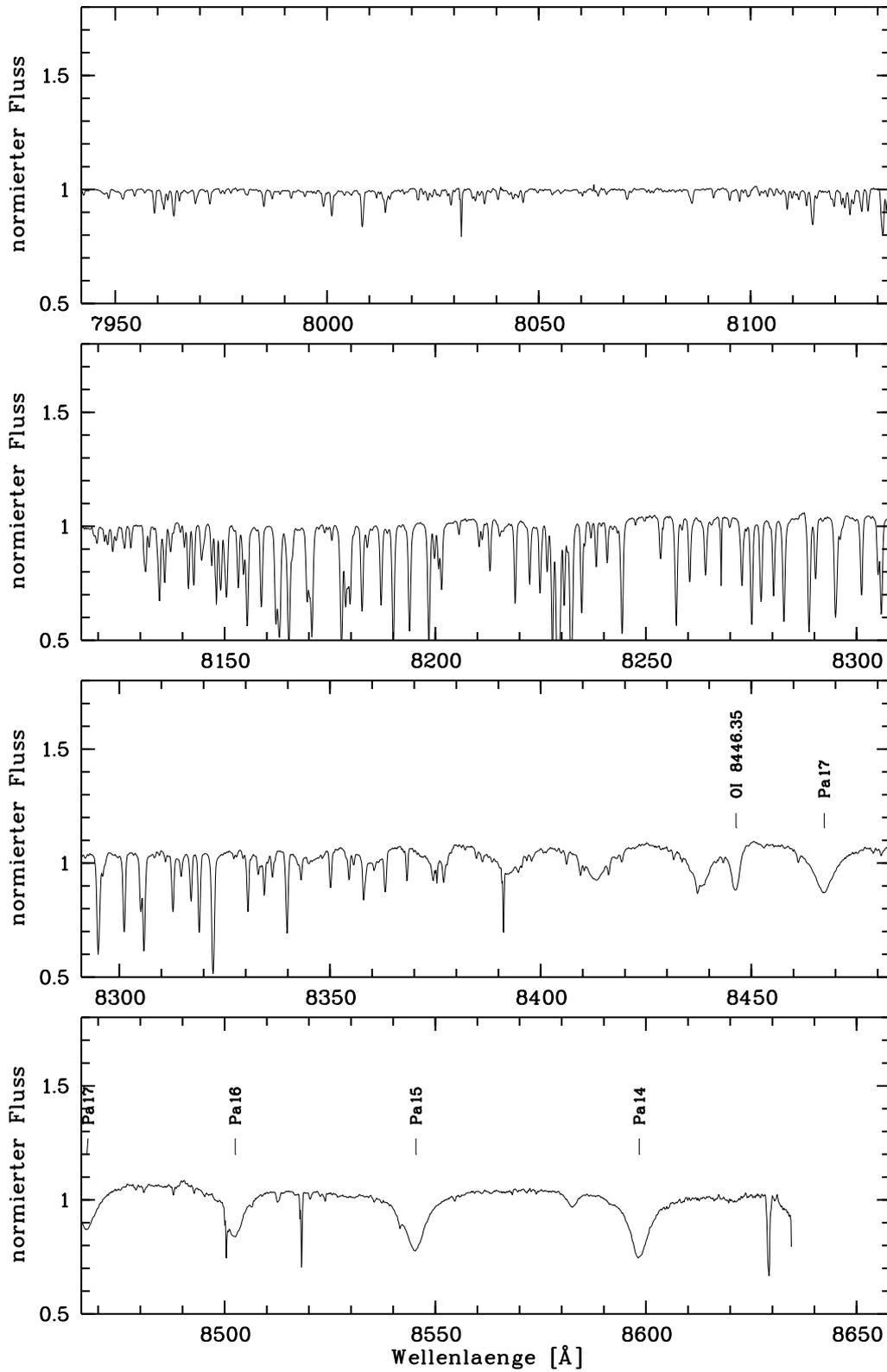


Abbildung D.7: Spektrum von χ Aurigae im Bereich von 7940 Å bis 8660 Å.

Literatur

Abbott D.C., 1982, *ApJ* **259**, 282

Appenzeller, 1998, private Mitteilung

Azzopardi M., 1981, *Structure and Distance Modulus of the SMC from Blue Supergiants*, In: D'Ororico S., Baade D., Kjær K. (editors) *Proceedings of the ESO Workshop: The Most Massive Stars*, Garching, S. 227

Beals C.S., 1931, *Pub. Dominion Astrophysical Obs.* **4**, 271

Bjorkman J.E., Cassinelli J.P., 1993, *ApJ* **409**, 429

Brahe T., 1573, *De Nova Stella* (Hafniae: Lorentz Benedict)

Castor J.I., Abbott D.C., Klein R.I., 1975, *ApJ* **195**, 157

Chiosi C., Maeder A., 1986, *The evolution of massive stars with mass loss*, *ARA&A* **24**, 329

Cranmer S.R., Owocki S.P., 1996, *ApJ* **462**, 469

Deeming T.J., 1975, *A&AS* **36**, 137

de Groot M., 1985, *Irish Astronomical Journal* **17**, 263

de Jong J.A., Henrichs H.F., Schrijvers C., Gies D.R., Telting J.H., Kaper L., Zwarthoed G.A.A., 1999, *A&A* **345**, 172

Frost E.B., Adams W.S., 1903, *ApJ* **18**, 383

Fullerton A.W., Gies D.R., Bolton C., 1996, *ApJS* **103**, 475

Fullerton A.W., Massa D.L., Prinja R.K., Owocki S.P., Cranmer S.R., 1997, *A&A* **327**, 699

Fullerton A.W., 1998a, private Mitteilung

Fullerton A.W., 1998b, *Rotationally Modulates Winds of O-Stars* In: Wolf B., Stahl O., Fullerton A.W. (editors) *Proceedings of the IAU Colloquium No. 169*, Heidelberg, S. 3

Gäng Th., 1993, Diplomarbeit, Landessternwarte Königstuhl, Universität Heidelberg

- Hensberge H., Verschueren W., 1989, *ESO Messenger* **58**, 51
- Horne K., 1986, *PASP* **98**, 109
- Howarth I.D., Prinja R.K., Massa D., 1995, *ApJL* **452**, 65
- Howarth I.D., Siebert K.W., Hussain G.A.J., Prinja R.K., 1997, *MNRAS* **284**, 265
- Howarth I.D., Townsend R.H.D., Clayton M.J., Fullerton A.W., Gies D.R., Massa D., Prinja R.K., Reid A.H.N., 1998, *MNRAS* **296**, 949
- Humphreys R., McElroy D. B., 1984, *ApJ* **284**, 565
- Kaper L., Fullerton A.W., Baade D., de Jong J., Henrichs H., Zaal P., 1997, *Cyclical Variability in O–Star Winds* In: Kaper L., Fullerton A.W. (editors) *Proceedings of the ESO Workshop: Cyclical Variability in Stellar Winds*, Garching, S. 103
- Kaper L., Fullerton A.W., Baade D., de Jong J., Henrichs H., Zaal P., 1998, *O–Star Wind Variability in the Ultraviolet and Optical Range* In: Wolf B., Stahl O., Fullerton A.W. (editors) *Proceedings of the IAU Colloquium No. 169*, Heidelberg, S. 193
- Kaufer A., Stahl O., Wolf B., Gäng Th., Gummersbach C.A., Kovács J., Mandel H., Szeifert Th., 1996a, *A&A* **305**, 887
- Kaufer A., Stahl O., Wolf B., Gäng Th., Gummersbach C.A., Jankovics I., Kovács J., Mandel H., Peitz J., Szeifert Th., 1996b, *A&A* **314**, 599
- Kaufer A., 1996c, Dissertation, Landessternwarte Königstuhl, Universität Heidelberg
- Kaufer A., Stahl O., Wolf B., Gäng Th., Gummersbach C.A., Jankovics I., Kovács J., Mandel H., Peitz J., Rivinius Th., Szeifert Th., 1997, *A&A* **320**, 273
- Kaufer A., Stahl O., Tubbesing S., Nørregaard P., Avila G., Francois P., Pasquini L., Pizzella A., 1999, *Commissioning FEROS, the New High-resolution Spectrograph at La Silla*, In: *The ESO Messenger* **95**, S. 8
- Kudritzki R.-P., Pauldrach A., Puls J., 1987, *A&A* **173**, 293 Kudritzki R.-P., 1995, *Quantitative Spectroscopy Of Luminous Blue Stars in Distant Galaxies*, In: Walsh J.R., Danziger I.J. (editors), *Proceedings of the ESO–Workshop: Science with the VLT*, Springer, S. 246
- Kudritzki R.-P., Puls J., Lennon D.J., Venn K.A., Reetz J., Najarro F., McCarthy J.K., Herrero A., 1999, *A&A* **350**, 970
- Kurucz R.L., Peytremann E., 1975, *A Table of Semiempirical gf Values*, SAO Special report **362**, Cambridge
- Lamers H.J.G.L.M., Leitherer C., 1993, *ApJ* **412**, 771
- Lamers H.J.G.L.M., 1994, *Astrophysics Space Science*, **221**, 41

- Lamers H.J.G.L.M., Snow T.P., Lindholm D.M., 1995, *ApJ* **455**, 269
- Lamers H.J.G.L.M., Cassinelli J.P., 1999, *Introduction to Stellar Winds*, Cambridge University Press, S. 46
- Lennon D.J., Dufton P.L., Fitzsimmons A., 1993, *A&AS* **97**, 559
- Lomb N.R., 1976, *Ap&SS* **39**, 47
- Lovy D., Maeder A., Noëls A., Gabriel M., 1984, *A&A* **133**, 307
- Lucy L.B., Solomon P., 1970, *ApJ* **159**, 879
- Mandel H., 1988a, Dissertation, Landessternwarte Königstuhl, Universität Heidelberg
- Mandel H., 1988b, *High Resolution Spectroscopy with a fiber-linked Echelle-Spectrograph*, In: Cayrel de Strobel G., Spite M. (editors) IAU Symposium 132, Kluwer, S. 9
- Massa D., Fullerton A.W., Nichols J.S., Owocki S.P., Prinja R.K., St-Louis N., Willis A.J., Altner B., Bolton C.T., Cassinelli J.P., Cohen D., Cooper R.G., Feldmeier A., Gayley K.G., Harries T., Heap S.R., Henriksen R.N., Howarth I.D., Hubeny I., Kambe E., Kaper L., Koenigsberger G., Marchenko S., McCandliss S.R., Moffat A.F.J., Nugis T., Puls J., Robert C., Schulte-Ladbeck R.E., Smith L.J., Smith M.A., Waldorn W.L., White R.L., 1995, *ApJL* **452**, 53
- Mathys G., 1998, *Direct Observational Evidence for Magnetic Fields in Hot Stars* In: Wolf B., Stahl O., Fullerton A.W. (editors) Proceedings of the IAU Colloquium No. 169, Heidelberg, S. 95
- Moore C.E., 1945, *A Multiplet Table of Astrophysical Interest*, Contributions from the Princeton University Observatory No. **20**, Princeton, New Jersey
- Owocki S.P., 1990, *Reviews in Modern Astronomy* **3**, 98
- Owocki S.P., Cranmer S.R., Fullerton A.W., 1995, *ApJL* **453**, 37
- Parker E.N., 1958, *ApJ* **128**, 664
- Parker E.N., 1960, *ApJ* **132**, 821
- Pauldrach A.W.A., Puls J., Kudritzki R.-P., 1986, *A&A* **164**, 86
- Pauldrach A.W.A., Puls J., 1990, *A&A* **237**, 409
- Prinja R.K., Barlow M.J., 1990, *ApJ* **361**, 607
- Prinja R.K., Massa D., Fullerton A.W., 1995, *ApJL* **452**, 61
- Raja T., Wolf M., 1998, *A&A* **331**, 550
- Reid A.H.N., Bolton C.T., Crowe R.A., Fieldus M.S., Fullerton A.W., Gies D.R., Howarth I.D., McDavid D., Prinja R.K., Smith K.C., 1993, *ApJ* **417**, 320

- Rivinus Th., 1995, Diplomarbeit, Landessternwarte Königstuhl, Universität Heidelberg
- Rivinius Th., Stahl O., Wolf B., Kaufer A., Gäng Th., Gummersbach C.A., Jankovics I., Kovács J., Mandel H., Peitz J., Szeifert Th., Lamers H.J.G.L.M., 1996, *A&A* **318**, 819
- Roberts D.H., Lehár J., Dreher J.W., 1987, *AJ* **93**, 968
- Scargle J.H., 1982, *ApJ* **263**, 835
- Schaefer D.R., 1996, Diplomarbeit, Landessternwarte Königstuhl, Universität Heidelberg
- Schaller G, Schaerer D., Meynet G., Maeder A., 1992, *A&AS* **96**, 269
- Seitter C., 1970, *Atlas for objective prism spectra*, F. Dümmler Verlag, Bonn
- Stahl O., 1990, *Reviews in Modern Astronomy* **3**, 286
- Stahl O., Mandel H., Wolf B., Gäng Th., Kaufer A., Kneer R., Szeifert Th., Zhao F., 1993, *A&AS* **99**, 167
- Stahl O., Kaufer A., Wolf B., Gäng Th., Gummersbach C.A., Kovacs J., Mandel H., Rivinius Th., Szeifert Th., Zhao F., 1995, *The Journal of Astronomical Data* **1**, 3
- Telting J.H., Kaper L., 1994, *A&A* **284**, 515
- Tubbesing S., 1998, Diplomarbeit, Landessternwarte Königstuhl, Universität Heidelberg
- Verschueren W., Hensberge H., 1990, *A&A* **240**, 216
- Wolf B., 1992, *Reviews in Modern Astronomy* **5**, 1
- Wolf B., Stahl O., Fullerton A.W. (editors), 1998, *Variable and Non-spherical Stellar Winds in Luminous Hot Stars*, Proceedings of the IAU Colloquium No. 169, Heidelberg
- Wolf B., Rivinius Th., 1998, *Variable Winds in Early B-Hypergiants* In: Wolf B., Stahl O., Fullerton A.W. (editors) Proceedings of the IAU Colloquium No. 169, Heidelberg, S. 222
- Young R.K., 1916, Pub. DAO Ottawa, Vol. 4, **1**, 1

Abkürzungen

<i>A&A</i>	=	Astronomy and Astrophysics
<i>A&AS</i>	=	Astronomy and Astrophysics Supplement Series
<i>ARA&A</i>	=	Annual Review of Astronomy and Astrophysics
<i>AJ</i>	=	Astronomical Journal
<i>ApJ</i>	=	Astrophysical Journal
<i>ApJS</i>	=	Astrophysical Journal Supplement Series
<i>Ap&SS</i>	=	Astrophysics and Space Science
<i>MNRAS</i>	=	Monthly Notes of the Royal Astronomical Society
<i>PASP</i>	=	Publications of the Astronomical Society of the Pacific

Danksagung

Mit der dreijährigen, nicht immer befriedigenden Arbeit an dieser Dissertation hat sich bei mir eine nicht geringe Dankeschuld angesammelt. Es sind derer viele, denen ich zu Dank verpflichtet bin, und nur eine geringe Zahl davon können hier beim Namen genannt werden. Diejenigen, die hier nun vergessen werden, mögen es mit Nachsicht nehmen und mir diesen Faux Pas am Ende einer langen Nacht der letzten Korrekturen verzeihen. Mein aufrichtiger Dank gilt:

- Herrn Prof. Wolf für die Vergabe des interessanten Themas und die gute Betreuung während der dreijährigen Arbeit,
- Otmar Stahl und nochmals Herrn Prof. Wolf, die gemeinsam die Finanzierung der Stelle durch eine Förderung der Deutschen Forschungsgemeinschaft (Sta 288/5-2) sichergestellt haben,
- Herrn Prof. Ulmschneider für die Erstellung des zweiten Gutachtens,
- Herrn Prof. Appenzeller für die Möglichkeit, diese Arbeit an der Landessternwarte Heidelberg durchführen zu können und für seinen offenen Führungsstil, der das außerordentlich gute Arbeitsklima, das stets an der Landessternwarte herrscht, gedeihen läßt,
- Andreas Kaufer für seine zahllosen Tips, für das ständige Interesse an dieser Arbeit und letztlich für die fundamentalen Vorarbeiten, ohne die diese Arbeit niemals möglich gewesen wäre,
- nochmals Otmar Stahl für seine ständige Hilfsbereitschaft bei den unzähligen kleinen und großen Problemen mit der Soft- und Hardware, für sein stets offenes Ohr für meine Fragen und sein Interesse an dieser Arbeit,
- wiederum Otmar Stahl, nochmals Andreas Kaufer und schließlich Eckhard Sutorius für das sorgfältige Korrekturlesen,
- den zahlreichen, unermüdlichen Beobachtern der verschiedenen Beobachtungskampagnen in Heidelberg, auf La Silla und auf dem Calar Alto,
- den Mitgliedern der Heidelberger HOT STAR GROUP für die gute Zusammenarbeit, insbesondere Jörg Schweickhardt und Sascha Tubbesing für all die vielen Gespräche an der Sternwarte, im Bus, in der Bergbahn, etc. über Astronomie und viele andere Dinge mehr,

- Tobias Dierig, der nicht nur während der gemeinsamen Schulzeit und des gemeinsamen Studiums sondern auch während der Promotion immer Zeit fand, mich bei allen möglichen Problemen mit Rat und Tat zu unterstützen,
- vielen anderen, ohne die *gestern, heute und morgen* vieles keinen Spaß gemacht hätte und machen würde ...