

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Ansgar Reiners
aus Friesoythe

1999

Magnetfelder heißer Sterne an den Beispielen σ Ori E und θ^1 Ori C

Die Diplomarbeit wurde von Ansgar Reiners ausgeführt an der
Landessternwarte Heidelberg Königstuhl
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Bernhard Wolf

Zusammenfassung

Auf der Grundlage hochauflösender FEROS- und HEROS-Spektren wurden die Linienprofilvariationen des B-Sterns σ Ori E und des O-Sterns θ^1 Ori C untersucht. Die Rotationsgeschwindigkeiten und Inklinationswinkel wurden bestimmt. Es ergab sich für σ Ori E: $v_{\text{rot}} = (225 \pm 50) \text{ km s}^{-1}$, $i = (39 \pm 10)^\circ$; für θ^1 Ori C: $v_{\text{rot}} = (38 \pm 3) \text{ km s}^{-1}$, $i = (52 \pm 10)^\circ$, sowie ein Radius von $R = (11.5 \pm 1.0) R_\odot$. Mit Hilfe der Simulationscodes BRUCE und KYLIE konnten die zeitlichen Verläufe der photosphärischen Absorptionslinien modelliert werden. Dabei wurden die Profilvariationen auf räumliche Häufigkeitsunterschiede der Ionen zurückgeführt. Nach den Modellen existieren auf σ Ori E zwei einander gegenüberliegende Kappen, in denen Helium überhäufig, die Metalle unterhäufig vorkommen. Eine ähnliche Anordnung erklärt die Profilvariationen von θ^1 Ori C. Dort sind Metalle und Helium in den Kappen unterhäufig. Die Kappen konnten mit den Polen eines magnetischen Dipols identifiziert werden, auf θ^1 Ori C mußte ein dezentrierter Dipol angenommen werden. Das Verhalten der Ionenhäufigkeiten steht in Einklang mit den gängigen Theorien. Durch den zeitlichen Abstand der Daten des IUE-Satelliten zu den FEROS-Daten wurde die Rotationsperiode von σ Ori E genauer bestimmt zu $P = 1.19084 \text{ d}$. Zur Modellierung der oberhalb der Sternoberfläche entstehenden Emissionslinien von θ^1 Ori C wurde eine Monte-Carlo Simulation erstellt, welche Spektren beliebiger Materieverteilungen in beliebigen Geschwindigkeitsfeldern berechnet. Eine Parameterstudie wurde durchgeführt. Durch die Annahme eines rein emissiven Windes konnte das Verhalten von θ^1 Ori C nicht erklärt werden.

Abstract

Hot Star Magnetic Fields at the examples of σ Ori E and θ^1 Ori C

On the basis of high-resolution FEROS- and HEROS-spectra the line-profile variations of the B-star σ Ori E and of the O-star θ^1 Ori C were investigated. The rotational velocity and inclination angle were redetermined: For σ Ori E $v_{\text{rot}} = (225 \pm 50) \text{ km s}^{-1}$, $i = (39 \pm 10)^\circ$; for θ^1 Ori C $v_{\text{rot}} = (38 \pm 3) \text{ km s}^{-1}$, $i = (52 \pm 10)^\circ$, furthermore $R = (11.5 \pm 1.0) R_\odot$. Using the simulation codes BRUCE and KYLIE the temporal variations of the photospheric absorption lines were modeled. The profile variations were attributed to spatial abundance variations. On σ Ori E two caps turned out to be placed at opposite positions on the star, in the caps helium is enriched, the metals are depleted. A similar arrangement explains the profile variations of θ^1 Ori C. In that case metals and helium are depleted in the caps. It was possible to identify the caps with the poles of a magnetic dipole, in the case of θ^1 Ori C a decentered dipole had to be assumed. The ion abundances are in agreement with the current theories. The rotational period of σ Ori E was redetermined making use of the large temporal distance between the IUE- and the FEROS-spectra yielding $P = 1.19084 \text{ d}$. A Monte-Carlo simulation able to calculate spectra from arbitrary arranged material in an arbitrary velocity field was built with intent to model the emission lines originating above the stellar surface. A parameter study was done. It was not possible to explain the behaviour of θ^1 Ori C with the assumption of a purely emitting wind.



Pferdekopf-Nebel mit σ Ori E



Orion-Nebel mit θ^1 Ori C

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Ap-Bp-Sterne	1
1.2	Der schiefe Rotator	4
1.3	Fraktionierter Wind	5
1.4	Linienprofilvariationen	7
1.5	Modellspektren	9
2	Programmsterne	11
2.1	σ Ori E	11
2.2	θ^1 Ori C	13
3	Datenaufnahme und Reduktion	17
3.1	FEROS	17
3.2	Reduktion	19
3.3	Datensätze	21
4	Datenanalyse	27
4.1	σ Ori E	27
4.1.1	Visuelles Spektrum	27
4.1.2	Spektroskopische Variationen	28
4.1.3	Linienanalysen	30
4.1.4	Interpretation	36
4.2	θ^1 Ori C	42
4.2.1	Visuelles Spektrum	42
4.2.2	Spektroskopische Variationen	42
4.2.3	Linienanalysen der Absorptionslinien	44
4.2.4	Emission	49
4.2.5	Interpretation	54
5	Diskussion und Ausblick	61
A	Spektralatlas	67

B Äquivalentbreiten	77
B.1 σ Ori E	77
B.2 θ^1 Ori C	83
C Parameterstudie	87
Literaturverzeichnis	95

Kapitel 1

Einführung

Das Streben nach dem Verständnis des Sternaufbaus und der Vorgänge, die in Sternatmosphären ablaufen, erfordert oft ein enges Zusammenspiel unterschiedlicher Disziplinen und die Zusammenführung von Beobachtungsdaten aus verschiedenen Bereichen der Astronomie.

Ein Beispiel ist die Suche nach stellaren Magnetfeldern, welche einerseits direkt nachgewiesen, aber auch indirekt über ihre Auswirkungen auf die Sternoberfläche gefunden werden können. Starke Magnetfelder existieren beispielsweise auf so extremen Objekten wie Weißen Zwergen oder Neutronensternen. Bekannte Phänomene sind aber auch die Felder von Ap-Bp-Sternen. Dort wurden Variabilitäten der Elementhäufigkeiten festgestellt, die auf Flecken auf der Sternoberfläche zurückgeführt werden. Diese Flecken erklärt man durch die Existenz magnetischer Felder, an deren Polen eine andere Elementhäufigkeit als am magnetischen Äquator durch die unterschiedliche Stellung der Magnetfeldlinien zur Sternoberfläche hervorgerufen wird.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Frage, ob dieser Ansatz auf Sterne höherer Temperaturen erweitert werden kann. Dazu wurde anhand von FEROS-Spektren eine detaillierte Zeitserienanalyse von σ Ori E und θ^1 Ori C durchgeführt und jeweils ein Modell der Häufigkeitsverteilung verschiedener Elemente erstellt.

1.1 Ap-Bp-Sterne

Hauptreihensterne der Spektralklasse A mit einer oder mehreren Linien abnorm häufiger Elemente klassifiziert man als Ap-Sterne. In ihren Spektren treten scharfe Linien von Chrom, Mangan, Silizium oder Strontium sowie seltener Erden wie Europium und Gadolinium auf. Eine Untersuchung von 31 Ap-Sternen zeigte, daß die auf die Beobachtungsrichtung projizierte Rotationsgeschwindigkeit $v \sin i$ bei 89 % der untersuchten Ap-Sterne unter 80 km s^{-1} liegt, bei 210 untersuchten Sternen der Typen B0–F5 waren es hingegen nur 36 %. Die Ap-Sterne bilden also eine Gruppe relativ langsam rotierender Sterne.

Nach höheren Temperaturen schließen sich den Ap-Sternen die heliumarmen Sterne an, die die Gruppe in die Spektralklasse B erweitern. Osmer & Peterson (1974) schlugen erstmals vor, diese Reihe durch die heliumreichen Sterne auszuweiten. Diese sind eine kleine Gruppe von Sternen der Spektralklasse B2 V, die ungewöhnlich starke Heliumlinien aufweisen. Sie zeigen ein breites Spektrum von Phänomenen; Wasserstoff-, Helium-, Silizium- und weitere Linien variieren mit Perioden von einigen Tagen. Viele Objekte der genannten Gruppen zeigen Linienvariabilitäten vor allem in den abnormen Linien.

Landstreet & Borra (Landstreet & Borra, 1980; Borra & Landstreet, 1979; Borra & Landstreet, 1980), fanden mit Polarimetrie über eine photoelektrische Pockels-Zelle veränderliche Magnetfelder auf einigen Vertretern dieser Klassen. Der erste heliumreiche Stern, auf dem ein Magnetfeld nachgewiesen wurde, war σ Ori E (Landstreet & Borra, 1978). Man faßt diese Sterne als Ap-Bp-Sterne zusammen, sie lassen sich in der Reihenfolge aufsteigender Effektivtemperatur unterteilen in SrCrEu, Si⁺, Si, HgMn, heliumarme und heliumreiche Sterne. Ihre Positionen im Hertzsprung-Russell Diagramm (HRD) zeigt Abbildung 1.1.

Fraglich ist nach wie vor, ob sich die Reihe zu noch höheren Temperaturen hin erweitern läßt, ob es also O-Sterne gibt, bei denen sich Magnetfelder nachweisen lassen und die ebenfalls Linienvariabilitäten zeigen.

Die Linienstärken und die Magnetfelder dieser Sterne variieren oft periodisch, so daß eine gemeinsame Erklärung für beide Phänomene naheliegt.

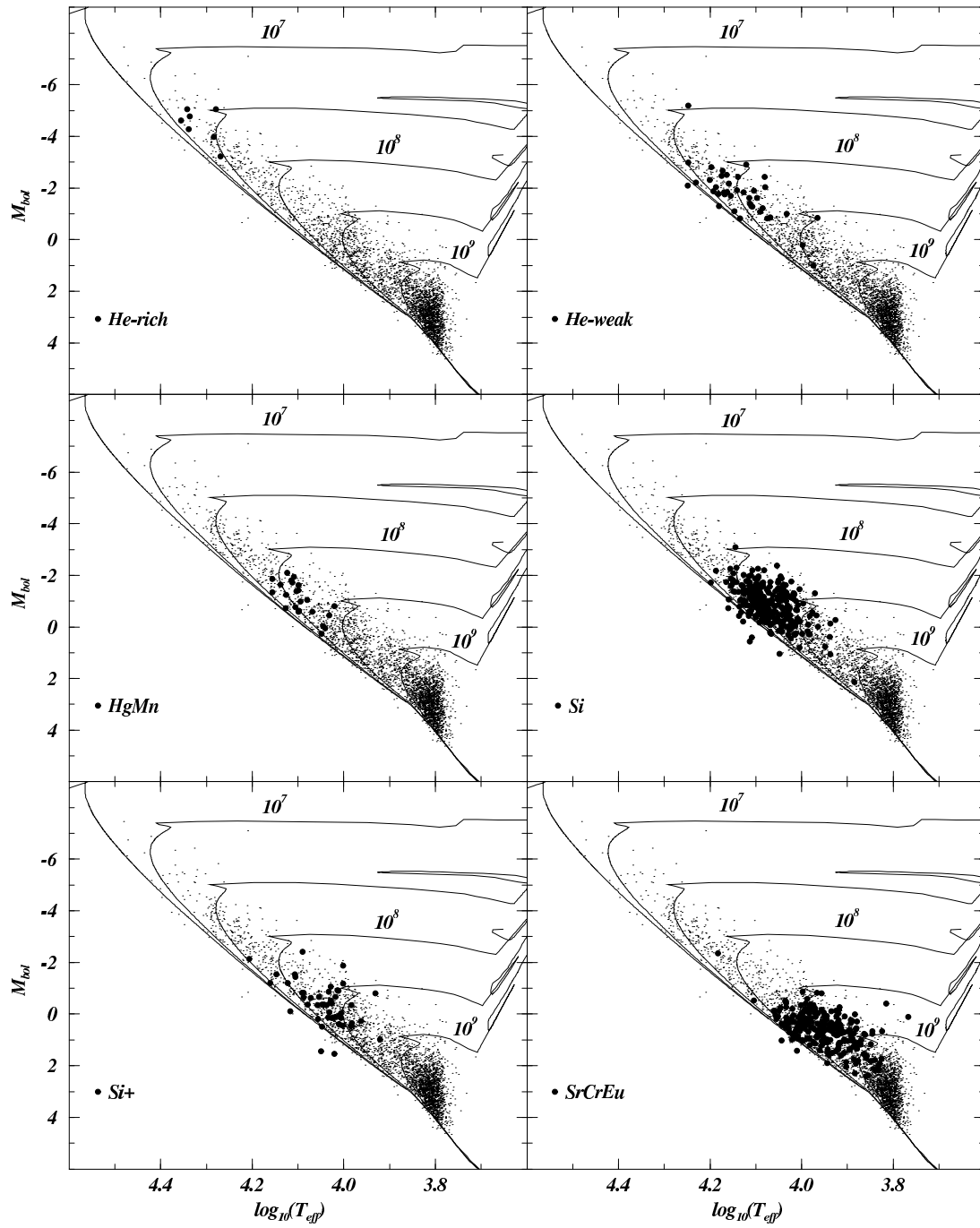


Abbildung 1.1: HRD der Ap-Bp-Sterne (große Punkte). Kleine Punkte sind A- bzw. B-Sterne mit normalen Häufigkeiten. Die Zahlen an den Isochronen kennzeichnen das Alter in Jahren.

1.2 Der schiefe Rotator

Stellare Magnetfelder können nach der Phase der Sternentstehung als fossile Felder erhalten geblieben sein, oder auch durch den sogenannten Dynamo-Effekt (Alfvén & Fälthammar, 1963) entstehen. Im einfachsten Fall bildet sich ein makroskopisches Dipolfeld, so daß der Stern zwei magnetische Pole erhält, die i.a. nicht mit den Rotationspolen zusammenfallen. Da die Abklingzeiten solcher Felder wesentlich größer sind als die Rotationsperiode, drehen sie sich starr mit. Die Feldlinien stehen an den magnetischen Polen senkrecht auf der Sternoberfläche, am magnetischen Äquator verlaufen sie parallel dazu (Abb. 1.2 links). Die Magnetfeldkonfiguration beeinflusst die Häufigkeitsverteilung der Elemente, was i.a. zu Flecken größerer oder geringerer Elementhäufigkeit an den magnetischen Polen führt. Der Mechanismus wird in Abschnitt 1.3 erläutert.

Da sich das Magnetfeld starr mit dem Stern dreht, rotieren auch die Flecken bzw. der Ring mit dem Stern. Beobachtet man einen solchen Stern, kommt neben der Schiefe des Magnetfelds β noch der Inklinationswinkel der Drehachse i als entscheidender Parameter hinzu. Abhängig von der Rotationsgeschwindigkeit und den genannten Parametern führen die Elementverteilungen so zu Linienprofilvariationen, deren Periode mit der Rotationsperiode übereinstimmt. Zur Erläuterung der Parameter siehe Abbildung 1.2 rechts.

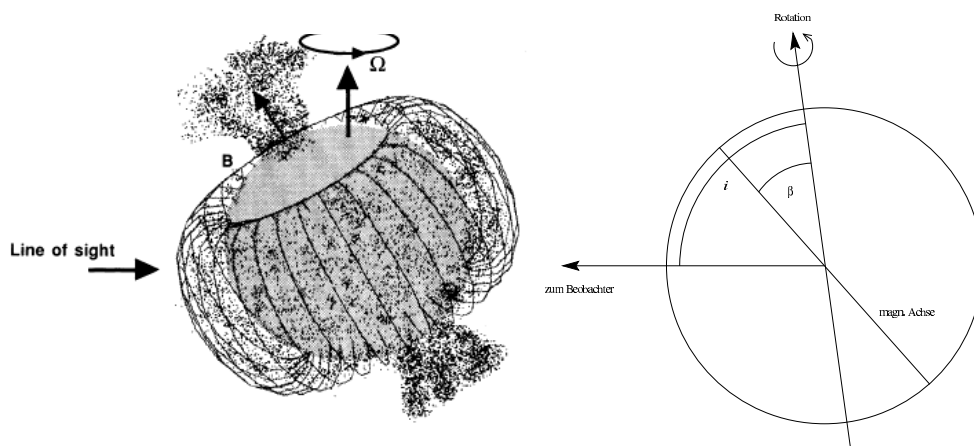


Abbildung 1.2: Der schiefe Rotator.

1.3 Fraktionierter Wind

Das Verhalten der Ionen im Magnetfeld heißer Sterne unterscheidet sich aufgrund der hohen Temperaturen und des damit verbundenen hohen Strahlungsdrucks erheblich von dem auf kühleren Sternen. Michaud et al. (1981; 1987) zeigten, daß in Verbindung mit einem Massenverlust die Häufigkeit von Helium in der Photosphäre nicht nur von den Vorgängen in der Atmosphäre, sondern auch von denen im Sternwind bzw. in der Hülle beeinflusst wird.

Im allgemeinen werden die Metalle bzw. Metallionen vom Strahlungsdruck des Sterns nach außen beschleunigt. Ionen von Wasserstoff und Helium können nicht direkt durch die Strahlung beschleunigt werden und müssen durch Coulombstöße mit den Metallionen mitgerissen werden. Die Kopplung ist besonders im Falle des Heliums abhängig von dessen Ionisationsstufe.

Springmann & Pauldrach (1992) zeigten, daß die „Reibung“ zwischen diesen passiven Elementen H und He mit den Metallionen nicht zwingend zu einem homogenen Wind führen muß. Babel (1995; 1996) untersuchte den liniengetriebenen Wind auf A- u. B-Sternen auf das Verhalten des Wasserstoffs. Er fand, daß bei genügend hoher Schwerebeschleunigung und hoher Geschwindigkeit der Metallionen die Wasserstoffionen nur noch zu einem geringen Anteil mitbeschleunigt werden können, sie werden aber in höhere Schichten angehoben, wodurch sich die Wasserstoffhäufigkeit geringfügig erhöht, der Stern erscheint wasserstoffreich.

Hunger & Groote (1999) berücksichtigten zusätzlich Heliumionen. Sie entwarfen ein Windmodell, das aus Wasserstoff, Helium und Metallen besteht. Dabei spielt nun der temperaturabhängige Ionisationsgrad des Heliums eine entscheidende Rolle. Je höher das Helium ionisiert ist, desto besser können die Metallionen über die Coulomb-Wechselwirkung an die Heliumionen koppeln. Zweites entscheidendes Kriterium ist auch hier die Geschwindigkeit der Metallionen. Ist diese im Wind zu hoch, können die Ionen ebenfalls nur sehr ineffizient koppeln, und das Helium kann nicht mitgerissen werden.

Die Geschwindigkeit der Metallionen hängt wie der Ionisationsgrad des Heliums von der Effektivtemperatur des Sterns ab. Das temperaturabhängige Heliumverhalten kann also qualitativ folgendermaßen zusammengefaßt werden:

- Bei niedrigen Temperaturen steht nur wenig Strahlungsdruck zur Beschleunigung zur Verfügung. Es entsteht nur ein sehr leichter Wind, der die Elementhäufigkeiten nicht effektiv beeinflussen kann.
- Bei höheren Temperaturen bildet sich ein liniengetriebener Metallwind aus. Helium ist aber noch nicht ionisiert, es kann nicht effektiv an die Metallionen koppeln, die Heliumhäufigkeit wird nicht beeinflusst. Die Metalle entkommen und werden an den Windzentren unterhäufig.
- Bei sehr hohen Temperaturen ($15\,000\text{ K} < T_{\text{eff}} < 25\,000\text{ K}$) ist Helium einfach ionisiert, es koppelt an den Metallwind und wird über die Sternober-

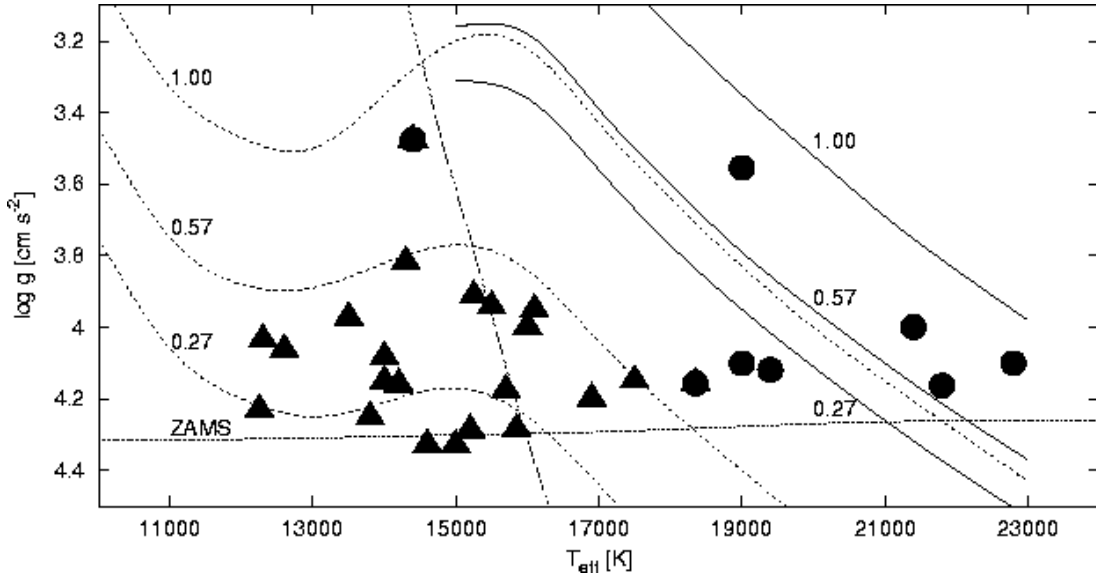


Abbildung 1.3: $\log g/T_{\text{eff}}$ -Diagramm heliumreicher und heliumarmer Sterne (Hunter & Groote, 1999). Die gestrichelten Linien (Babel, 1996) markieren die Anteile des Wasserstoffs (27%, 57%, 100%), der an die Metalle koppeln kann. Die durchgezogenen Linien bedeuten dasselbe für den Heliumanteil (solare Ausgangshäufigkeiten). Kreise markieren heliumreiche, Dreiecke heliumarme Sterne. Der Übergang, an dem Helium teilweise ionisiert ist — $n_{\text{He}^+}/(n_{\text{He}^+} + n_{\text{He}}) = 0.7$, ist durch die steile gestrichelte Linie bei $T_{\text{eff}} \simeq 15\,000$ K gekennzeichnet. Eine ähnliche Linie am Übergang zum zweifach ionisierten Helium liegt bei etwa $30\,000$ K.

fläche angehoben. In einiger Höhe werden aber die Metallionen zu schnell und die Kopplung zwischen ihnen und den Heliumionen wird ineffizient. Die Schwerebeschleunigung überwiegt über die Beschleunigung durch den Metallwind und das Helium fällt zurück auf die Sternoberfläche.

Unter diesen Voraussetzungen wird Helium an den Stellen, auf die es zurückfällt, überhäufig. Die Metalle bleiben an den Windzentren unterhäufig.

- Bei noch höheren Temperaturen ($T_{\text{eff}} > 25\,000$ K) wird Helium zweifach ionisiert. Die Kopplung an den Metallwind wird so stark, daß die Heliumionen mit ihm mitgerissen werden und sich an den Windzentren auch heliumarme Gebiete ausbilden.

Das Verhalten der Ionen ist also empfindlich abhängig von T_{eff} und $\log g$. Abbildung 1.3 verdeutlicht diese Abhängigkeiten im $\log g/T_{\text{eff}}$ -Diagramm. Im Zusammenspiel mit einem magnetischen Dipolfeld können die Ionen sich nur entlang der magnetischen Feldlinien bewegen. Die Windzentren werden also stets an den magnetischen Polen sein. Im Fall eines Dipolfeldes erwartet man bei heißen Ster-

nen stets metallarme magnetische Pole, über $T_{\text{eff}} = 25\,000\text{ K}$ auch heliumarme Pole.

Fallen die Heliumionen wieder auf die Sternoberfläche zurück, so geschieht dies auch nur entlang der Feldlinien. Sie werden sich also ebenfalls an den magnetischen Polen niederschlagen. Man erwartet für Effektivtemperaturen zwischen 15 000 und 25 000 K bei geeigneter Schwerebeschleunigung also heliumreiche Kapfen an den magnetischen Polen.

Auf Sternen, die nicht über starke Magnetfelder verfügen, werden sich die Elemente nicht fleckenförmig anhäufen können. Sternwinde sind dort im einfachsten Fall sphärisch symmetrisch. Es wird zwar durch den Transport der verschiedenen Elemente an die Sternoberfläche zu beobachtbaren Veränderungen der Gesamthäufigkeit der Elemente kommen, Linienprofilvariationen sind dadurch aber nicht zu erwarten.

1.4 Linienprofilvariationen

An der Sternoberfläche vorhandenes Material absorbiert den im Innern abgestrahlten Fluß bei Wellenlängen, die für die Elemente charakteristisch sind. Ohne Rotation würden dabei scharfe¹ Absorptionslinien im Spektrum entstehen. Rotiert der Stern, so bewegt sich die eine Seite auf den Beobachter zu, die andere von ihm weg. Der dadurch hervorgerufene Dopplereffekt führt zu einer Linienverbreiterung, die Absorptionslinie wird trogförmig, die Äquivalentbreite unsaturierter Linien bleibt dieselbe wie ohne Rotation. Einzelne Linienabschnitte in solchen Profilen können Oberflächenabschnitten des Sterns zugeordnet werden.

In einem Koordinatensystem wie in Abbildung 1.4 (links), der Beobachter befindet sich also in Richtung der z -Achse, liege die Rotationsachse des Sterns in der y - z Ebene. Die x - y Ebene steht senkrecht auf der Beobachtungsrichtung. Ist v die äquatoriale Rotationsgeschwindigkeit, so ist die Geschwindigkeit eines Punktes auf der Sternoberfläche

$$\mathbf{v} = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{R}.$$

Die Dopplerverschiebung wird hervorgerufen durch die z -Komponente des Vektorprodukts, also durch $y\Omega_x - x\Omega_y$. Nach Wahl des Koordinatensystems ist $\Omega_x = 0$ und $\Omega_y = \Omega \sin i$. Somit ergibt sich

$$\Delta\lambda = v = x\Omega \sin i.$$

Alle Punkte auf dem Stern mit derselben x -Koordinate weisen also unter der Annahme einer starren Rotation die gleiche Wellenlängenverschiebung im Spektrum auf. Die Sternscheibe kann wie in Abbildung 1.4 (rechts) in Streifen gleicher

¹Effekte wie Druckverbreiterung und Zeemannaufspaltung seien hier vernachlässigt.

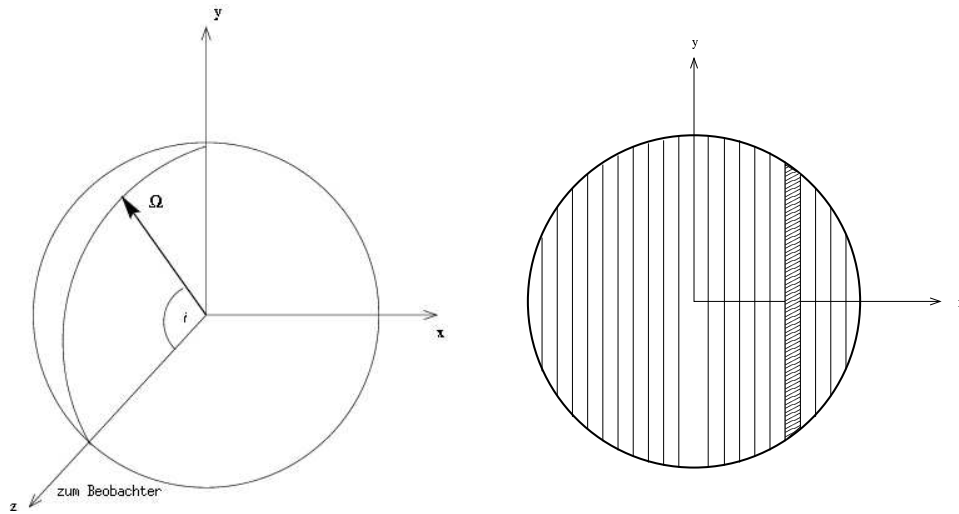


Abbildung 1.4: Links: verwendetes Koordinatensystem, Rechts: Die scheinbare Sternscheibe kann in Streifen gleicher Dopplerverschiebung eingeteilt werden.

Dopplerverschiebung eingeteilt werden. Die größte Verschiebung tritt am Rand auf, dort ist

$$\Delta\lambda = R \Omega \sin i = v \sin i.$$

Gibt es auf der Sternoberfläche Unterschiede zwischen solchen Streifen, die den Fluß beeinflussen, so bekommt das Linienprofil eine charakteristische Struktur, je nachdem wo der Fluß variiert wird. Die zu den jeweiligen Streifen korrespondierende Stelle im Linienprofil wird dadurch Einsenkungen oder Erhebungen aufweisen. Durch die Drehung wandern die Streifen auf der beobachteten Scheibe entlang und die Strukturen bewegen sich durch die Linie. Dies wird stets von der blauen Flanke der Linie zur roten hin passieren, da sich Punkte auf der Sternoberfläche zunächst auf den Beobachter zubewegen, auf der Vorderseite vorbeilaufen und sich schließlich nach hinten wieder wegbewegen. Rotierende Flecken oder andere Strukturen auf dem Stern zeigen also ein charakteristisches Muster in den Zeitserien.

Ähnliche Muster können auch durch nichtradiale Pulsationen hervorgerufen werden. Es handelt sich dabei um Eigenmodenschwingungen des Sterns, die über die Sternoberfläche nicht homogen verteilt sind, sondern sich in Form von Kugelflächenfunktionen darstellen lassen (Unno et al., 1989; Schrijvers et al., 1997). Damit ist es bereits gelungen, die spektroskopischen Variationen z.B. von μ Cen und $\omega(28)$ CMa erfolgreich zu reproduzieren (Rivinius, 1998; Maintz, 1999). In den vorliegenden Fällen sind aber die Variationsperioden an die durch unab-

hängige Messungen bestätigte Rotationsperiode des Sterns gekoppelt, was eine Erklärung durch mitrotierende Strukturen nahelegt.

1.5 Modellspektren

In den folgenden Kapiteln wird versucht, ein Modell der untersuchten Sterne auf der Grundlage der Beobachtungen zu erstellen. Dabei werden die Spektren der Modellsterne errechnet und mit den Daten verglichen. Zur Synthetisierung der Absorptionslinien dieser Spektren wurde das im Folgenden beschriebene Verfahren angewandt. Die Modellierung der Emissionslinien ist in Kapitel 4 ausgeführt.

Zunächst wurden die Modellatmosphären im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (Local Thermal Equilibrium – LTE) für alle in Frage kommenden Sternparameter benötigt. Dazu wurde das Programm ATLAS9 von Kurucz (1979; 1992) genutzt, das im vorliegenden Fall in Abhängigkeit von der Effektivtemperatur T_{eff} und der Schwerebeschleunigung g den Verlauf thermodynamischer Größen wie Temperatur, Druck, Dichte und Opazität der Gleichgewichtsatmosphären unter Zuhilfenahme von Liniendaten von über 58 Mio. Linien berechnet.

Diese LTE-Daten können von dem Linienentstehungsprogramm BHT (Baschek et al., 1966) verwendet werden, um die entsprechenden Linienprofile für vorgegebene Elementhäufigkeiten zu errechnen. Die Häufigkeit des Wasserstoffs ist dabei aber nicht modifizierbar, weshalb Wasserstofflinien nicht zur Analyse der Oberflächenstruktur verwendet werden konnten.

Mit dem Programm BRUCE kann eine Sternoberfläche eines rotierenden Sterns modelliert werden, dabei wird für einen Parametersatz, der den Radius und die Effektivtemperatur am Rotationspol, Masse, äquatoriale Rotationsgeschwindigkeit und den Inklinationswinkel umfasst, ein Punktgitter über die Sternoberfläche gelegt. Im vorliegenden Fall werden für etwa 51 000 Gitterpunkte die Position in ϑ und φ , die Temperatur, der Radius sowie die projizierten Geschwindigkeiten in ϑ - und φ -Richtung berechnet. Urprünglich wurde BRUCE zur Berechnung nicht-radialer Pulsationsmoden entwickelt, ist hier aber so erweitert worden, daß es mit dem Modul `bspot.f` möglich ist, Häufigkeitsverteilungen auf der Sternoberfläche zu simulieren. Die Berechnungen umfassen also auch die Elementhäufigkeit; die nichtradialen Pulsationen wurden ausgeschaltet.

Die von BRUCE gelieferten Daten werden dann vom Programm KYLIE, genauer von FKYLIE, zur Spektralsynthese benötigt. FKYLIE liest die von BRUCE gelieferten Parameter für die Gitterpunkte. Anhand der von BHT gelieferten Linienprofile wird dann der Fluß für jeden Gitterpunkt ermittelt und zum Gesamtfluß integriert.

Ein Modell besteht aus jeweils 20 Momentaufnahmen des Sterns, das Ergebnis ist also eine Serie aus 20 Flußspektren, die vom betreffenden Modell in konstanten Zeitabschnitten während einer Rotationsperiode hervorgerufen werden.

Eine detaillierte Beschreibung von ATLAS9 und BHT findet man z.B. in Gumpersbach (1998), die Vorgehensweisen von BRUCE und KYLIE sind desweiteren in Maintz (1999) bzw. in der Originalarbeit von R. Townsend (1997) beschrieben.

Kapitel 2

Programmsterne

Um zu überprüfen, ob die Erklärung der Linienprofilvariationen mit Hilfe des schiefen Rotators zu höheren Temperaturen hin erweitert werden kann, werden in dieser Arbeit der B-Stern σ Ori E sowie der O-Stern θ^1 Ori C untersucht.

2.1 σ Ori E

Die ungewöhnliche Stärke der Heliumlinien und die Existenz einer „Helium-Absorptions-Diskontinuität“ des B2Vp-Sterns σ Ori E (HD37479 = HR1932) wurden erstmals von Berger (1956) erwähnt. Die damals erhaltenen Sternparameter und das Spektrum sind von Greenstein & Wallerstein (1958) veröffentlicht worden. Seitdem gibt es eine kontinuierliche Serie von Untersuchungen zur Natur und den Eigenschaften dieses Sterns, den Kemp & Herman (1977) u.a. aufgrund seiner photometrischen Variabilität einen „kuriosen Bedeckungsveränderlichen“ nannten. Die photometrische Variabilität wird heute aber auf andere Ursachen zurückgeführt. Beobachtungsdaten von σ Ori E gibt es aus Spektroskopie, Photometrie, Magnetometrie und Polarimetrie (Groote & Hunger, 1976; Pedersen, 1979; Shore & Adelman, 1981; Bohlender, 1988; Walborn & Hesser, 1976; Hesser et al., 1977; Landstreet & Borra, 1978; Bohlender et al., 1987; Kemp & Herman, 1977; Drake et al., 1987; Berghöfer & Schmitt, 1994, um nur einige zu nennen), er ist somit der am besten studierte variable Bp-Stern. In Abbildung 2.1 sind die periodischen Veränderungen von einigen wichtigen Parametern gezeigt (Bohlender et al., 1987).

Der schiefe Rotator als Modell für σ Ori E wurde von Groote & Hunger (1997) diskutiert, sie entwerfen dabei ein Szenario, nach dem zwei Wolken mit dem Stern rotieren, die vor allem für die photometrische Variabilität verantwortlich sind. Als Parameter des Modells finden sie $\beta = 70^\circ$ sowie $i = 54^\circ$. An den magnetischen Polen befinden sich metallarme Kappen, neben welchen in einem Abstand von ungefähr 45° heliumreiche Flecken mitrotieren (siehe Abb. 2.2). Dieses Modell ist in der Lage, eine große Zahl der Beobachtungsdaten zu erklären, theoretisch ist

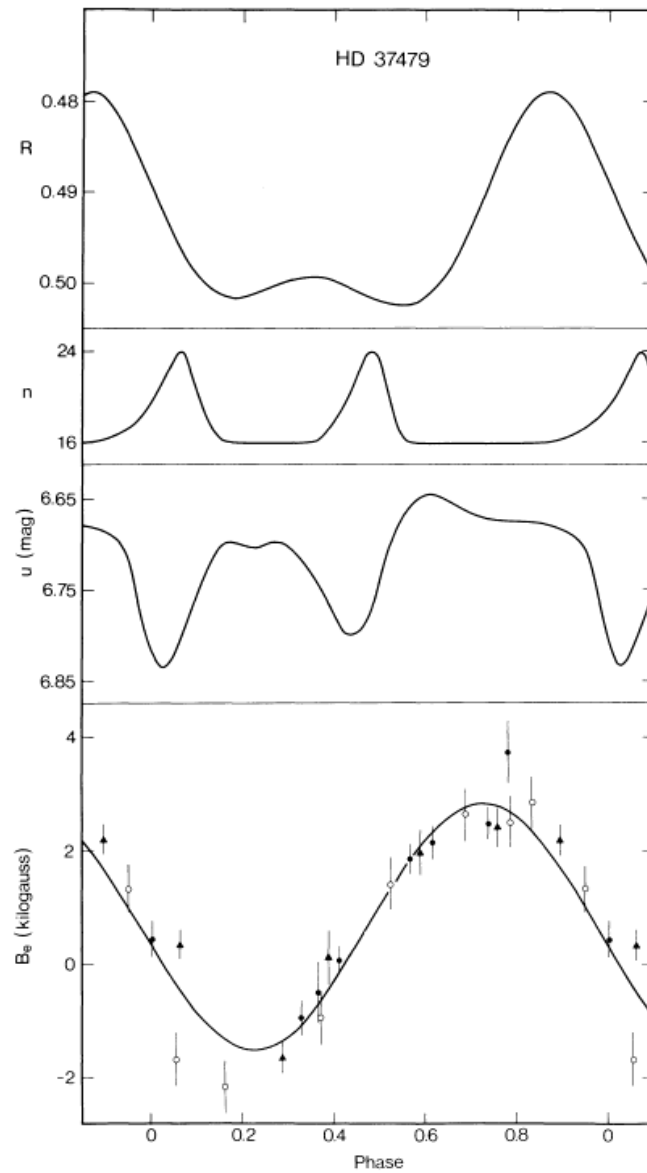


Abbildung 2.1: Periodische Variation des Heliumindex R , Anzahl n der sichtbaren Balmerlinien sowie photometrische und magnetische Verläufe. Der Heliumindex gibt die Linienstärke von $\text{He I } \lambda 4026$ an (Pedersen & Thomsen, 1977), kleines R entspricht großer Äquivalentbreite.

eine solche Materieverteilung aber nur schwer zu begründen.

Nachdem σ Ori E zunächst für einen Doppelstern gehalten wurde, hat sich der schiefe Rotator als Erklärung für die Variationen durchgesetzt. Die Sternparameter wurden von verschiedenen Autoren zu bestimmen versucht. Hunger et al. (1989) erhielten Gravitation, Masse und Radius aus Analysen von $H\gamma$ unter der Voraussetzung, daß σ Ori E ein Hauptreihenstern mit einer Heliumhäufigkeit von $Z = 0.02$ ist. Sie finden auch, daß der Stern mit $d = 640$ pc weiter entfernt ist als σ Ori D und σ Ori AB, für welche eine Entfernung von $d = 400$ pc angegeben wird. σ Ori E ist also ein Hintergrundstern.

Über die Periode von $P = 1.19081$ d sind sich seit längerer Zeit alle Autoren einig, sie läßt sich in Beobachtungsdaten aus verschiedensten Wellenlängenbereichen sowie in Magnetfeldmessungen finden. Damit läßt sich auch die Rotationsgeschwindigkeit über die Inklination berechnen. Bestimmungen der Inklination variieren allerdings zwischen $i = 46^\circ$ (Hunger et al., 1989) und $i = 80^\circ$ aus Polarisationsmessungen (Clarke & McGale, 1988). Die Parameter sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

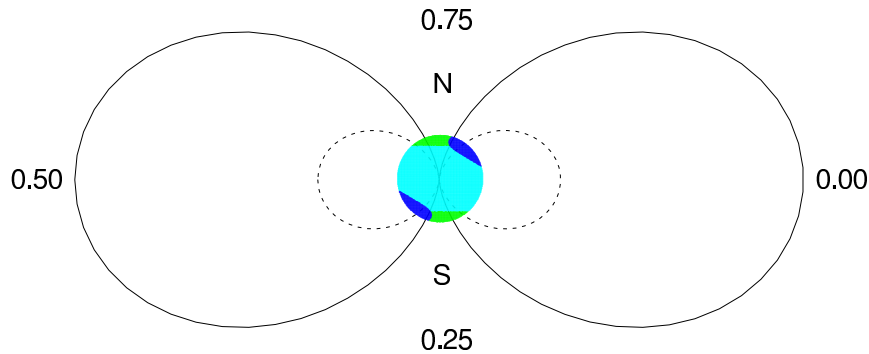


Abbildung 2.2: Schematisches Modell von σ Ori E nach Groote & Hunger (1997). Die Rotationsachse zeigt auf den Betrachter. Zwei Wolken rotieren mit dem Stern. An beiden magnetischen Polen befinden sich metallarme Kappen, He-Kappen sind um ca. 45° versetzt (schwarz).

2.2 θ^1 Ori C

θ^1 Ori C (HD37022 = HR 1895) ist ein sehr junger Stern des Spektraltyps O7V (Conti & Leep, 1974). Er ist der heißeste und visuell hellste Stern des Trapezes im Orionnebel (M42), der Hauptteil der ionisierenden Photonen in dem Nebel kommt von θ^1 Ori C.

Der Stern ist spektroskopisch variabel (Conti, 1972; Walborn, 1981) und weist in He II λ 4686 ein inverses P Cygni-Profil auf (Conti & Alschuler, 1971). Stahl et al. (1993; 1996) fanden anhand der $H\alpha$ und He II λ 4686 Linien eine Periodizität von

15.422 Tagen. Außerdem identifizierten sie das inverse P Cygni-Profil als Folge einer blau-verschobenen Emission, nicht als rot-verschobene Absorption, wie es bei solchen Profilen üblich ist. Diese Periodizität konnte durch IUE-Beobachtungen in C IV $\lambda\lambda$ 1548, 1550 bestätigt werden. Sie wurde auch im Röntgenbereich durch Gagné et al. (1997), siehe Abbildung 2.3, nachgewiesen. Direkte Hinweise auf die Existenz eines Magnetfeldes gibt es bisher nicht, die Röntgenvariabilität wird aber als mögliche Signatur eines starken Magnetfeldes interpretiert. Donati & Wade (1999) fanden durch spektropolarimetrische Messungen eine obere Grenze für die Dipolfeldstärke von 1.6 bis 2.0 kG, abhängig von der genauen Orientierung des Feldes und der Rotationsachse.

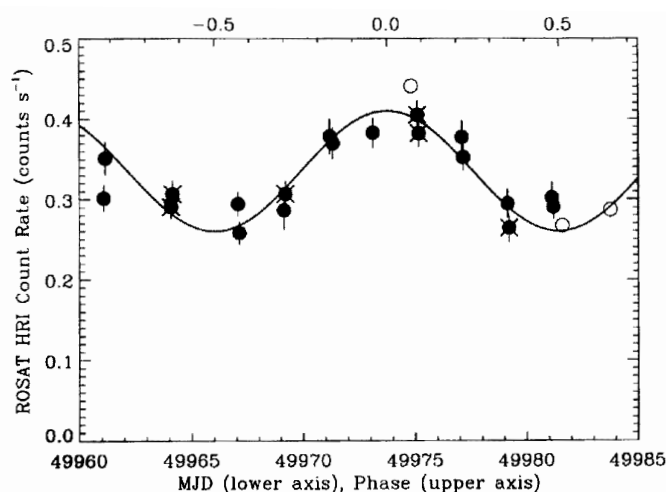


Abbildung 2.3: *ROSAT* HRI Lichtkurve von θ^1 Ori C (Gagné et al., 1997). Die Indizes auf der oberen Achse geben die Phase nach Stahl et al. (1996) an.

Weigelt et al. (1999) fanden durch Speckle-Interferometrie im Abstand von 33 mas einen Begleiter von θ^1 Ori C. Dieser kann aber mit der errechneten Masse und dem gefundenen Abstand nicht für die Variabilitäten verantwortlich sein. Abbildung 2.4 zeigt θ^1 Ori C und seinen Begleiter zusammen mit den anderen Trapez-Sternen im HRD.

Bei der Interpretation der Beobachtungsdaten wird auch bei θ^1 Ori C zunehmend der schiefe Rotator als Modell vorgeschlagen. Die Röntgenemission könnte durch eine Schockzone kollidierender Winde hervorgerufen werden, wie z.B. Babel & Montmerle (1997) vorschlagen.

Die Sternparameter von θ^1 Ori C sind schwieriger zu bestimmen als die von σ Ori E. Einige Ansätze führen zu Widersprüchen, beispielsweise ist die Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit anhand der Heliumlinien nicht vereinbar mit der Periode. Dort führt offenbar ein noch nicht verstandener Mechanismus zu einer signifikanten Linienverbreiterung. Die Geschwindigkeit konnte aber über

andere Linien abgeschätzt werden. In Tabelle 2.1 sind die Parameter zusammengestellt.

	σ Ori E	θ^1 Ori C
Bezeichnungen	HD 37479 HR 1932 BD 02°1327 GC 7034	HD 37022 HR 1895 BD 05°1315C GC 6931
Rektaszension $\alpha_{2000.0}$	05 ^h 38 ^m 47 ^s .19	05 ^h 35 ^m 16 ^s .47
Deklination $\delta_{2000.0}$	02°35'40"54	05°23'22"91
Spektralklasse	B2Vp	O7pe
scheinbare Helligkeit V	6.66	5.13
Entfernung	640 pc ^a	450 pc
Effektivtemperatur	22 500 ± 600 K ^b	45 500 K ^c
Masse	8.9 ± 1.1 M _☉ ^b	43 M _☉ ^c
Radius	5.3 ± 1.2 R _☉ ^b	8 R _☉ ^c
log g	3.95 ± 0.15 ^b	
Alter	10 ^{7.2} a ^b	10 ⁵ a
Periode	1.19081 ± 0.00001d ^d	15.422 ± 0.002d ^e

Tabelle 2.1: Parameter von σ Ori E und θ^1 Ori C.

^aHunger et al. (1989)

^bGroote & Hunger (1982)

^cHowarth & Prinja (1989)

^dHesser et al. (1977)

^eStahl et al. (1996)

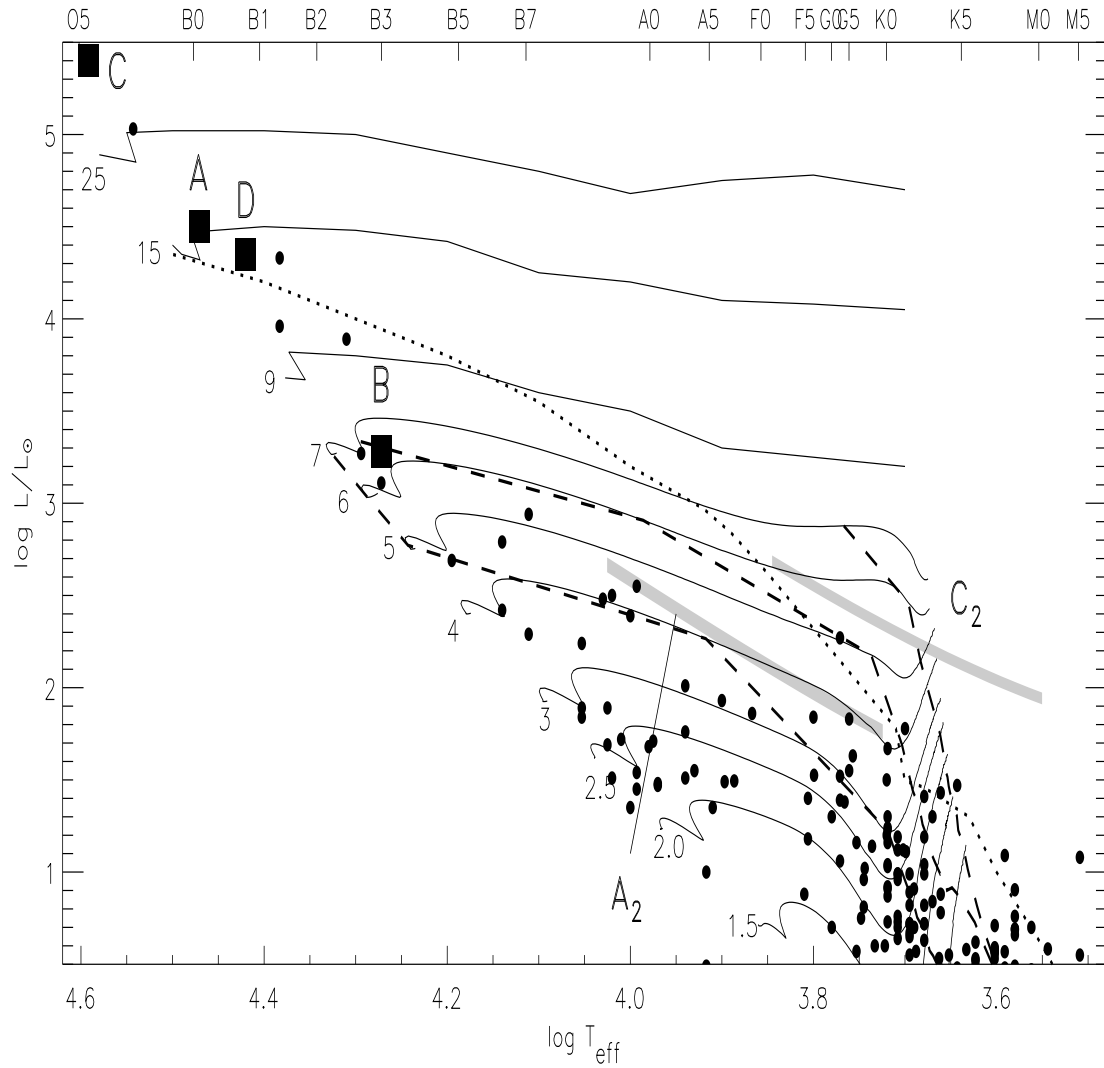


Abbildung 2.4: HRD mit den Trapez-Sternen, die grauen Streifen zeigen die Positionen der Speckle-Begleiter von θ^1 Ori C und θ^1 Ori A (aus Weigelt et al., 1999).

Kapitel 3

Datenaufnahme und Reduktion

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten wurden mit den Echelle-Spektrographen HEROS¹, FEROS² sowie vom International Ultraviolet Explorer (IUE) aufgenommen. HEROS (Mandel, 1988; Kaufer, 1996) und FEROS (Kaufer & Pasquini, 1998) wurden an der Landessternwarte Heidelberg gebaut, für weitere Informationen zu HEROS und seinem Vorgänger FLASH³ siehe auch Rivinius (1995). Der IUE-Satellit war von 1978 bis 1996 in Betrieb und arbeitete mit drei Kameras, SWP für „Short Wavelength Primary“, LWP für „Long Wavelength Primary“ und LWR für „Long Wavelength Redundant“. Der Spektralbereich mit SWP reichte von 1150 Å bis 1980 Å, mit LWP oder LWR von 1850 Å bis 3350 Å. Ferner gab es zwei Auflösungsmodi, von denen hier nur die hohe Auflösung benutzt wird.

Die untersuchten Spektren haben Auflösungen von etwa $\lambda/\Delta\lambda = 10\,000$ beim IUE, bei HEROS $\lambda/\Delta\lambda = 20\,000$ und bei FEROS $\lambda/\Delta\lambda = 48\,000$ im gesamten Spektralbereich.

3.1 FEROS

Im September 1998 begann die erste Phase der Inbetriebnahme von FEROS am 1.52m-Teleskop der ESO auf La Silla, Chile. Der Spektrograph wurde nach dieser Installations- und Testphase zu Beginn 1999 dem Beobachtungsbetrieb übergeben und erweitert permanent angeschlossen die instrumentelle Ausstattung der ESO.

FEROS ist ein glasfasergekoppelter Echellespektrograph, der über zwei Fasern mit der Teleskopeinheit verbunden ist. Eine Faser liefert dabei das Objektspektrum, die andere wahlweise den Himmelshintergrund oder Licht der ThArNe-Kalibrationslampe. Abbildung 3.1 zeigt die Konfiguration des Instruments und verdeutlicht den optischen Strahlengang.

Aus der Glasfaser wird das Licht zunächst in einen Bildteiler geleitet, der die

¹Heidelberg Extended Range Optical Spectrograph

²Fiber fed Extended Range Optical Spectrograph

³Fiber-Linked Astronomical Spectrograph Heidelberg

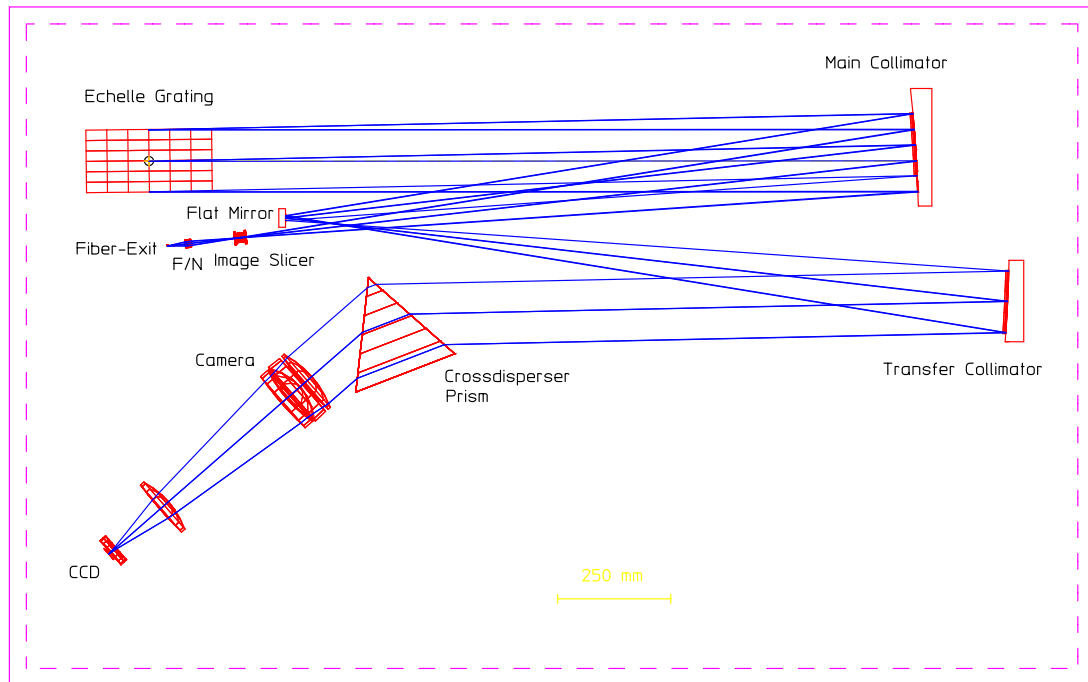


Abbildung 3.1: Der Strahlengang in FEROS.

Bilder in Dispersionsrichtung zerschneidet, wodurch eine effektive Halbierung der Spaltbreite erreicht wird. Die Halbbilder gelangen über einen Kollimator zum Echellegitter. Dieses Verfahren ist ausschlaggebend für die hohe spektrale Auflösung des Spektrographen. Mit dem Gitter werden Interferenzen von der 25. bis zur 63. Ordnung genutzt. Die verschiedenen Ordnungen werden nach ihrem Weg über die Kollimatoren vom Kreuzdispersionsprisma senkrecht zur Hauptdispersionsrichtung getrennt und in der Kamera auf dem 2048 x 4096 Pixel großen CCD abgebildet.

FEROS ist fest im Coudé Raum des 1.52m-Teleskops bei konstanter Temperatur und Luftfeuchtigkeit untergebracht. Einzig der Shutter ist beweglich und lässt sich aus dem Beobachtungsraum fernsteuern. Dies garantiert eine maximale Stabilität des Geräts und der Aufnahmequalität sowie den reibungslosen Dauerbetrieb.

Durch die hohe Effizienz von FEROS lässt die Kombination von Teleskop und Spektrograph Beobachtungen von Sternen 16. Größe bei einem Signal-to-Noise von etwa 10 nach zweistündiger Belichtung zu, Aufnahmen von Objekten 12. Größe weisen schon ein S/N von etwa 100 auf.

Die technischen Daten von FEROS und seiner Komponenten sind noch einmal in Tabelle 3.1 zusammengestellt. Für weitere Information siehe auch Kaufer (1997; 1999) oder die FEROS-Homepage⁴.

⁴<http://www.ls.eso.org/lasilla/Telescopes/2p2T/E1p5M/FEROS/index.html>

Wellenlängenbereich	3 700 – 8 600 Å
spektrale Auflösung	$\lambda/\Delta\lambda = 48\,000$
Echelle-Gitter	R2, 79 Linien/mm, 154 x 306 mm
CCD	2 048 x 4 096 Pixel, 15 μm
Grenzgröße der Objekte	16 mag ($S/N = 10, 2h$) 12 mag ($S/N = 100, 2h$)

Tabelle 3.1: Spezifikationen von FEROS.

3.2 Reduktion

Das FEROS-CCD liefert ein zweidimensionales Rohspektrum, auf dem die Signale der beiden Fasern nebeneinander und in den verschiedenen Ordnungen, wie in Abbildung 3.2, versetzt abgebildet werden. Um daraus (normierte) Spektren zur quantitativen Auswertung zu erhalten, müssen die Rohspektren reduziert werden.

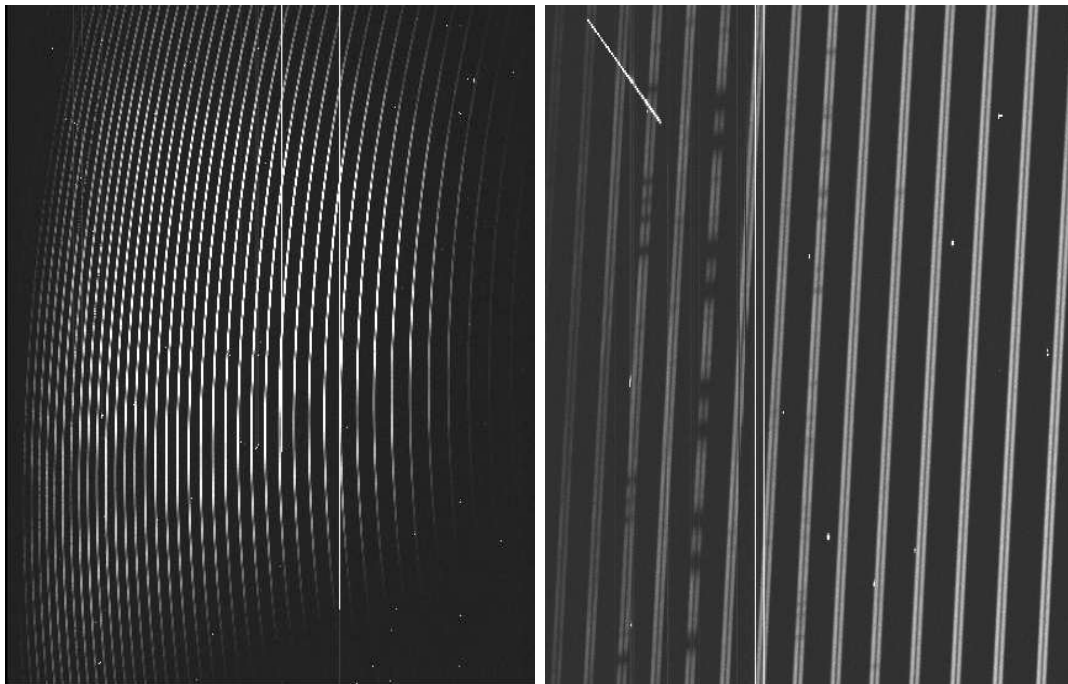


Abbildung 3.2: Rohspektrum f2283, rechts ein vergrößerter Ausschnitt; die senkrechten scharfen Streifen sind Fehler auf dem CCD. In der oberen linken Ecke des rechten Bildes ist außerdem ein sogenannter Cosmic zu erkennen.

Die Software zur FEROS-Datenreduktion ist als MIDAS⁵-Kontext `feros` ab der Version 98Nov verfügbar. Folgende Arbeitsschritte werden durchlaufen.

1. Mittelung der Thorium-Argon-Neon- und Flatfeldaufnahmen

Die Objektaufnahmen werden während der Beobachtung zwischen ThArNe-Aufnahmen, die zur Kalibration dienen, eingebettet. Die Kalibrationsspektren einer Nacht werden gemittelt, wodurch aufgetretene Verschiebungen in Dispersionsrichtung in erster Ordnung korrigiert werden können.

2. Definition der Ordnungen

Um die Lage der Ordnungen der Spektren zu definieren, wird bei FEROS eine Kreuzkorrelationstechnik verwandt. Zunächst werden die Ordnungen nahe der Bildmitte anhand einer Schablone definiert, anschließend entlang der Hauptdispersionsrichtung durch Kreuzkorrelation und mit einer zweiten Schablone die weiteren Ordnungen.

Abschließend fittet man die x-y Positionen aller Ordnungen mit einem Polynom für jede Ordnung einzeln.

3. Subtraktion des Hintergrundes

Der Hintergrund der FEROS-Spektren besteht aus verschiedenen Komponenten:

- Elektronisches Rauschen, dieses kann anhand der auf dem CCD nicht belichteten Pixel bestimmt werden.
- CCD-Dunkelstrom, muß durch eine Reihe langer Dunkelaufnahmen bestimmt werden.
- Streulicht, dieses variiert über die CCD-Oberfläche. Der Beitrag wird bestimmt, indem er zwischen den Ordnungen und Fasern durch eine zweidimensionale Spline-Funktion genähert wird.

4. Extraktion der Ordnungen

Über eine vorgegebene Spaltbreite werden die Ordnungen in Querdispersionsrichtung aufaddiert. Dabei erstellt man ein statistisches Modell der jeweiligen Umgebung, anhand dessen gestörte Pixel, die i.a. durch Treffer aus der kosmischen Höhenstrahlung⁶ entstehen, durch die vom Modell vorhergesagten Werte ersetzt werden.

Bei FEROS werden die Pixel zunächst neu sortiert, bevor für jede Faser ein zweidimensionales Bild entsteht, bei dem jede Zeile einer Ordnung entspricht.

⁵Munich Image Data Analysis System

⁶sog. Cosmics

5. „Flatfielden“ der extrahierten Spektren

Durch Division der Objektspektren durch das Spektrum der Flatfieldlampe können Pixel-zu-Pixel Variationen und die Blaze-Funktion des Echellegiters beseitigt werden.

6. Wellenlängenkalibration

Die Emissionslinien der extrahierten ThArNe-Spektren werden anhand einer Tabelle identifiziert. Anschließend können damit die Objektspektren kalibriert werden, dabei werden die Dispersionskoeffizienten iterativ bestimmt. Die Zwei-Faser-Anordnung erlaubt auch die simultane Aufnahme von Objekt und Spektrallampe, wodurch höchste Genauigkeit erzielt wird.

7. „Rebinnen“ der Spektren

Die extrahierten Spektren werden in konstante oder logarithmische Wellenlängenschritte gebinnt, dabei wird im selben Schritt die baryzentrische Korrektur angebracht.

8. Korrektur des Himmelshintergrunds

Wird auf der zweiten Faser das Signal des Himmelshintergrunds aufgenommen, so erhält man durch Subtraktion dieser Faser von der Objektfaser das reine Objektspektrum.

9. Zusammenfügen der Ordnungen

Aus den so bearbeiteten zweidimensionalen Spektren werden die Ordnungen zu einem eindimensionalen Spektrum zusammengefügt. In den überlappenden Bereichen werden die Daten gemittelt, bei 8140 Å und 8870 Å überlappen die Ordnungen nicht, und es entsteht eine kleine Lücke.

10. Normierung der Spektren

Zur Normierung können die Spektren zunächst durch die bekannte Antwortfunktion dividiert werden. Anschließend wird anhand einiger von Hand ausgewählter Stützstellen eine Splinefunktion an jedes Spektrum gefittet, durch das dieses geteilt wird.

3.3 Datensätze

Die Spektren, die dieser Arbeit zugrunde liegen, sind in den nachfolgenden Tabellen aufgeführt.

Für σ Ori E wurden FEROS-Spektren genutzt, die während der Commissioning-II Phase im November 1998 von Kaufer et al. sowie während der ersten regulären Beobachtungsphase (GT-I) von A. Kaufer, S. Tubbesing, B. Wolf, Th. Szeifert und Th. Rivinius aufgenommen wurden, sie sind also einige der ersten mit

FEROS aufgenommenen Daten. Weiterhin wurden IUE-Spektren verwandt, die im IUE-Archiv frei zugänglich sind⁷. Die Phase bezieht sich auf eine Periode von $P = 1.19084$ d zur Epoche 42 778.319. Das Signal-zu-Rausch Verhältnis der FEROS-Spektren beträgt $S/N \approx 150$.

Der Datensatz von θ^1 Ori C umfaßt neben FEROS-Spektren, die während der Beobachtungskampagne im Juli/August 1999 von O. Stahl, J. Schweickhardt und A. Kaufer aufgenommen wurden, auch eine große Anzahl von HEROS-Spektren aus den Jahren 1992–1997. Diese Daten wurden auf der Landessternwarte Heidelberg am Waltz-Reflektor bzw. am ESO 50cm-Teleskop auf La Silla gewonnen. Der umfangreichste zusammenhängende Datensatz stammt aus dem Jahre 1993 von einer Kampagne auf La Silla. Da zur Analyse hauptsächlich Daten aus dieser Kampagne benutzt wurden, sind von allen vorhandenen HEROS-Daten nur diese in Tabelle 3.3 aufgeführt. Für θ^1 Ori C gilt $P = 15.422$ d zur Epoche 48 832.5. Für die HEROS-Spektren erhält man $S/N \approx 100$, die FEROS-Spektren erreichen ein Verhältnis von $S/N \approx 250$.

Spektrum-ID	Phase	MJD
7823	0.760	51373.43
8146	0.214	51380.43
8213	0.279	51381.43
8320	0.344	51382.43
8384	0.409	51383.43
8455	0.473	51384.43
8522	0.539	51385.43
8580	0.604	51386.44
8671	0.798	51389.43
8726	0.864	51390.45
8780	0.928	51391.45
8897	0.990	51392.40
8954	0.058	51393.45
9015	0.122	51394.43

Tabelle 3.2: FEROS-Spektren von θ^1 Ori C aus GT-II (1999) am 1.52m-Teleskop auf La Silla (MJD = JD – 2 400 000.5).

⁷<http://iuearc.vilspa.esa.es/>

Spektrum-ID	Phase	MJD	Spektrum-ID	Phase	MJD
0096	0.356	49023.05	0993	0.882	49062.01
0116	0.420	49024.04	1018	0.947	49063.02
0137	0.485	49025.05	1043	0.077	49065.01
0155	0.549	49026.04	1072	0.146	49066.08
0176	0.615	49027.04	1090	0.206	49067.01
0197	0.679	49028.04	1115	0.271	49068.01
0221	0.744	49029.04	1142	0.336	49069.02
0245	0.809	49030.04	1169	0.401	49070.02
0268	0.874	49031.04	1196	0.466	49071.02
0292	0.940	49032.06	1223	0.531	49072.02
0316	0.004	49033.05	1247	0.596	49073.03
0338	0.071	49034.08	1271	0.661	49074.02
0361	0.134	49035.05	1295	0.726	49075.02
0385	0.198	49036.04	1318	0.790	49076.02
0414	0.263	49037.04	1365	0.920	49078.02
0438	0.332	49038.11	1389	0.985	49079.02
0456	0.392	49039.04	1413	0.049	49080.01
0479	0.456	49040.02	1437	0.115	49081.02
0503	0.521	49041.03	1461	0.179	49082.02
0526	0.586	49042.03	1485	0.244	49083.01
0550	0.652	49043.04	1507	0.308	49084.00
0574	0.716	49044.04	1531	0.373	49085.01
0597	0.781	49045.03	1555	0.438	49086.00
0621	0.845	49046.02	1579	0.502	49087.00
0645	0.910	49047.03	1604	0.568	49088.01
0672	0.975	49048.02	1629	0.633	49089.02
0696	0.040	49049.02	1653	0.697	49090.00
0720	0.105	49050.02	1688	0.021	49095.00
0744	0.171	49051.05	1713	0.218	49098.04
0767	0.236	49052.05	1753	0.346	49100.00
0779	0.299	49053.02	1779	0.410	49101.00
0799	0.363	49054.01	1805	0.475	49102.00
0823	0.428	49055.02	1831	0.540	49103.00
0847	0.493	49056.01	1857	0.605	49104.01
0871	0.558	49057.02	1883	0.670	49105.00
0895	0.623	49058.01	1934	0.799	49107.00
0919	0.688	49059.01	1961	0.864	49107.99
0943	0.753	49060.02	1988	0.929	49109.00
0968	0.817	49061.01	2044	0.124	49112.01

Tabelle 3.3: HEROS-Spektren von θ^1 Ori C aus 1993 am ESO 50cm-Teleskop auf La Silla.

Spektrum-ID	Phase	MJD	Programm
0935	0.749	51134.14	Comm II
0949	0.817	51134.23	Comm II
0955	0.940	51134.37	Comm II
1006	0.721	51135.30	Comm II
1013	0.771	51135.36	Comm II
1148	0.359	51137.25	Comm II
1209	0.294	51138.37	Comm II
1246	0.071	51139.29	Comm II
1295	0.937	51140.32	Comm II
1336	0.804	51141.36	Comm II
1370	0.579	51142.28	Comm II
1421	0.401	51143.26	Comm II
1465	0.225	51144.24	Comm II
1513	0.078	51145.25	Comm II
1600	0.757	51147.25	Comm II
1636	0.550	51148.20	GT-I
1676	0.414	51149.23	GT-I
1716	0.213	51150.18	GT-I
1763	0.102	51151.23	GT-I
1770	0.163	51151.31	GT-I
1773	0.198	51151.35	GT-I
1791	0.843	51152.12	GT-I
1801	0.903	51152.19	GT-I
1840	0.614	51153.04	GT-I
1909	0.503	51154.10	GT-I
1985	0.223	51156.14	GT-I
2414	0.181	51175.15	GT-I

Tabelle 3.4: FEROS-Spektren von σ Ori E aus Commissioning-II und GT-I (1998) am 1.52m-Teleskop auf La Silla; Erläuterungen zur Phase siehe Kapitel 4.

Spektrum-ID	Phase	MJD
SWP02230	0.269	43727.74
SWP02231	0.300	43727.78
SWP03522	0.800	43846.27
SWP03539	0.392	43848.16
SWP04840	0.554	43966.25
SWP06116	0.605	44093.73
SWP07529	0.035	44240.71
SWP07532	0.213	44240.92
SWP07534	0.309	44241.04
SWP07536	0.406	44241.15
SWP07537	0.442	44241.20
SWP07553	0.701	44242.70
SWP07555	0.783	44242.79
SWP07556	0.824	44242.84
SWP07558	0.910	44242.95
SWP07560	0.017	44243.07
SWP07583	0.337	44244.64
SWP07587	0.536	44244.88
SWP07589	0.618	44244.98
SWP07607	0.168	44246.82
SWP07609	0.238	44246.91
SWP15751	0.334	44953.19
SWP15753	0.375	44953.24
SWP15755	0.413	44953.29
SWP15757	0.451	44953.33
SWP15759	0.489	44953.38
SWP15774	0.952	44955.12
SWP15778	0.058	44955.25
SWP15780	0.099	44955.29
SWP15782	0.137	44955.34
SWP15785	0.778	44956.10
SWP15786	0.797	44956.13
SWP15787	0.819	44956.15
SWP15811	0.528	44958.18
SWP15813	0.566	44958.23
SWP15815	0.606	44958.28
SWP15817	0.644	44958.32

Tabelle 3.5: IUE-Spektren von σ Ori E.

Kapitel 4

Datenanalyse

Zur Bearbeitung der Daten wurde das MIDAS-Paket der ESO in der Version 98NOV benutzt, zur Zeitserienanalyse diente vor allem das Programmpaket von A. Kaufer (1996).

4.1 σ Ori E

4.1.1 Visuelles Spektrum

Das normierte, zeitlich gemittelte visuelle Spektrum ist in Anhang A gezeigt. Auffällig sind zunächst die starken Wasserstofflinien der Balmer-Serie von H α bis H10. Auch die Linien der Paschen-Serie von Pa11 bis Pa16 sind im Spektralbereich enthalten, wobei Pa15 genau in eine Lücke zwischen zwei Ordnungen des Spektrographen fällt. Das für Be-Sterne typische Doppelgipfelprofil ist in H α deutlich zu erkennen. Neben den noch schwach erkennbaren Emissionsflanken in Pa12, Pa13 und Pa14 ist dieses in den anderen Linien nur in einigen Einzelspektren sichtbar und läßt sich im gemittelten Spektrum nicht nachweisen.

Neben den Balmer-Linien wird das Spektrum von den He I-Linien dominiert, stark ausgeprägt sind He I $\lambda\lambda$ 3819, 4009, 4026, 4143, 4387, 4471, 4713, 4921, 6678.

Metallabsorptionslinien lassen sich vor allem in einfach ionisiertem Sauerstoff (O II $\lambda\lambda$ 4075, 4254) und zweifach ionisiertem Silizium (Si III $\lambda\lambda$ 4552, 4567, 4575) finden. Die Kohlenstofflinie C II λ 4267 weist als einzige Linie des ionisierten Kohlenstoffs eine Absorption auf, die anderen Linien sind im Spektrum nicht oder nur sehr schwach nachzuweisen. Einfach ionisiertes Magnesium läßt sich in Mg II λ 4481 nachweisen, wobei die Linie auf der Flanke von He I λ 4471 liegt und damit nur bedingt zur detaillierten Untersuchung geeignet ist. Si II λ 6347 ist schwach nachweisbar, Emissionslinien sind bei den Metallen nicht vorhanden.

Ferner gibt es im Spektrum Linien, die nicht dem Stern zuzuordnen sind:

- Ca K (λ 3934) und Ca H (λ 3968), sowie die beiden Na D-Linien ($\lambda\lambda$ 5890,

5896), alle aus dem interstellaren Medium

- Linien aus der Erdatmosphäre:
H₂O zwischen 5 880 Å und 6 000 Å, zwischen 6 450 Å und 6 600 Å, sowie ab 7 860 Å
O₂-Banden bei 6 275 Å, 6 865 Å sowie 7 595 Å
- Diffuse interstellare Bänder (DIB) sind schwach bei 5 780 Å zu erkennen.
- Defekte des CCD sind verantwortlich für die starken Kontinuumsabweichungen bei 6 660 Å, 7 140 Å sowie bei 7 390 Å.

4.1.2 Spektroskopische Variationen

Die zeitlichen Veränderungen der Linien werden in dieser Arbeit wie auf Abbildung 4.1 und auf den Abbildungen ab Seite 38 zweidimensional farbkodiert dargestellt. Dabei sind im obigen Diagramm alle Spektren im jeweiligen Wellenlängenbereich übereinander gezeichnet, die der Intensität entsprechenden Farbkodierungen sind am Rand ablesbar. Im unteren Teil ist die Zeitserie dargestellt, wobei die Spektren in 17 Phasenbins sortiert und entsprechend ihrer Phasenlage einsortiert wurden. Die Phasen beziehen sich auf den von Hesser et al. (1976) genannten Zeitpunkt des Minimums der Lichtkurve mit dem modifizierten julianischen Datum $\text{MJD} = 42\,778.319$.

Zur besseren Übersicht sind jeweils zwei volle Zyklen gezeigt. Die Wellenlänge ist relativ zur jeweiligen gewichteten Ruhewellenlänge in km/sec angegeben, in den dynamischen Spektren der Originaldaten ist eine Radialgeschwindigkeit von $v_{\text{rad}} = 30 \text{ km s}^{-1}$ berücksichtigt und abgezogen worden.

Die Verläufe der Äquivalentbreiten einzelner Linien lassen sich grob bereits aus den dynamischen Spektren herauslesen, die genauen Verläufe sind in Anhang B aufgeführt. Zur Berechnung der Äquivalentbreiten wurde an die Spektren zunächst eine Funktion der Form

$$y(x) = 1 - a \left[1 + \left(\frac{2(x-b)}{c} \right)^2 \right]^{-1} \quad (4.1)$$

gefittet, die einer Lorentzkurve entspricht. Die Äquivalentbreiten wurden anhand des so erhaltenen Profils durch Integration berechnet.

Die dynamischen Spektren aller betrachteten Linien sind in den Abbildungen ab Seite 38 farbig dargestellt.

Die Linien lassen sich in drei Gruppen mit jeweils gleichartigen zeitlichen Verläufen einteilen, eine typische Zeitserie jeder Gruppe ist in Abbildung 4.1 zu sehen.

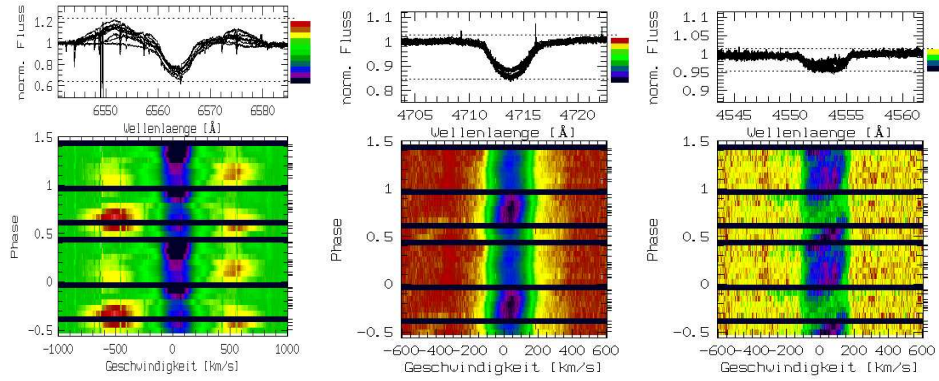


Abbildung 4.1: Typische Linienprofile von σ Ori E, 1. $H\alpha$ (links) ; 2. $He\text{I } \lambda 4713$ (Mitte); 3. $Si\text{III } \lambda 4552$ (rechts). Siehe auch Abbildungen ab Seite 38.

1. Die Wasserstofflinien

Die Absorptionskomponente weist in allen Linien den gleichen Verlauf auf; ein deutliches Absorptionsmaximum wird bei $\Phi \simeq 0.4$ durchlaufen, ein Nebenmaximum ist bei $\Phi \simeq 0.0$ erkennbar. In allen Spektren findet sich ein Minimum bei $\Phi \simeq 0.75$.

Die Linien der Balmer- und der Paschenserie zeigen neben den Absorptionskomponenten zum Teil auch Emission, vor allem in $H\alpha$ sind deutliche Strukturen bis etwa 700 km s^{-1} von der Zentralwellenlänge verschoben zu sehen. Auch $H\beta$ und $H8$, deren dynamische Spektren wie das von $H\alpha$ bis jeweils $\pm 1000 \text{ km s}^{-1}$ gezeigt sind, weisen diese Merkmale auf. Emissionsmaxima sind bei $\Phi \simeq 0.2$ und $\Phi \simeq 0.65$ auf der blauen, sowie zu etwa gleichen Phasen auf der roten Seite zu erkennen. Groote & Hunger (1982) entwerfen ein Modell von zwei korotierenden Wolken, die die Emissionen hervorrufen, näheres dazu in Kapitel 5.

2. Die Heliumlinien

Auch die Heliumlinien unterscheiden sich untereinander kaum. Ein starkes Absorptionsmaximum ist in allen Linien bei $\Phi \simeq 0.8$ auszumachen, ein weiteres nicht so starkes Maximum bei $\Phi \simeq 0.3$ ist bei einigen Linien bereits in den dynamischen Spektren, bei anderen nur im Verlauf der Äquivalentbreiten zu sehen. Eine nur geringe Linientiefe läßt sich bei $\Phi \simeq 0.5$, teilweise auch bei $\Phi \simeq 0.1$ nachweisen.

Die Flanken der Linien sind unterschiedlich stark. Es bestehen aber keine systematischen Unterschiede, nur der Bereich, bis zu dem sich die Linien erstrecken, variiert. In den Absorptionsminima bestehen hingegen auch in den Flanken kaum Unterschiede.

3. Die Metalllinien

Die Linien von Kohlenstoff, Silizium, Sauerstoff und Magnesium lassen sich ebenfalls zusammenfassen. Sie haben Absorptionsmaxima bei $\Phi \simeq 0.2$ und $\Phi \simeq 0.4$. Dazwischen geht bei $\Phi \simeq 0.3$ die Linienstärke ein wenig zurück, bei $\Phi \simeq 0.8$ gibt es ein deutliches Minimum der Absorptionsstärke. Alle Linien sind sehr scharf und weisen nur wenig Variabilität in den Flanken auf.

Besonders die Form der Variationen in den Heliumlinien deutet bereits darauf hin, daß die Variabilität auf eine mit dem Stern rotierende Struktur zurückzuführen sein könnte. Ein so entstehendes Merkmal sollte zunächst blauverschoben sein, da es sich, nach der Verdeckung durch den Stern, von dem Gebiet hinter dem Stern nach vorne, also auf den Beobachter zu, bewegt. Vom Blauen sollte es durch die Zentralwellenlänge bis ins Rote wandern, bevor die Struktur wieder vom Stern verdeckt wird.

4.1.3 Linienanalysen

Der empfindlichste Parameter, der für eine detaillierte Analyse und zur Modellierung des Sterns bekannt sein muß, ist die Rotationsgeschwindigkeit. Diese wurde an der Kohlenstofflinie C II λ 4267 bestimmt. Die anderen Sternparameter wurden der Literatur entnommen (Tabelle 2.1). Lediglich die Periode wurde geringfügig modifiziert, statt $P = 1.19081$ d wurde $P = 1.19084$ d verwendet, näheres dazu im Abschnitt über die IUE-Spektren in diesem Kapitel.

Zur Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit v_{rot} wurde zunächst ein Maximumsspektrum von C II λ 4267 erzeugt. Das Maximumsspektrum zeigt zu jeder Wellenlänge den größten in allen Spektren vorkommenden Wert. Geht man davon aus, daß das für die Linie maßgebliche Ion (C II) auf dem Stern überall mit einer Mindesthäufigkeit vertreten ist, und daß überhäufige Strukturen über die sichtbare Sternscheibe laufen, so liefert das Maximumsspektrum eine Absorptionslinie, die der Linie entspricht, die eine homogene Materialverteilung mit eben der Mindesthäufigkeit erzeugen würde.

Für die Äquivalentbreite, die sich nach Kapitel 1.4 mit der Rotationsgeschwindigkeit nicht ändert, wurde für dieses Spektrum ein Wert von $W_\lambda = 150$ mÅ ermittelt. Daraus konnte mit einem Algorithmus aus dem Programm BHT eine Mindesthäufigkeit von $\epsilon_{\text{C,min}} = 7.4$ errechnet werden. Wie in Kapitel 1.5 erläutert, wurden mit den Programmen ATLAS9, BHT, BRUCE und KYLIE synthetische Spektren für σ Ori E basierend auf dieser Häufigkeit für verschiedene Rotationsgeschwindigkeiten erzeugt. Abbildung 4.2 zeigt das mit einem Medianfilter bearbeitete Maximumsspektrum zusammen mit synthetischen Spektren. Aus diesem Bild ergibt sich für die projizierte Rotationsgeschwindigkeit ein Wert von

$$v \sin i = (140 \pm 10) \frac{\text{km}}{\text{s}}. \quad (4.2)$$

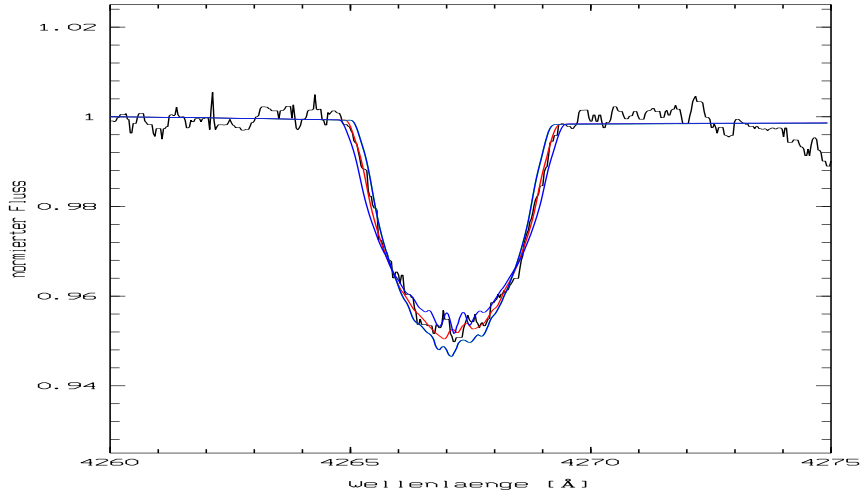


Abbildung 4.2: Maximumsspektrum der Linie C II λ 4267 (schwarz), rot gezeichnet ist das synthetische Spektrum mit $\epsilon_C = 7.4$ und einer projizierten Rotationsgeschwindigkeit des Sterns von $v \sin i = 140 \text{ km s}^{-1}$, blau gezeichnet synth. Spektren für $v \sin i = 130$ bzw. 150 km s^{-1} . Auch die modellierten Linien haben eine innere Struktur, C II λ 4267 ist ein Triplett dessen Komponenten diese Form verursachen, weiterhin liegt eine schwache Si II-Komponente in der Linie.

Mit $R = (5.3 \pm 1.2) R_\odot$, entsprechend einem Umfang von $U = (33.3 \pm 7.5) R_\odot$, findet man für die Periode $P = 1.19084 \text{ d}$ eine Rotationsgeschwindigkeit von

$$v_{\text{rot}} = \frac{U}{P} = (225 \pm 50) \frac{\text{km}}{\text{s}}. \quad (4.3)$$

Daraus folgt

$$\sin i = 0.63 \pm 0.14 \quad (4.4)$$

$$i = (39 \pm 10)^\circ. \quad (4.5)$$

Damit stehen alle zur Modellierung benötigten Parameter zur Verfügung.

Da die Heliumlinien die deutlichste Variabilität aufweisen, wurden zunächst sie zur Modellierung der Sternoberfläche genutzt. Die Bestimmung der Mindesthäufigkeit wurde nach dem oben beschriebenen Verfahren an der Linie He I λ 4713 durchgeführt. Diese Linie eignet sich aufgrund ihrer deutlichen Konturen sehr gut, eine O II und eine Si II-Linie, die ebenfalls unmittelbar bei $4713 \text{ \AA}$ liegen, haben offensichtlich keinen Einfluß. Für die Mindesthäufigkeit ergab sich $\epsilon_{\text{He,min}} = 11.2$. Um die Variabilität deutlicher zu isolieren, wurden alle Spektren durch das synthetische Spektrum mit $\epsilon_{\text{He}} = 11.2$ geteilt. Das Residuum ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Deutlich erkennbar sind zwei getrennte Strukturen, die die Linie vom

Blauen ins Rote durchwandern. Dabei haben die Strukturen unterschiedliche Intensitäten und sind in der Phase um $\Delta\Phi \simeq 0.5$ separiert.

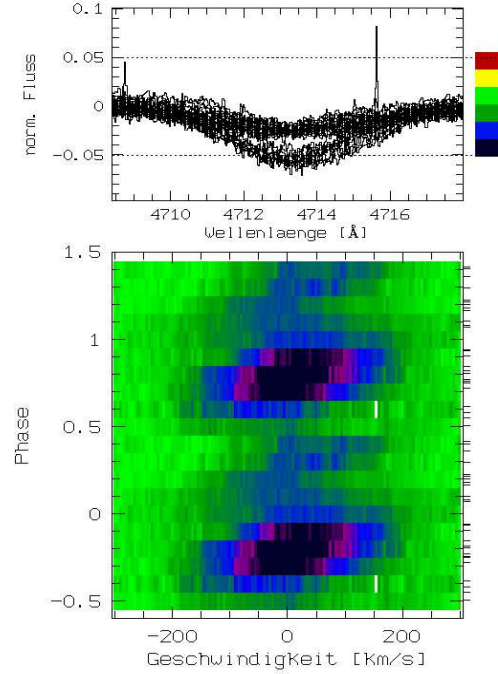


Abbildung 4.3: Zeitserie von He I λ 4713 geteilt durch das synthetische Spektrum mit $\epsilon_{\text{He}} = 11.2$.

Ausgehend von diesen Informationen wurden nun verschiedene Modelle der Elementverteilung auf der Sternoberfläche berechnet und dadurch die Übereinstimmung der synthetischen Serien mit den Daten optimiert.

Die synthetischen Zeitserien, die eine optimale Übereinstimmung mit den Daten aufweisen, sind neben den entsprechenden Linien in Abbildung 4.9 zu sehen. Ihnen liegt das Modell eines schiefen Rotators mit den in Tabelle 4.1 angegebenen Parametern zugrunde.

Zur Überprüfung des Modells wurden Zeitserien mit denselben Parametern für He I $\lambda\lambda$ 4026 und 4471 gerechnet, die dynamischen Spektren sind ebenfalls in Abbildung 4.9 gezeigt.

Wie in Abschnitt 4.1.2 erwähnt, verhalten sich die Metalllinien gegenphasig zu den Heliumlinien. Das läßt die Vermutung zu, daß sich die Verteilung der Metalle auf der Sternoberfläche invers zur Heliumverteilung verhält, daß also an den magnetischen Polen Kappen mit geringer Metallhäufigkeit liegen. Dem gleichzusetzen ist ein Ring überhäufiger Metalle um den magnetischen Äquator. Diesem Bild entsprechend wurden die Spektren der Linien C II λ 4267 und Si III $\lambda\lambda$ 4552,

	He I	C II	Si III
i		39°	
v_{rot}		$225 \frac{\text{km}}{\text{s}}$	
β		66°	
r_1		60°	
r_2		60°	
ϵ_{Kappen}	12.0	7.3	7.2
ϵ_{Ring}	11.2	7.8	8.0

Tabelle 4.1: Modellparameter; r_1 ist die Größe des 1. Flecks, r_2 die Größe des 2. Flecks, ϵ_{Kappen} die Elementhäufigkeit in den Flecken ϵ_{Ring} die Häufigkeit außerhalb.

4567 berechnet, die Parameter der Modelle sind in Tabelle 4.1, die Ergebnisse in Abbildung 4.10 gezeigt.

Einen geometrischen Eindruck des erstellten Modells gibt Abbildung 4.4, die den Stern in neun aufeinanderfolgenden Phasen zeigt. Die Variationen der Äquivalentbreiten des Modellsterns sind ebenfalls in Anhang B aufgeführt.

Die verschiedenen freien Parameter des Modells haben unterschiedliche Auswirkungen auf die Ergebnisse. Es wurde versucht, ein möglichst einfaches Modell zu entwerfen. Nachdem die Werte für die Effektivtemperatur, den Radius und die Schwerebeschleunigung vom LTE-Sternatmosphärenmodell für jeden Punkt auf dem Stern vorgegeben wurden, blieben die Parameter β , die Kappenradien r_1 und r_2 und die Elementhäufigkeiten frei.

Es gibt somit einige weitere Modelle, die die Daten ebenso reproduzieren können. Vor allem läßt sich ein geringfügig kleinerer Kappenradius durch eine erhöhte Elementhäufigkeit in der Kappe größtenteils ausgleichen. Die Veränderung in den dynamischen Spektren bliebe minimal. Eine zu starke Abweichung würde aber in den dynamischen Spektren dadurch erkennbar werden, daß die Kappen länger sichtbar blieben und sich die Absorption bis zu anderen Geschwindigkeiten erstrecken würde. Es wurde hier das am einfachsten erscheinende Modell vorgestellt, Merkmale sind die Zentrierung des Dipolfeldes, gleiche Kappengrößen und plausible Elementhäufigkeiten innerhalb und außerhalb der Kappen.

Entscheidend ist, daß keine grundsätzlich andere Geometrie die Ergebnisse reproduzieren konnte. Im Gegensatz zur Kappengröße ist die Schiefe β empfindlich, da sich mit ihr die Geschwindigkeit der Fleckenbewegung und die Sichtbarkeitsdauer der Flecken verändert. Die Anzahl der Flecken und ihre relative Lage lassen sich ebensowenig verändern. Das erstellte Modell ist also im Rahmen der erwähnten Toleranzen eindeutig.

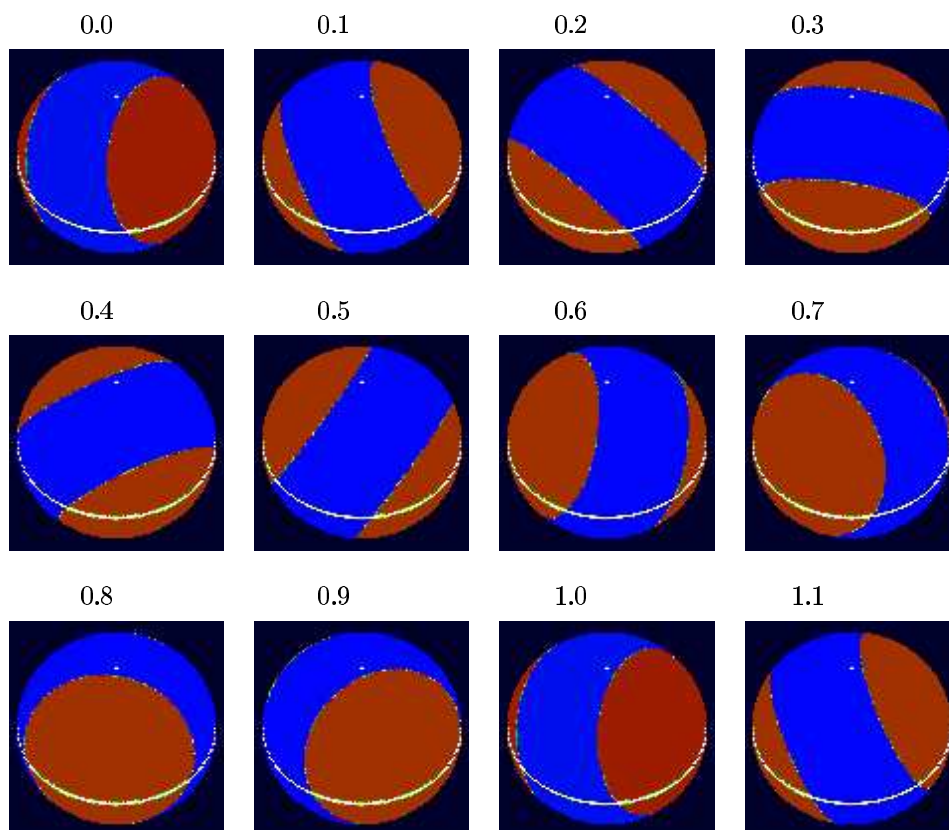


Abbildung 4.4: Modell von σ Ori E vom Beobachter aus gesehen. Die Phasen der Momentaufnahmen sind über den Bildern angegeben. Der weiße Kreis markiert den Äquator, der weiße Punkt am Rand des blauen Gürtels, der mit dem magnetischen Äquator gleichzusetzen ist, den Pol.

IUE-Spektren

Von σ Ori E liegt auch im ultravioletten Bereich eine große Anzahl von Daten vor. Spektren vom International Ultraviolet Explorer (IUE) sind frei verfügbar und eignen sich, da sie einen großen zeitlichen Abstand zu den heutigen Daten haben, sehr gut zur genauen Periodenanalyse. Die Aufnahmedaten der verwendeten Spektren liegen 17 bis 20 Jahre zurück.

Besonders interessant sind die Linien Si IV $\lambda\lambda$ 1394 und 1402, die Verläufe ihrer Äquivalentbreiten sind in Abbildung 4.5 zu sehen. Abbildung 4.6 zeigt das dynamische Spektrum von Si IV λ 1394. Da die ultravioletten Linien nicht zwingend in derselben Höhe auf dem Stern entstehen, sondern evtl. weiter außerhalb im Sternwind gebildet werden, sind die Geschwindigkeiten, zu denen die Linien

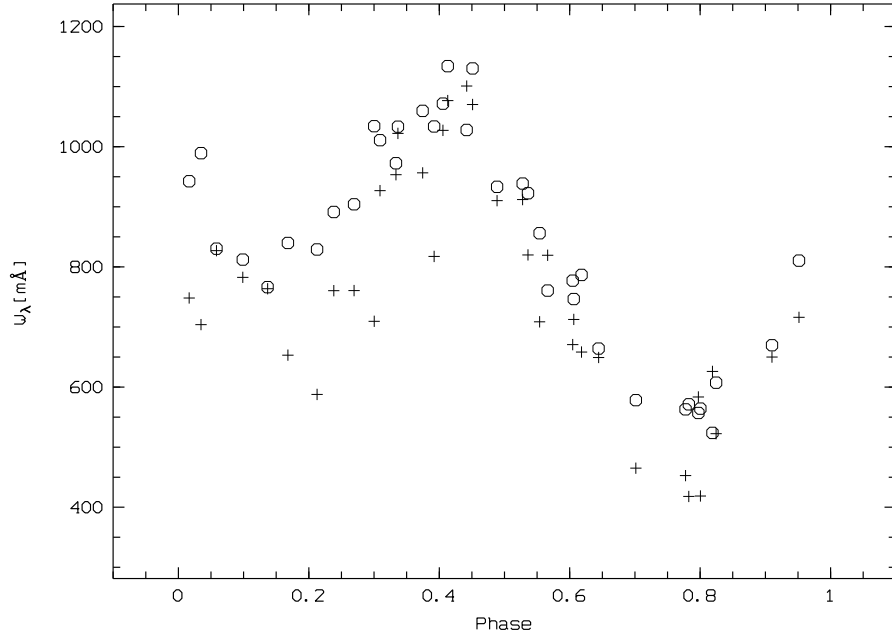


Abbildung 4.5: Äquivalentbreiten von Si IV λ 1394 (Kreise) und Si IV λ 1402 (Kreuze).

verbreitert sind, von großer Bedeutung. Im gezeigten dynamischen Spektrum ist aber deutlich zu sehen, daß die Geschwindigkeiten vergleichbar sind mit denen der photosphärischen optischen Linien. Auch der Gang der Äquivalentbreiten ist vergleichbar mit dem aus den FEROS-Spektren. Es liegt also nahe, für die ultravioletten Linien den gleichen Entstehungsort anzunehmen, wie für die optischen Linien.

Verwendet man eine Periode von $P = 1.19081$ d, so ergibt sich zwischen den Absorptionsminima in den FEROS- und IUE-Daten eine Phasenverschiebung von $\Delta\Phi_0 \simeq 0.15$, ein signifikanter Versatz. Mit einer Periode von $P = 1.19084$ d wird eine Übereinstimmung der Spektren erzielt, der Phasenverlauf ist dann für alle Metalllinien derselbe.

Hesser et al. (1977) bestimmten die Periode zu $P = (1.19081 \pm 0.00001)$ d, der hier vorgeschlagene Wert liegt demnach also drei Standardabweichungen neben der Referenz. Der von Hesser et al. angegebene Fehler basiert auf einer Analyse von Daten, die insgesamt einen Zeitraum von 793 Tagen umfassen. Die bei einer Fourieranalyse zur Periodenbestimmung aufgrund des endlichen Beobachtungszeitraums erhaltene Breite des Peaks im Frequenzraum ist dort also $1/793 = 0.0013$. Der daraus resultierende Fehler¹ hängt noch von der Verteilung und Genauigkeit der betrachteten Daten ab. Der angegebene Wert von 10^{-5} d ist aber als eher optimistisch einzustufen, und die hier aufgetretene Korrektur der

¹Die Peakposition läßt sich i.a. kaum besser als auf 5–10 % genau bestimmen.

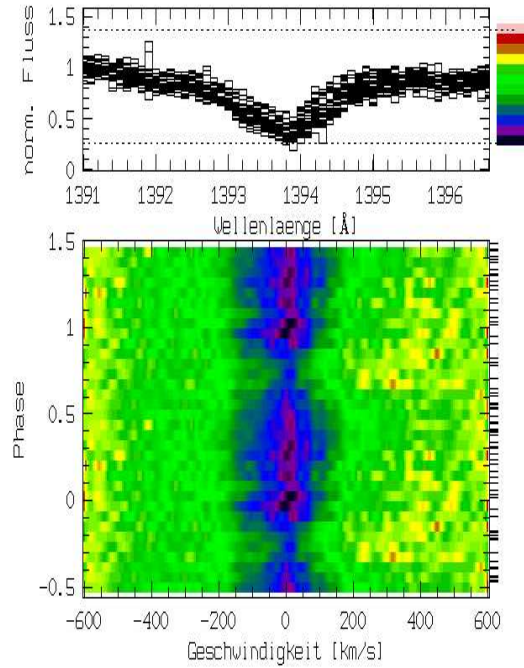


Abbildung 4.6: Zeitserie von Si IV λ 1394 (IUE-Daten).

Periode kann als vereinbar mit dem Literaturwert angesehen werden.

Die Anwendung der modifizierten Periode hat keinen nennenswerten Einfluß auf die Variationen, die in Abbildung 2.1 gezeigt sind.

4.1.4 Interpretation

Die dynamischen Spektren und die Verläufe der Äquivalentbreiten von den Daten und dem entworfenen Modell zeigen sowohl im zeitlichen Verlauf als auch in den Absolutwerten eine gute Übereinstimmung. Vor allem bei den Absolutwerten der Äquivalentbreiten des Modells ist zu berücksichtigen, daß Mechanismen, die nicht in die Berechnungen eingeflossen sind, zu signifikanten Effekten führen können. So haben beispielsweise verhältnismäßig kleine Fehler im Temperaturverlauf einen starken Einfluß auf die Äquivalentbreiten. Der Temperaturverlauf ist wiederum eng mit dem Verlauf der Elementhäufigkeiten verknüpft (Leone & Manfre, 1997). Auch der Zeeman-Effekt ist nicht im Modell berücksichtigt worden. Im besonderen muß beachtet werden, daß das Modell nur LTE-Rechnungen beinhaltet und die Materieverteilung auf Sternoberflächen sicher nicht mit scharf definierten Kreisen detailgetreu beschrieben werden kann.

Beim Vergleich des Verlaufs der Äquivalentbreiten und des magnetischen Feldes (siehe Abb. 2.1 auf Seite 12) wird deutlich, daß zumindest die Heliumkappe, die bei $\Phi \simeq 0.8$ zu sehen ist, im Rahmen der Fehlergrenzen mit einem magnetischen

Pol zusammenfällt. Beim anderen Pol gibt es einen Versatz von $\Delta\Phi \simeq 0.1$. In Abbildung 2.1 fällt aber auch auf, daß das Maximum des Magnetfelds deutlich breiter ist als das Minimum. Der eingezeichnete Sinusfit zeigt vor allem um $\Phi = 0.9$ Abweichungen von den Datenpunkten. Ein solches Verhalten könnte durch einen dezentrierten Dipol hervorgerufen werden, was unter Umständen auch den Versatz zwischen der Äquivalentbreite und dem Magnetfeldminimum am zweiten Pol erklärt.

Die magnetischen Pole sind Orte großer Helium- und geringer Metallhäufigkeit. Mit diesem Modell sind die Profilvariationen ohne weitere Annahmen erklärbar. Ein Magnetfeldminimum ist gegen die entsprechenden Absorptionsextrema der Helium- und Metallkappe um $\Delta\Phi \simeq 0.1$ versetzt. Die Kappen haben einen Durchmesser von $D = 120^\circ$, also ein Drittel des Sternumfangs, was einem Phasenbereich von $\delta\Phi = 0.33$ entspricht. In einer solchen Kappe läßt sich der Versatz durchaus tolerieren. Es wurde keine alternative Materieverteilung gefunden, die in der Lage ist, die Daten treffend zu reproduzieren.

Mit dem Verhalten der Ionen auf magnetischen Sternen beschäftigen sich unter anderem auch Arbeiten von Vauclair et al. (1979; 1991) und Shore (1987). Eine tiefergehende Beschreibung der Vorgänge auf heißen Sternen auch unter Berücksichtigung von Magnetfeldern wurde von Babel (1995; 1996) und von Hunger & Groote (1999) entwickelt und in Kapitel 1.3 erläutert.

Die Parameter von σ Ori E sind gerade so, daß die Heliumionen nur einfach ionisiert sind. Die Temperatur reicht aus, um die Metallionen durch den Strahlungsdruck zu beschleunigen. Die Heliumionen werden ein Stück mitbeschleunigt, die Kopplung an die Metallionen reicht aber nicht aus, um die Schwerebeschleunigung zu überwinden, und die Heliumionen fallen entlang der Magnetfeldlinien zurück auf den magnetischen Pol. Das vorgestellte Modell entspricht diesen Erwartungen.

Das Verhalten der Wasserstofflinien konnte nicht simuliert werden, das Bild, das Groote & Hunger (1982) entworfen haben, in dem zwei Wolken um den Stern rotieren, scheint zunächst ebenso plausibel, wie eine Scheibe um den magnetischen Äquator, die sich durch die Schiefe des Magnetfeldes so um den Stern dreht, daß sie den Blick auf denselben abwechselnd verdeckt und wieder freigibt. Auf diesen Punkt soll in der Diskussion in Kapitel 5 nochmals eingegangen werden.

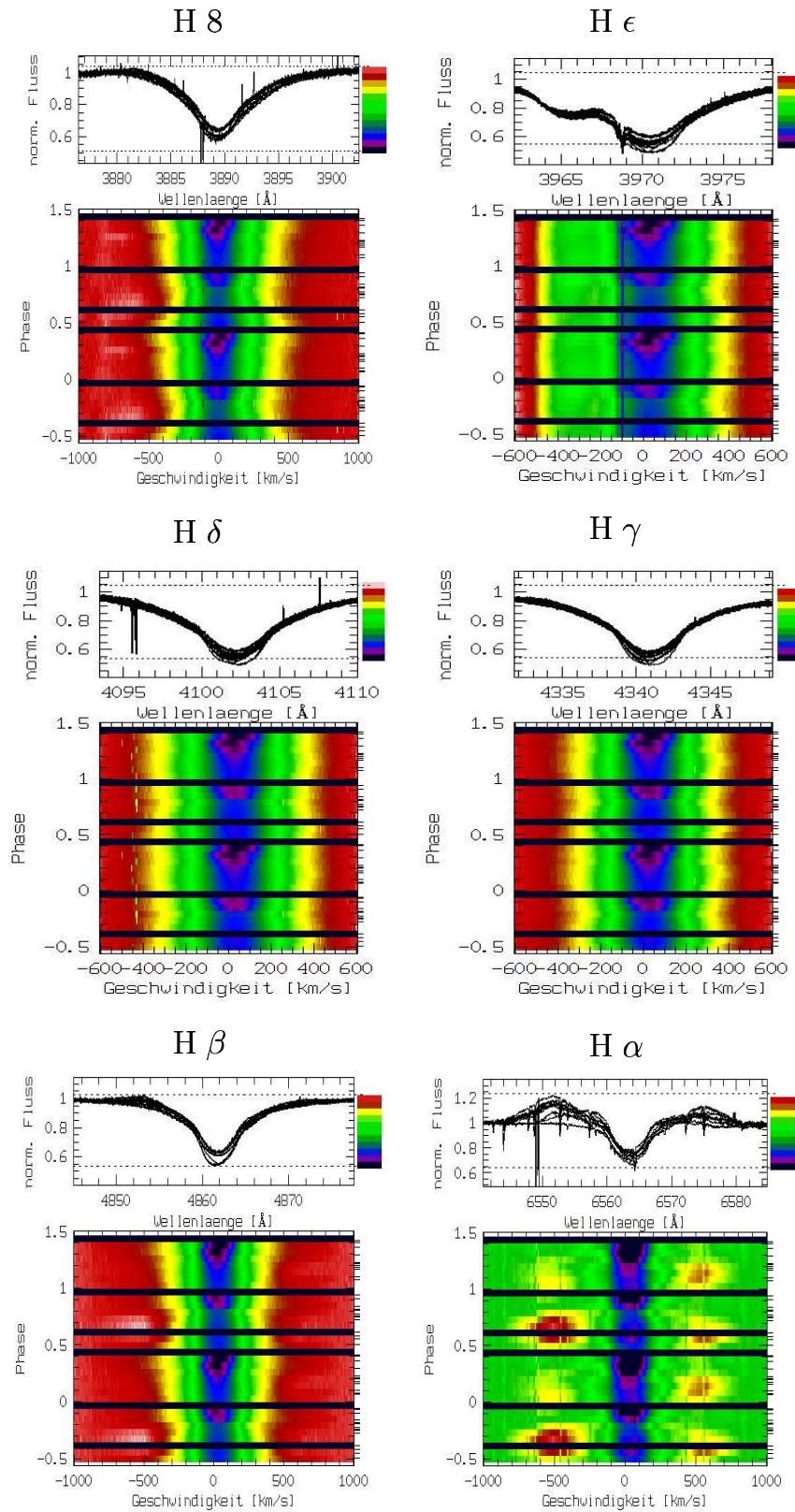


Abbildung 4.7: Dynamische Spektren und Linienprofile der Wasserstofflinien.

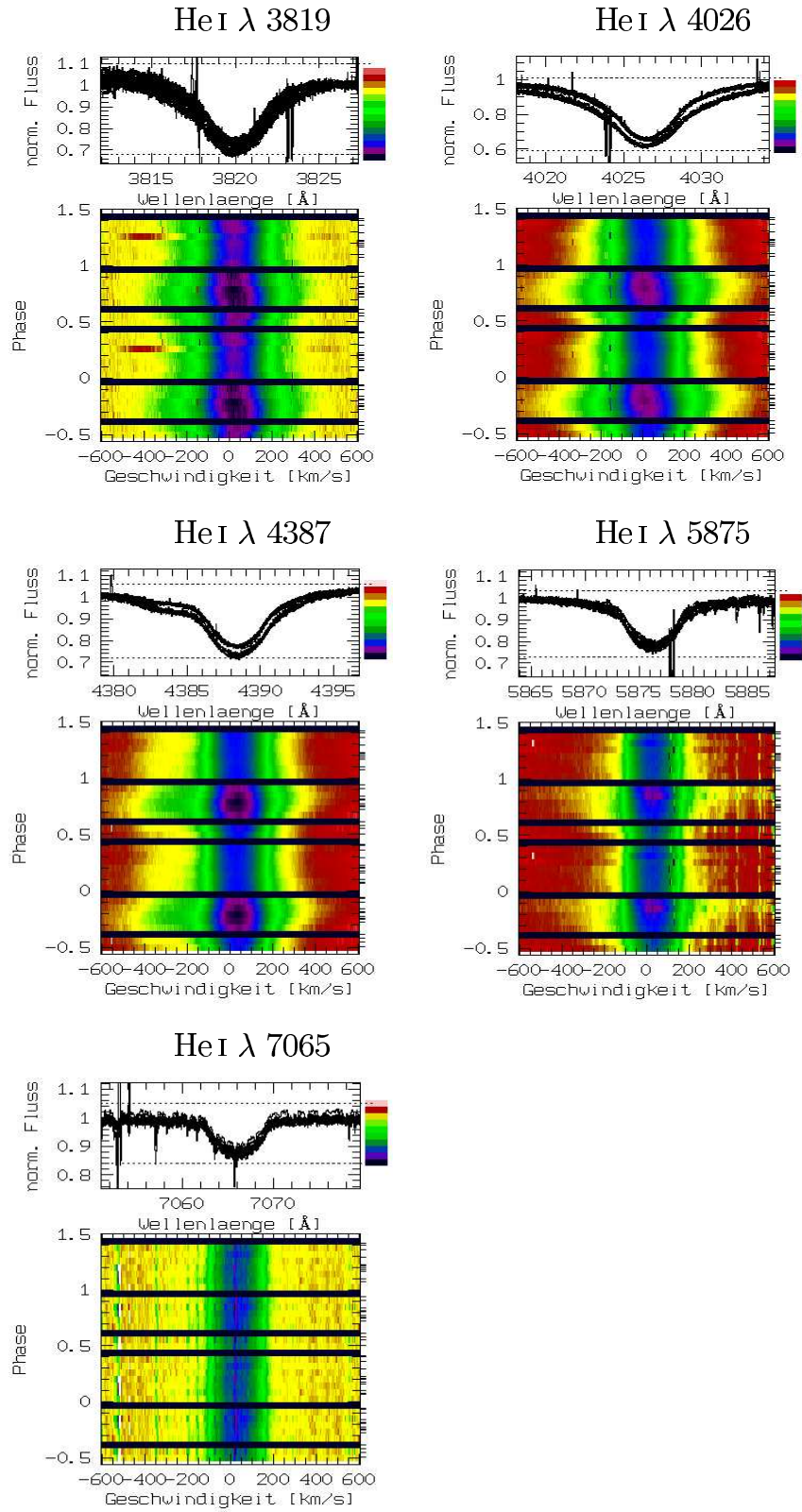


Abbildung 4.8: Wie Abb. 4.7 für die Linien He I 3819, He I 4026, He I 4387, He I 5875 und He I 7065.

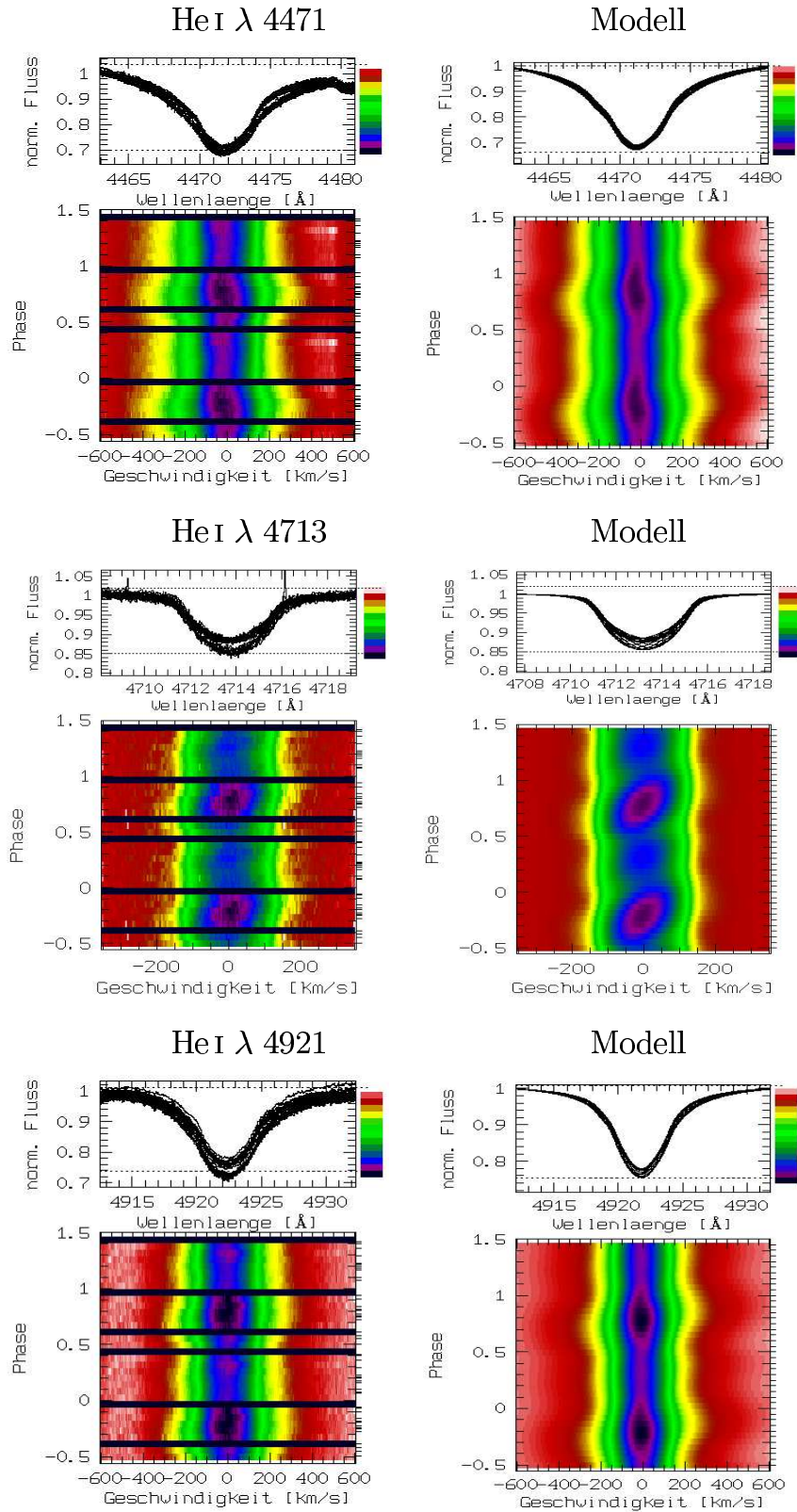


Abbildung 4.9: Dynamische Spektren und Linienprofile der Originaldaten und Modelle für die Linien He I 4471, He I 4713 und He I 4921.

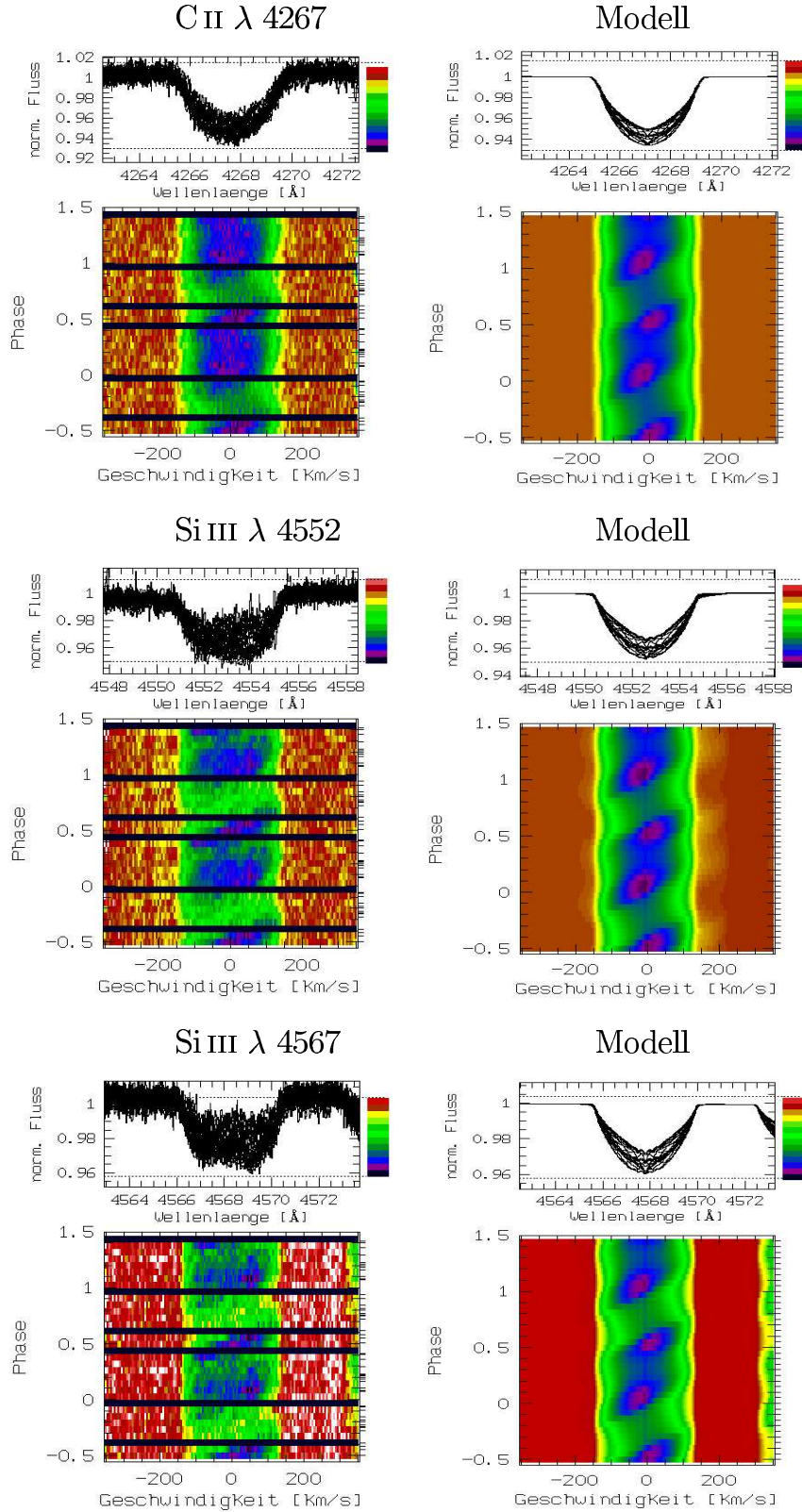


Abbildung 4.10: Wie Abb. 4.9 für die Linien C II 4267, Si III 4552 und Si III 4567.

4.2 θ^1 Ori C

4.2.1 Visuelles Spektrum

In Anhang A ist das normierte, zeitlich gemittelte Spektrum von θ^1 Ori C über dem von σ Ori E zu sehen. Die Linien, die nicht vom Stern verursacht wurden, sind bereits in Kapitel 4.1.1 erläutert worden und hier ebenso vorhanden. Da θ^1 Ori C im Orionnebel liegt, sind dem Spektrum Nebellinien überlagert, die an ihrer Schärfe leicht zu erkennen sind. Besonders auffällig sind hier die verbotenen Übergänge [O III] $\lambda\lambda$ 4959, 5007 und [N II] $\lambda\lambda$ 6548, 6583.

Auch dieses Spektrum wird von den Balmer-Linien dominiert, in welchen ebenfalls Emissionslinien des Nebels zu sehen sind. In Pa12, Pa13 und Pa14 ist jeweils nur eine schwache Emission auszumachen, während hier kein Absorptionsmerkmal auftritt. $H\alpha$ besteht aus einer Absorptions- und einer Emissionskomponente des Sterns, denen die Nebelemission noch überlagert ist. Die Absorption wird fast komplett von der Emission kompensiert, so daß im Unterschied zu den anderen Balmerlinien das gemittelte Profil nur eine geringe Einsenkung aufweist.

Beim neutralen Helium lassen sich dieselben Linien nachweisen wie bei σ Ori E, in He I λ 6678 ist zusätzlich die Nebelemission zu sehen. θ^1 Ori C weist aber auch Linien des einfach ionisierten Heliums auf, He II $\lambda\lambda$ 4199, 4541, 4658 und 5411 sind deutlich erkennbar. In He II λ 4686 ist das inverse P Cygni-Profil zu sehen, das von Stahl et al. (1996) als blauverschobene Emission interpretiert wurde.

Durch das hohe Auflösungsvermögen von FEROS und das hohe Signal-zu-Rausch Verhältnis der Spektren ist es auch möglich, die verhältnismäßig schwachen Metalllinien zu untersuchen. Absorptionslinien sind z.B. Si IV $\lambda\lambda$ 4088, 4212, 4631, 4654, C IV $\lambda\lambda$ 5801, 5812 und Mg II λ 4481. Emissionen gibt es in N III $\lambda\lambda$ 4634, 4640 und O III $\lambda\lambda$ 5268, 7455, während O III λ 5592 wiederum eine Absorptionslinie ist.

4.2.2 Spektroskopische Variationen

Die Darstellung der dynamischen Spektren und die Berechnung der in Anhang B abgebildeten Äquivalentbreiten wurden in Abschnitt 4.1.2 erläutert. Der Nullpunkt ist MJD = 48 832.5, welcher den Zeitpunkt maximaler Emissionsstärke in $H\alpha$ markiert, die Periode ist 15.422 Tage (Stahl et al., 1996).

Auch die Linien von θ^1 Ori C lassen sich in drei Gruppen zusammenfassen, ein typischer Vertreter ist jeweils in Abbildung 4.11 gezeigt.

1. Absorptionslinien

Diese Linien zeigen ausschließlich Absorptionsmerkmale. Die Flanken der Metalllinien reichen bis etwa $\pm 50 \text{ km s}^{-1}$, die der Heliumlinien bis etwa $\pm 100 \text{ km s}^{-1}$. Das Phasenverhalten der Linien ist aber identisch.

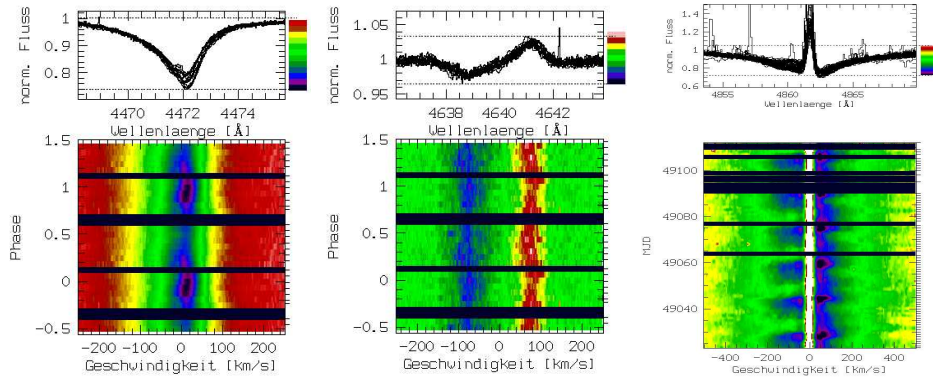


Abbildung 4.11: Typische Linienprofile von θ^1 Ori C, 1. He I λ 4471 (links) ; 2. N III λ 4640 (Emissionslinie, Mitte); 3. H β (rechts). Siehe auch Abbildungen ab Seite 58.

Die Linien dieser Gruppe sind die He I–Linien bei $\lambda\lambda$ 4471, 4713, 4921, 5015, He II $\lambda\lambda$ 4541, 5411, sowie die Metalllinien C IV λ 5812, O II λ 4638, O III λ 5592 und Si IV λ 4631 (siehe Abb. 4.15 auf Seite 49).

Ein Absorptionsminimum ist bei $\Phi \simeq 0.5$ zu erkennen. Dazwischen verändert sich die Lage des Linienzentrums und dadurch die scheinbare Radialgeschwindigkeit von θ^1 Ori C. Der Verlauf der Radialgeschwindigkeit von Si IV λ 4631 ist in Abbildung 4.16 zu sehen. Das Absorptionsmaximum ist in allen Linien bei $\Phi \simeq 0.0$.

Auf den Seiten 59 und 60 sind die dynamischen Spektren dieser Linien gezeigt.

2. Emissionslinien

Die Stickstofflinien N III $\lambda\lambda$ 4634 und 4640 sind auch in Abbildung 4.15 gezeigt. Ihre Intensitätsvariation folgt keinem eindeutigen Muster, der Verlauf der Äquivalentbreiten ist nicht einheitlich. Dabei ist zu beachten, daß in diesem Teil des Spektrums viele Linien eng nebeneinander liegen. Die Berechnung der Äquivalentbreiten unterliegt hier besonders großen Fehlern und die Absolutwerte haben nur bedingte Aussagekraft.

Der Verlauf der Radialgeschwindigkeit ist aber bei den Emissionslinien identisch mit dem der Absorptionslinien. Zwischen $\Phi = 0.2$ und $\Phi = 1.0$ ist ein stetiger Anstieg zu erkennen, während v_{rad} zwischen $\Phi = 0.0$ und $\Phi = 0.2$ wieder stark abfällt.

3. Linien mit mehreren Komponenten

Die Wasserstofflinien bestehen aus drei Komponenten. Die Absorptionskomponente ist von einer Emission überlagert, die von etwa -300 km s^{-1} bis etwa $+100 \text{ km s}^{-1}$ reicht. Dazu kommt noch die Nebelemision, die einen

scharfen, etwa $\pm 30 \text{ km s}^{-1}$ umfassenden Bereich um das Linienzentrum überdeckt.

In den Zeitserien der Wasserstofflinien ist nicht ein Zyklus aus FEROS-Aufnahmen gezeigt, sondern mehr als vier Zyklen von HEROS-Spektren. Von $\text{H}\alpha$ ist außerdem ein Spektrum von 15Mon, einem Stern derselben Spektralklasse und ähnlicher Rotationsgeschwindigkeit wie θ^1 Ori C, abgezogen, wodurch die reinen Emissionskomponenten übrigbleiben. Näheres dazu in Kapitel 4.2.4.

Zu dieser Gruppe ist auch die Linie $\text{He II } \lambda 4686$ zu zählen, die ebenfalls aus überlagerten Absorptions- und Emissionskomponenten besteht, aber keine Nebelemmission aufweist.

4.2.3 Linienanalysen der Absorptionslinien

Um ein Modell für θ^1 Ori C erstellen zu können, wurde auch hier zunächst die Rotationsgeschwindigkeit bestimmt. In diesem Fall eignete sich dazu besonders die Linie $\text{O III } \lambda 5592$. Im Gegensatz zur Vorgehensweise bei σ Ori E wurde hier aber ein Minimumsspektrum zur Häufigkeitsbestimmung verwandt. Das Minimumsspektrum sollte analog zu den Ausführungen in Kapitel 4.1.3 das Spektrum mit homogen verteilter maximaler Ionenhäufigkeit sein.

Das Resultat der Rechnungen und Modellierung zeigt Abbildung 4.12. Zur Modellierung von θ^1 Ori C sei schon hier erwähnt, daß bei so hohen Temperaturen die Annahme von lokalem thermischen Gleichgewicht zu starken Einschränkungen führen muß und keine genaue Übereinstimmung erwartet werden kann. Außerdem konvergieren die ATLAS9-Modelle für die Sternparameter nicht mehr. Die Modelle wurden mit $T_{\text{eff}} = 39\,000 \text{ K}$ und $\log g = 4.2$ gerechnet.

Besonderer Wert wurde auf die Übereinstimmung von Daten und Modell im Zentrum der Linie gelegt, gerade auf der blauen Flanke ist in den Daten eine höhere Absorption nachzuweisen, die vermutlich durch Windaktivität hervorgerufen wird. Sie spielt aber bei der Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit keine Rolle. Die Bestimmung der Ionenhäufigkeit $\epsilon_{\text{O III}}$ ist in diesem Fall nicht so eindeutig wie bei σ Ori E, was den größten Teil des Fehlers für die Bestimmung von v_{rot} ausmacht. Es ergibt sich

$$v_{\text{rot}} \sin i = (32 \pm 5) \frac{\text{km}}{\text{s}}. \quad (4.6)$$

Da die Periode von θ^1 Ori C bekannt ist, hängt der Radius direkt von der Rotationsgeschwindigkeit ab. Nach der Festlegung von $v_{\text{rot}} \sin i$ ist die Inklination der entscheidende Parameter zur Bestimmung des Radius R .

Wenn man mit R_{min} den Radius bezeichnet, der sich für $\sin i = 1$ errechnen

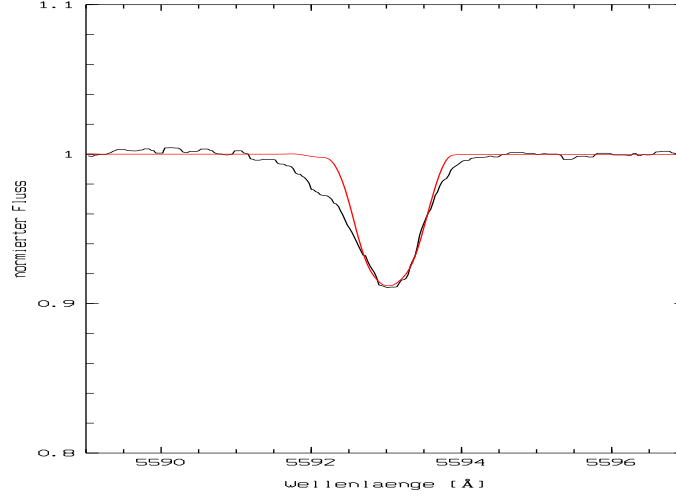


Abbildung 4.12: Minimumsspektrum der Linie O III λ 5592 (schwarz) und eine modellierte Linie mit $v \sin i = 32 \text{ km s}^{-1}$ (rot), auf der blauen Flanke des Modellspektrums liegt eine weitere, sehr schwache O III-Komponente, diese kann aber nicht für die starke Absorption dort verantwortlich sein.

ließe, so gilt

$$R = \frac{R_{\min}}{\sin i}. \quad (4.7)$$

Für einen Wert von $v \sin i = 29 \text{ km s}^{-1}$ ergibt sich $R_{\min} = 9.0 R_{\odot}$. Donati & Wade (1999) bestimmen den Inklinationwinkel durch Spektropolarimetrie zu $i = (45 \pm 20)^{\circ}$. Howarth & Prinja (1989) geben für den Radius $R = 8 R_{\odot}$ an. Die von ihnen beschriebenen Fehlergrenzen lassen einen Wert von $R = 10.5 R_{\odot}$ noch gerechtfertigt erscheinen. Um einen Kompromiß zwischen den verschiedenen Referenzen zu erreichen, wurde deshalb für die Modellierung ein Radius von $R = 10.5 R_{\odot}$ gewählt, für die Inklination ergibt sich damit $\sin i = 0.55$ oder $i = 60^{\circ}$.

Ausgehend von diesen Überlegungen wurden wiederum Modelle erstellt und die Übereinstimmungen der dynamischen Spektren und der Verläufe von Äquivalentbreite und Radialgeschwindigkeit mit den entsprechenden Daten iterativ verbessert. Dabei stellte sich heraus, daß die Spektren mit einem zentrierten Dipol nicht modellierbar sind. Die Magnetfeldgeometrie in dem Modell, das am besten mit den Daten übereinstimmt, entspricht einem dezentrierten Dipol.

Die von Donati & Wade (1999) vorgeschlagene Geometrie mit $i = 45^{\circ}$ wurde ebenfalls modelliert, auch hier mußte ein dezentrierter Dipol angenommen werden. Mit $v \sin i = 29 \text{ km s}^{-1}$ ergibt sich dann bei fester Periode für den Radius $R = 12.5 R_{\odot}$. Dieser Wert liegt deutlich über dem von Howarth & Prinja (1989)

errechneten Radius von $R_{\text{HP}} = 8 R_{\odot}$, das erstellte Modell liefert aber eine gute Übereinstimmung mit den Daten.

Die synthetischen dynamischen Spektren von C IV λ 5812 und O III λ 5592 sind in Abbildung 4.23, die Äquivalentbreiten in Anhang B aufgeführt. Wie bereits erwähnt, sind die Heliumlinien deutlich bis zu etwa $\pm 100 \text{ km s}^{-1}$ verbreitert. Die modellierte Linie He I λ 4713 ist auf Abbildung 4.13 zu sehen. Diese Linie ist deutlich zu schmal. Die Ursache für die Verbreiterung der Heliumlinien ist bislang ungeklärt (Stahl et al., 1996). Das Linienzentrum hingegen variiert wie das der Metalllinien und wird vom Modell hinreichend reproduziert.

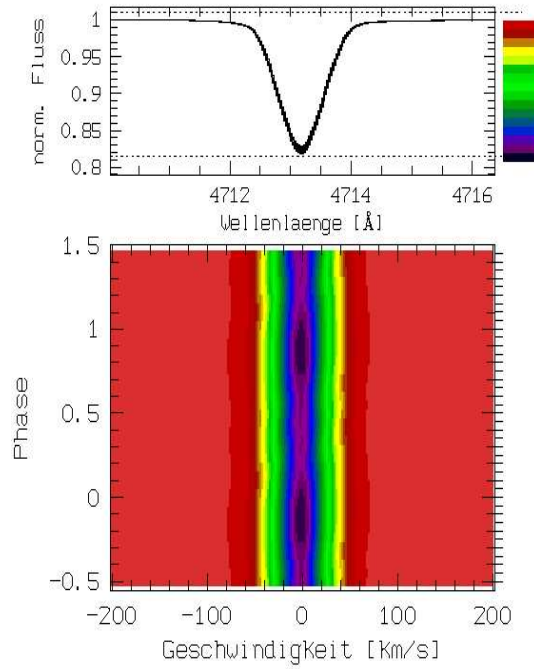


Abbildung 4.13: Zeitserie des Modells von He I λ 4713 nach Modell 1 (Tabelle 4.2).

Tabelle 4.2 beinhaltet die Parameter für die beiden Modelle, die die jeweils besten Ergebnisse mit den oben erwähnten Parametern erbrachten. Abbildung 4.14 zeigt beide Modellsterne vom Beobachter aus betrachtet.

Das Verhalten der Linien von θ^1 Ori C konnte mit einem zentrierten Dipol nicht erklärt werden, die Flecken liegen sich nicht genau gegenüber. Damit verfügt dieses Modell über einen weiteren Satz freier Parameter. Im Gegensatz zur Situation bei σ Ori E, wo nur β und ein Winkel φ_1 über die Parameter $\varphi_1, \vartheta_1, \varphi_2, \vartheta_2$ der Positionen beider Flecken entschied, bleiben hier weitere zwei Parameter frei, die die Abweichung vom zentrierten Dipol charakterisieren. Hinzu kommen noch die Kappenradien und Elementhäufigkeiten.

Somit gibt es in Fall von θ^1 Ori C deutlich mehr unterschiedliche Möglichkeiten, die Daten zu reproduzieren, als im Fall von σ Ori E. Auf die absoluten Werte der

	Modell 1			Modell 2		
	C IV	O III	Si IV	C IV	O III	Si IV
i	60°			45°		
v_{rot}	$35 \frac{\text{km}}{\text{s}}$			$41 \frac{\text{km}}{\text{s}}$		
Radius	$10.5 R_\odot$			$12.5 R_\odot$		
φ_1	0°			0°		
ϑ_1	60°			45°		
φ_2	240°			240°		
ϑ_2	120°			140°		
r_1	20°			20°		
r_2	30°			55°		
ϵ_{Kappen}	6.4	5.8	7.0	6.4	5.8	7.0
ϵ_{Ring}	8.2	7.6	8.8	8.2	7.6	8.8

Tabelle 4.2: Modellparameter von θ^1 Ori C; r_1 ist die Größe des 1. Flecks, r_2 die Größe des 2. Flecks, ϵ_{Kappen} die Elementhäufigkeit in den Flecken, ϵ_{Ring} die Häufigkeit außerhalb. Da ein dezentrierter Dipol modelliert wurde, sind die Positionen der Kappen in ϑ und φ auf dem Stern angegeben, $\vartheta = \varphi = 0$ befindet sich an einem Rotationspol, der Beobachter bei $\vartheta = i$.

Häufigkeiten wurde nicht so großer Wert gelegt, da die absoluten Äquivalentbreiten des LTE-Modells mit der nicht korrekten Effektivtemperatur ohnehin nicht mit den Daten übereinstimmen werden.

Vor allem die relative Lage von φ_1 und φ_2 ist aus den Daten ersichtlich, da damit die Phasenlage der Absorptionsmaxima direkt verknüpft ist. ϑ_1 und ϑ_2 sind von den Fleckenradien abhängig, die Flecken müssen über einen durch die Daten festgelegten Teil der Periode sichtbar sein und bei der Bewegung eine ebenfalls festgelegte Geschwindigkeit erreichen. Der Zusammenhang zwischen ϑ_i und r_i wird ersichtlich, wenn man die erstellten Modelle auf Abbildung 4.14 miteinander vergleicht. Die Parameter sind auf den ersten Blick deutlich verschieden, die Bilder, die sich dem Beobachter bieten, ähneln einander aber sehr.

Entscheidend ist auch hier, daß einzig eine solche Konfiguration in der Lage ist, das Verhalten der Linien von θ^1 Ori C zu reproduzieren. Im Rahmen der Toleranzen ist das hier entworfene Modell wie auch das von σ Ori E eindeutig.

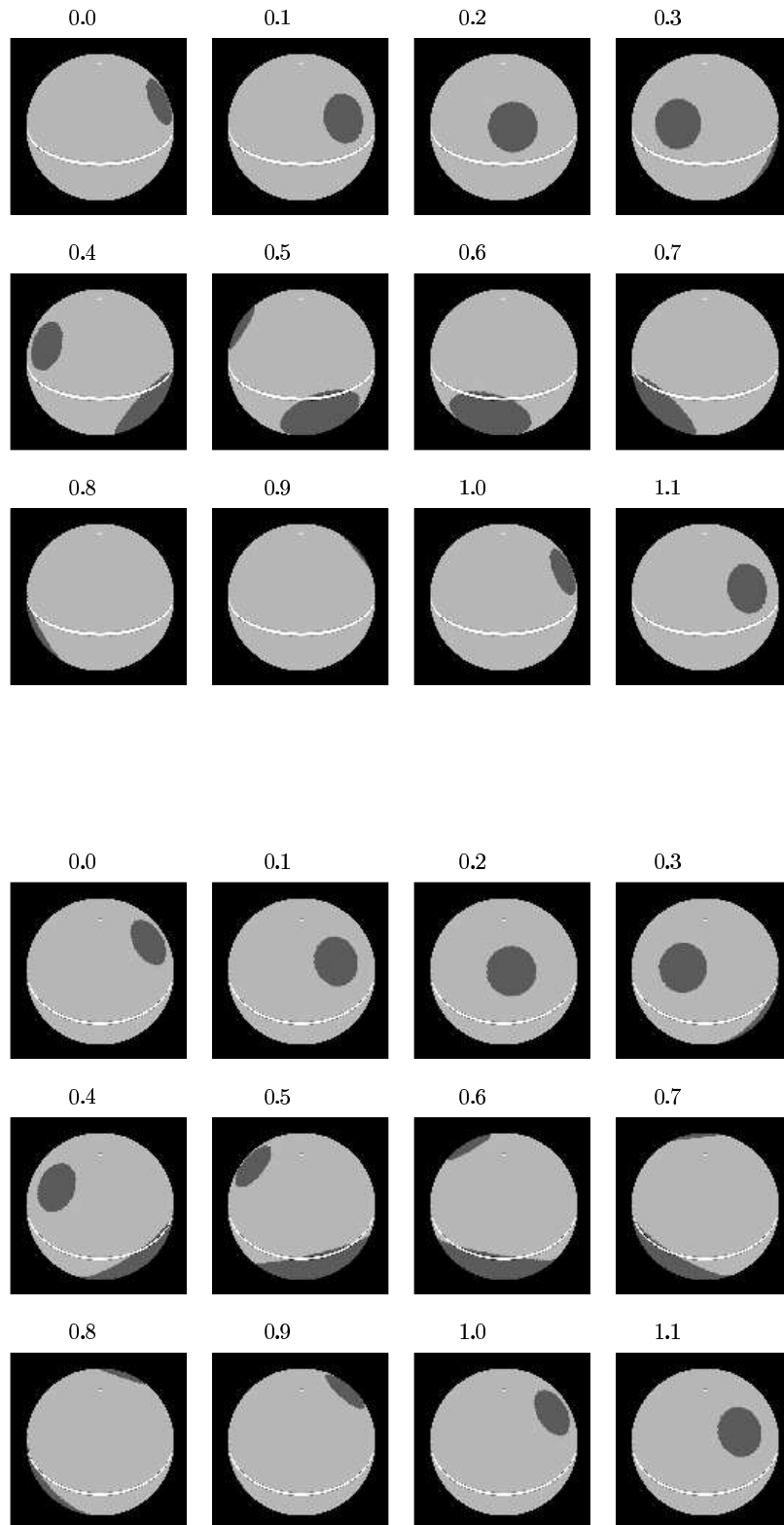


Abbildung 4.14: Modell 1 (oben) und Modell 2 (unten) vom Beobachter aus gesehen. Die Phasen der Momentaufnahmen sind über den Bildern angegeben (Daten der Modelle nach Tabelle 4.2).

4.2.4 Emission

N III–Linien

Die Linien N III $\lambda\lambda$ 4634 und 4640 sind Emissionslinien, die bis etwa ± 30 km s $^{-1}$ verbreitert sind. In Abbildung 4.15 sind sie mit den benachbarten Linien Si IV λ 4631 bzw. O II λ 4638 gezeigt. Deutlich zu sehen ist eine mit der Rotationsperiode variierende Verschiebung des Linienzentrums, wie es auch die benachbarten Linien aufweisen. Der Verlauf der scheinbaren Radialgeschwindigkeiten ist aus Abbildung 4.16 ersichtlich. Zusätzlich sind die Radialgeschwindigkeiten von Si IV λ 4631 aufgeführt.

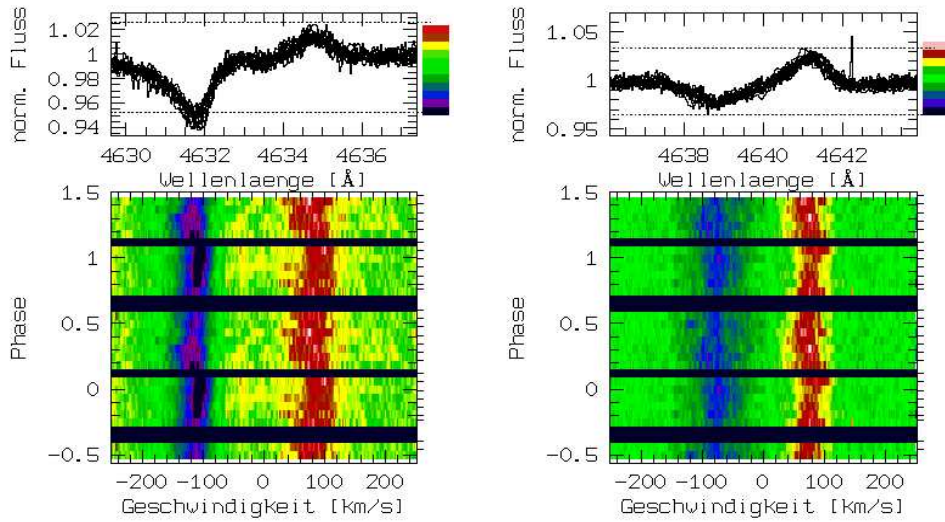


Abbildung 4.15: Dynamische Spektren der Linien Si IV λ 4631, N III λ 4634 (links) und O II λ 4638, N III λ 4640 (rechts).

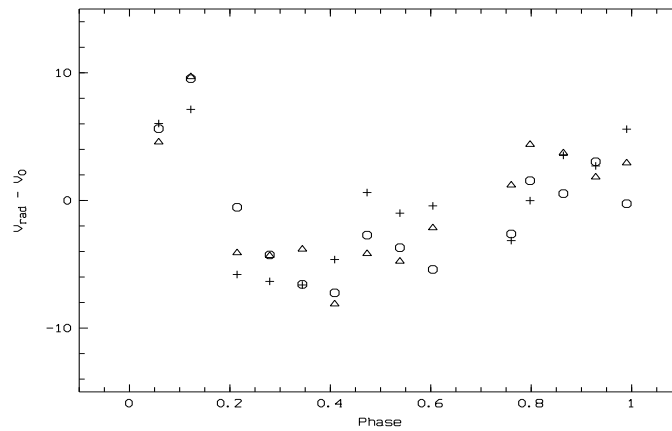


Abbildung 4.16: Variation der scheinbaren Radialgeschwindigkeiten von Si IV λ 4631 (+), N III λ 4634 (○) und N III λ 4640 (△).

Emission in H und He II

In den Wasserstofflinien sowie in He II λ 4686 ist eine weitere Emissionskomponente nachweisbar. Sie erstreckt sich, wie bereits in Kapitel 4.2.2 erwähnt, über einen größeren Bereich um das Linienzentrum. Aus diesem Grund bringt die höhere Auflösung von FEROS hier nur geringen Gewinn, während allein mit den HEROS-Daten aus dem Jahr 1993 mehr als vier Rotationszyklen vollständig abgedeckt werden. Zur Untersuchung dieser Strukturen wurden also Daten verwandt, die mit dem HEROS-Spektrographen gewonnenen wurden.

Die Emissionskomponente läßt sich isolieren, indem man von den vorhandenen Daten eine geeignete Absorptionskomponente abzieht. Dafür wurde ein Spektrum des θ^1 Ori C sehr ähnlichen O7V-Sterns 15Mon benutzt (Stahl et al., 1996), das ebenfalls mit HEROS im Jahre 1991 aufgenommen wurde.

Von den Wasserstofflinien ist H α die Linie mit der stärksten Emission. Auf Abbildung 4.21 ist das dynamische Spektrum nach Abzug des 15Mon-Spektrums zu sehen. Im Zentrum ist eine starke Nebemission überlagert, die anschließend manuell abgezogen wurde. Bei diesem Vorgehen werden lediglich die Punkte des Spektrums verbunden, die gerade außerhalb der Nebemission liegen. Abbildung 4.17 zeigt die reinen Emissionskomponenten von H α und He II λ 4686 in ihrer zeitlichen Abfolge, Abbildung 4.18 in der nach Phasenlage sortierten Darstellung.

Die Emissionsstruktur ist in beiden Linien phasengleich vorhanden, sie hat ebenfalls eine Periode von 15.422 d, die Variabilität kann also auf die Sternrotation zurückgeführt werden. Das stärkste Emissionsmerkmal erstreckt sich von etwa -300 km s^{-1} bis $+100 \text{ km s}^{-1}$, ist also deutlich blauverschoben. Die Emission wird nach dem Minimum bei $\Phi \simeq 0.0$ im genannten Geschwindigkeitsbereich nahezu gleichzeitig sichtbar. Ihre Intensität läßt im blauen Flügel nach, während auf der roten Seite zunächst kaum eine Veränderung festzustellen ist. Die Kante, die in H α vor allem um $\Phi \simeq 0.8$ bei $+50 \text{ km s}^{-1}$ auffällt, ist durch den Abzug der Nebemission entstanden und somit nicht real. In der Heliumlinie erstreckt sich außerdem um $\Phi \simeq 0.8$ ein zweiter Arm bis zu etwa $+200 \text{ km s}^{-1}$.

Dieses Verhalten könnte ebenfalls durch eine mit dem Stern rotierende Struktur hervorgerufen werden, die sich in einiger Distanz zur Sternoberfläche befindet und sich daher mit höherer Geschwindigkeit bewegt. Bei einer starren Rotation mit dem Stern müßte sich die Materie bis in eine Entfernung von $10 R_\star$ erstrecken. Das Emissionsmerkmal würde, wie schon im Kapitel über σ Ori E erwähnt, auf dem blauen Flügel einsetzen, durchs Linienzentrum in den roten Bereich laufen und dort schwächer werden.

Problematisch daran ist das Einsetzen der Emission auf der ganzen Breite, bereits bei $\Phi \simeq 0.1$ erstreckt sich das Merkmal bis $+50 \text{ km s}^{-1}$. In H α fehlt außerdem der rote Flügel bei $\Phi \simeq 0.8$, der trotz der manuellen Veränderungen der Spektren noch sichtbar sein müßte.

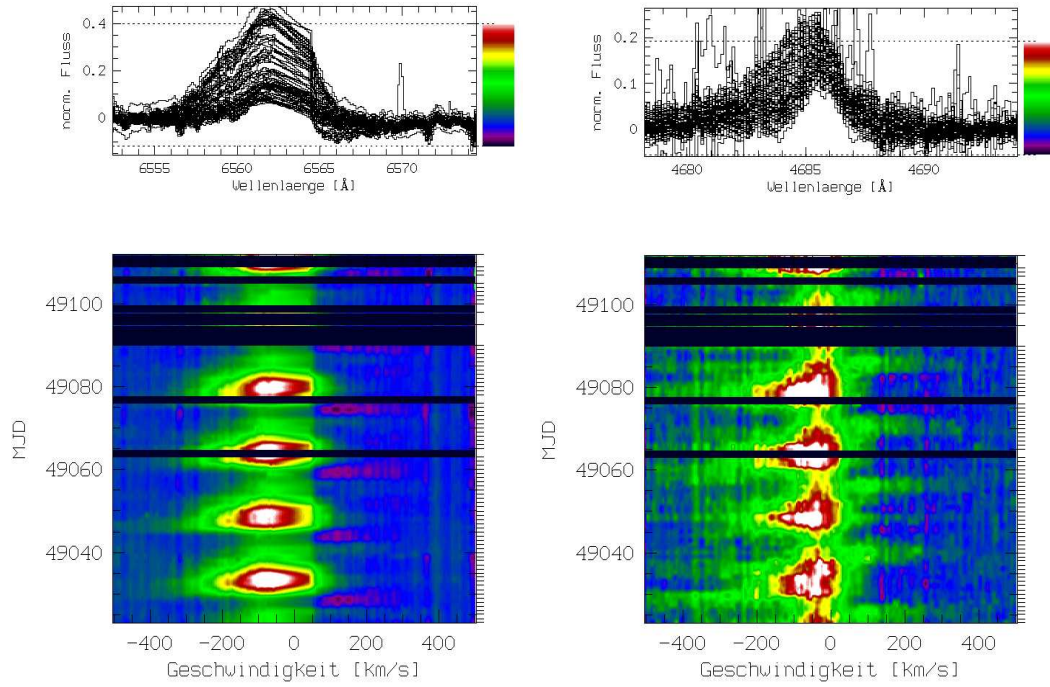


Abbildung 4.17: Emissionskomponente in $H\alpha$ (links) und $\text{He II } \lambda 4686$ (rechts). Von $H\alpha$ wurde die Absorption abgezogen und die Nebelkomponente manuell entfernt, von $\text{He II } \lambda 4686$ mußte lediglich die Absorptionskomponente abgezogen werden.

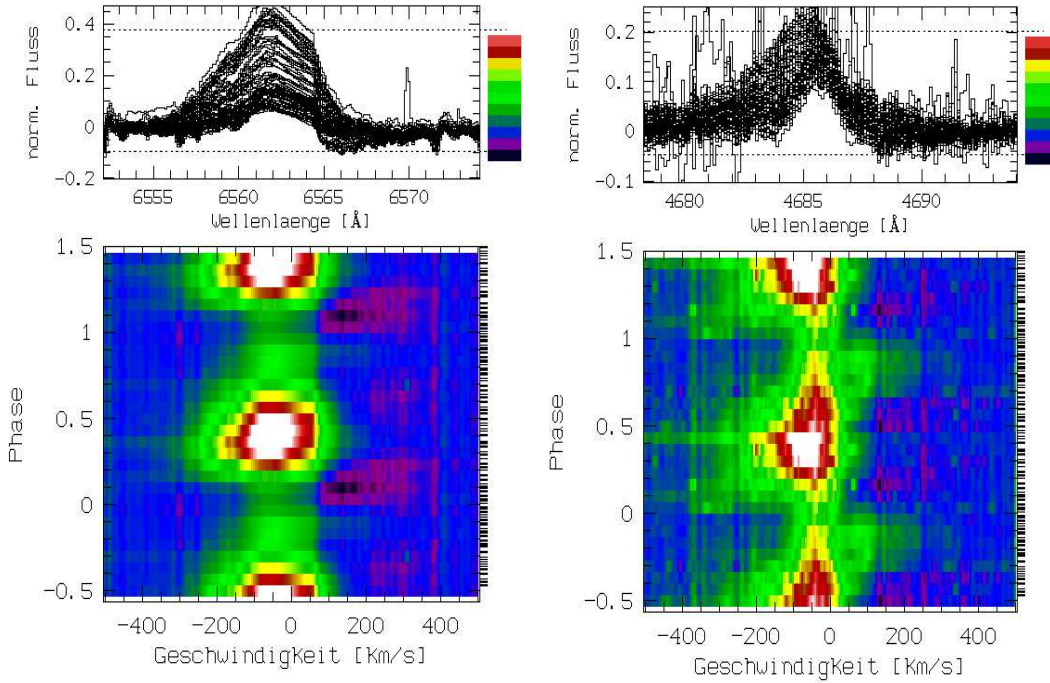


Abbildung 4.18: Wie Abb. 4.17, aber nach Phasenlage sortiert.

Zusammenfassend gibt jedoch die Tatsache, daß auch die Emission mit der Rotationsperiode variiert, Anlaß zu der Annahme, daß Materie in einiger Entfernung von der Sternoberfläche mit dem Stern rotiert. Durch Verdeckungen und Projektionen der Trajektorien einer Eigenbewegung in Richtung des Beobachters könnte die nichttriviale Struktur in den Zeitserien hervorgerufen werden.

Zur Überprüfung dieser Annahme wurde eine Monte-Carlo Simulation erstellt, die es erlaubt, durch beliebige Materieverteilung und -bewegung entstehende Spektren zu untersuchen.

Monte-Carlo Simulation

Das „Monte-Carlo“ Verfahren ist eine numerische Methode, mit der z.B. die Integration über nichttriviale Flächen oder Körper vereinfacht werden kann. Dabei wird im wesentlichen die folgende Identität genutzt:

$$I = \int_a^b f(x)dx \approx \frac{(b-a)}{N} \sum_{i=1}^N f(x_i) \quad (4.8)$$

Statt x_i in gleichmäßigen Intervallen zu positionieren, wird es zufällig gewählt. Der Fehler ist rein statistisch $\propto 1/\sqrt{N}$. Näheres zur Monte-Carlo Methode und der technischen Umsetzung siehe z.B. Press et al. (1999).

In diesem Fall soll geprüft werden, wie sich unterschiedliche Anordnungen von Sternwinden auf die beobachteten Spektren auswirken. Dabei sind vor allem die Anordnung der Windzentren, die Richtung und das Geschwindigkeitsverhalten des Windes von Bedeutung. Zur Auswertung eines Szenarios und der dadurch entstehenden Anordnung der Windpartikel werden N „Testteilchen“ generiert, deren räumliche Verteilung um den Stern gleichmäßig ist. Für jedes Teilchen werden die Dichte der Umgebung, die Bewegungsrichtung und -geschwindigkeit errechnet. Der Beitrag der Teilchen zum beobachteten Spektrum wird mit der Emissivität, also dem Dichtequadrat, gewichtet und gemäß der in Beobachtungsrichtung projizierten Geschwindigkeit zum Spektrum addiert.

Der Vorteil dieses Verfahrens liegt vor allem darin, daß sich komplizierte Geometrien der Materieverteilung auf leichte und schnelle Weise implementieren lassen, indem vor der Berechnung der Windgeschwindigkeit, der Dichte und der Projektionen überprüft wird, ob sich an der Position des Testteilchen im Modell überhaupt Materie befindet.

Für jede Zeitserie wird einmal die Dichte- und Geschwindigkeitsverteilung der betreffenden Testteilchen modelliert, die Drehung des Systems aus dem Blickwinkel eines Beobachters in S Schritte unterteilt und die Teilchengeschwindigkeiten für jeden Schritt auf die Beobachtungsrichtung projiziert.

In den Berechnungen wurde berücksichtigt, daß sich die Dichte und die Geschwindigkeit von Sternwinden gemäß eines β -Gesetzes verhalten, das direkt aus der Massenerhaltung $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v$ folgt (Castor et al., 1975; Pauldrach et al., 1986), $\dot{M}$ wird als konstant angenommen.

Mit $x = \frac{r}{R_\star}$ wurden folgende Vorschriften implementiert:

- Dichte ρ

$$\rho(x) = \text{const} \frac{1}{x^2 \left(1 - \frac{1}{x}\right)^\beta}$$

- Geschwindigkeit v

$$v(x) = v_\infty \left(1 - \frac{1}{x}\right)^\beta$$

Wobei v_∞ die Windendgeschwindigkeit darstellt.

- Parameter β
 β ist ein zunächst unbekannter Parameter, i.a. $0.5 \leq \beta \leq 2$.
- Die Schicht mit $1.0 \leq x \leq x_{crit}$ emittiert Strahlung wie die Schicht an der Stelle x_{crit} . Es wurde stets $x_{crit} = 1.04$ angenommen (Pauldrach et al., 1986).
- Windrichtung
Die Bewegungsrichtung der Windteilchen ist berücksichtigt worden, die Teilchen bewegen sich in die Richtung, in die der Wind gekrümmt ist.
- Der Stern selbst wird nicht modelliert, es ist ausschließlich der Einfluß der emittierenden Hülle zu sehen. Die erhaltenen Zeitserien sind also direkt mit den in Abbildung 4.17 und 4.18 gezeigten Serien vergleichbar.

Anhand dieses Programms wurde nun der Versuch unternommen, die gezeigten Variationen der Linien $H\alpha$ und $He\text{ II } \lambda 4686$ zu reproduzieren. Dabei stellte sich schnell heraus, daß eine emittierende Scheibe bzw. ein axialsymmetrisches, ringförmiges Windzentrum nicht Ursache für die beobachteten Linienvariationen sein können. Wie auch immer die Parameter β und i geartet sein mögen, die resultierenden Zeitserien dürften nur Strukturen aufweisen, die den Bereich außerhalb der Bedeckungszonen stetig durchlaufen und sowohl auf der roten als auch auf der blauen Seite zu sehen sind (siehe auch Abb. C.6). Es kann zwar durch eine Windbewegung eine stärkere Verschiebung in den blauen Bereich erwartet werden, das nahezu völlige Fehlen der Strukturen im roten Bereich wie in $H\alpha$ ist dadurch aber keinesfalls erklärbar.

Im Zusammenhang mit diesem Modell wurde auch der Ansatz von Babel & Montmerle (1997) überprüft, in dem die Windpartikel von einem breiten Emissionsäquator ausgeworfen werden. Die Teilchen von der oberen Seite bewegen sich in diesem Bild nach unten und stoßen mit den Teilchen zusammen, die von unten kommen und sich nach oben bewegen. Es bildet sich eine Schockzone (Abb. 4.19).

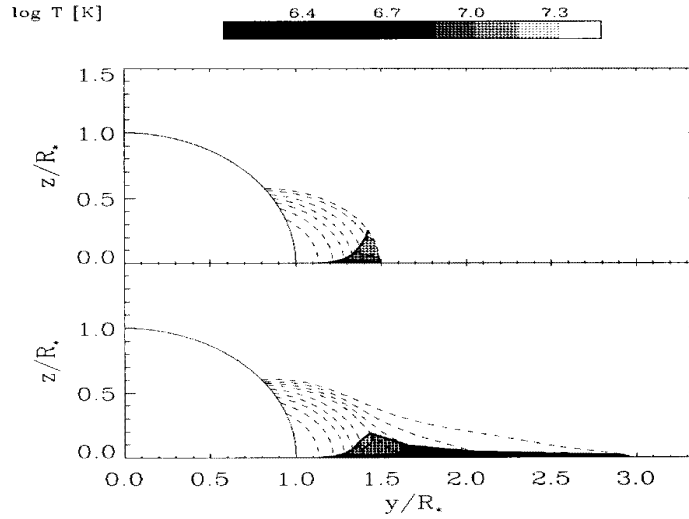


Abbildung 4.19: Modell der Schockzone von Babel & Montmerle (1997), die Schockfront ist durch die durchgezogene, die Windtrajektorien durch gestrichelte Linien markiert. Das obere Bild zeigt eine geschlossene, das untere eine offene Magnetosphäre.

Weder die Annahme eines vollständig emissiven Windes noch einer auf die Schockzone beschränkten Emission kann die Beobachtungen erklären.

Der nächste Schritt zur Untersuchung der Emissionslinien war die Modellierung von nicht-axialsymmetrischen Windstrukturen. Dabei liegt es nahe, die Windzentren, also die Orte auf der Sternoberfläche, an denen der Wind austritt, ebenso fleckenförmig anzuordnen wie die absorbierenden Flecken in den vorangehenden Kapiteln. Die Windtrajektorien können dabei vor allem durch den Einfluß der Sternrotation gekrümmt sein, was nach Berücksichtigung der Projektion der Rotationsgeschwindigkeit des Sterns, der Teilcheneigenbewegung und dem Einfluß der Bedeckung durch den Stern zu Effekten führt, die nur schwer überschaubar sind, und für die eine Modellierung ein geeigneter Weg ist, um sich ein Bild über die Profilvariationen zu verschaffen.

Verschiedene Kombinationen wurden entworfen und die Spektren berechnet, eine Auswahl ist in Anhang C gezeigt. Der beobachtete Effekt einer im Spektrum von etwa -300 km s^{-1} bis $+100 \text{ km s}^{-1}$ gleichzeitig auftretenden Emission konnte aber nicht reproduziert werden.

4.2.5 Interpretation

Die Modellierung von θ^1 Ori C unterliegt wegen der extremeren Bedingungen auf dem Stern deutlich stärkeren Einschränkungen, als es schon bei σ Ori E der Fall gewesen ist. Bei der von Howarth & Prinja (1989) angegebenen Effektivtemperatur von $T_{\text{eff}} = 45\,500 \text{ K}$ muß eine wesentliche Abweichung vom lokalen

thermischen Gleichgewicht angenommen werden. Weiterhin läßt sich mit den verwendeten Methoden kein Atmosphärenmodell mit einer exakt zutreffenden Kombination von T_{eff} und $\log g$ erstellen. Es ist daher zu erwarten, daß die Form der modellierten Spektren in einigen Punkten von den Daten abweicht, und daß vor allem in den Absolutwerten der Äquivalentbreiten keine Übereinstimmung erzielt werden kann.

Dennoch besteht die Möglichkeit, die spektralen Variationen, also die Veränderungen der Linienformen, die durch unterschiedliche Elementhäufigkeiten hervorgerufen werden, zu untersuchen. Die Aussagen, die anhand der Modelle über die relativen Elementhäufigkeiten getroffen werden, müssen auch für die Verhältnisse auf θ^1 Ori C gelten.

Die Analyse der Rotationsgeschwindigkeit ist durch einen offenbar vorhandenen Sternwind erschwert, die hohe Auflösung der Spektren erlaubt aber trotz der geringen Rotationsverbreiterung eine gute Bestimmung von $v_{\text{rot}} \sin i$. Da die Sternparameter von θ^1 Ori C nicht so genau bestimmt sind, wie z.B. die von σ Ori E, ist eine Festlegung des Inklinationwinkels i anhand eines vorgegebenen Sternradius nicht eindeutig möglich. Um den verschiedenen Möglichkeiten Rechnung zu tragen, wurden zwei Szenarien synthetisiert. Bei beiden war die Annahme eines dezentrierten Dipols nötig.

Vor allem die Flanken der Heliumlinien konnten nicht reproduziert werden, hier scheint ein noch nicht verstandener Mechanismus zur Linienverbreiterung beizutragen (Stahl et al., 1996). Auch die Metalllinien sind in den Daten etwas breiter als im Modell, was aber ohne Einschränkung auf Sternwinde und NLTE-Abweichungen zurückgeführt werden kann. Die Linienzentren der Helium- und Metalllinien zeigen im zeitlichen Verlauf der Spektren eine deutliche Übereinstimmung.

Die Äquivalentbreiten in Abbildung 4.20 sind normiert worden. Die betrachte-

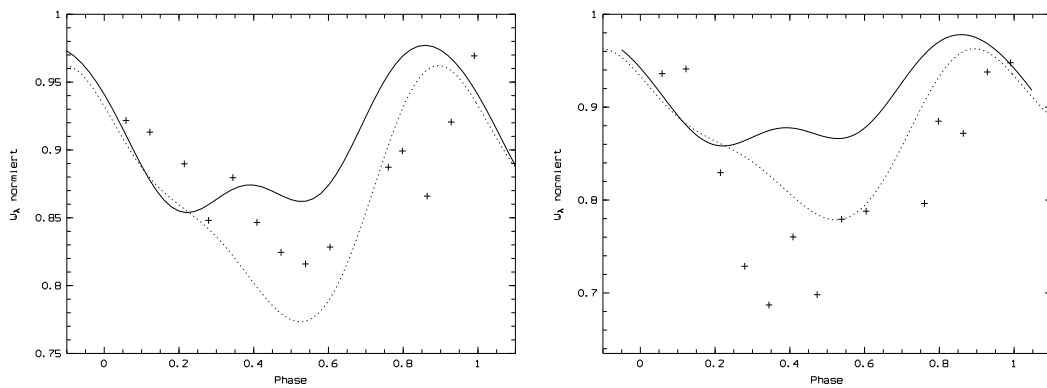


Abbildung 4.20: Normierte Äquivalentbreiten der Linien CIV λ 5812 (links) und O III λ 5592 (rechts), die durchgezogene Linie markiert den Verlauf für Modell 1, die gestrichelte Linie für Modell 2.

ten Linien sind in O7V-Sternen besonders stark und sehr temperaturempfindlich. Wegen der unterschiedlichen Effektivtemperaturen von Modell und Stern ist zu erwarten, daß die modellierten Linien systematisch sehr viel kleinere Äquivalentbreiten aufweisen als die Daten. Um dennoch die Variationen untersuchen zu können, sind normierte Äquivalentbreiten gezeigt. Beide Modelle weisen tendenziell die richtigen Variationen auf, die tatsächlichen Verhältnisse auf dem Stern scheinen zwischen beiden Lösungen zu liegen.

Die zwei erstellten Modelle stellen also Grenzen für die möglichen Szenarien auf θ^1 Ori C dar. Die daraus abgeleiteten Parameter sind:

$$R = (11.5 \pm 1.0) R_{\odot} \quad (4.9)$$

$$i = (52 \pm 10)^{\circ} \quad (4.10)$$

$$v_{\text{rot}} = (38 \pm 3) \frac{\text{km}}{\text{s}} \quad (4.11)$$

Auf der Sternoberfläche von θ^1 Ori C scheint es zwei helium- und metallarme Kappen zu geben, die von einem Ring stärkerer Konzentration umgeben sind. Es wurde keine andere Geometrie gefunden, die die Daten treffend reproduzieren konnte.

Helium ist auf θ^1 Ori C wegen der hohen Effektivtemperatur zu einem großen Teil zweifach ionisiert. Die Kopplung an die Metallionen im Wind ist so groß, daß die Heliumionen mit den Metallen mitbeschleunigt werden und sich ein homogener Wind ausbildet (siehe Kap. 1.3). Helium sollte sich demnach wie die Metalle verhalten und an den magnetischen Polen Kappen geringerer Häufigkeit ausbilden. Mit diesem Bild stimmen die gefundenen Ergebnisse gut überein.

Zusammenfassend wurde gezeigt, daß sich die photosphärischen Linienvariationen von θ^1 Ori C, ebenso wie die von σ Ori E und den Ap-Bp-Sternen, durch ein vorhandenes, schiefes und mit dem Stern rotierendes Dipolfeld erklären lassen. In der Phasenlage paßt das benötigte Feld sehr gut zu dem von Babel & Montmerle (1997) auf der Basis von Röntgendaten vorgeschlagenen.

Die Emissionsstrukturen sind unterschiedlicher Herkunft. Die Nebelemission in den Helium- und Wasserstofflinien liefert keinerlei Aussagen über die Sternoberfläche.

Die Emissionen in N III λ 4634 und 4640 zeigen in der Bewegung ihrer Linienzentren eine auffällige Ähnlichkeit zu dem Verhalten der Absorptionslinien (Abb. 4.16). Es kann davon ausgegangen werden, daß diese Linien ebenfalls direkt auf der Oberfläche entstehen und durch die Sternrotation beeinflusst werden. Detailliertere Untersuchungen der Äquivalentbreiten oder eine Modellierung der Linien sind hier allerdings nicht möglich.

Die dritte Emissionskomponente, die in den Wasserstofflinien und in He II λ 4686 auftritt, variiert ebenfalls mit der Rotationsperiode. Sie reicht aber bis zu wesentlich höheren Geschwindigkeiten, woraus geschlossen werden kann, daß sie an Orten entsteht, die weit von der Sternoberfläche entfernt sind. Unterliegt diese

Materie nur der Rotation des Sterns und weist sie keine weitere Eigenbewegung auf, so erstreckt sich die Struktur bis zu einer Entfernung von $10 R_\star$. Eine solche Verteilung einer rein emissiven Materie ohne Absorptionsanteile kann aber die beobachteten Merkmale nicht erklären. Auch die modellierten Windmodelle sind nicht in der Lage, die Emissionsstruktur zu reproduzieren.

Es ist also festzuhalten, daß weder ein an festen Windzentren ausgestossener Sternwind noch eine stabile Anordnung von Materie um den Stern allein in der Lage sind, die beobachteten Spektren zu produzieren.

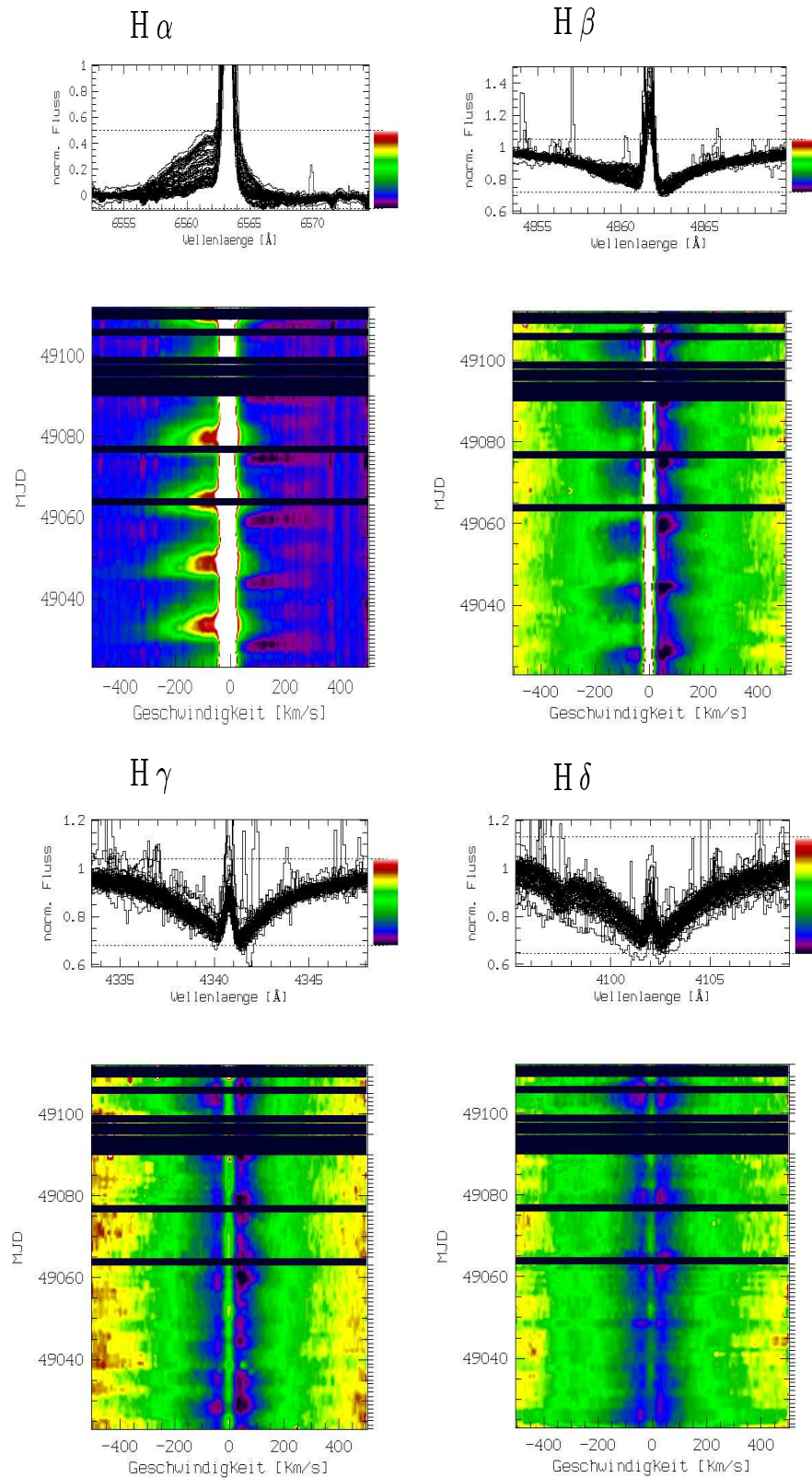


Abbildung 4.21: Dynamische HEROS-Spektren der Wasserstofflinien, es sind mehr als vier volle Phasen gezeigt; von $H\alpha$ wurde ein Spektrum von 15Mon abgezogen.

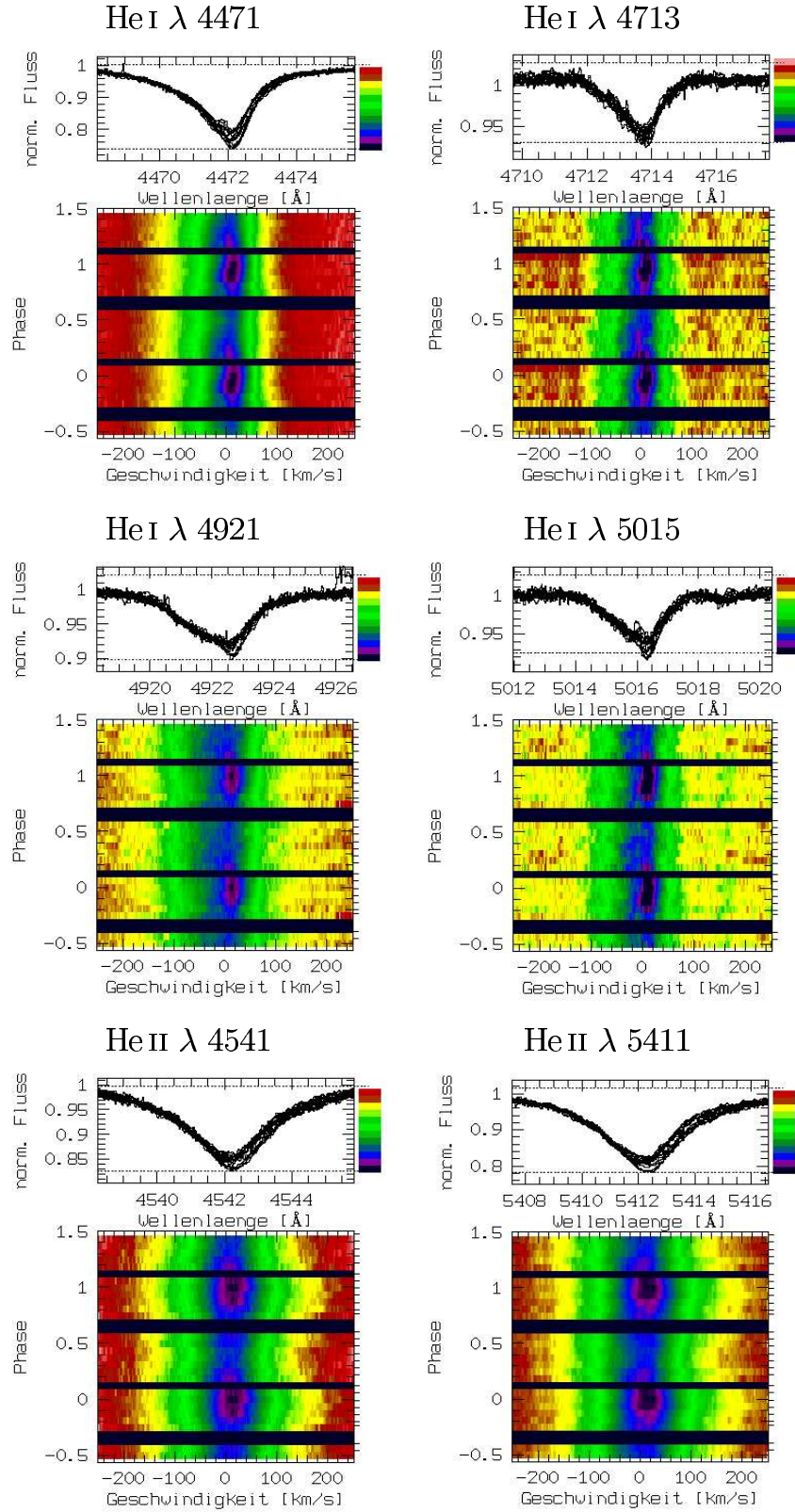


Abbildung 4.22: Dynamische FEROS-Spektren der Linien He I 4471, He I 4713, He I 4921, He I 5015, He II 4541 und He II 5411.

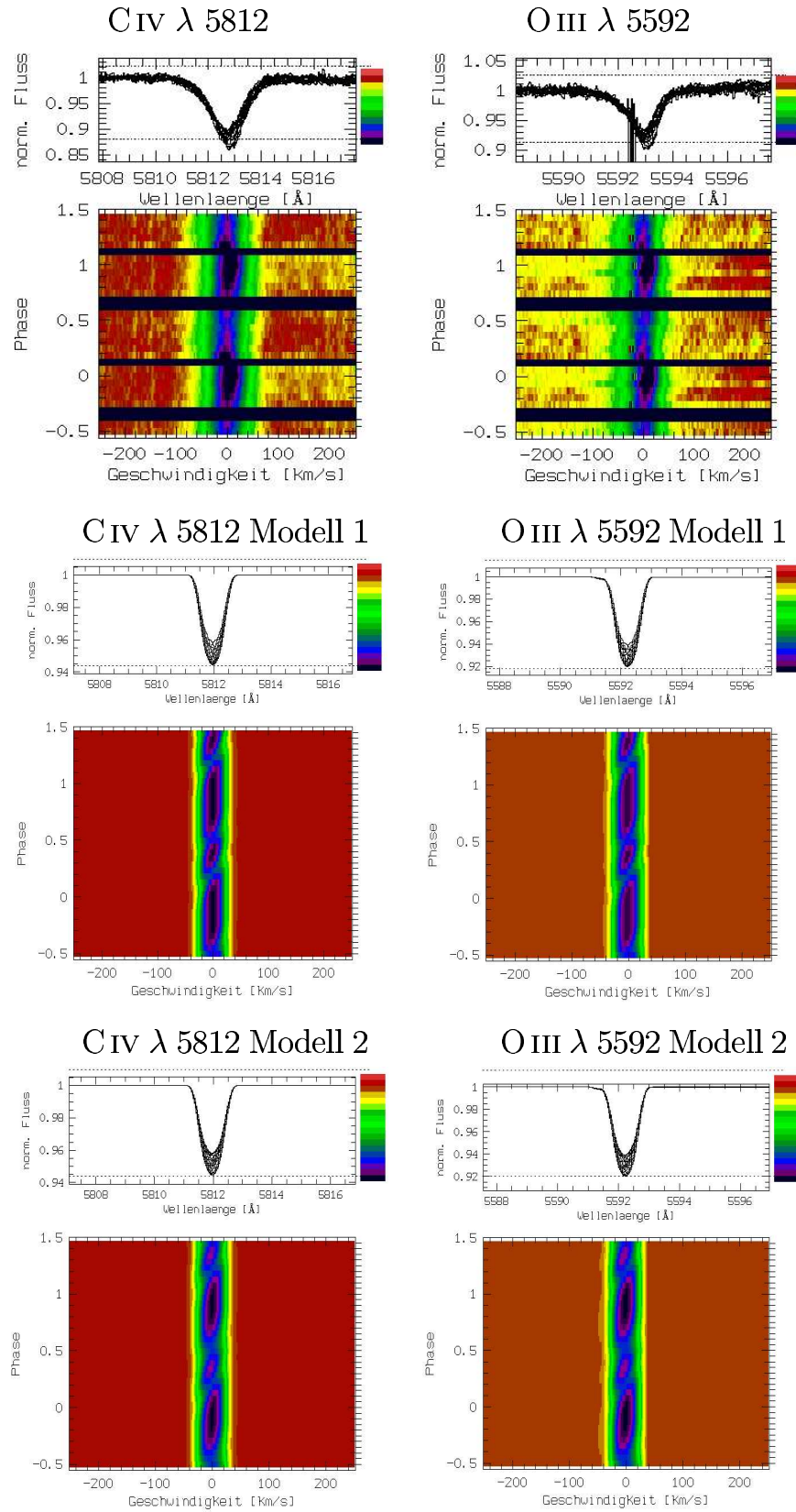


Abbildung 4.23: Dynamische Spektren der Linien C IV 5812 und O III 5592 sowie ihrer Modelle.

Kapitel 5

Diskussion und Ausblick

In dieser Arbeit wurde anhand von σ Ori E und θ^1 Ori C die Frage untersucht, ob sich die Reihe der magnetischen Sterne von den Ap-Bp-Sternen zu höheren Temperaturen hin erweitern läßt. Insbesondere die Existenz eines Magnetfelds auf θ^1 Ori C stand zur Diskussion.

Zur Untersuchung wurden für beide Sterne hochauflösende FEROS-Spektren verwendet, die jeweils mindestens eine ganze Periode abdecken. Von θ^1 Ori C ist zusätzlich eine Serie von HEROS-Spektren bearbeitet worden, die mehr als vier komplette Perioden abdeckt.

Mit ATLAS9-Sternatmosphären und den Simulationskodes BHT, BRUCE und KYLIE wurden photosphärische Linien synthetisiert und der Einfluß von Häufigkeitsunterschieden auf die Profile und Äquivalentbreiten näher beleuchtet.

σ Ori E ist seit langer Zeit Objekt solcher Studien, die neu vorgenommene Modellierung diene auch als unabhängige Bestätigung der bisherigen Ergebnisse. Im Gegensatz zu den Modellen von Hunger & Groote (1997), wo in erster Linie die Äquivalentbreiten direkt untersucht worden sind, wurden in dieser Arbeit die Linienprofile selbst erstellt, aus denen dann die Äquivalentbreiten errechnet wurden. Damit war es hier also möglich, auch den Gang des Linienzentrums sowie die Linienform näher zu untersuchen.

Von θ^1 Ori C liegen bisher keine gesicherten Nachweise eines Magnetfeldes vor, Donati & Wade (1999) fanden durch spektropolarimetrische Messungen eine obere Grenze für die Dipolfeldstärke von etwa 2 kG, in anderen Arbeiten finden sich Hinweise auf die Existenz eines Feldes. Die Suche nach einem Magnetfeld auf θ^1 Ori C spielt eine Vorläuferrolle bei der Suche nach Magnetfeldern auf O-Sternen im allgemeinen, da bisher auf keinem dieser Sterne ein Magnetfeld nachgewiesen werden konnte.

Für beide Sterne wurden zunächst die Rotationsgeschwindigkeit und der Inklinationwinkel bestimmt. Im Fall von σ Ori E wurde $v_{\text{rot}} = 225 \text{ km s}^{-1}$ und $i = 39^\circ$ gefunden, was mit den in der Literatur vorkommenden Werten vereinbar ist. Die Profilvariationen von σ Ori E lassen sich durch zwei gegenüberliegende Flecken erklären. Die Flecken liegen $\beta = 60^\circ$ neben dem Rotationspol und haben

einen Radius von $r = 60^\circ$. Helium ist in den Flecken überhäufig, die Metalle sind unterhäufig.

Die Theorie der liniengetriebenen Winde auf heißen Sternen (Hunger & Groote, 1999, siehe Kap. 1.3) sagt genau ein solches Verhalten der Elemente auf σ Ori E voraus. Die Temperatur reicht aus, um die Metallionen zu beschleunigen, sie entkommen der Photosphäre entlang der magnetischen Feldlinien an den magnetischen Polen. Dort entstehen metallarme Kappen. Helium ist bei der vorliegenden Effektivtemperatur einfach ionisiert und kann vom Metallwind mitbeschleunigt werden, die Kopplung reicht aber nicht aus, um das Helium gegen die Schwerkbeschleunigung gänzlich vom Stern zu entfernen. Die Heliumionen fallen aus einiger Höhe entlang der Feldlinien wieder auf die Sternoberfläche zurück, an den magnetischen Polen bilden sich heliumreiche Kappen.

Das gefundene Modell deckt sich im wesentlichen mit dem von Hunger & Groote entworfenen Bild von σ Ori E. In der Arbeit von 1997 wurde noch ein Versatz zwischen den heliumreichen und metallarmen Flecken von $\Delta\varphi = 45^\circ$ angenommen. Dieser Wert ist aber zwischenzeitlich überarbeitet worden und bewegt sich im Bereich weniger Grad (Groote, 1999), die Modelle sind also gut miteinander verträglich.

Das Verhalten der Wasserstofflinien ist hier nicht näher untersucht worden. Die Zeitserien der bekannten Linien zeigen aber dieselbe Periodizität wie die Helium- und Metalllinien und lassen sich ebenfalls auf die Rotation des Sterns zurückführen. Das Verhalten in den dynamischen Spektren weist auf ein Merkmal hin, das sich um den Stern dreht, zu bestimmten Phasen außerhalb der Sternoberfläche Emission verursacht und, wenn es den Stern verdeckt, für eine Absorption in den Linien verantwortlich ist. Zur Erklärung werden in den Arbeiten von Groote & Hunger vom Magnetfeld gefangene Wolken vorgeschlagen. Das vom Sternwind ausgestossene Material kann wegen der Anwesenheit des Dipolfeldes der Magnetosphäre nicht entkommen und bleibt in ihr gefangen. Die Autoren versuchen desweiteren eine vorhandene symmetrische Radioemission dadurch zu erklären, daß sich diese Wolken von Zeit zu Zeit entleeren und so eine symmetrische Hülle um σ Ori E bilden (Groote, 1999).

Die Signaturen solcher Wolken lassen sich in den untersuchten Spektren nachvollziehen und können die Merkmale in den dynamischen Spektren der Wasserstofflinien präzise erklären.

Desweiteren konnte die Periode von σ Ori E zu $P = 1.19084$ d korrigiert werden, was im Rahmen der Fehler ebenfalls mit den Literaturwerten vereinbar ist.

Auf diese Weise wurde also einerseits σ Ori E einer detaillierten Analyse unterzogen, die Prozedur bestätigte aber auch die Möglichkeit der Modellierung der Linienprofile mit der vorgestellten Technik. Mit diesem Wissen wurde nun θ^1 Ori C untersucht, bei dem eine ähnliche Analyse noch nicht vorgenommen wurde. Die geringe Rotationsgeschwindigkeit und die Schwierigkeiten, die der Spektraltyp und der vorhandene Sternwind mit sich bringen, lassen derartige Untersuchungen erst an Spektren zu, die eine Qualität wie die FEROS-Spektren

aufweisen.

Bei θ^1 Ori C war die Situation komplizierter, da keine gesicherten Abschätzungen des Sternradius vorliegen. Es wurde zunächst $v_{\text{rot}} \sin i = (32 \pm 5) \text{ km s}^{-1}$ bestimmt. Da Inklination und Sternradius miteinander verknüpft sind, gibt es eine umfangreiche Menge von Möglichkeiten, die den vorliegenden Werten bei fester Periode genügen.

Die Modellierung zeigte, daß auch auf θ^1 Ori C die Profilvariationen durch Flecken auf der Sternoberfläche erklärt werden können. Diese können einander aber nicht exakt gegenüberliegen. Es wurden zwei unterschiedliche Modelle für die Geometrie von θ^1 Ori C vorgestellt, sie unterscheiden sich leicht in ihren Parametern. Das Bild für den Beobachter bleibt aber nahezu dasselbe.

Die exakte Übereinstimmung der absoluten Äquivalentbreiten spielte hier eine untergeordnete Rolle, da schon wegen der verwendeten Atmosphärenmodelle in dem vorliegenden Temperaturbereich große Fehler zu erwarten sind. Der Verlauf der Linienprofile und auch der Äquivalentbreiten stimmt bei beiden Modellen gut mit dem Daten überein und läßt vermuten, daß sich die Parameter von θ^1 Ori C tatsächlich zwischen den vorgestellten Modellen bewegen. Die entworfenen Szenarien stellen also Grenzen der möglichen Parameter dar.

Die Tatsache, daß die Kappen einander nicht gegenüberliegen, führt zu der Annahme eines dezentrierten Dipolfeldes auf θ^1 Ori C. Helium- und Metallkappen fallen wiederum zusammen, hier sind aber sowohl die Metalle als auch Helium an den Kappen unterhäufig.

Auch dieses Bild ist direkt mit einem liniengetriebenen Wind zu erklären. Im Fall von θ^1 Ori C ist Helium bereits zweifach ionisiert, die Kopplung an den liniengetriebenen Metallwind ist dadurch wesentlich größer als bei σ Ori E. Die Heliumionen werden mitbeschleunigt, die Kopplungsstärke reicht auch in größeren Höhen bei größeren Windgeschwindigkeiten noch aus, um Helium gegen die Schwerebeschleunigung von der Sternoberfläche zu lösen. Es bildet sich ein homogener Wind aus Helium und Metallen aus, die magnetischen Pole werden helium- und metallarm.

Die aus den Modellen abgeleitete Magnetfeldanordnung ist auch vereinbar mit den Modellen, die auf der Grundlage von Röntgendaten entworfen wurden (Babel & Montmerle, 1997).

Als Ergebnis der durchgeführten Untersuchungen ist also festzuhalten, daß in den Linienprofilen von θ^1 Ori C deutliche Signaturen eines Magnetfeldes gefunden wurden. Die Feldkonfiguration deckt sich sowohl mit der Theorie der Sternwinde als auch mit Messungen aus anderen Wellenlängenbereichen. Ein direkter Nachweis eines Feldes steht noch aus. Die obere Grenze von 1.6 bis 2.0 kG ist für dieses Ergebnis keine Einschränkung, da auch ein schwächeres Feld für die Ausbildung der Kappen genügen sollte.

Es zeigt sich damit, daß das Vorkommen von Magnetfeldern auf Ap-Bp-Sternen zu höheren Temperaturen durch magnetische O-Sterne fortgesetzt werden kann.

Nach der Untersuchung der Sternoberfläche wurde auch versucht, die zu hö-

heren Geschwindigkeiten reichenden Emissionsmerkmale der Wasserstoff- und He II-Linien von θ^1 Ori C zu verstehen. Auch diese Strukturen variieren mit der Rotationsperiode, was die Vermutung nahelegt, daß das Material, das an den Polkappen die Sternoberfläche verläßt, von den Magnetfeldlinien geführt wird und für die Emissionen verantwortlich ist.

Es zeigte sich aber, daß es keine Möglichkeit gibt, die beobachteten Strukturen durch eine der genannten Anordnungen rein emissiven Materials zu erklären.

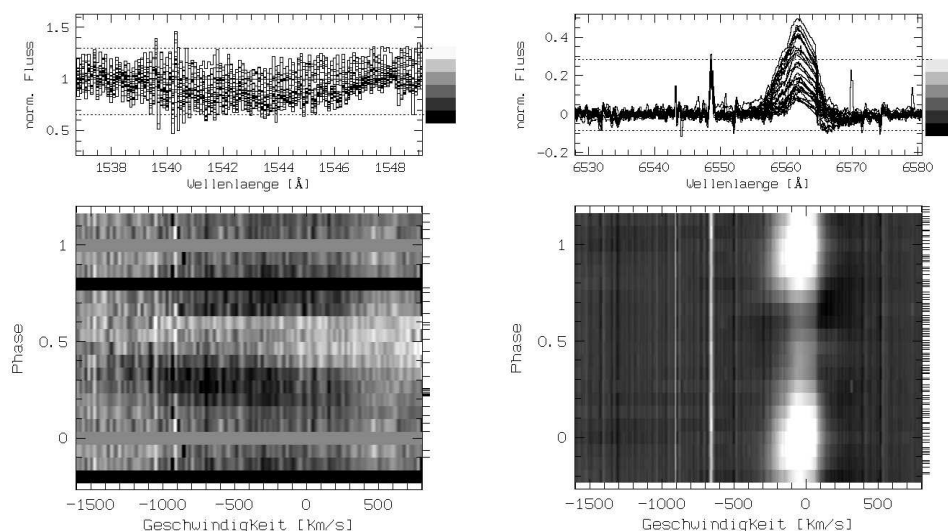


Abbildung 5.1: C IV $\lambda\lambda$ 1548 (links) und H α (rechts).

In Abbildung 5.1 ist H α neben C IV λ 1548 aus Aufnahmen des IUE-Satelliten abgebildet. Die Kohlenstofflinie weist zwei starke Absorptionsmaxima bei großen Geschwindigkeiten auf. Die Minima der Absorption fallen mit den Maxima der Emission in H α und He II λ 4686 zusammen, was auch an den Äquivalentbreiten dieser Linien zu sehen ist (Stahl et al., 1996).

Es könnte sich hier um das Zusammenspiel einer emittierenden Zone, wie z.B. einem Wind oder einer Schockzone, und absorbierenden Wolken handeln. Diese Wolken sollten sich, ähnlich der Situation auf σ Ori E, nahe dem magnetischen Äquator aufhalten.

Zur Klärung der Vorgänge auf θ^1 Ori C könnte auch die Betrachtung der Radialgeschwindigkeiten beitragen. Desweiteren spielt die Bewegung der Hauptquelle der ionisierenden Strahlung relativ zum Orionnebel eine entscheidende Rolle für dessen Evolution. Der Nebel hat eine Radialgeschwindigkeit von $+33 \text{ km s}^{-1}$. Die gemessenen Radialgeschwindigkeiten der vorhandenen Spektren sind in Abbildung 5.2 gezeigt. Sie wurden anhand der Linien He I λ 4471 und Mg II λ 4481 bestimmt.

Es zeigt sich, daß die Radialgeschwindigkeit von θ^1 Ori C in den letzten Jahren angestiegen ist und sich mittlerweile im Bereich der Nebelgeschwindigkeit be-

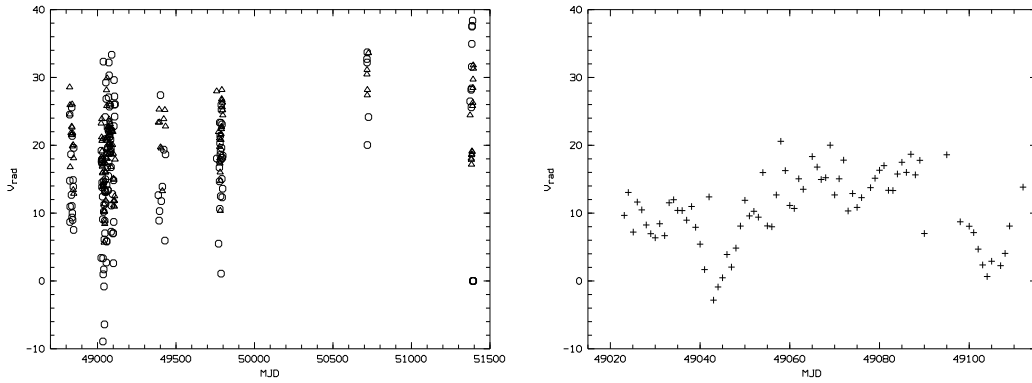


Abbildung 5.2: Links: Radialgeschwindigkeiten aus den Linien He I λ 4471 ($\triangle$) und Mg II λ 4481 ($\circ$) aus den Jahren 1992, '93, '94, '95, '97 und '99. Rechts: Radialgeschwindigkeiten aus O III λ 5592 aus 1993.

wegt. Der Geschwindigkeitsverlauf in Abbildung 5.2 (rechts) liefert Hinweise auf eine Variation mit einer Länge von etwa 60 Tagen. Die Radialgeschwindigkeiten früherer Jahre zeigt Abbildung 5.3 (Brown, 1994). Zwar sind die Daten vom Anfang des Jahrhunderts sehr ungenau, ein Abnehmen der Radialgeschwindigkeit zwischen 1940 und 1990 ist aber deutlich zu erkennen.

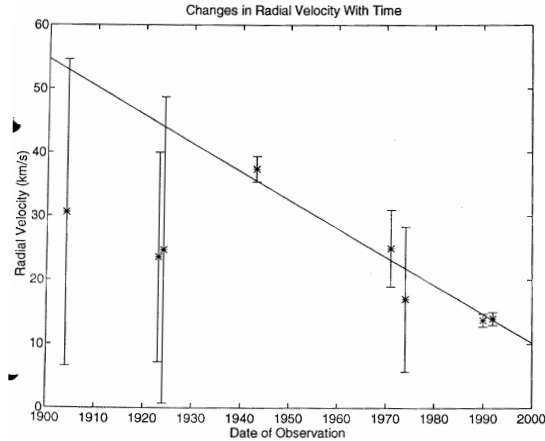


Abbildung 5.3: Variation der Radialgeschwindigkeit von θ^1 Ori C über die letzten hundert Jahre (Brown, 1994).

Für das Zweifachsystem aus θ^1 Ori C und dem von Weigelt et al. (1999) gefundenen Begleiter errechnet sich eine Bahnperiode von der Größenordnung 10 a, die maximal sichtbare Radialgeschwindigkeitsvariation liegt dabei in der Größenordnung 10 km s^{-1} . Dieser Effekt könnte das langzeitliche Verhalten der Radialgeschwindigkeit von θ^1 Ori C erklären. Für eine genauere Überprüfung ist aber

einerseits eine längere Aufzeichnung der Radialgeschwindigkeiten notwendig, da die vorliegenden Daten zu viele Lücken aufweisen. Andererseits muß zunächst das kurzzeitige Verhalten verstanden werden, da die dort vorliegenden Variationen ebenfalls im Bereich von 10 km s^{-1} liegen und die Bahnbewegung überdecken.

Anhang A

Spektralatlas

Nachfolgend sind die gemittelten FEROS-Spektren von σ Ori E und θ^1 Ori C mit einer Auflösung von $\lambda/\Delta\lambda = 48\,000$ gezeigt. Einige Linienzuordnungen sind hinzugefügt worden, zur näheren Erläuterung siehe Kapitel 4.

Das Spektrum von σ Ori E ist unten, das von θ^1 Ori C darüber dargestellt. Bereiche, die durch bekannte Fehler des CCDs dominiert werden, sind ebenfalls gekennzeichnet.

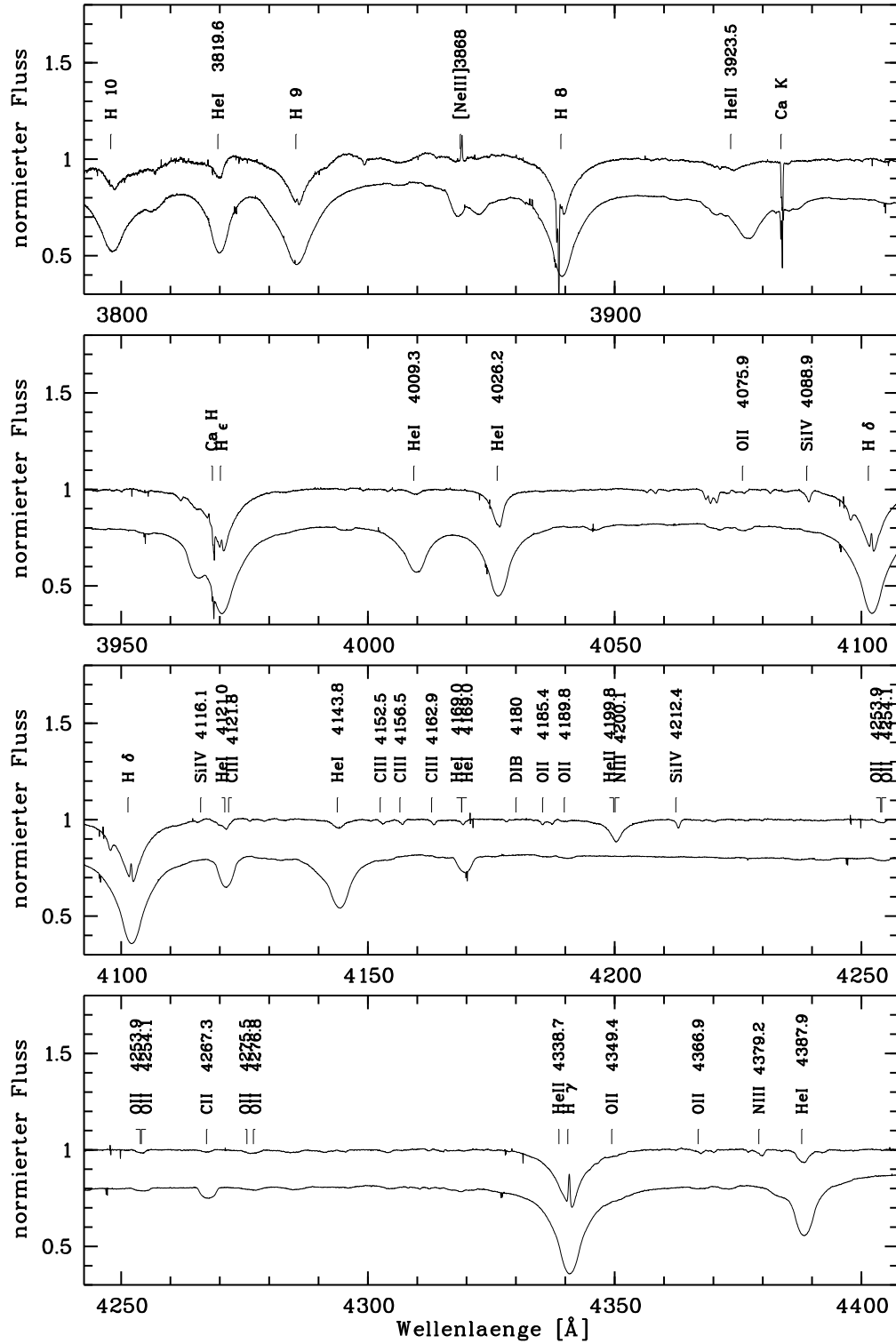


Abbildung A.1: Spektrum von σ Ori E und θ^1 Ori C von 3 800 Å bis 4 400 Å.

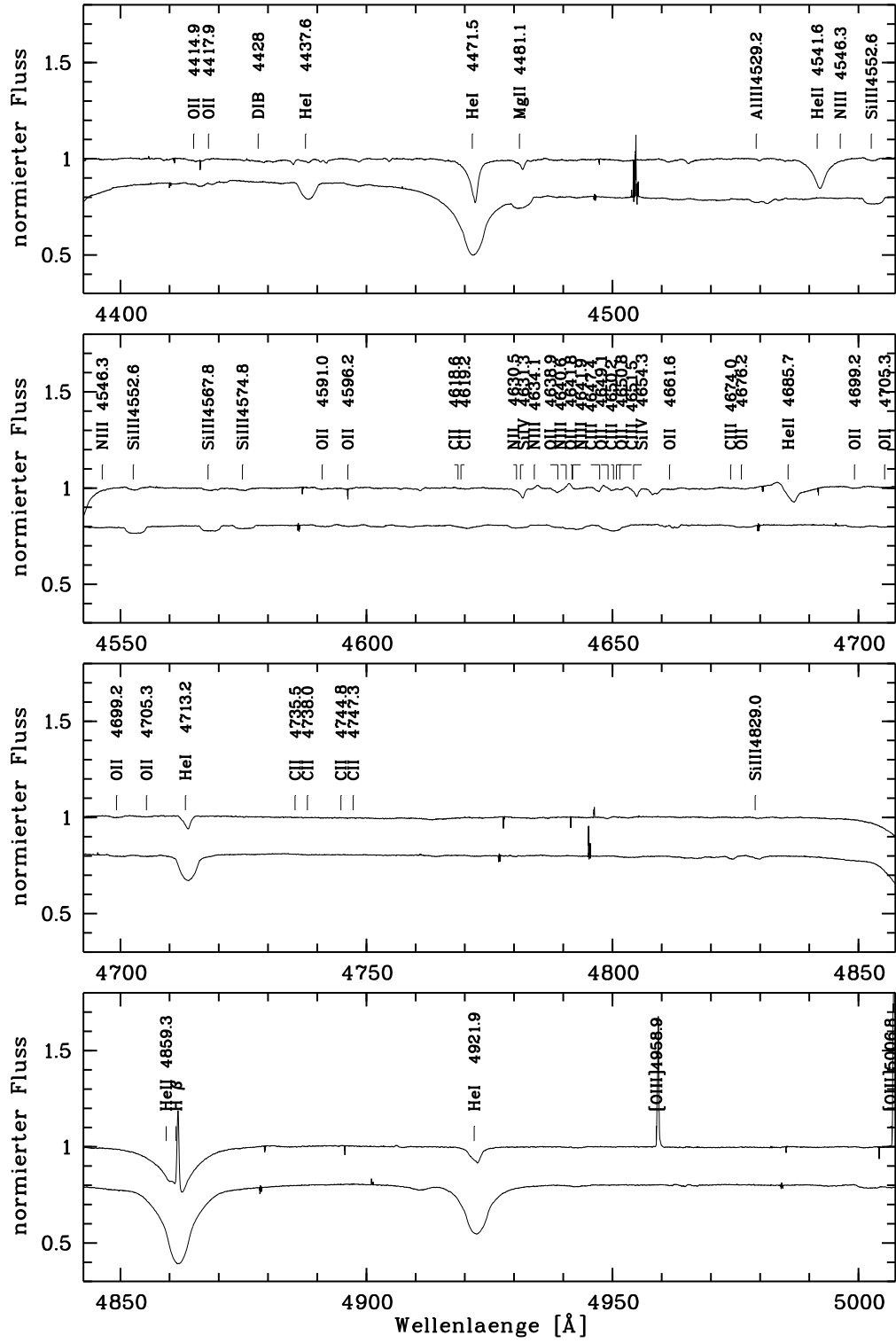


Abbildung A.2: Spektrum von σ Ori E und θ^1 Ori C von 4 400 Å bis 5 000 Å.

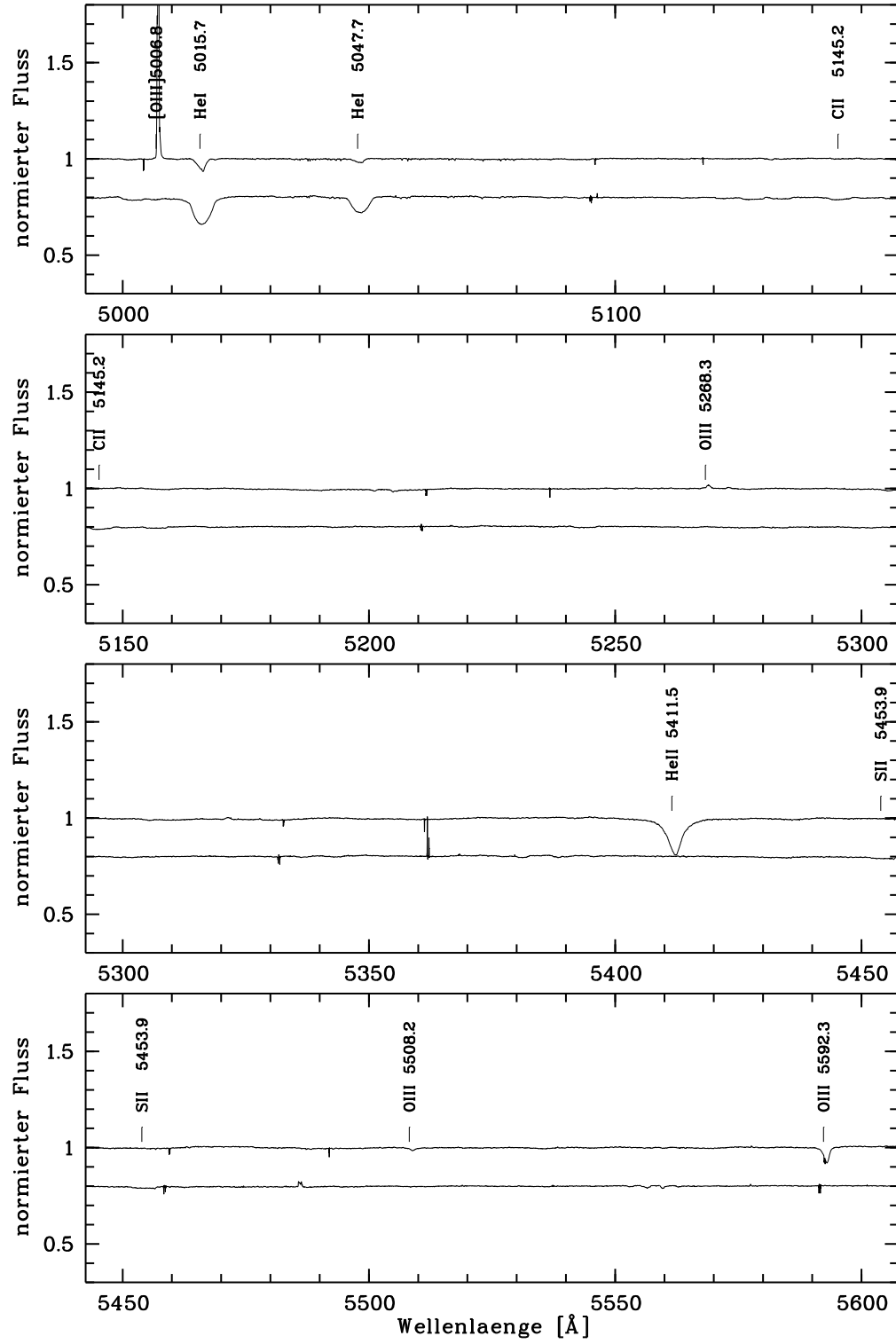


Abbildung A.3: Spektrum von σ Ori E und θ^1 Ori C von 5 000 Å bis 5 600 Å.



Abbildung A.4: Spektrum von σ Ori E und θ^1 Ori C von 5 600 Å bis 6 200 Å.

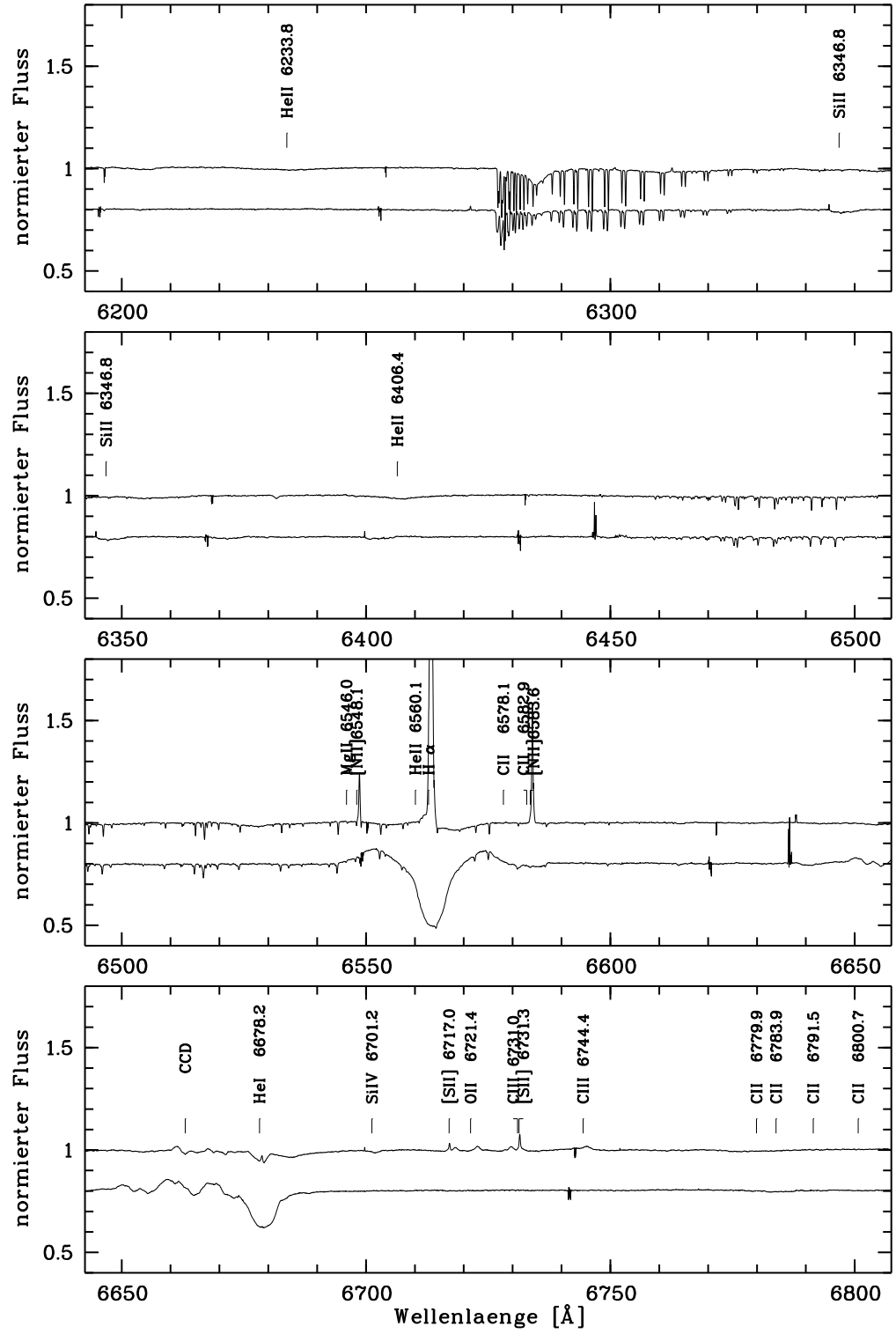


Abbildung A.5: Spektrum von σ Ori E und θ^1 Ori C von 6 200 Å bis 6 800 Å.

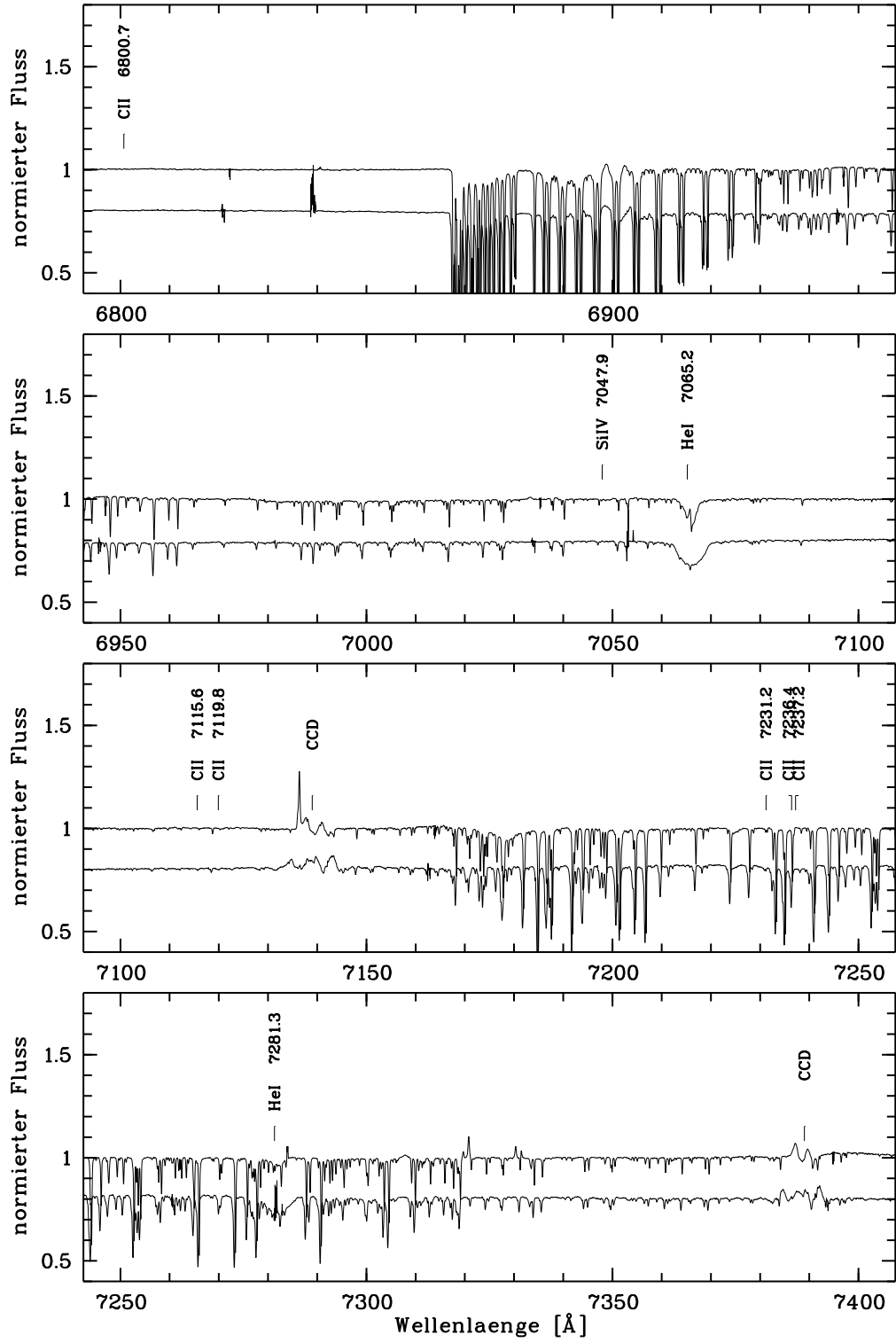


Abbildung A.6: Spektrum von σ Ori E und θ^1 Ori C von 6 800 Å bis 7 400 Å.

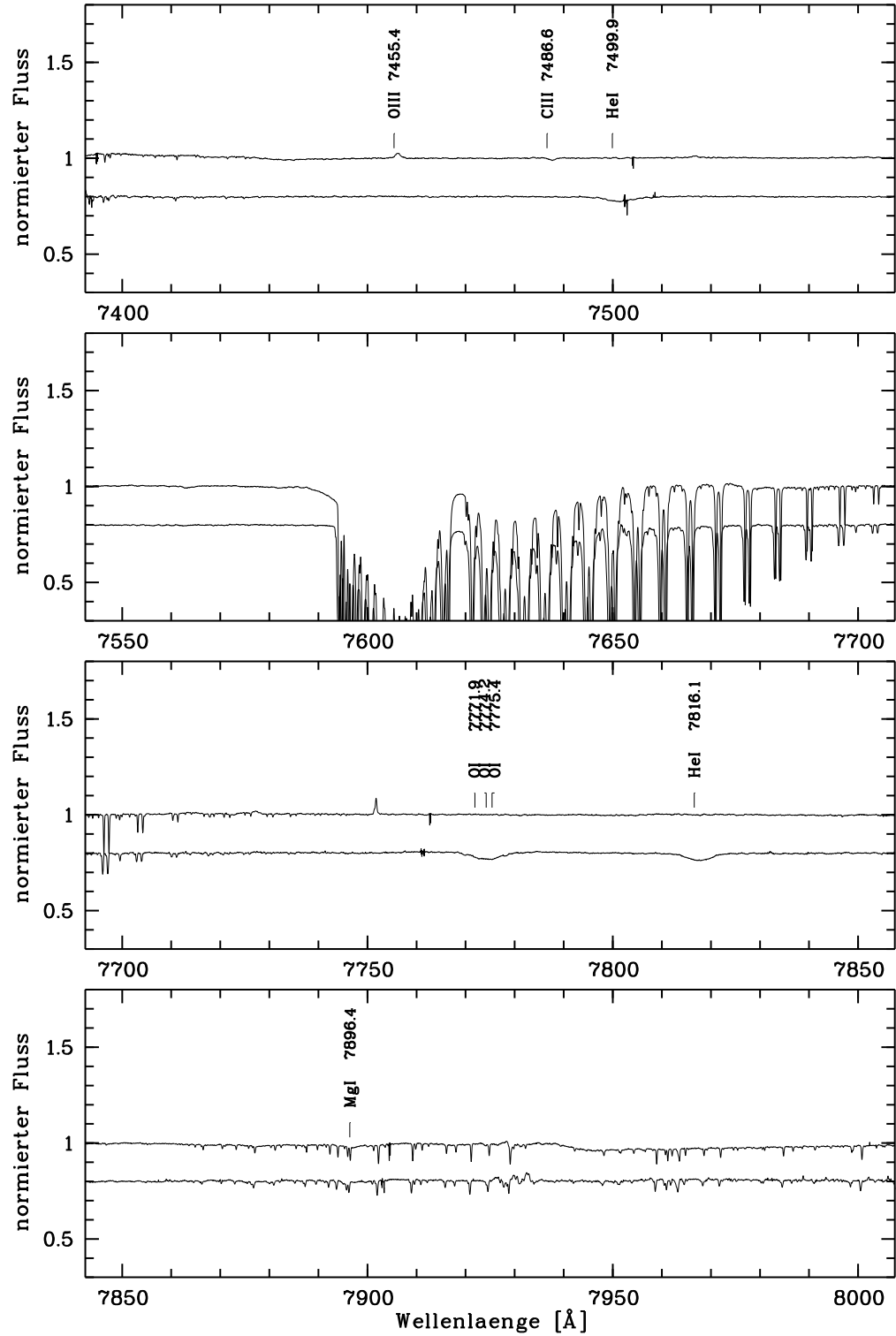


Abbildung A.7: Spektrum von σ Ori E und θ^1 Ori C von 7 400 Å bis 8 000 Å.

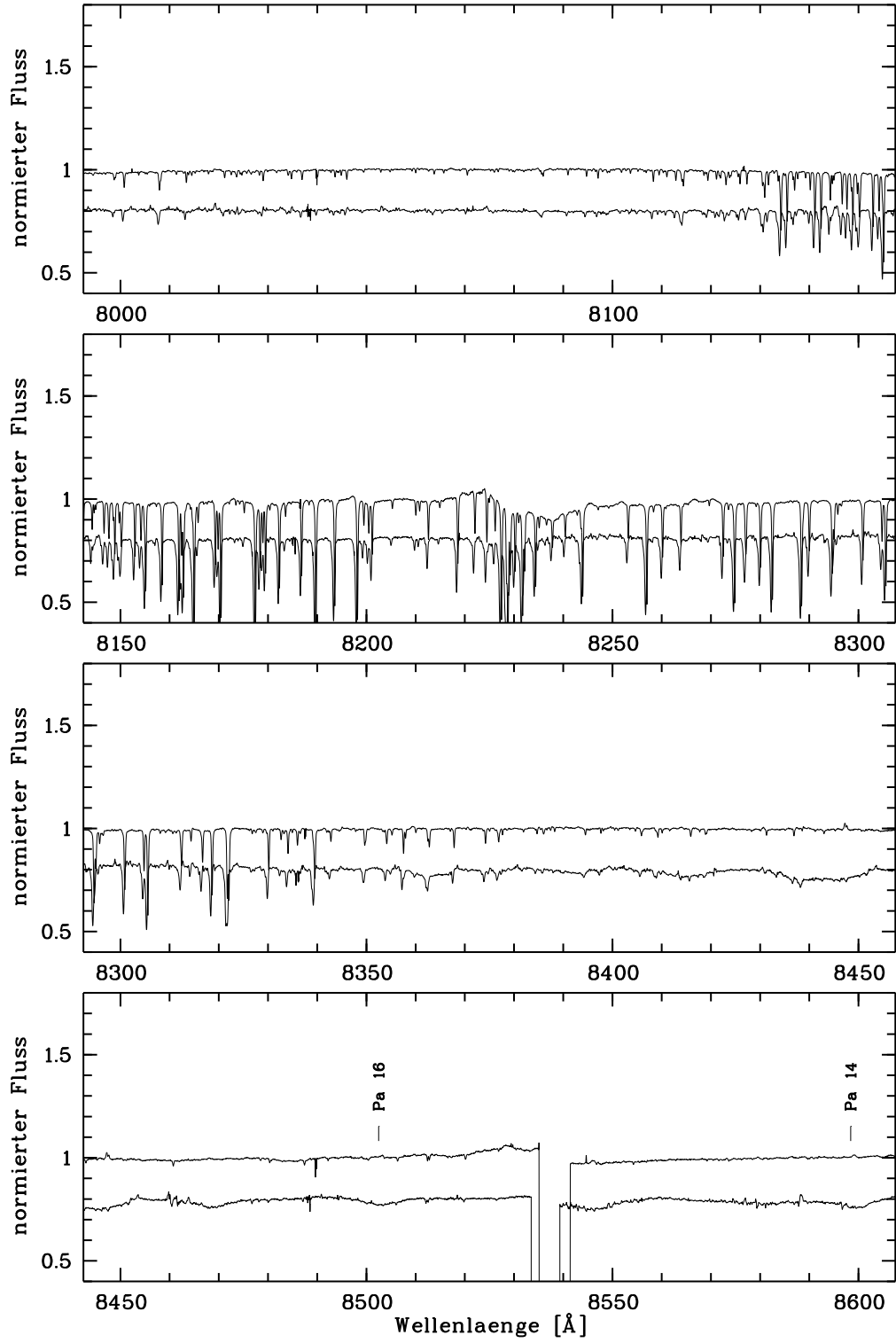


Abbildung A.8: Spektrum von σ Ori E und θ^1 Ori C von 8 000 Å bis 8 600 Å.

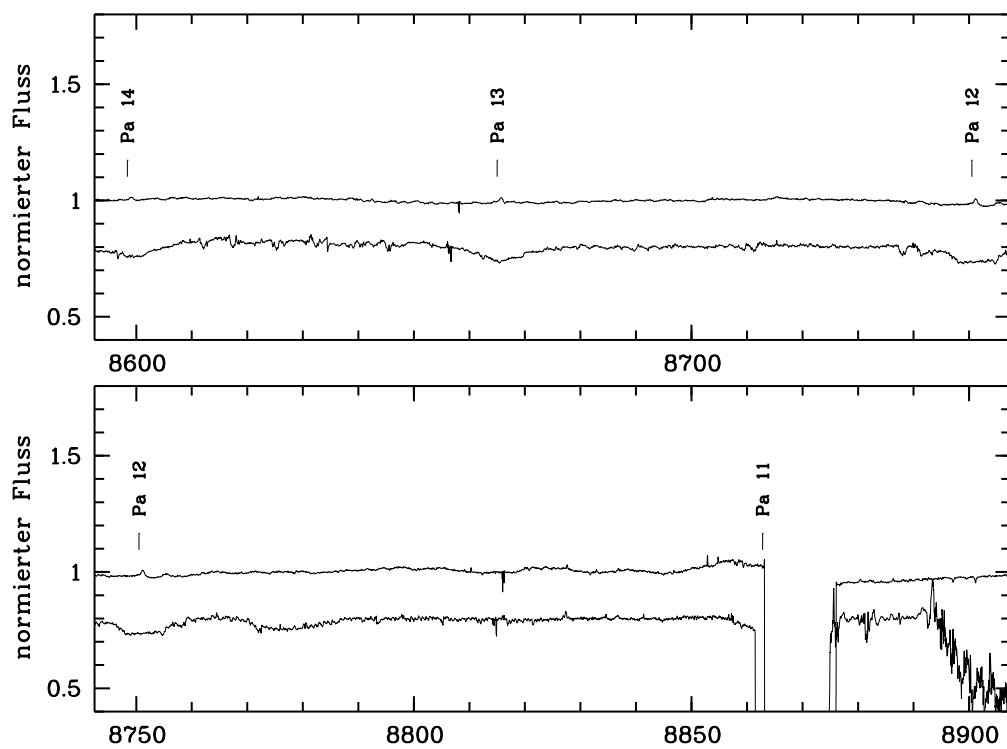


Abbildung A.9: Spektrum von σ Ori E und θ^1 Ori C von 8 600 Å bis 8 900 Å.

Anhang B

Äquivalentbreiten

Auf den folgenden Seiten sind die Diagramme der Äquivalentbreiten einiger Linien gezeigt. Auch die Verläufe der synthetischen Linien sind entsprechend den in Kapitel 4.1 und 4.2 vorgestellten Modellen aufgeführt.

B.1 σ Ori E

Die Äquivalentbreiten der Wasserstofflinien $H\epsilon$ und $H\alpha$ sind nicht berechnet worden, $H\epsilon$ ist von einer Heliumlinie überlagert, $H\alpha$ setzt sich aus Emissions- und Absorptionskomponente zusammen, weshalb die Verläufe der Äquivalentbreiten keine direkte Auskunft über die Elementverteilungen geben können.

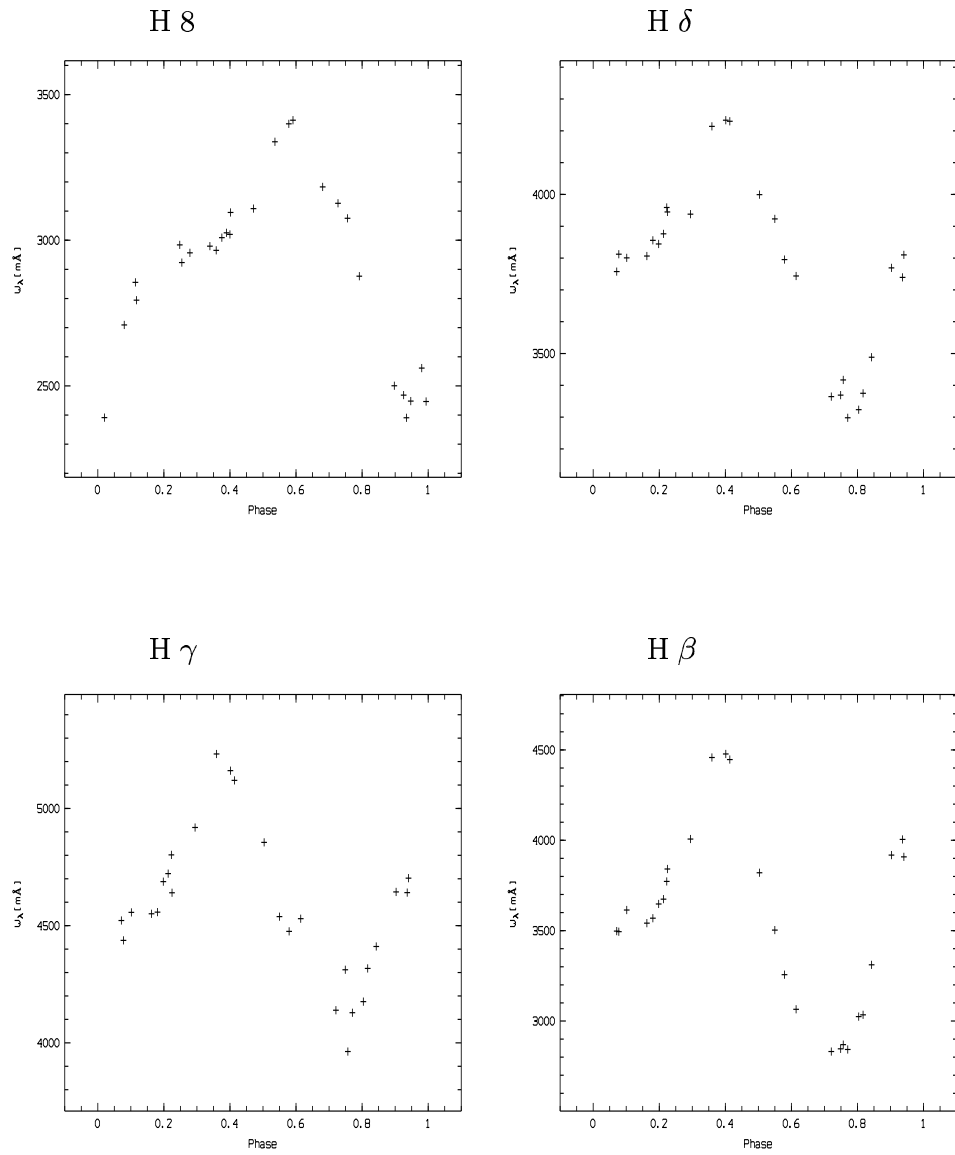


Abbildung B.1: Äquivalentbreiten der Wasserstofflinien.

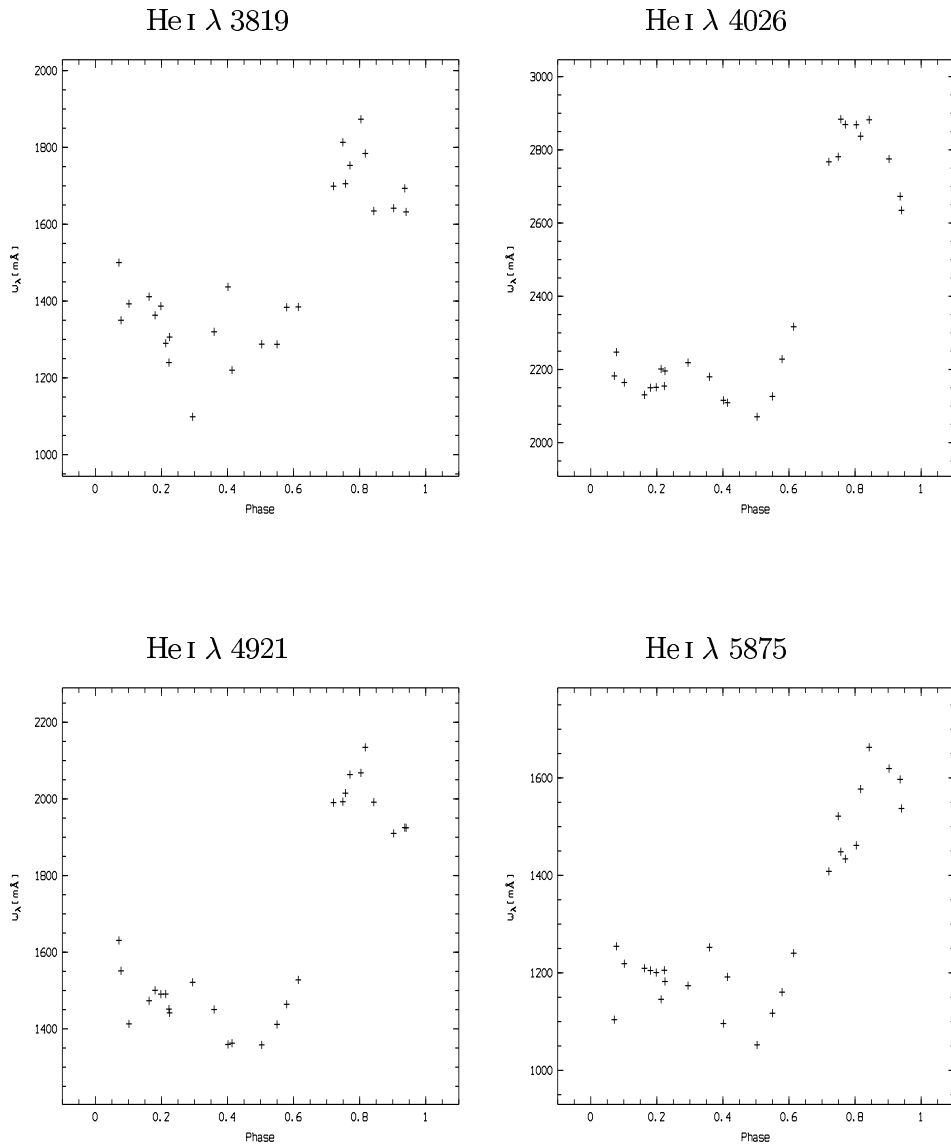


Abbildung B.2: Äquivalentbreiten für die Linien He I 3819, He I 4026, He I 4921, He I 5875.

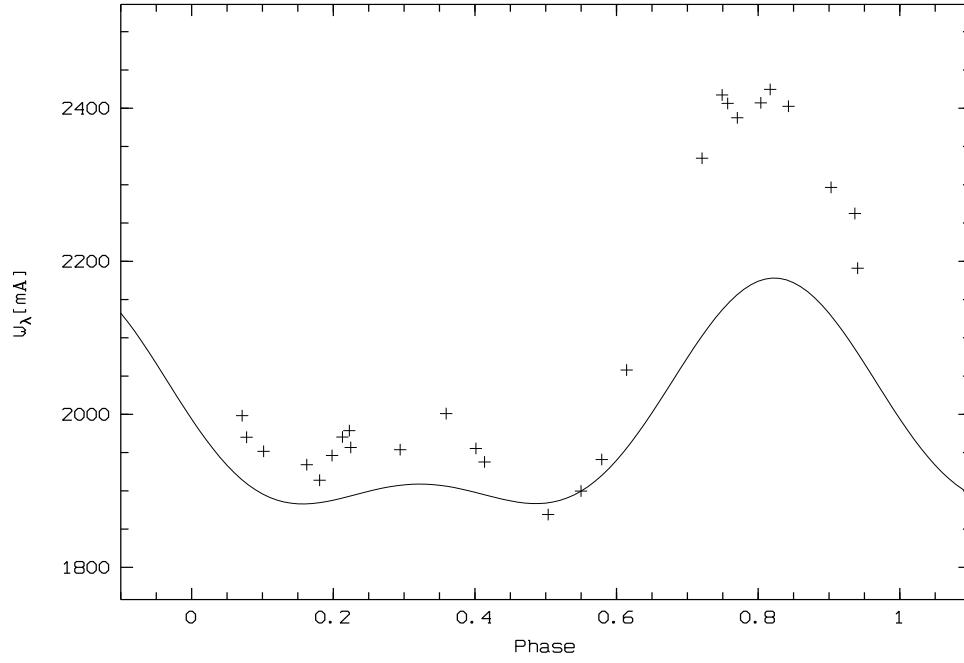
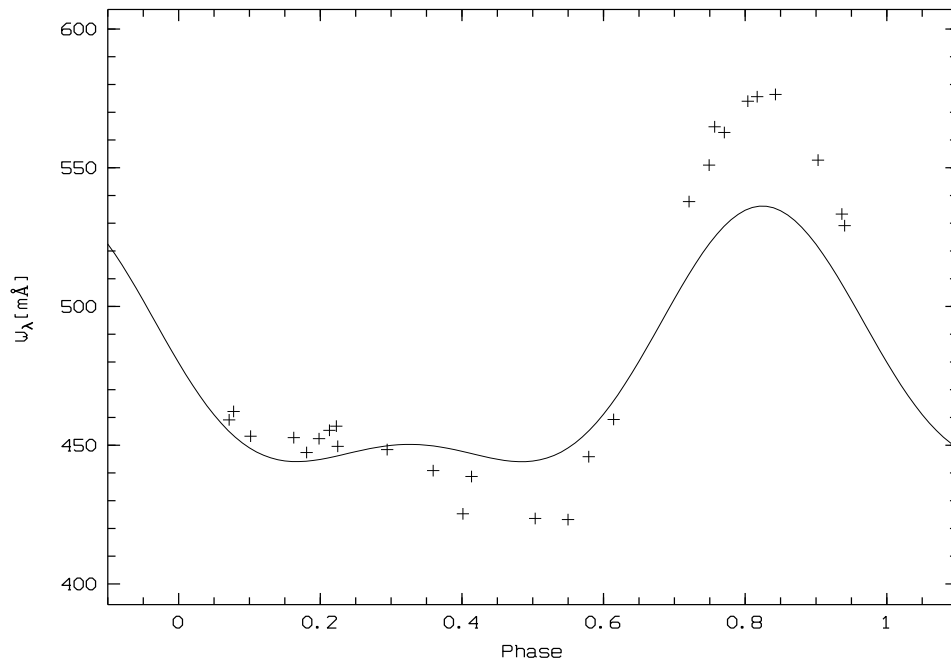
HeI λ 4471HeI λ 4713

Abbildung B.3: Äquivalentbreiten der Originaldaten (+) und des Modells (Linie) für die Linien HeI 4471 und HeI 4713.

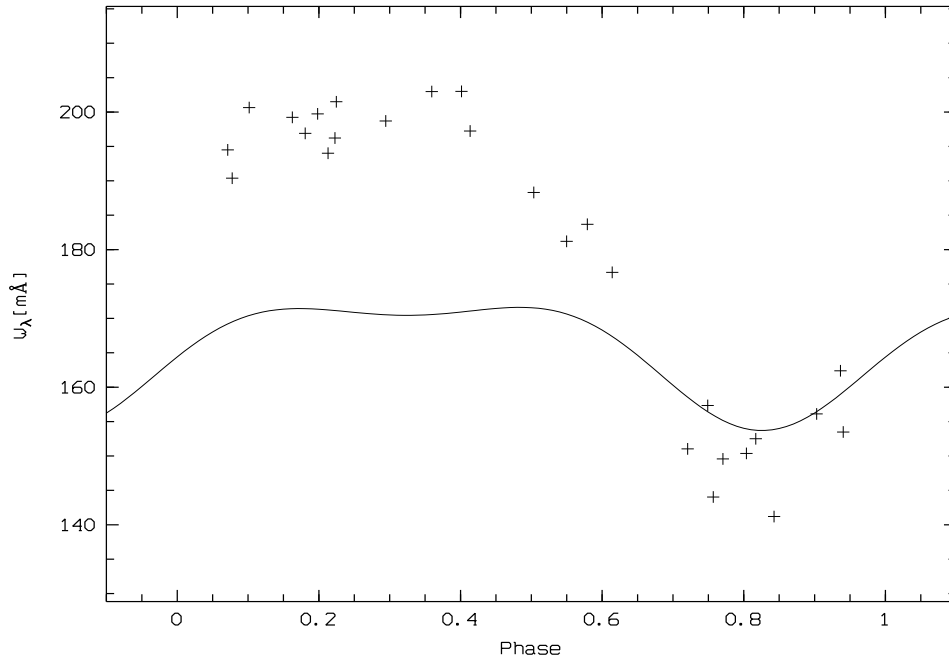
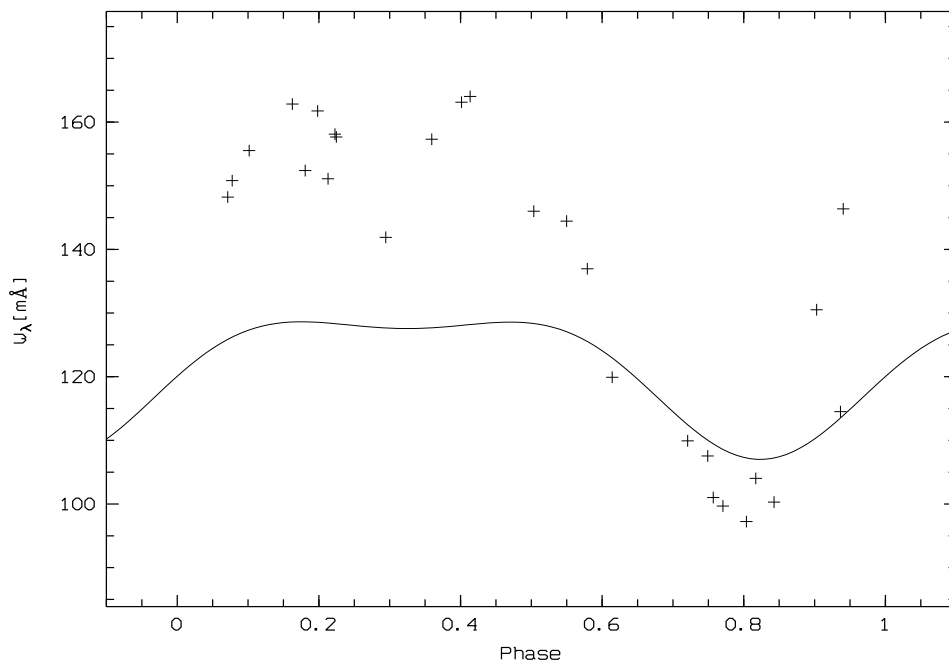
$\text{C II } \lambda 4267$  $\text{Si III } \lambda 4552$ 

Abbildung B.4: Äquivalentbreiten der Originaldaten (+) und des Modells (Linie) für die Linien $\text{C II } \lambda 4267$ und $\text{Si III } \lambda 4552$.

B.2 θ^1 Ori C

Die Äquivalentbreiten der Wasserstofflinien sind nicht berechnet worden, da in ihnen mehrere Komponenten überlagert sind. Auch hier sind daher keine direkten Aussagen über die Elementverteilungen möglich.

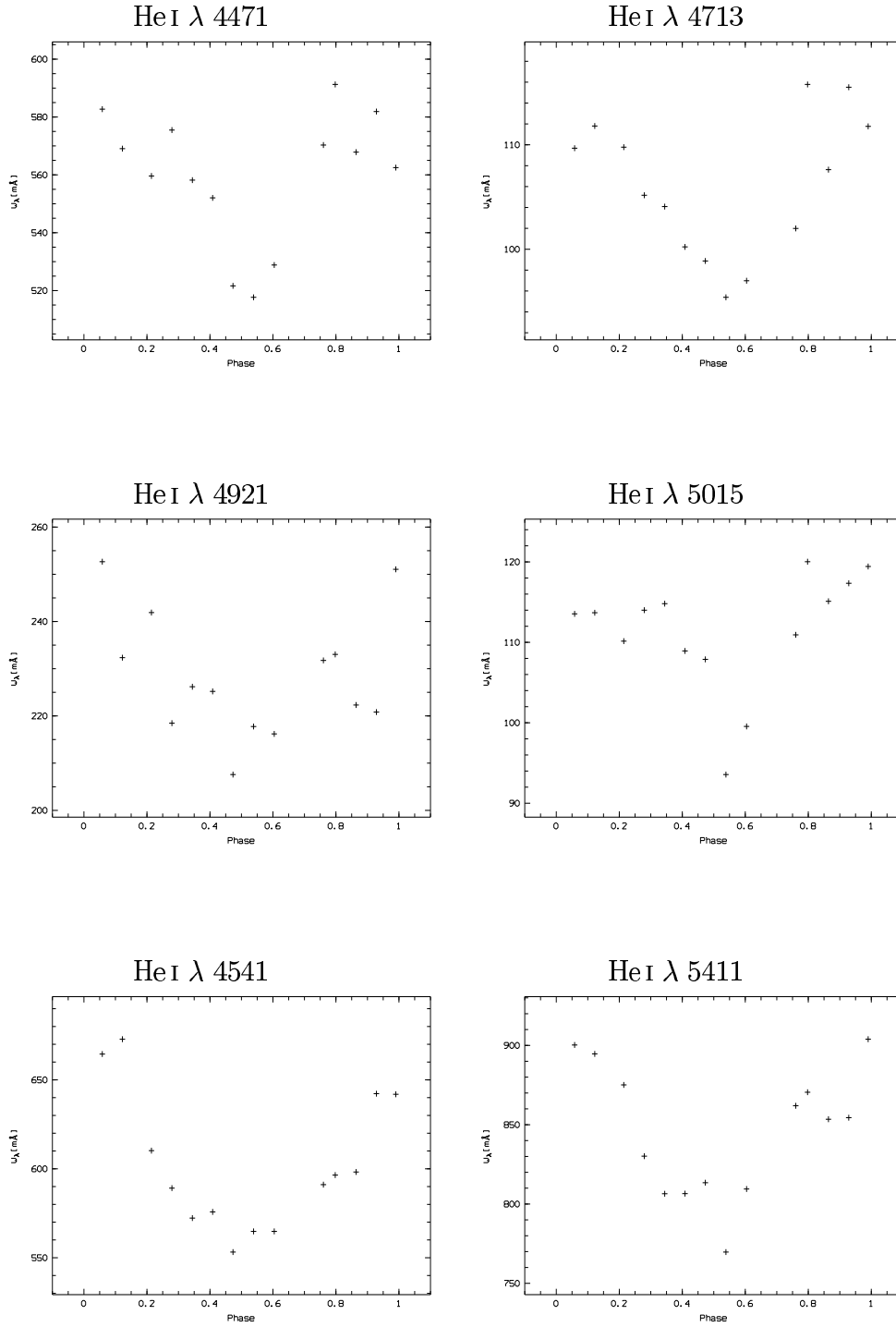


Abbildung B.5: Äquivalentbreiten der Heliumlinien von θ^1 Ori C.

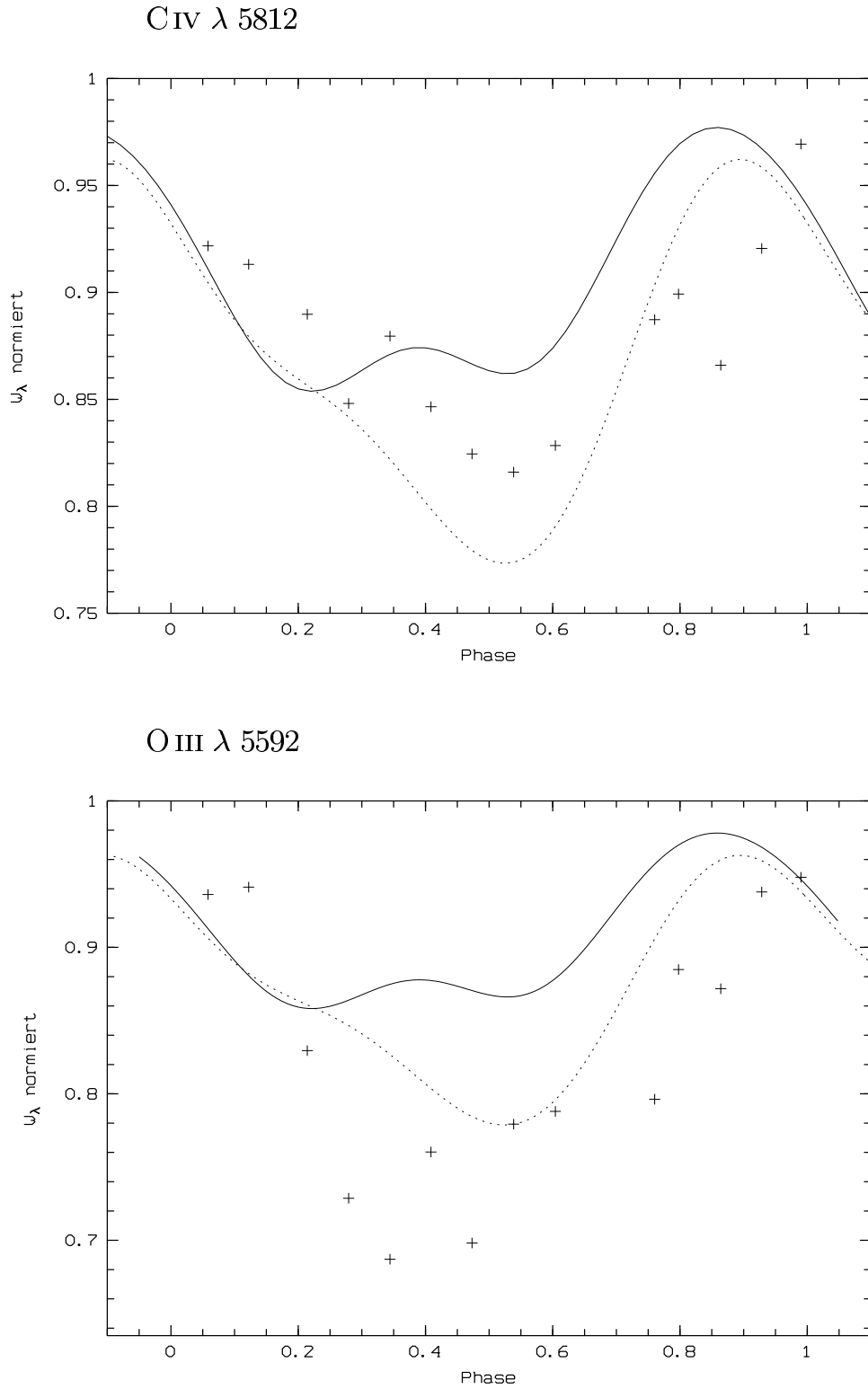


Abbildung B.6: Normierte Äquivalentbreiten der Linien C IV 5812 und O III 5592; die durchgezogene Linie markiert den Verlauf für Modell 1, die gestrichelte Linie für Modell 2. Zur weiteren Erläuterung siehe Kapitel 4.2.5.

Anhang C

Parameterstudie

Auf den folgenden Seiten sind die Ergebnisse der in Kapitel 4.2.4 vorgestellten Emissionsanalyse gezeigt.

Der Modellstern hat in allen Szenarien dieselben Eigenschaften:

$$\begin{aligned} R &= 5 R_{\odot} \\ v_{\text{rot}} &= 200 \text{ km/s} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} v_{\text{esc}} &= 870 \text{ km/s} & (M \simeq 10 M_{\odot}) \\ v_{\infty} &= 1500 \text{ km/s} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{au\ss} \text{erdem} \quad r_{\text{crit}} &= 1.04 R_{\star} & (x_{\text{crit}} = 1.04) \\ \beta &= 0.8 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} S &= 20 \\ N &= 500\,000 \end{aligned}$$

Es wurden sechs Szenarien simuliert:

1. Zwei radial gerichtete Windsäulen

Der Wind entkommt aus zwei gegenüberliegenden Flecken. Die „Dipolachse“, die beide Flecken verbindet, ist gegen den Rotationspol um β geneigt. Der Wind wird nicht verbogen.

2. Eine gebogene Windsäule

Materie entkommt aus einem Fleck, dessen Zentrum eine Winkeldistanz von β vom sichtbaren Rotationspol entfernt ist. Die Windsäule ist so verbogen, daß sich in einer Entfernung von $2 R_{\odot}$ von der Sternoberfläche das Säulenzentrum um 54° gegenüber dem Fleckzentrum gegen die Rotationsrichtung des Sterns verschoben hat. Der Wind läuft also, wie man es erwarten würde, der Sternrotation nach.

3. Eine hohle gebogene Windsäule
Wie Nummer 2, aber die Windsäule ist innen paraboloidförmig ausgehöhlt.
Anschaulich entspricht dieses Szenario einem „verbogenen Kelch“.
4. Zwei gebogene Windsäulen
Zwei gegenüberliegende Flecken emittieren Materie wie in Nummer 2.
Winkel β wie in Nummer 1.
5. Zwei hohle gebogene Windsäulen
Zwei gegenüberliegende Flecken emittieren Materie wie in Nummer 3.
Winkel β wie in Nummer 1.
6. Ein Ring
Ein ringförmiges Emissionsgebiet, dessen Mittelpunkt um den Winkel β um den Rotationspol des Sterns verschoben ist. Der Ring hat eine Höhe von $0.2 R_\star$.

Es sind für jeweils fünf Inklinationswinkel i dynamische Spektren gezeigt, die zwei komplette Phasen überdecken. Für den Ring wurden die Winkel $\beta = 20^\circ$ und $\beta = 60^\circ$, für die anderen Szenarien die Winkel $\beta = 20^\circ$ und $\beta = 80^\circ$ ausgewählt.

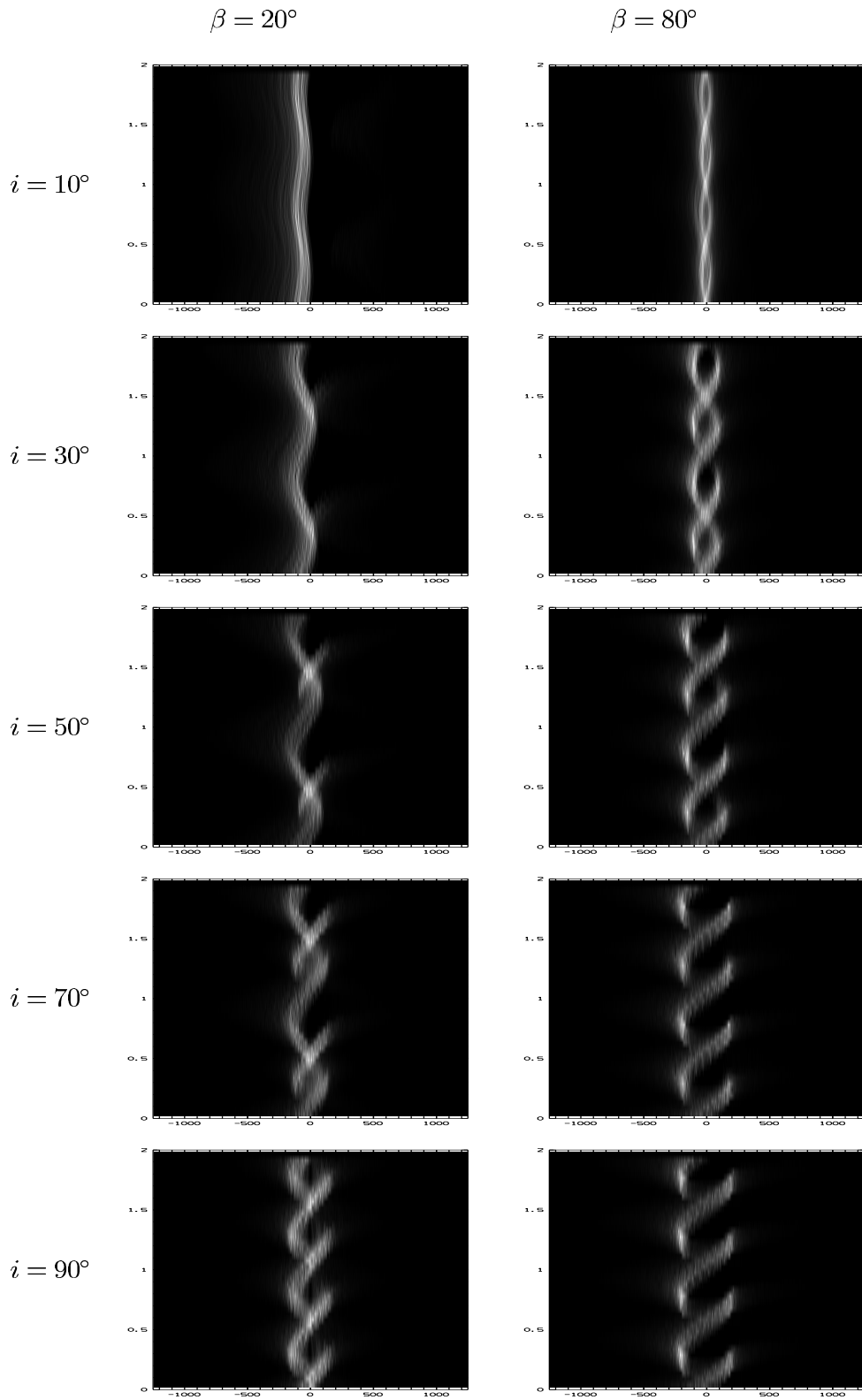


Abbildung C.1: Zwei radial gerichtete Windsäulen.

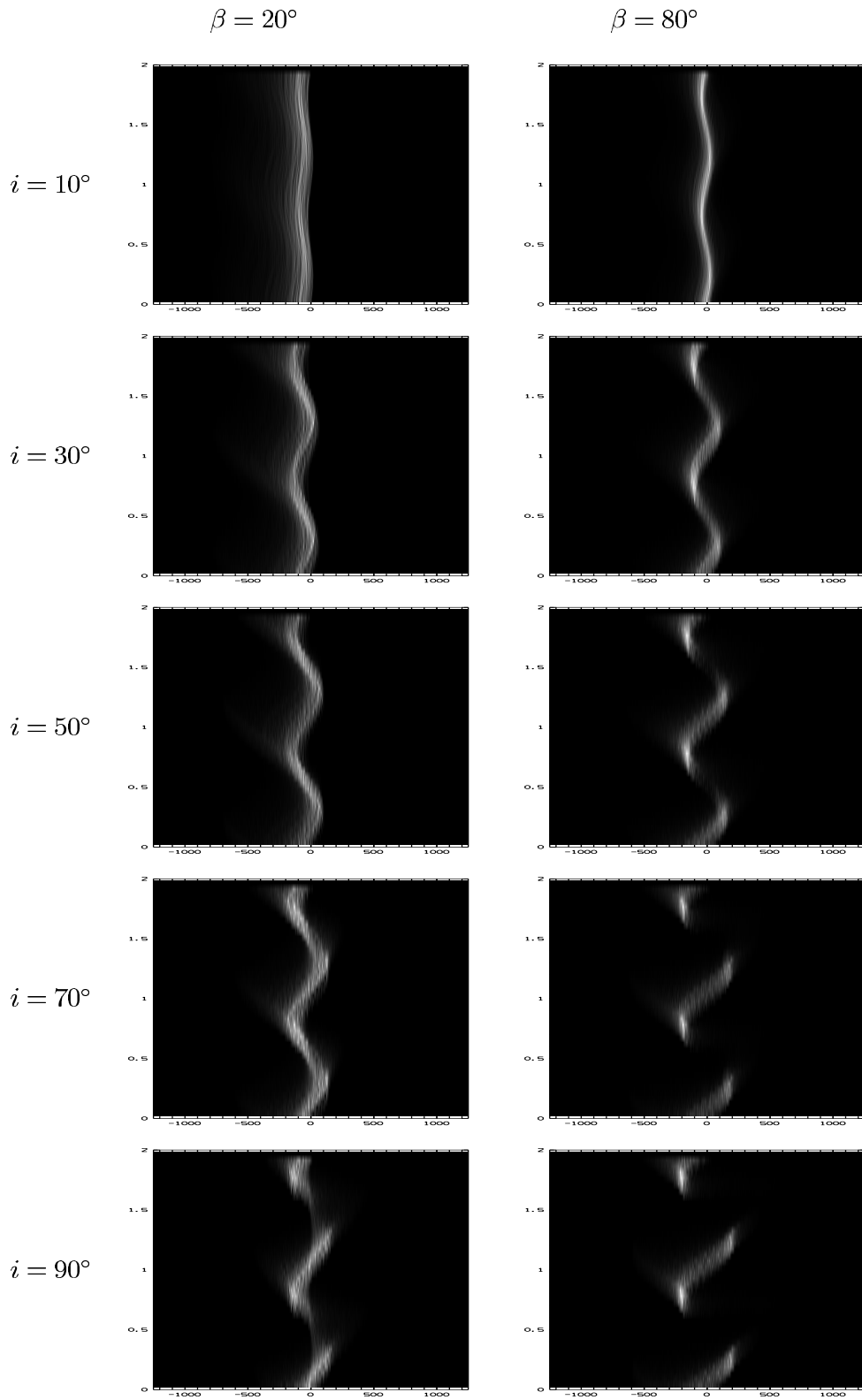


Abbildung C.2: Eine gebogene Windsäule.

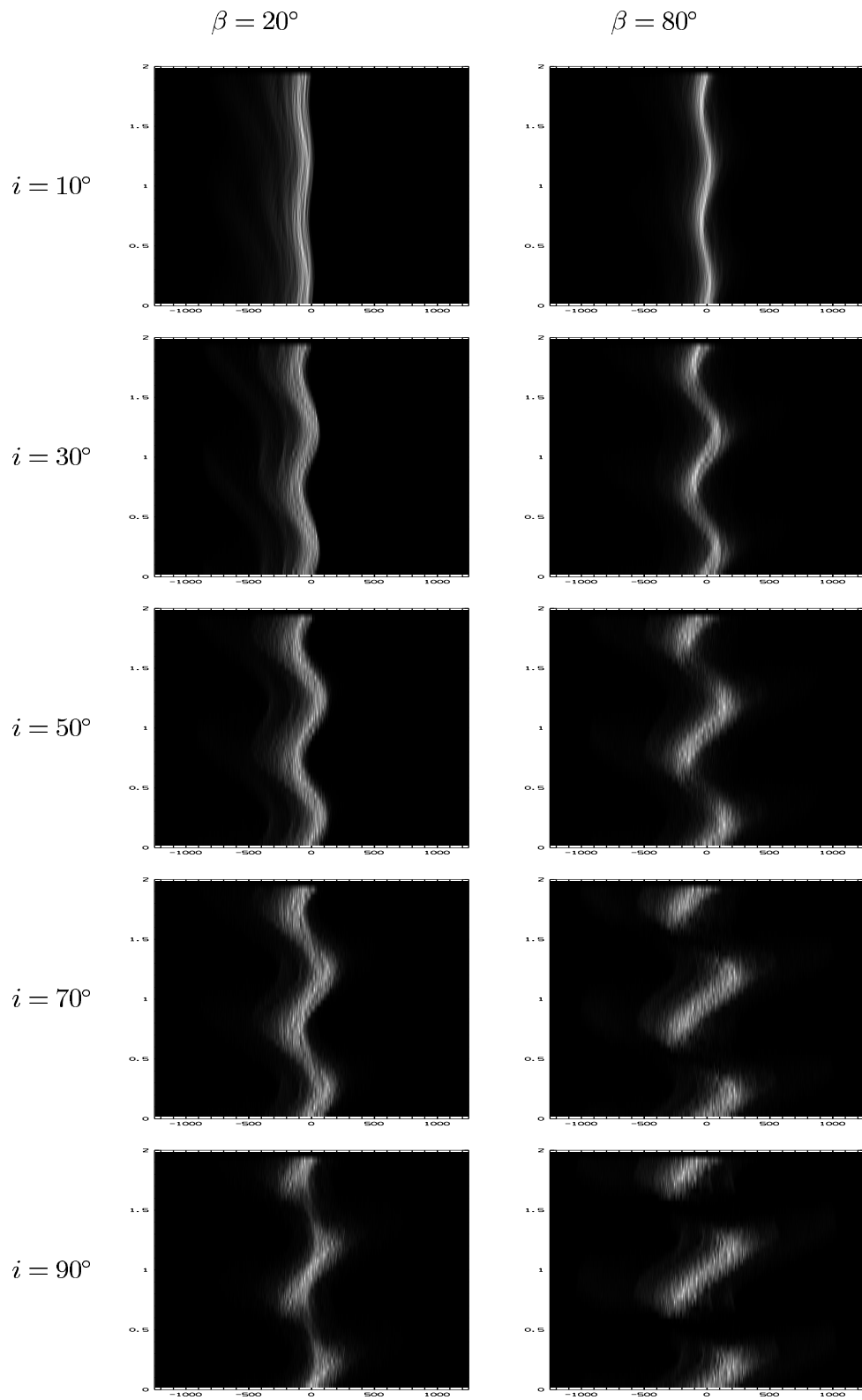


Abbildung C.3: Eine hohle gebogene Windsäule.

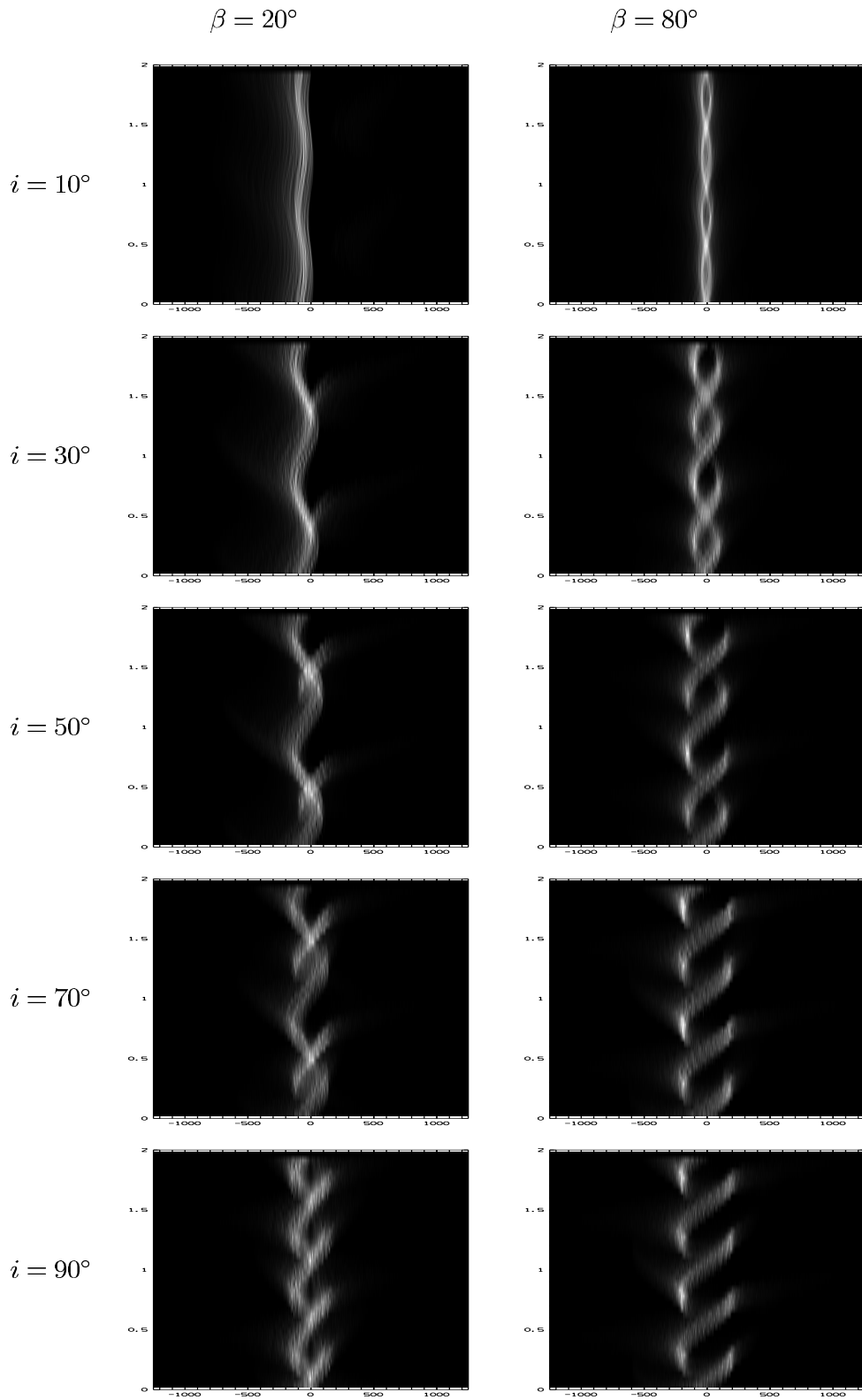


Abbildung C.4: Zwei gebogene Windsäulen.

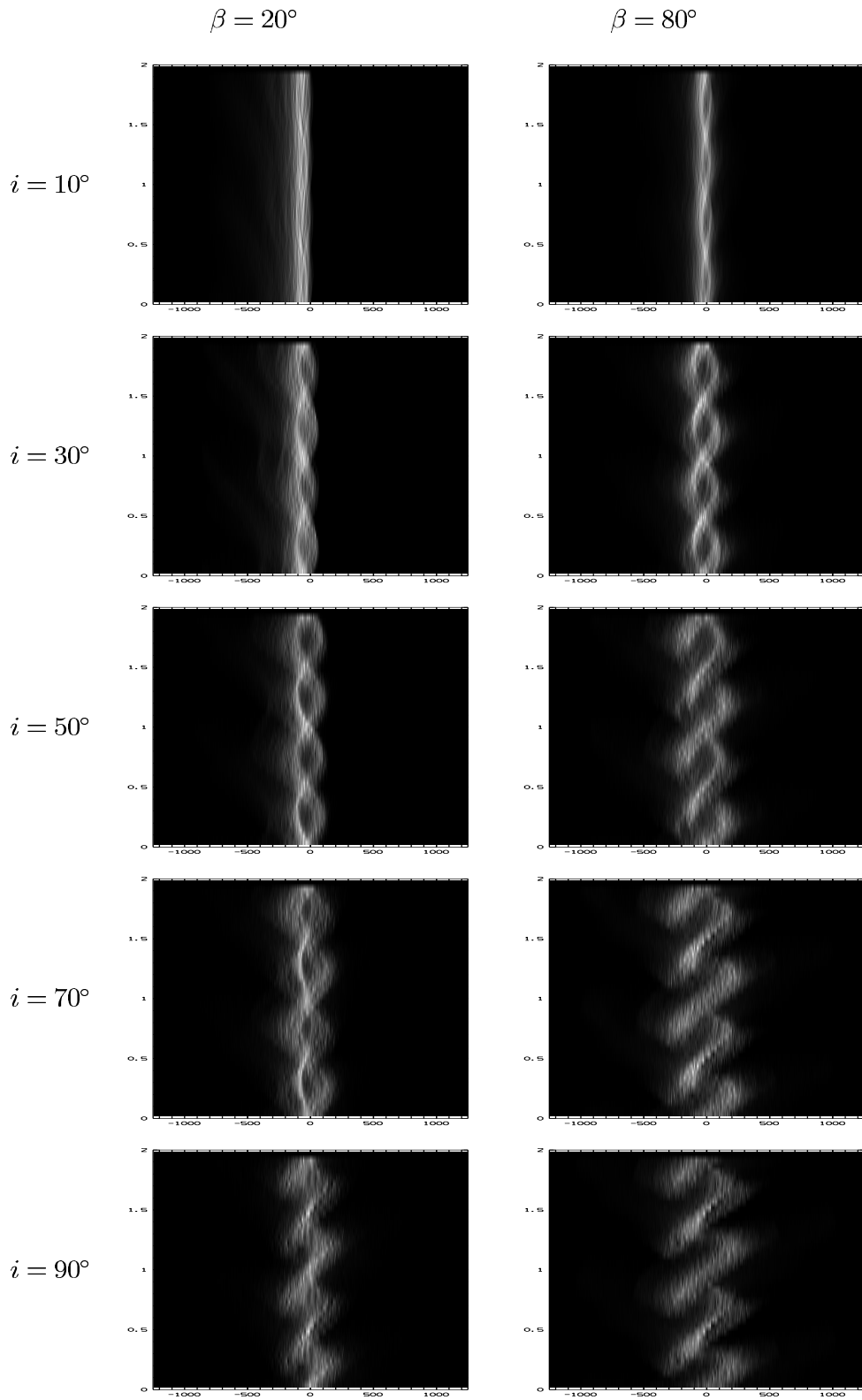


Abbildung C.5: Zwei hohle gebogene Windsäulen.

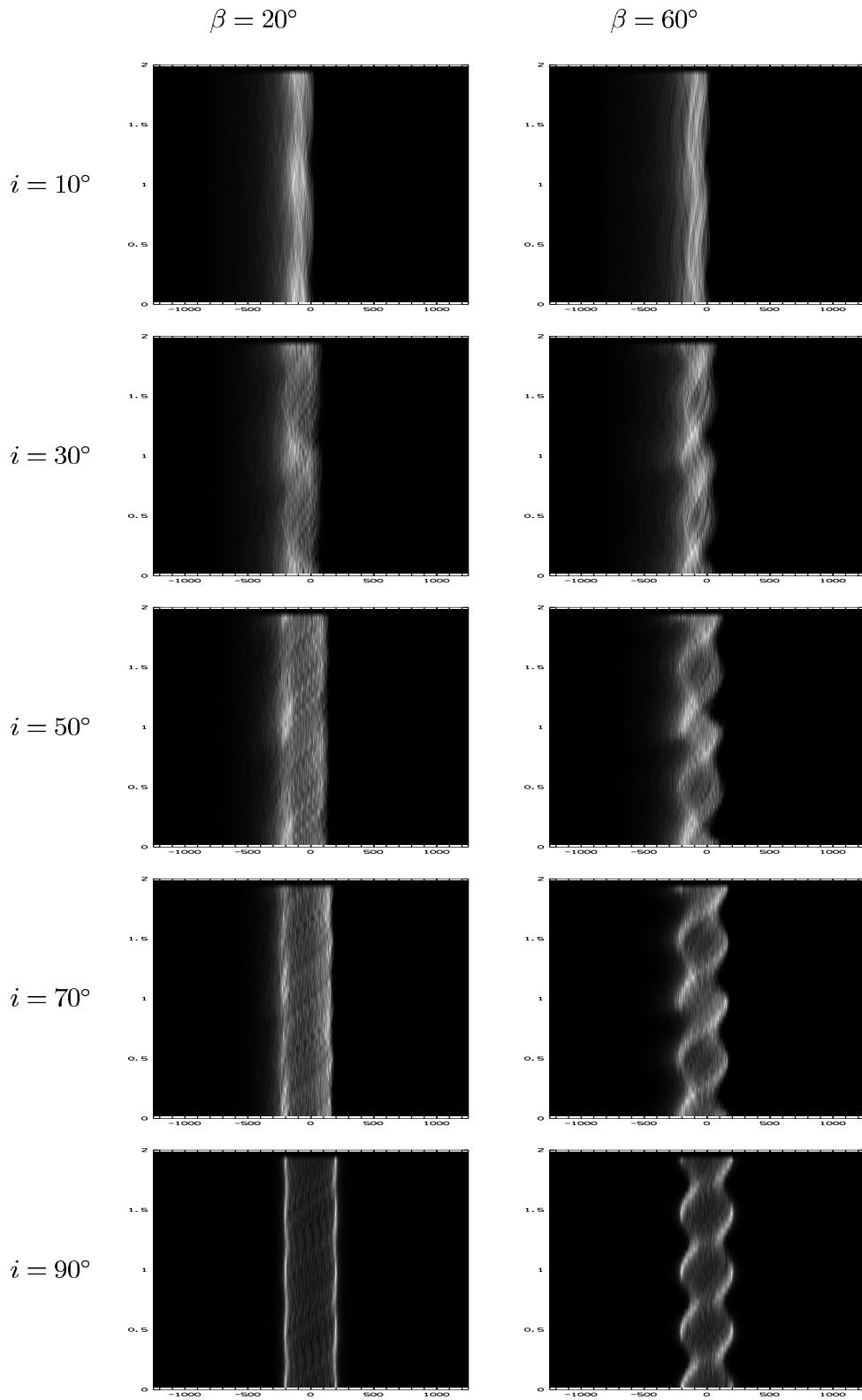


Abbildung C.6: Ein Ring.

Literaturverzeichnis

- Alfvén H., Fälthammar C.-G., 1963, *Cosmical Electrodynamics*, Oxford University Press
- Babel J., 1995, *A&A* 301, 823
- Babel J., 1996, *A&A* 309, 867
- Babel J., Montmerle T., 1997, *ApJ* 485, L29
- Baschek B., Holweger H., Traving G., 1966, *Astronomische Abhandlungen der Hamburger Sternwarte* 8, 26
- Berger J., 1956, *Contr. Inst. Ap. Paris* 217
- Berghöfer T., Schmitt J., 1994, *A&A* 290, 435
- Bohlender D., 1988, *Dissertation*, The University of Western Ontario, London, Ontario
- Bohlender D., Brown D., Landstreet J., Thompson I., 1987, *ApJ* 323, 325
- Borra E., Landstreet J., 1979, *ApJ* 228, 809
- Borra E., Landstreet J., 1980, *ApJS* 42, 421
- Brown D., 1994, *Determining the Radial Velocity of θ^1 C Orionis*
- Castor J. I., Abbott D. C., Klein R. I., 1975, *ApJ* 195, 157
- Clarke D., McGale P., 1988, *A&A* 205, 214
- Conti P., 1972, *ApJ* 174, L79
- Conti P., Alschuler W., 1971, *ApJ* 170, 325
- Conti P., Leep E., 1974, *ApJ* 193, 113
- Donati J. F., Wade G. A., 1999, *A&A* 341, 216
- Drake S., Abbot D., Bastian D., Bieging J., Churchwell E., Duld G., Linsky J., 1987, *ApJ* 322, 902
- Gagné M., Caillault J.-P., Stauffer J., Linsky J., 1997, *ApJ* 478, L87
- Greenstein J., Wallerstein G., 1958, *ApJ* 127, 236
- Groote D., 1999, *private Mitteilung*
- Groote D., Hunger K., 1976, *A&A* 52, 303
- Groote D., Hunger K., 1982, *A&A* 116, 64
- Groote D., Hunger K., 1997, *A&A* 319, 250
- Gummersbach C. A., 1998, *NLTE-Analysen von B-Sternen in der galaktischen Scheibe*, *Dissertation*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg
- Hesser J., Moreno H., Ugarte P., 1977, *ApJ* 216, L31
- Hesser J. E., Walborn N. R., Ugarte P. P., 1976, *Nature* 262, 116

- Howarth I. D., Prinja R. K., 1989, *ApJS* 69, 527
- Hunger K., Groote D., 1999, *A&A* 351, 554
- Hunger K., Heber U., Groote D., 1989, *A&A* 224, 57
- Kaufer A., 1996, Die Struktur und Variabilität von BA-Überriesen, Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg
- Kaufer A., Pasquini L., 1998, Astronomische Gesellschaft Meeting Abstracts, Abstracts of Contributed Talks and Posters presented at the Annual Scientific Meeting of the Astronomische Gesellschaft at Heidelberg, September 14–19, 1998, talk #I08 14, 08
- Kaufer A., Stahl O., Tubbesing S., Nørregaard P., Avila G., Francois P., Pasquini L., Pizzella A., 1999, *ESO Messenger* (95), 8
- Kaufer A., Wolf B., Andersen J., Pasquini L., 1997, *ESO Messenger* (89), 1
- Kemp J., Herman L., 1977, *ApJ* 218, 770
- Kurucz R., 1979, *ApJS* 40, 1
- Kurucz R. L., 1992, Model atmospheres for population synthesis, In: *IAU Symposia*, Vol. 149, p. 225
- Landstreet J., Borra E., 1978, *ApJ* 224, L5
- Landstreet J., Borra E., 1980, *Astron. J.* 85, 611
- Leone F., Manfre M., 1997, *A&A* 320, 257
- Maintz M., 1999, Modellierung nicht-radialer Pulsation von Be-Sternen am Beispiel $\omega(28)$ CMa, Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg
- Mandel H., 1988, High resolution spectroscopy with a fibre-linked echelle - spectrograph, In: *IAU Symposia*, Vol. 132, p. 9
- Michaud G., Dupuis J., Fontaine G., Montmerle T., 1987, *ApJ* 322, 302
- Michaud G., Mégessier C., Charland Y., 1981, *A&A* 103, 244
- Osmer P., Peterson D., 1974, *ApJ* 187, 117
- Pauldrach A., Puls J., Kudritzki R. P., 1986, *A&A* 164, 86
- Pedersen H., 1979, *A&AS* 35, 313
- Pedersen H., Thomsen B., 1977, *A&AS* 30, 11
- Press W., Teukolsky S., Vetterling W., Flannery B., 1999, *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press
- Rivinius T., 1995, Variationen des stellaren Windes früher B-Hypergiganten, Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg
- Rivinius T., 1998, Nature and Activity of the Be Star μ Centauri, Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg
- Schrijvers C., Telting J. H., Aerts C., Ruymaekers E., Henrichs H. F., 1997, *A&AS* 121, 343
- Shore S., Adelman S., 1981, Upper Main Sequence Chemically Peculiar Stars, p. 429, 23rd Liège Astrophys. Coll.
- Shore S. N., 1987, *Astron. J.* 94, 731
- Springmann U. W. E., Pauldrach A. W. A., 1992, *A&A* 262, 515
- Stahl O., Kaufer A., Rivinius T., Szeifert T., Wolf B., Gäng T., Gummersbach C., Jankovics I., Kovács J., Mandel H., Pakull M., Peitz J., 1996, *A&A* 312,

539

- Stahl O., Wolf B., Gäng T., Gummersbach C., Kaufer A., Kovács J., Mandel H., Szeifert T., 1993, *A&A* 274, L29
- Townsend R., 1997, *Non-Radial Pulsation in Early-Type Stars*, Dissertation, University College London
- Unno W., Osaki Y., Ando H., Shibahashi H., 1989, *Nonradial Oscillations of Stars*, University of Tokyo Press
- Vauclair S., Dolez N., Gough D., 1991, *A&A* 252, 618
- Vauclair S., Hardorp J., Peterson D. M., 1979, *ApJ* 227, 526
- Walborn N., 1981, *ApJ* 243, L37
- Walborn N., Hesser J., 1976, *ApJ* 205, L87
- Weigelt G., Balega Y., Preibisch T., Schertl D., Schöller M., Zinnecker H., 1999, *ApJ* 347, 15

Danksagung

Hier sei all denen Dank ausgesprochen, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre, und die die Zeit an der Landessternwarte zu einer schönen Zeit haben werden lassen.

Herrn Prof. Bernhard Wolf für die Möglichkeit, die Arbeit an der Landessternwarte durchzuführen, die Ermöglichung eines Beobachtungsaufenthalts auf La Silla und die angenehme Atmosphäre in seiner Arbeitsgruppe

Herrn Prof. Immo Appenzeller für die Erstellung des zweiten Gutachtens und seine Art das Institut zu leiten

Otmar Stahl für die fachlich und menschlich ausgezeichnete Betreuung, die richtigen Hinweise zur richtigen Zeit und dafür, daß Computer funktionieren

Thomas „Rivi“ Rivinius für einen starken Geduldsfaden angesichts zahlreicher Fragen, das grosse Interesse an meiner Arbeit und die Gründlichkeit, mit der er sich meiner Fragen annahm

Andreas Kaufer für die Programmpakete und die geduldige Einführung in seine BHT-Modifikationen

Hans-Martin Schmid, Jörg Schweickhardt und Sascha Tubbesing für viele Antworten auf viele Fragen, Lösungen vieler Problemchen und sowieso

Monika Maintz und Olivier Schnurr für das nette Arbeitsklima und die zahlreichen Mitfahrgelegenheiten

den Beobachtern für's Sterne-gucken

allen Mitarbeitern des Instituts für die schöne Zeit

meinen Eltern für die Möglichkeit, das zu tun, was ich gern tue und die Unterstützung in wirklich allen Bereichen

Erklärung

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

Heidelberg, den 15. Dezember 1999

(Ansgar Reiners)