

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Wolfgang Zäch
aus Bad Reichenhall

2004

Stellare und zirkumstellare Aktivität des Be-Sterns η Centauri

Die Diplomarbeit wurde von Wolfgang Zäch ausgeführt an der
Landessternwarte Heidelberg Königstuhl
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Immo Appenzeller

Zusammenfassung

Anhand von 430 Echelle-Spektren aus den Jahren 1995 bis 1999 wurden die spektroskopischen Variationen des Be-Sterns η Centauri untersucht. η Cen zeigt Variationen der Linienprofile (LPV), der Emissionsstärke, des Abstands der Maxima im Emissionsprofil von $H\alpha$ und $HeI\ \lambda 6678$ und der Äquivalentbreiten. Auch zeigten sich schnelle V/R-Variationen (Quotient der Emissionsstärken an den beiden Maxima im Emissionsprofil), sowie langfristige Variationen der zentralen quasi-Emission (CQE) in $HeI\ \lambda 6678$. Detaillierte Zeitserienanalysen ergaben in den LPV drei Periodizitäten mit $P_1=0.6425d$, $P_2=0.5771d$ und $P_3=0.5658d$. Die Periode P_1 erscheint auch in den V/R-Variationen und den Variationen des Abstands der Maxima in den Emissionslinien. Untersuchungen der Phasenverläufe bei den drei Perioden weisen darauf hin, dass die Variation mit der Periode P_1 korotierenden Gaswolken zugeordnet werden kann. Die Variationen mit P_2 und P_3 dagegen entstehen offenbar aufgrund nicht-radialer Pulsationen (NRP). Damit ist η Cen der erste Be-Stern, bei dem beide ansonsten konkurrierenden Modelle ihre Anwendung finden. Eine Analyse der Linienemissionsausbrüche (Anstiege der Emissionsstärken auf Zeitskalen von einigen Tagen) in η Cen zeigte, dass diese auf den Auswurf stellarer Materie in die zirkumstellare Hülle zurückzuführen sind. Der Vergleich der mit den Schwebungsmaxima der NRP-Schwingungen zeigte keine eindeutigen Korrelationen.

Abstract

Stellar und circumstellar activity of the Be-star η Centauri

The spectroscopic variations of the Be-star η Centauri have been investigated, using a sample of 430 echelle-spectra of the years 1995 to 1999. η Cen shows variations of the lineprofile (LPV), the intensity of the emissionlines, the distance between the maxima in the emissionprofile of $H\alpha$ and $HeI\ \lambda 6678$, and the equivalent widths. It also showed rapid V/R-variations (quotient of the line intensity at the two maxima in the emissionprofiles) and long-term variations of the central quasi Emission (CQE). In a detailed time-series analysis of the LPV three periods with $P_1=0.6425d$, $P_2=0.5771d$ and $P_3=0.5658d$ have been detected. The Analysis of the phase propagation across the profiles showed, that period P_1 is due to corotating gaseous clouds. The variations with the periods P_2 and P_3 are interpreted as non-radial pulsation (NRP). η Cen is the first Be-star, where both of the otherwise competitive models seem to be realized. The Line Emission Outbursts (increase of the line-intensity on a time scale of days) of η Cen have been investigated and were found to relate to the ejection of stellar matter into the circumstellar envelope. A comparison of the outbursttimes and the beating period of the the two NRP-oscillations showed no clear correlation.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	7
1.1	Grundlegendes über Be-Sterne	7
1.1.1	Das Scheibenmodell	8
1.1.2	Variabilität	9
1.1.3	Nichtradiale Pulsation und korotierende Gaswolken	10
1.1.4	Central Quasi Emission	12
1.2	η Centauri	13
2	Daten und Messungen	15
2.1	Verwendete Spektren	15
2.2	HEROS und FEROS Spektrographen	15
2.3	Fourieranalyse nach Scargle	16
3	Datenanalyse	19
3.1	Spektroskopische Variationen von η Cen	19
3.1.1	Linienprofilvariationen	19
3.1.2	Weitere Variationen	20
3.2	Zeitserienanalyse der Radialgeschwindigkeiten	24
3.3	2-dimensionale Analyse der Zeitserien	30
3.3.1	Interpretation der Phasenverläufe	32
3.3.2	Faltung der Spektren mit den gefundenen Perioden	38
3.3.3	Interpretation der Phasenmuster	38
3.3.4	Zusammenfassung	46
3.4	Linienemissionsausbrüche	47
3.4.1	Zeitpunkte der Emissionsausbrüche	52
3.4.2	Interpretation der Linienemissionsausbrüche	53
3.4.3	Vergleich der NRP-Schwebung mit den Zeitpunkten der Ausbrüche	54

4 Diskussion	58
4.1 Periodizitäten in den LPV von η Cen	58
4.2 Linienemissionsausbrüche	61
A Daten	64
A.1 Radialgeschwindigkeiten	64
A.2 Äquivalentbreiten	70
B Spektrum von η Centauri	74
Literaturverzeichnis	77
Danksagung	79

Kapitel 1

Einführung

Seit der Entdeckung des Be-Phänomens wurde eine immense Datenfülle auf diesem Gebiet angesammelt. Dennoch bleiben einige grundlegende Fragen auf dem Gebiet der Be-Sterne unbeantwortet. Dazu gehören vor allem die schlüssige Einordnung dieses komplexen Phänomens in die Theorie der Sternentwicklung und die Frage nach dem Entstehungsmechanismus der zirkumstellaren Scheibe, die alle Be-Sterne umgibt und für die Linienemission verantwortlich ist. Um diese Fragen beantworten zu können, ist eine detaillierte Kenntnis der stellaren und zirkumstellaren Aktivität der Be-Sterne nötig.

Zu diesem Zweck wurden in der vorliegenden Arbeit die spektroskopischen Variationen des Be-Sterns η Centauri untersucht.

Dazu werden im ersten Teil der Datenanalyse ausführliche Zeitserienanalysen der Linienprofilvariationen dieses Sterns durchgeführt und im Anschluss mögliche Ursachen der erhaltenen Periodizitäten diskutiert. Die Arbeit endet mit einer Untersuchung der so genannten Linienemissionsausbrüche (engl. *line emission outbursts*) von η Cen. Dabei sollen etwaige Korrelationen zwischen den Ausbrüchen und den erhaltenen Periodizitäten aufgezeigt werden.

Zunächst werden die Grundlagen zum Be-Phänomen erläutert.

1.1 Grundlegendes über Be-Sterne

Als Be-Sterne bezeichnet man im Allgemeinen die Sterne des Spektraltyps B und der Leuchtkraftklasse III, IV oder V, die Emission in einer oder mehreren Balmerlinien aufweisen oder aufgewiesen haben. Da die in den Sternspektren auftretenden Emissionslinien

in ausgedehnten Atmosphären oder Hüllen entstehen, ist die Frage nach der Struktur dieser Hüllen und dem Mechanismus, der sie erzeugt, eine der zentralen Themen in der Erforschung dieser Objekte.

Die erste Entdeckung eines Be-Sterns (γ Cassiopeia) machte der Jesuitenpater Angelo Secchi im Jahr 1866. Im Laufe der Jahre offenbarten die Sterne diesen Typs eine Vielzahl an weiteren Besonderheiten, die unter anderem auch erste Schlüsse auf die Struktur der Hülle zuließen.

1.1.1 Das Scheibenmodell

Eine besondere Auffälligkeit im Linienprofil der Be-Sterne sind die verschiedenartigen Strukturen der Emissionslinien. Manche weisen tiefe, zentrale Einsenkungen im Emissionsprofil auf, manche weniger oder gar keine. Auch die Linienbreiten variieren stark. Dieser Unterschied lässt sich mit einem von M. Hack und O. Struve (1931) entwickelten Modell erklären (siehe Abb. 1.1).

Demnach besitzt die zirkumstellare Hülle die Form einer rotierenden Scheibe, mit der grössten Ausdehnung in der Äquatorebene des Sterns. Die verschiedenen Linienstrukturen lassen sich so auf die jeweiligen Neigungswinkel zurückführen, unter denen die Äquatorebene vom Beobachter gesehen wird.

Der Begriff des Hüllensterns bezeichnet in diesem Zusammenhang einen Stern, der sich zwar qualitativ nicht von einem klassischen Be-Stern unterscheidet, dessen Hülle jedoch zum grossen Teil in der Sichtlinie des Beobachters liegt. Seit einigen Jahren kann mittels interferometrischer Methoden direkt gezeigt werden, dass diese Hüllen tatsächlich die Struktur einer Scheibe aufweisen (Quirrenbach 1997).

Struve formulierte auch erste Theorien über den Entstehungsmechanismus der ausgedehnten Hüllen und ihrer geometrischen Eigenschaften. Demnach könnte die äquatoriale Rotationsgeschwindigkeit der Be-Sterne Fliehkräfte erzeugen, die groß genug sind, um ausreichend Material von der Sternoberfläche wegzuschleudern und einen Ring um den Äquator zu bilden. Berechnungen von Slettebak (1966) zeigten, dass die Rotationsgeschwindigkeiten der Be-Sterne hierfür wahrscheinlich nicht ausreichen. Ein Punkt, der bis heute umstritten bleibt. Die Rotationsgeschwindigkeiten von Be-Sternen sind im Verhältnis zu normalen B-Sternen so groß ($v_{\text{rot}} > 100 \text{ km s}^{-1}$), dass sie zumindest eine notwendige Bedingung für die Entstehung der Hüllen sein könnten.

Neuere Untersuchungen von Chauville et. al. (2001) ergaben, dass Be-Sterne etwa 83% ihrer kritischen Rotationsgeschwindigkeit erreichen. Im Allgemeinen geht man davon aus, dass der Stern etwa 95% seiner kritischen Rotationsgeschwindigkeit erreichen muss, damit die Rotation als direkte Ursache für die Materieübergänge von Stern zu Scheibe in Frage kommt. Eine neuere Arbeit von Townsend et. al. (2003) zeigt, dass die Ergebnisse

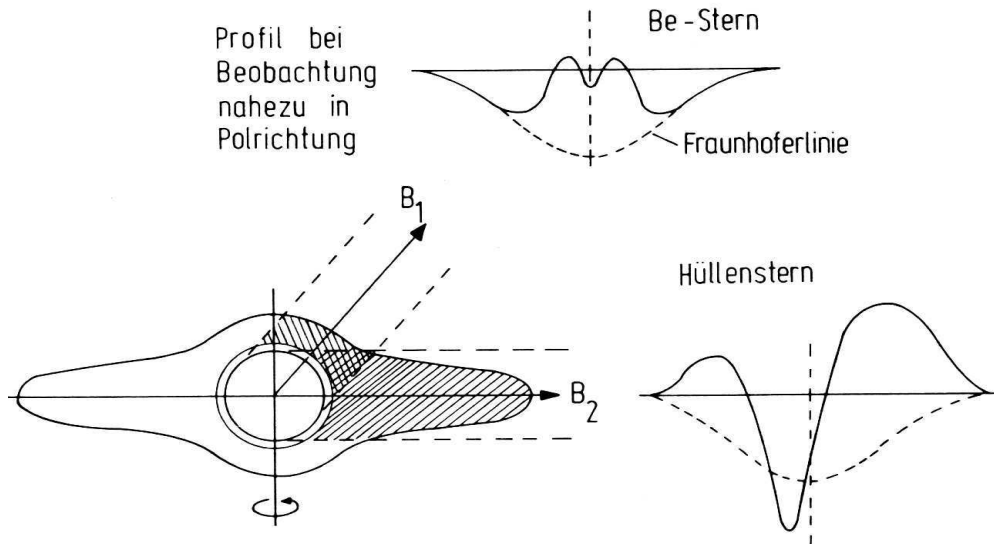


Abbildung 1.1: Ist die Äquatorebene des Sterns gegen den Sehstrahl des Beobachters stark geneigt (B_1), so ergeben sich typische Be-Stern-Profile. Während der Großteil der Hülle zur Emission beiträgt, entsteht eine Hüllenabsorption nur in dem schraffierten Bereich. Liegt der Sehstrahl in der Äquatorebene (B_2), so bewirkt die größere Schichtdicke der zirkumstellaren Hülle die tiefe Absorption in der, wegen der voll eingehenden Hüllenrotation, breiten Emission. (Aus: Scheffler, Elsässer, Physik der Sterne, S.188, 1990)

für die Rotationsgeschwindigkeit aufgrund von Gravitationsverdunkelung weitaus deutlicher unterhalb dem wahren Wert liegen könnten, als allgemein angenommen. Bei schnell rotierenden Sternen ist die effektive Schwerebeschleunigung aufgrund der höheren Fliehkräfte am Äquator wesentlich geringer als am Pol. Dies führt zu einer Reduzierung des Strahlungsstromes, der vom Äquator abfließt (der Gravitationsverdunkelung), und damit zu einer Unterdrückung der Beiträge der Äquatorpartien. Diese Beiträge bewirken aber gerade die höchste Linienverbreiterung, die zur Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit benutzt wird.

1.1.2 Variabilität

Im Oktober 1938 entdeckte O. Struve, dass die Wasserstoffemissionslinien des Be-Sterns Pleione nach fast 30 jähriger Abwesenheit erneut auftauchten. Dies war einer der ersten Hinweise darauf, dass Be-Sternspektren auf sehr grossen Zeitskalen von mehreren Jahren

oder Jahrzehnten variieren können. Wie die meisten anderen Sterntypen zeigen Be-Sterne aber auch schnelle Variationen (kleiner als die Rotationsperiode des Sterns) bis hinab zu Zeiträumen von wenigen Stunden, was die Untersuchung der spektroskopischen Variationen von Be-Sternen besonders umfangreich und ergiebig (aber auch schwierig) macht.

Dazu gehören zum Beispiel strukturelle, periodisch auftauchende Veränderungen im Absorptionsprofil der einzelnen Linien. Diese Linienprofilvariationen (im folgenden LPV) wiederholen sich typischerweise innerhalb von einigen Stunden bis Tagen und äussern sich als kleine Absorptionsdellen (moving bumps), die in eine Richtung (i.A. von blau nach rot) über die Linie hinweg wandern um dann wieder am Ausgangspunkt aufzutauchen (siehe auch Abb1.2). Auch Schwankungen der photometrischen Helligkeit und des *V/R-Verhältnis* (=Verhältnis der Intensitäten der beiden Maxima im Linienprofil der Hüllenslinie, also des violetten, kurzwelligen, zum roten, langwelligen) sind auf diesen kleinen Zeitskalen gemessen worden.

Besonders hervorzuheben sind noch die so genannten Linienemissionsausbrüche (engl. *line emission outbursts*), womit in erster Linie starke Anstiege der Intensitäten der Emissionslinien gemeint sind. Sie sind ein Zeichen für eine sprunghafte Massenzunahme der zirkumstellaren Hülle (Rivinius et. al., 1998) und treten, abhängig vom beobachteten Objekt, meist in Abständen von einigen Monaten bis Jahren auf.

1.1.3 Nichtradiale Pulsation und korotierende Gaswolken

Um das Phänomen der LPV zu erklären, gibt es vor allem 2 konkurrierende Möglichkeiten. Die bevorzugte Theorie ist die der *nichtradialen Pulsation* (im folgenden NRP), die bereits Ende des 19. Jahrhunderts von Lord Kelvin entwickelt wurde. Diese interpretiert die verschiedenen Formen und Frequenzen der auftretenden Oszillationen als Eigenschwingungen und Eigenfrequenzen der einzelnen Sterne. Unter der vereinfachenden Annahme eines kugelsymmetrischen Systems kann man zunächst die Form der Oszillation mathematisch mittels der Kugelflächenfunktionen darstellen

$$Y_\ell^m(\theta, \phi) = P_\ell^m(\cos \theta) e^{im\phi} \quad (1.1)$$

mit dem Legendrepolynom $P_\ell^m(x)$, ganzzahligem ℓ ($=0,1,\dots$) und m ($=-\ell,-\ell+1,\dots,\ell-1,\ell$), sowie den Kugelkoordinaten ϕ und θ .

Die Störung der physikalischen Variablen sind dann proportional zu

$$Y_\ell^m(\theta, \phi) e^{-i\sigma t} \quad (1.2)$$

mit der Frequenz σ und der Zeit t .

Die Quantenzahl ℓ repräsentiert hierbei die Anzahl der Grenzlinien auf der Sternoberfläche, die die gegenphasigen Schwingungsbereiche voneinander trennen. Für $m=0$ liegen die Grenzlinien entlang der Breitengrade, für $|m| = \ell$ entlang der Längengrade des Sterns.

Für den Grenzfall $\ell = 0$ bedeutet dies radiale Pulsation. Das Vorzeichen von m gibt zudem die Ausbreitungsrichtung der Pulsationswelle an (für $m < 0$ prograd, in Richtung der Sternrotation, oder für $m > 0$ retrograd, entgegengesetzt).

Diese nichtradialen Pulsationen werden aufgrund von Störungen der Geschwindigkeitsfelder, der Temperaturverteilung und der Oberflächengeometrie des Sterns als LPV sichtbar. Die Modellierung dieser Variationen unter Berücksichtigung der Eigenrotation des Sterns (Osaki, 1971) ergeben die typischen Linienprofile (siehe Abb1.2). Detailliertere Ausführungen zur NRP findet man z.B. bei Unno et al. (1989).

Nach Pamyatnykh (1999) werden die Pulsationen bei Sternen der oberen Hauptreihe durch

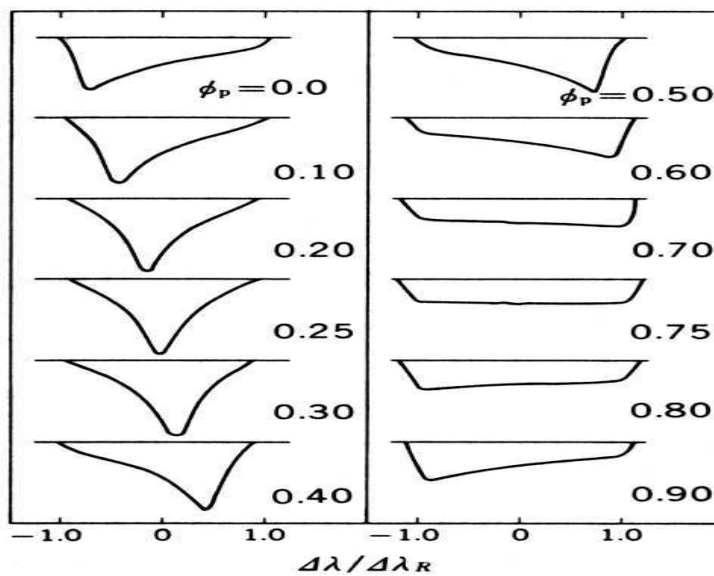


Abbildung 1.2: Synthetische Linienprofilvariation für $\ell=2, m=2, i=90^\circ, \kappa = 0.15, A/V_e = 0.4$ mit i : Inklination; κ : Verhältnis der horizontalen zur radialen Geschwindigkeitsamplitude; A : Amplitude der Pulsation; V_e : äquatoriale Rotationsgeschwindigkeit; ϕ : Phase (aus Unno et al.,1989)

den gleichen Mechanismus aufrechterhalten, wie bei den klassischen Cepheiden. Dieser von Baker und Kippenhahn (1962) vorgestellte, sogenannte κ -Mechanismus, beruht darauf, dass der mittlere Absorptionskoeffizient $\bar{\kappa}$, bzw. die Opazität bei bestimmten Temperaturen und gegebener Dichte zu niedrigeren Temperaturen hin ansteigt und dann wieder abfällt. Im Bereich dieser lokalen Opazitätsmaxima kann der Strahlungsfluss aus dem Sterninneren während einer Kompression teilweise blockiert werden.

Die Sternschicht heizt sich dabei auf, beginnt zu expandieren und kühlt wieder ab, bis

die Opazität weit genug abgefallen ist. Entweder der Druck der anliegenden Schichten (**pressure-Mode**) oder der Auftrieb (**gravitation-Mode**) bewirken die Rückstellkraft der entstehenden Schwingung. Der Unterschied zum Anregungsmechanismus bei klassischen Cepheiden liegt nach Pamyatnykh lediglich in zwei verschiedenen Lagen der verantwortlichen Opazitätsmaxima. Nach seinem Modell ergeben sich für langsam rotierende B-Sterne mit Effektivtemperaturen zwischen 10000 und 22000 Kelvin Pulsationszeiten von 0.5 bis etwa 4 Tagen. Diese Werte gelten für NRP-Moden mit $\ell \leq 2$. In diesem Bereich befinden sich auch die meisten in Be-Sternen beobachteten Perioden.

Es konnte jedoch nicht für jeden Be-Stern ein passendes NRP-Modell gefunden werden. Dies lässt Spielraum für weitere Theorien, wie zum Beispiel die der *korotierenden Gaswolken* (Vogt & Penrod 1983, Harmanec 1989, Smith et. al. 1994,1997).

Hiernach sollen die LPV von ausgeworfenem photosphärischem Gas verursacht werden, das magnetisch gebunden ist und mit dem Stern rotiert. Falls sich die LPV nachweisbar aus mehreren Schwingungen zusammensetzen, müssen die Periodizitäten mit einer Vielzahl von Gaswolken modelliert werden. Wenn die verschiedenen Frequenzen Vielfache voneinander sind, können die Periodizitäten mit gegenüber liegenden Gaswolken erklärt werden. Stehen die gefundenen Frequenzen allerdings in keiner erkennbaren Korrelation zueinander, kann nur noch ein kompliziertes Modell differentiell rotierender Wolken befriedigende Erklärungen liefern. Es ist unstritten, ob solche Wolkenformationen über mehrere Jahre stabil bleiben können. Schliesslich wäre noch denkbar, dass die LPV durch lokale Turbulenzen auf der Sternoberfläche verursacht werden, die ähnlich dem roten Fleck auf dem Jupiter über lange Zeiträume hinweg stabil bleiben.

1.1.4 Central Quasi Emission

Manche Be-Sterne weisen eine Besonderheit auf, die Rückschlüsse auf die Struktur der Scheibe zulässt, die sogenannte Central Quasi Emission (im folgenden *CQE*). Die *CQE* ist eine Art von Linienprofil, bei der der zentrale Teil der Absorptionslinie ein schwaches lokales Maximum aufweist (siehe auch Abb.3.3 rechts unten).

Theoretische Überlegungen von Hanuschik (1995) zur Linienbildung bei Be-Sternen zeigen, dass unter Annahme folgender Voraussetzungen *CQE* zustande kommen:

- Der Stern besitzt eine zirkumstellare, keplersch rotierende Scheibe
- Der Winkel zwischen Sehstrahl und Äquatorebene des Sterns, bzw. Sehstrahl und Scheibenebene ist klein (equator on + edge on)
- Der Aussenradius der Scheibe ist klein
- Die Opazität der Scheibe bezüglich des Kontinuums ist klein
- Die Hülllinien sind optisch dick
- Die Scheibe befindet sich im hydrodynamischen Gleichgewicht

Tabelle 1.1: Basisdaten von η Centauri

Bezeichnung	η Centauri HD 127972 HR 5440 MWC 232
Koordinaten (2000.0)	$\alpha = 14\text{h } 35\text{m } 30.42\text{s}$ $\delta = -42^\circ 09' 28''$
Spektralklasse	B1.5Vne
scheinbare Helligkeit	2.32^m
Entfernung	$94.6 \pm 6.9 \text{ pc}^1$
Inklination i	$62^{+28}_{-10}^\circ$ ²
V_{rot}	$315 \pm 30 \text{ km/s}^3$
V_{rad}	$-0.2 \pm 2 \text{ km/s}^4$
Rotationsperiode	$0.85 \pm 0.04\text{d}^2$
absolute Helligkeit	-2.56^m
Effektivtemperatur	$\approx 22000 \text{ K}^5$

¹vgl. Perryman et. al. 1997, Hipparcos catalogue

²vgl. Chauville et. al., 2001

³vgl. Levenhagen et. al. 2002

⁴vgl. Wilson 1953, General Catalogue of Stellar Radial Velocities

⁵vgl. Štefl et.al. (1995), Harmanec (2000)

Die *CQE*'s resultieren demnach aus einem lokalen Minimum in Absorption im zentralen Bereich der stellaren Scheibe, wo die Radialgeschwindigkeit des absorbierenden Scheibengases gegen 0 geht.

1.2 η Centauri

η Centauri ist ein typischer Be-Stern, der seit seiner Entdeckung als Be-Stern Emissionslinien aufweist.

In Tabelle 2.1 sind einige grundlegende Daten zusammengefasst.

Die Werte für T_{eff} und $\log g$ werden typischerweise aus dem Vergleich von synthetischen Linienprofilen mit den Absorptionsprofilen gewonnen. Die Inklination eines Scheibensterns wie η Cen kann nur innerhalb grosser Fehlergrenzen bestimmt werden. Chauville et. al.

(2001) bestimmten zunächst aus der Breite der Absorptionslinie von HeI $\lambda 4471$ einen Wert für $v \sin i$. Auf die Annahme stützend, dass Be-Sterne im Mittel etwa 83% ihrer kritischen Rotationsgeschwindigkeit erreichen, kann ein Wert für die wahre Rotationsgeschwindigkeit und damit ein Wert für i bestimmt werden. Die grossen Fehler für i resultieren vor allem aus der Unsicherheit bei der Bestimmung der kritischen Rotationsgeschwindigkeit.

Das Spektrum von η Cen wird von den Balmerlinien des neutralen Wasserstoffs und den Linien des neutralen Heliums dominiert, wie es für einen Stern des Spektraltyps B1.5 zu erwarten ist. Desweiteren wurde in der Analyse die ebenfalls starke Linie von SiIII $\lambda 4553$ untersucht.

Das Spektrum besitzt nahezu alle genannten Auffälligkeiten, angefangen bei den Linienprofilvariationen, über CQE bis hin zu Linienemissionsausbrüchen.

Cuyper et. al. (1989,1991) fanden auch photometrische Variationen mit Perioden von 1.92d ($\nu = 0.52\text{d}^{-1}$) und 1.28d ($\nu = 0.78\text{d}^{-1}$). Letztere wird auch im Hipparcoskatalog (Perryman et. al. 1997) aufgeführt. Štefl et. al. (1995) fanden sinusförmige Variationen der Radialgeschwindigkeiten von SiIII $\lambda 4553$ mit einer Periode von 0.64d ($\nu = 1.56\text{d}^{-1}$), die sowohl von E. Janot-Pacheco et. al. (1999) als auch in den vorliegenden Analysen bestätigt werden konnte. Desweiteren fanden Janot-Pacheco et. al. (1999) periodische Variationen mit 1.29d^{-1} , 1.78d^{-1} , 3.82d^{-1} , 4.34d^{-1} und 4.51d^{-1} , sowie in neueren Untersuchungen Levenhagen et. al. (2002) Variationen mit 0.61d^{-1} , 1.48d^{-1} , 3.81d^{-1} , 5.31d^{-1} , 9.24d^{-1} und 10.35d^{-1} .

In Kapitel 2 werden zunächst die Grundlagen der hier verwendeten Methode der Fourieranalyse nach Scargle erläutert, sowie ein Überblick über die benutzten Spektren gegeben. In Kapitel 3.1 bis 3.3 werden die Variationen im Spektrum von η Cen anhand von ausführlichen Zeitserienanalysen auf Periodizitäten untersucht, sowie deren mögliche Ursachen erläutert. Der dritte Teil der Analyse in Abschnitt 3.4 schliesslich beschäftigt sich mit den Linienemissionsausbrüchen von η Cen, bzw. deren möglichen Ursachen.

Kapitel 2

Daten und Messungen

2.1 Verwendete Spektren

In der vorliegenden Arbeit wurden etwa 430 Spektren aus 6 Beobachtungskampagnen zwischen 1995 und 1999 verwendet.

Die Aufnahmen wurden mit den Heidelberger Echellespektrographen HEROS und FEROS an den 0.5 m und 1.5m Teleskopen der ESO in La Silla gemacht.

Einen Überblick über die Charakteristika der verwendeten Spektren bietet Tabelle 2.2.

Das *Auflösungsvermögen* $\lambda/\Delta\lambda$ gibt an, welche Abstände $\Delta\lambda$ zwischen zwei Spektrallinien bei einer bestimmten Wellenlänge λ gerade noch unterschieden werden können.

Teilt man die Amplitude eines Signals durch die Amplitude des Rauschanteils, so erhält man das *Signal/Rausch-Verhältnis*. Es ist ein Maß für die Reinheit des Signals. Das Signal/Rausch-Verhältnis der vorliegenden Spektren liegt im Schnitt bei etwa 300 und wird in der Praxis durch eine Statistik des linienfreien Kontinuums bestimmt.

2.2 HEROS und FEROS Spektrographen

Der klassische Spektrograph zerlegt mittels eines Gitters oder eines Prisma das einfallende Licht. Die Spektralzerlegung am Gitter beruht auf der Interferenz der Lichtwellen nach dem Durchgang durch oder der Spiegelung am Gitter. Bei einer gegebenen Wellenlänge tritt positive Interferenz dann auf, wenn die Gittergleichung $g\sin\alpha = m\lambda$ erfüllt ist. α ist hierbei der Einfallswinkel, g die Gitterkonstante, m die Ordnung und λ die Wellenlänge.

Die Spektralzerlegung im Prisma wird durch wellenlängenabhängigen Brechungsindex verursacht. Im Unterschied zum klassischen Spektrograph beinhaltet ein *Echellespektrograph* zwei dispergierende Elemente. Das erste, das sogenannte Echellegitter hat einen relativ grossen Linienabstand mit 30-300 Linien/mm. Echellespektrographen werden bei sehr ho-

Tabelle 2.1: Charakteristika der verwendeten Spektren

Beobachtungszeit	Teleskop	Anzahl Spektren/ Nächte	Spektrograph	Typisches S/N	Auflösungsvermögen	Spektralbereich
1995Feb.-Juni	ESO 0.5m	41/113	HEROS ¹	175	20000	3450-8260Å
1996Jan.-Apr.	ESO 0.5m	88/103	HEROS	185	20000	3450-8620Å
1996Mai/Juni	ESO 0.5m	192/27	HEROS	233	20000	3450-8620Å
1997Jan.-Apr.	ESO 0.5m	76/117	HEROS	230	20000	3450-8620Å
1999Jan.	ESO 1.5m	3/1	FEROS ²	300	48000	3600-9200Å
1999Mai-Juli	ESO 0.5m	28/55	HEROS	160	20000	3450-8620Å
1999Juli	ESO 1.5m	5/20	FEROS	400	48000	3600-9200Å

¹Heidelberg Extended Range Optical Spectrograph

²Fibre-fed Extended Optical Range Spectrograph

hen Interferenzordnungen eingesetzt (typischerweise bei etwa 100). Das am Echellegitter spektral zerlegte Licht wird deshalb auf ein zweites Element, ein Prisma oder ein weiteres Gitter abgebildet. Dieses zieht die Ordnungen, die sich überlappen, senkrecht zur Hauptdispersionsrichtung auseinander (Querdispersion). Die so gewonnenen Spektren werden als Linien auf dem Detektor abgebildet. Mit dieser Technik erreicht ein Echellespektrograph über grosse Wellenlängenbereiche ein gutes Auflösungsvermögen.

Bei den beiden Spektrographen HEROS und FEROS wird das Licht vom Teleskop über eine Glasfaser zugeführt. Bei *HEROS* wird das Licht zusätzlich durch einen Strahlteiler hinter dem Echelle-Gitter in einen blauen und einen roten Kanal aufgeteilt. FEROS zweites dispergierendes Element ist ein Prisma. Bei HEROS wurde ein Gitter verwendet. Das höhere Auflösungsvermögen von FEROS ergibt sich durch einen so genannten *Image Slicer*. Dabei wird das Licht beim Austreten aus der Glasfaser so manipuliert, dass die Eintrittspupille nur halb so breit ist wie die Faser. Durch die dadurch höhere Blendenzahl ergeben sich geringere Abbildungsfehler.

2.3 Fourieranalyse nach Scargle

Um in den Linienprofilvariationen von η Cen Periodizitäten aufzuzeigen, wurden Fourieranalysen nach der Methode von Scargle (1982) durchgeführt. Dies geschah im Rahmen einer von A.Kaufer (1996) entwickelten MIDAS-Routine (MIDAS-Befehl **per1D/ts**).

Fourieranalysen von Zeitserien sind prinzipiell auf 2 verschiedene, jedoch äquivalente Arten möglich. Zum einen durch das Anpassen von Sinuswellen nach der Methode der kleinsten

Quadrate und zum anderen nach der hier verwendeten Methode der Periodogrammanalyse nach Scargle. Um die Signifikanz des so gefundenen Signals zu überprüfen, wird eine Hypothese H_b aufgestellt, die besagt, dass die beobachtete Serie X^b , also die Messwerte, die Eigenschaften einer Serie aus reinem Rauschen habe. Es folgt die Anpassung eines Modells an die beobachtete Serie und an die Serie aus reinem Rauschen. Der Vergleich der Qualität der Fits bestimmt, ob H_b verworfen werden soll oder nicht. Die Qualität der Anpassung selbst wird mittels einer Teststatistik S ausgewertet. Als "Statistik" bezeichnet man eine Funktion von Zufallsvariablen. Für reines Rauschen mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung $p(S)$ kann die Wahrscheinlichkeit $p(S_b)$, dass $S(X^b)$ über einem bestimmten Wert S_b liegt, genau angegeben werden. Mit einem zuvor bestimmten Konfidenzniveau α kann schließlich der Wert für das Signifikanzniveau θ_s berechnet werden.

Liegt die Stärke einer Linie im Periodogramm über θ_s , so gilt diese als signifikant. Nach der Normierung der Zeitserien durch Subtraktion der Mittelwerte und der Festlegung des Konfidenzniveaus durchläuft die Routine von A. Kaufer im Wesentlichen die Schritte, wie sie auf der nächsten Seite in einem Kasten zusammengefasst sind.

Bei den Fourieranalysen der Zeitserien ist zu beachten, dass sich oft starke Periodizitäten ergeben, die keine physikalische Ursache haben. Ein Grund dafür können z.B. so genannte Aliasing-Effekte sein, die sich aus dem zeitlichen Sampling der Daten ergeben. Berechnet man das Periodogramm eines Datensatzes, in dem alle Werte auf eins gesetzt wurden, so erhält man die sogenannte *Fensterfunktion*. Sie enthält alle Frequenzen, die sich aufgrund der zeitlichen Zusammensetzung der Meßdaten ergeben. Da die meisten astronomischen Messungen nur Nachts stattfinden, erscheinen echte periodische Signale oft mit einem 1-Tages-Alias im Periodogramm wieder.

Schleife zur Bestimmung der stärksten Frequenz:

1. **Berechnung des Powerspektrums** (entspricht dem “klassischen Periodogramm”

$$P_k(\nu) = \frac{1}{n_0} P_x(\nu)$$

$$P_x(\nu) = |F[x](\nu)|^2 \quad (2.1)$$

mit der Fouriertransformierten

$$F[x](\nu) = \sum_{k=1}^{n_0} x_k e^{-2\pi i t_k \nu} \quad (2.2)$$

für n_0 diskrete Messwerte x_k . Sind im Datensatz sinusartige Komponenten mit der Frequenz $\nu = \nu_0$ vorhanden, dann sind die Faktoren x_k und $e^{-2\pi i t_k \nu}$ im Bereich von ν_0 in Phase und liefern einen grossen Beitrag zur Summe in Glg. 2.3, während sich bei anderen Werten von ν die Terme zufällig um den Nullpunkt verteilen und somit größtenteils wegheben. Das Powerspektrum bietet deshalb einen ersten Überblick über eventuell vorhandene Periodizitäten.

2. **Berechnung des Periodogramms nach Scargle:**

Zur Berechnung der Periodogramme nach Scargle (1982) wird das “klassische Periodogramm” leicht modifiziert. Als zugehörige Teststatistik (Lomb-Scargle-Statistik) $S(\nu)$ wird die Powerspektrum-Statistik normiert auf die Varianz der Rohdaten sowie reine Sinusmodelle verwendet :

$$S(\nu) = \frac{|F[X^{(m)}]|^2}{Var[X^b]} \quad (2.3)$$

wobei X^m die modellierte Serie darstellt. Diese Modifikationen erlauben genaue Aussagen über die Signifikanz der Detektionen, da im Unterschied dazu das klassische Periodogramm keine bekannten statistischen Eigenschaften besitzt.

3. **Vergleich des Periodogramms mit dem Signifikanzlevel :**
Liegt keine Linie über dem Signifikanzlevel \Rightarrow Abbruch der Iteration.
4. **Bestimmung der Frequenz ν_i der stärksten, signifikanten Spektrallinie im Powerspektrum (höhere Genauigkeit als im Periodogramm)**
5. **Anpassung einer Sinus-Kosinus-Funktion mit ν_i zur Ermittlung der genauen Amplitude und Phase**
6. **Subtraktion der modellierten Werte X^m von den beobachteten Werten X^o**
7. **Berechnung des Powerspektrums der Residuen $|F[X^{(r)}]|^2$
mit $X^r = X^o - X^m$**
8. **Neue Iteration**

Kapitel 3

Datenanalyse

Für die Spektralanalysen und Graphiken wurden das MIDAS¹ -Paket der ESO (Version September/2003), sowie einige Erweiterungen von A.Kaufer (1996) zur Zeitserienanalyse verwendet. System

3.1 Spektroskopische Variationen von η Cen

Es wurden 11 starke Linien des Spektrums von η Centauri auf Variabilität untersucht. Dazu gehören die 3 stärksten Balmerlinien $H\alpha$, $H\beta$ und $H\gamma$, desweiteren 6 starke Absorptionslinien des neutralen Helium, die Emissionslinie von HeI $\lambda 6678$, sowie die Absorptionslinie des 2-fach ionisierten Silizium SiIII $\lambda 4553$.

3.1.1 Linienprofilvariationen

Zwei Beispiele von Linienprofilvariationen in η Centauri sind in den Abbildungen 3.1 und 3.2 zu sehen. In beiden dort abgebildeten Linien (HeI $\lambda 3926$ und SiIII $\lambda 4553$) sind deutlich kleine Einbuchtungen nahe dem Zentrum der Linie zu erkennen, die in einem Zeitraum von etwa 0.3 Tagen vom kurz- zum langwelligen Teil der Absorptionslinie wandern. Zusätzlich kann man auch sehen, wie die Flügel innerhalb des gleichen Zeitraumes abwechselnd steiler und wieder flacher werden.

In den restlichen Linien machen sich die LPV nicht so stark bemerkbar. In den folgenden Analysen ist zu beachten, dass die Emissionsbeiträge in den Balmerlinien und in HeI $\lambda 6678$ die LPV verfälschen oder schwächen können. Dies gilt im Besonderen für das Szenario der korotierenden Gaswolken, bei der die Variationen der Emissionsstärke deutlich ausgeprägter sind als im Falle von NRP.

¹Munich Image Data Analysis

Störungen können aber auch durch die Absorptionskomponenten anderer, schwächerer Linien verursacht werden, die innerhalb der beobachteten Linien liegen.

3.1.2 Weitere Variationen

Abbildung 3.3 zeigt, dass die Emissionsprofile von $\text{HeI } \lambda 6678$ und $\text{H}\alpha$ sowohl kurz- als auch langfristige *Variationen* des *V/R-Verhältnis*, des Abstands der beiden Maxima im Emissionsprofil (engl. *peakseparation width*) und der Emissionsstärke aufweisen.

Besonders auffällig ist die starke Zunahme der Emissionsstärke bei der Wasserstofflinie, während diese beim Helium weitgehend unverändert bleibt. Detailliertere Untersuchungen der Variationen der Emissionsstärke, sowie der Äquivalentbreiten werden im Abschnitt über Linienemissionsausbrüche (Kap. 3.4) wiedergegeben. Auch der Verlauf des Abstands der Emissionsgipfel ist unterschiedlich. Der Abstand im $\text{H}\alpha$ -Profil nimmt 1996 leicht zu und dann wieder ab. Der Verlauf in der Heliumlinie dagegen ist genau umgekehrt. Weiterhin kann man in der Mitte der Heliumlinie deutlich die *CQE* erkennen, deren Stärke und Abstand der beiden Minima ebenfalls variiert.

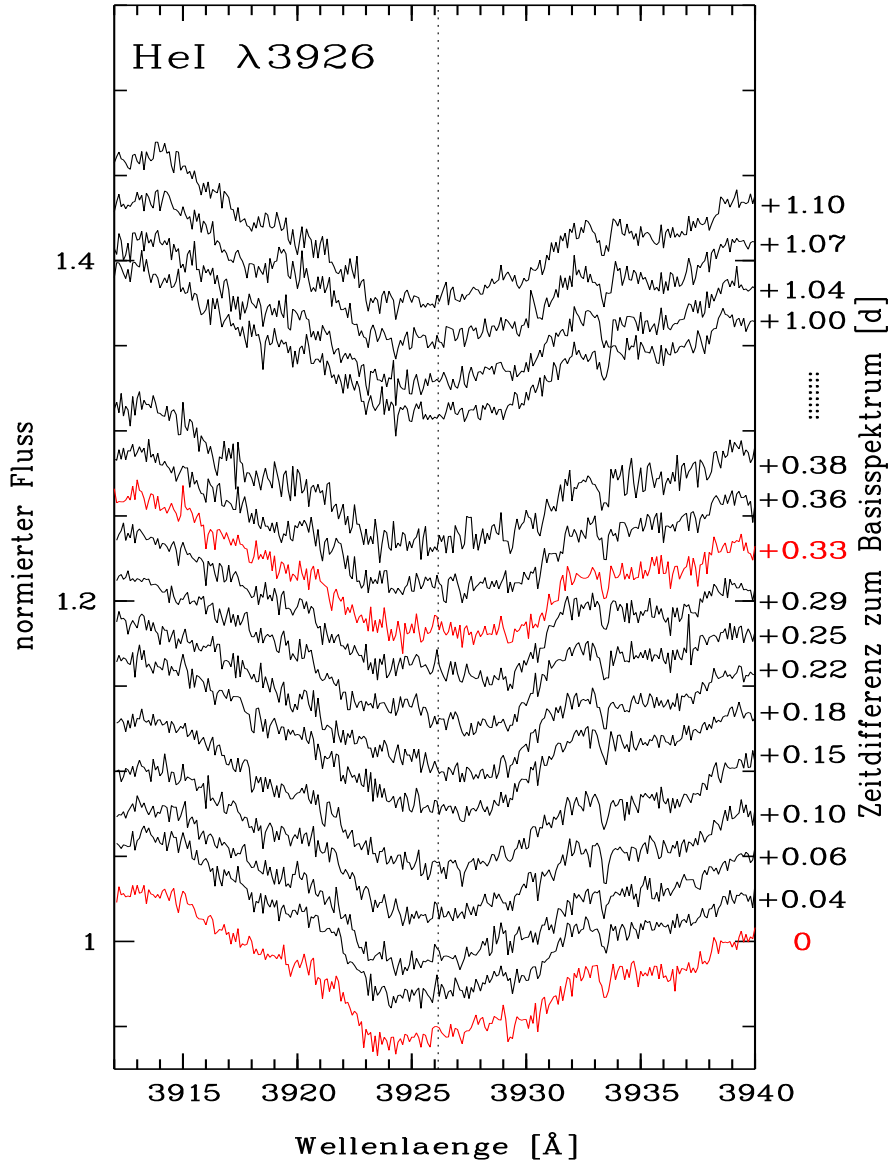


Abbildung 3.1: Linienprofilvariationen von η Cen bei HeI λ 3926. Es sind 16 zeitlich aufeinander folgende Spektren abgebildet. Aufnahmedatum des untersten Spektrums ($t=0$): 16/05/1996, 23:59 UHR. Die gepunktete Linie gibt die Laborwellenlänge an. Sowohl die Variation der Linienflügel als auch kleine Absorptionsdellen, die von blau nach rot wandern, sind deutlich zu erkennen. Nachdem die Einbuchtungen in etwa 0.3 Tagen über die Linie hinweg gewandert sind, nehmen diese eine weitgehend spiegelsymmetrische Form an.

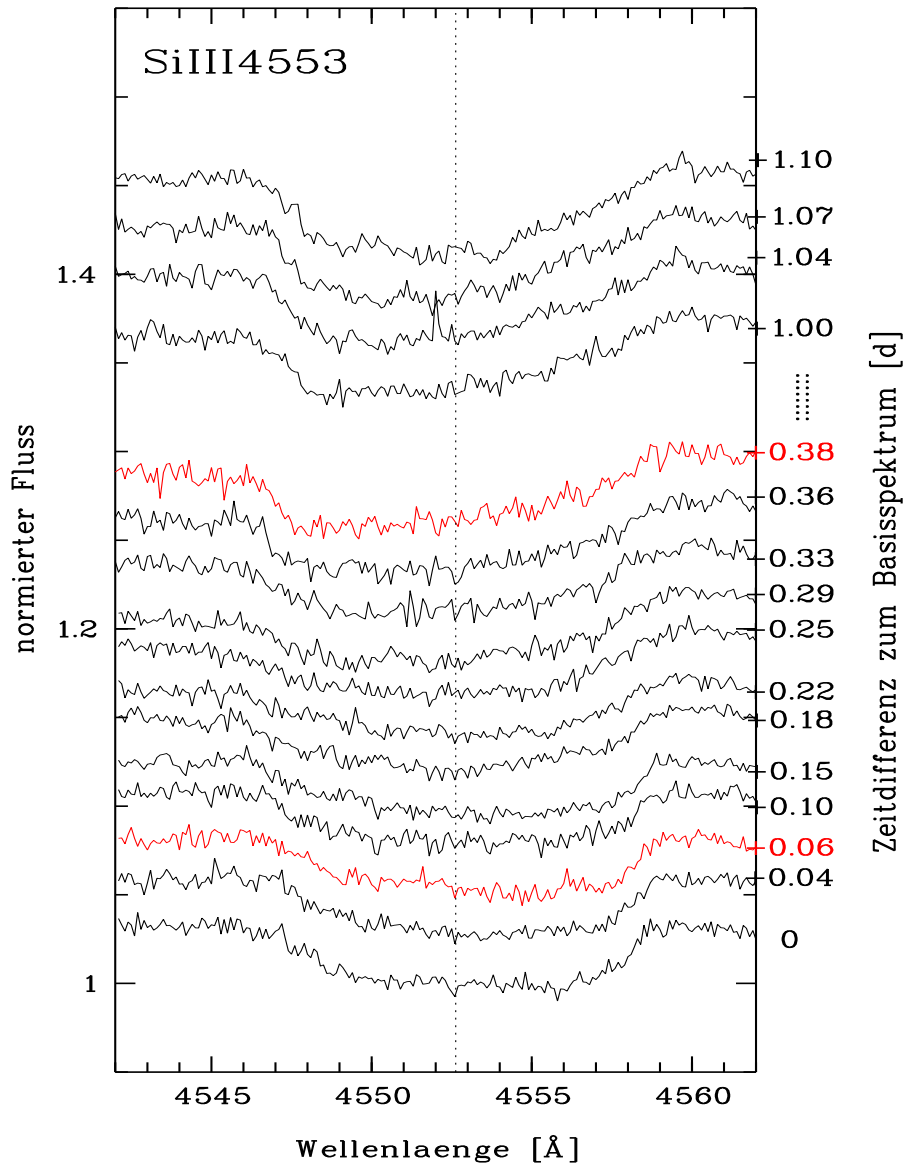


Abbildung 3.2: Linienprofilvariationen von η Cen bei SiIII λ 4553. Zu sehen sind die gleichen 16 Spektren wie in Abbildung 3.1. Der Vergleich der beiden rot markierten Spektren zeigt auch hier deutlich die Variationen der Linienflügel.

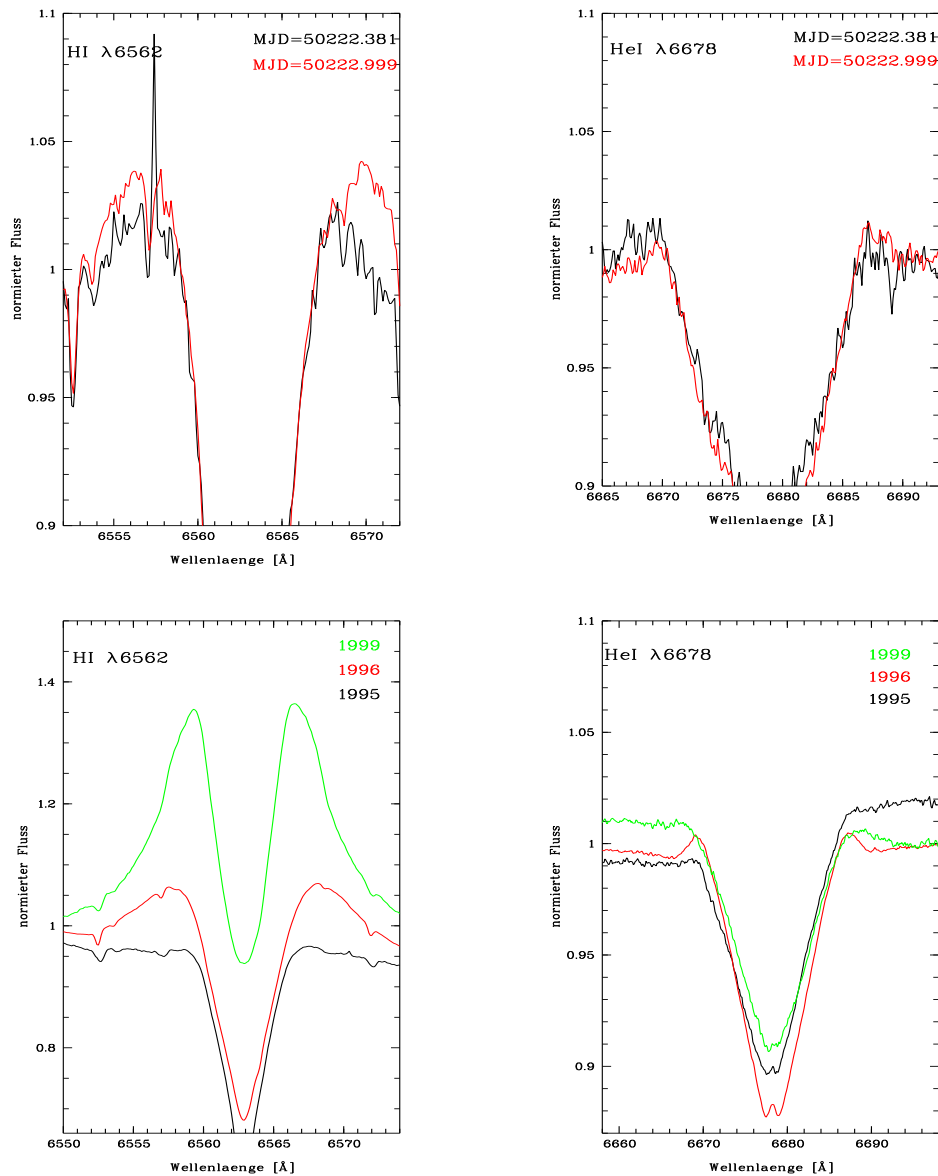


Abbildung 3.3: Kurz- und langfristige Variationen des V/R-Verhältnisses, des Abstands der beiden Maxima im Emissionsprofil und der Intensitäten bei HeI λ 6678 und H α . Obere Reihe: Abgebildet sind V/R-Variationen von je 2 Spektren vom Mai 1996, mit einem zeitlichen Abstand von rund 15 Stunden. Vor allem links oben zeigt sich auch die Variabilität des Abstands der Emissionsmaxima. Untere Reihe: Gemittelte Spektren von 1995, 1996 und 1999. Hier zeigt sich besonders drastisch die Veränderlichkeit dieser Größen. In der Mitte der Heliumlinien ist deutlich ein lokales Flußmaximum zu erkennen, die *CQE*. Sowohl Stärke als auch Abstand der beiden Minima rechts und links der *CQE* variieren.

3.2 Zeitserienanalyse der Radialgeschwindigkeiten

Um Periodizitäten in den LPV von η Cen ausfindig zu machen, wurden als Erstes mittels einer MIDAS-Routine **cent/gauss** Gausskurven an die Linienzentren an alle Absorptionsprofile der Zeitserien der stärkeren Linien angepasst. Die Grenzen des Gaussprofils wurden interaktiv ins Linienzentrum gesetzt. Nach

$$v_{\text{rad}} = \frac{\lambda_m - \lambda_0}{\lambda_0} \cdot c \quad (3.1)$$

mit λ_0 , der Laborwellenlänge, λ_m , der am Minimum der Gausskurve gemessenen Wellenlänge und c , der Lichtgeschwindigkeit, wurden die entsprechenden Radialgeschwindigkeiten v_{rad} zusammen mit den zugehörigen Zeitpunkten in eine Tabelle eingetragen. Die “*moving bumps*” und veränderlichen Symetrien der einzelnen Linien spiegeln sich grob in den so erhaltenen Variationen der Radialgeschwindigkeiten wieder.

Obwohl die Werte an sich keine astrophysikalischen Interpretationen zulassen, zeigen frühere Untersuchungen, z.B. im Fall von μ Cen (Rivinius et. al. 1998), dass durch Fourieranalysen dieser Zeitserien klare Aussagen über eventuell vorhandene Periodizitäten getroffen werden können. Abbildung 3.4 zeigt Ausschnitte der erhaltenen Radialgeschwindigkeitsverteilung von HeI $\lambda 4387$ vom Mai/Juni 1996. Der Fehler für diese Messungen beträgt ungefähr 20 km s^{-1} .

Die Verteilungen der Radialgeschwindigkeiten sind in Anhang A abgebildet.

Desweiteren wurden auch an die Profile der Maxima in den beiden Emissionslinien HeI $\lambda 6678$ und H α Gausskurven angepasst und die Werte der zugehörigen Radialgeschwindigkeiten und der Intensität der Maxima in Tabellen eingetragen. Dadurch können die V/R-Variationen, die Variationen des Abstands der beiden Maxima in den Emissionsprofilen und deren jeweilige Emissionsstärken ebenfalls einer Zeitserienanalyse unterzogen werden. Als nächster Schritt der Analyse wurden diese Variationen mittels einer von A.Kaufer (1996) entwickelten MIDAS-Routine (MIDAS-Befehl **per1D/ts**) nach sinusförmigen Komponenten untersucht (siehe auch Abschnitt 2.3).

Die Routine wurde zunächst auf die Radialgeschwindigkeitsverteilungen der 11 untersuchten Linien innerhalb der einzelnen Epochen von 1995 bis 1999 und dann auf den gesamten Datensatz angewandt. So kann bei einer Übereinstimmung der Ergebnisse der einzelnen Epochen die Wahrscheinlichkeit einer Fehldetektion nochmals verringert werden. Da die zeitlichen Abstände der einzelnen Messungen groß sind im Vergleich zur Schnelligkeit der Variationen und die Anzahl der Messungen teilweise gering, lieferte nicht jede Epoche signifikante Ergebnisse. Es lassen sich daraus also keine Rückschlüsse auf ein eventuelles Verschwinden und Wiederauftauchen der Periodizitäten ziehen.

Der Datensatz von Mai/Juni 1996 bildet eine Ausnahme, weil dort sowohl die Gesamtzahl der Spektren, als auch die Zahl der Spektren pro Nacht grösser ist. Dies ist mit hoher

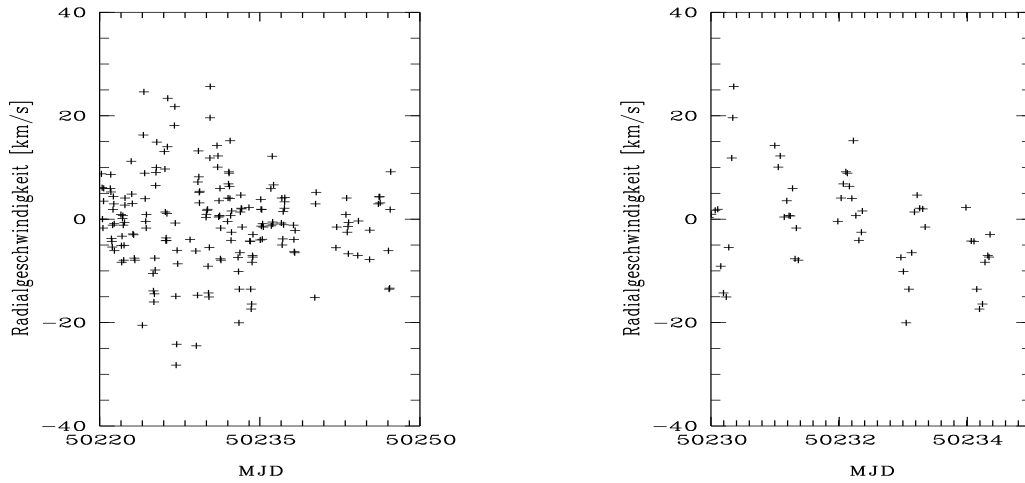


Abbildung 3.4: Aus den LPV gewonnene Radialgeschwindigkeitsverteilung von HeI $\lambda 4387$ vom Mai/Juni 1996. Im linken Bild ist bereits deutlich eine periodische Variation der Amplitudenstärken mit einer Periode von ungefähr 30 Tagen zu erkennen. Eine nahezu sinusförmige Variation mit einer Periode von etwa 0.5 Tagen ist in dem vergrößerten Ausschnitt rechts zu sehen.

Wahrscheinlich der Grund dafür, warum bei 3 Linien bestimmte Periodizitäten nur in diesem Datensatz gefunden werden konnten.

Für jede ausgewählte Linie wurden bis zu 10 Iterationen durchgeführt, falls noch Frequenzen mit einer Signifikanz von über 99.5 % vorhanden waren (entspricht in etwa einer 3σ -Detektion).

Dies scheint ausreichend, da die Hauptpeaks der Periodogramme schon nach spätestens 5 Iterationen identifiziert werden konnten. Hauptaugenmerk der Untersuchung lag aufgrund des zeitlichen Samplings der Daten im Frequenzbereich von 0 d^{-1} bis 3 d^{-1} . Die Analyse ergab 3 periodische Variationen mit den Frequenzen $\nu_1 = 1.5565 \text{ d}^{-1}$ ($P_1=0.642\text{d}$), $\nu_2 = 1.7329 \text{ d}^{-1}$ ($P_2=0.577\text{d}$) und $\nu_3 = 1.7665 \text{ d}^{-1}$ ($P_3=0.566\text{d}$), die in fast allen Linien als signifikant gewertet wurden, sowie eine weitere Variation mit $\nu_4=2.5322 \text{ d}^{-1}$, die jedoch nur bei den Heliumlinien zu sehen war.

In Tabelle 3.1 ist eine Übersicht der für jede Linie erhaltenen Frequenzen gezeigt. Das Endergebnis ist der jeweilige Mittelwert der Frequenzen aller Linien. Bei der Berechnung wurden allerdings nicht alle Werte berücksichtigt. Vor allem bei ν_1 zeigten die Balmerlinien auffallend große Abweichungen von den restlichen Werten. Dies hat vor allem zwei Gründe. Im Unterschied zu den Heliumlinien gibt es im Spektrum der Wasserstofflinien einen erheblichen Emissionsbeitrag, der ebenfalls variiert. Die Messungen der Variationen

in Absorption, also der LPV, werden dadurch verfälscht. Zudem gilt generell, dass die Emissionslinien von Variationen in der zirkumstellaren Scheibe wegen der grösseren optischen Dicke stärker beeinträchtigt sind als die z.B. die Heliumlinien. Weiterhin ist zu beachten, dass in manchen Linien mehr oder weniger starke Absorptionskomponenten anderer Elemente zu finden sind. So ist z.B. im Fall von HeI $\lambda 4921$ das abweichende Ergebnis möglicherweise auf die relativ starken Linien von OII und SiII zurückzuführen. Eine befriedigende Erklärung für die Abweichung von HeI $\lambda 4387$ kann nicht gegeben werden.

Tabelle 3.1: Aus den Fourieranalysen der Radialgeschwindigkeiten für jede Linie erhaltene Frequenzen. Die rot markierten Ergebnisse wurden bei der Berechnung des Mittelwertes nicht berücksichtigt.

Linie	ν_1 [1/d]	ν_2 [1/d]	ν_3 [1/d]	ν_4 [1/d]
HeI $\lambda 3926$	1.556530	1.732970	—	2.532950
HeI $\lambda 4026$	1.556510	1.733040	1.767480	—
HeI $\lambda 4143$	1.556460	1.732960	1.767380	2.532010
HeI $\lambda 4387$	1.501880	1.732990	—	2.532030
HeI $\lambda 4471$	1.556520	1.732960	1.767480	2.532080
HeI $\lambda 4921$	1.566479	1.732780	1.767400	2.531780
HeI $\lambda 6678$	1.556430	1.732800	1.767550	—
HI $\lambda 4340$	1.559160	1.732980	1.767590	—
HI $\lambda 4861$	1.556380	1.732960	1.767340	—
HI $\lambda 6562$	1.556150	1.732880	1.768090	—
SiIII $\lambda 4553$	1.556500	—	1.765720	—

Abbildung 3.5 zeigt 2 Periodogramme von HeI $\lambda 4471$, vor und nach einer CLEAN-Iteration. Auf den ersten Blick scheint es, als könnte ν_4 eine Aliasfrequenz zu ν_1 sein. Da sie jedoch in 4 Fällen auch nach dem Entfernen von ν_1 aus dem Periodogramm (Cleaning) noch signifikant vorhanden war, wurde sie in die weiteren Analysen einbezogen.

Desweiteren wurde eine zusätzliche Analyse im niederfrequenten Bereich (0 bis $1d^{-1}$) durchgeführt, um eventuell schwächere, langfristige Variationen sichtbar zu machen. Dort gab es jedoch, abgesehen von den zu ν_1 , ν_2 und ν_3 gehörigen Aliasfrequenzen $0.557d^{-1}$, $0.766d^{-1}$ und $0.733d^{-1}$, die sich aufgrund des zeitlichen Samplings der Spektalaufnahmen ergeben (Abstand ≈ 1 Tag) keine weiteren, zwischen den Linien übereinstimmenden Ergebnisse.

Was den höherfrequenten Bereich betrifft, so sind wegen des relativ grossen zeitlichen Ab-

standes der einzelnen Aufnahmen von einer Fourieranalyse keine zuverlässigen Ergebnisse zu erwarten. Eine Ausnahme bildet wiederum der Datensatz vom Mai/Juni 1996, da hier teilweise nur Abstände von 0.03 Tagen zwischen den Aufnahmen liegen. Die Analyse einiger Linien im Bereich von 3 bis 5 d^{-1} ergab dort signifikante Variationen mit $\nu \simeq 2 \cdot \nu_1$, bzw. $\nu \simeq 2 \cdot \nu_{2,3}$, also offenbar Oberschwingungen zu den Hauptfrequenzen. Oberschwingungen mit $\nu = 2 \cdot \nu_1$ konnten auch in den Variationen des Abstands der Maxima im Linienprofil von HeI $\lambda 6678$ gefunden werden.

Die Fourieranalyse der Zeitserien aus den Emissionsprofilen ergaben, dass sowohl das V/R-Verhältnis von H α als auch der Abstand der Emissionsliniengipfel und die Emissionstärke als Summe der Stärken der beiden Gipfelhöhen (V+R) von HeI $\lambda 6678$ periodisch mit einer Frequenz von $1.551 \pm 0.007 \text{ d}^{-1}$ variieren. Die Ergebnisse sind, zusammen mit der Untersuchung der anderen Variationen (Abstand der Maxima im Emissionsprofil, Emissionstärke, V/R-Verhältnis) in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Tabelle 3.2: Ergebnisse der Fourieranalyse der Radialgeschwindigkeiten in Absorption (LPV) und Emission (V/R, Abstand der beiden Maxima im Emissionsprofil, V+R). \surd =LPV; \bullet =V/R; $*$ =Abstand der Maxima im Emissionsprofil; \otimes =Gipfelhöhe links + Gipfelhöhe rechts (V+R); $\overline{v_{rad}}$: Mittlere Radialgeschwindigkeit der Linie (positiv=vom Beobachter weg, negativ=auf den Beobachter zu). Die Klammern zeigen an, dass die jeweilige Frequenz nur im Datensatz Mai/Juni 96 als signifikant gewertet wurde. Die Anzahl der Symbole sind ein grobes Maß für die Stärke der Periodizitäten, wie sie sich aus der Berechnung der Scargle-Periodogramme $S(\nu)$ ergaben (siehe Abschnitt 2.4) Die angegebenen ν_i sind die Mittelwerte der aus den einzelnen Linien erhaltenen Frequenzen (siehe Tabelle 3.1), mit der Standardabweichung als Fehler. Auffällig sind die stark variierenden mittleren Radialgeschwindigkeiten. Sie rühren daher, dass sich vor allem bei den schwächeren Helium- und der Siliziumlinie zusätzlich Absorption durch andere Atome stark bemerkbar macht (Bsp. SiIII in der HeI λ 3926-Linie).

Linie	$\overline{v_{rad}}$ [km s ⁻¹]	$\nu_1=1.5564916$ ± 0.0000387 d ⁻¹	$\nu_2=1.7329800$ ± 0.0000288 d ⁻¹	$\nu_3=1.7674829$ ± 0.0001066 d ⁻¹	$\nu_4=2.5320401$ ± 0.0000360 d ⁻¹
HeI λ 3926	-28.9	$\surd\surd$	(\surd)	$\surd\surd$	\surd
HeI λ 4026	-14.8	$\surd\surd$	$\surd\surd$	$\surd\surd$	-
HeI λ 4143	-2.5	$\surd\surd$	$\surd\surd$	$\surd\surd$	$\surd\surd$
HeI λ 4387	-0.8	\surd	$\surd\surd$	(\surd)	\surd
HeI λ 4471	-12.0	\surd	$\surd\surd$	$\surd\surd$	\surd
HeI λ 4921	+4.4	\surd	$\surd\surd$	\surd	\surd
HeI λ 6678	+2.9	$\surd\bullet$	\surd	\surd	\surd
HI λ 4340	+4.1	\surd	\surd	\surd	-
HI λ 4861	+3.5	\surd	\surd	\surd	-
HI λ 6562	+3.2	$\surd\bullet$ (*) (\otimes)	\surd	\surd	-
SiIII λ 4552	-25.1	\surd	-	\surd	-

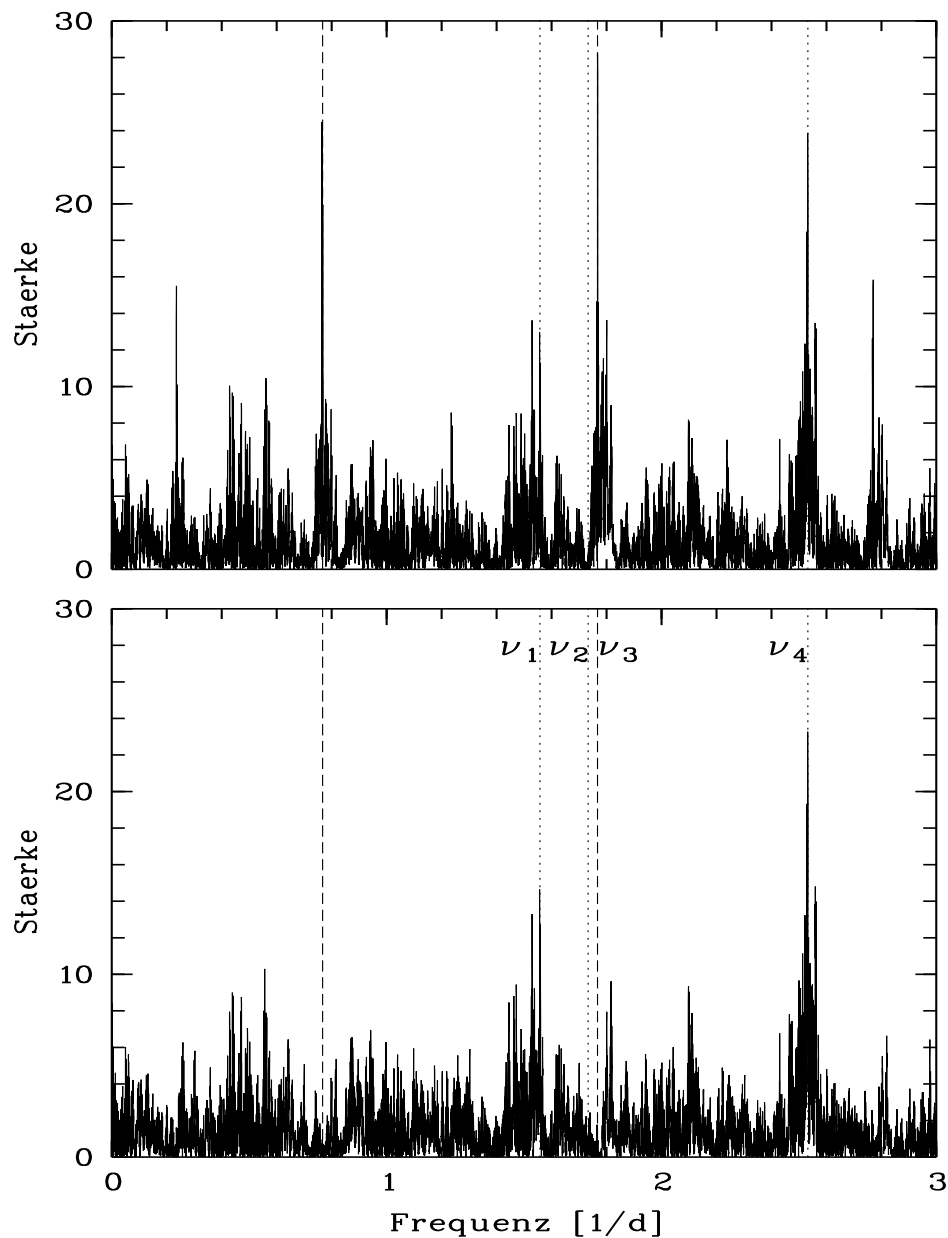


Abbildung 3.5: Periodogramme der Radialgeschwindigkeitsanalyse von HeI $\lambda 4471$ vor (oben) und nach (unten) dem Entfernen von $\nu_3 = 1.767 \text{d}^{-1}$. Oben: Die Maxima bei 1.5577d^{-1} und 1.7674d^{-1} sind deutlich zu erkennen. $\nu_2 = 1.7329 \text{d}^{-1}$ wurde bereits in der vorhergehenden Iteration entfernt. Unten: Nach dem Cleaning tritt auch $\nu_4 = 2.5321 \text{d}^{-1}$ deutlicher hervor. Die Aliasfrequenz von ν_3 bei etwa 0.767d^{-1} verschwindet.

3.3 2-dimensionale Analyse der Zeitserien

Als nächster Schritt wurde eine weitere Fourieranalyse vorgenommen, diesmal mittels der MIDAS-Routine `vperigram/ts` (A.Kaufer, 1996). Sie basiert auf der gleichen Methode wie die eindimensionale Zeitserienanalyse, wird jedoch nicht mehr auf den Verlauf der Radialgeschwindigkeiten angewendet, sondern auf den zeitlichen Verlauf der Intensitäten als Funktion der Wellenlänge, bzw. der Radialgeschwindigkeiten.

Dazu werden die Spektren um die zu untersuchenden Linien in Geschwindigkeitsbins mit einer Breite von 5 kms^{-1} unterteilt. Der Intensitätsverlauf als Funktion der Zeit in den einzelnen Bins wird einer Fourieranalyse unterzogen.

Die Darstellung der damit für jedes Bin erhaltenen Periodogramme erfolgt 2-dimensional, wobei die Signifikanz der gefundenen Frequenzen entsprechend dem Wert des Scargle-Periodogramms $S(\nu)$ (Abschnitt 2.4) helligkeitskodiert wiedergegeben wird. Frequenzen mit einer Signifikanz von weniger als 99.5% (3σ) sind schwarz, ab 99.5% grau, bis hin zu weiss bei einer Signifikanz von über 99.9999% (7σ) (siehe auch Abb.3.6).

Zunächst wurde die Routine auf den Bereich von 0 bis 3 d^{-1} angewandt. Neben den Aliasfrequenzen bei 0, 0.7, 1 und 2 d^{-1} sind deutlich die bereits in der eindimensionalen Analyse gefundenen 4 Periodizitäten wiederzufinden. (siehe Abb.3.6).

Als nächstes wurde der Frequenzbereich der Fourieranalyse auf die nahe Umgebung der gefundenen Frequenzen eingeschränkt. Die MIDAS-Routine entfernt nach der Berechnung des Periodogramms die stärkste Frequenz und berechnet die Phasenlagen der jeweiligen Schwingung. Die Einschränkung des untersuchten Frequenzbereichs garantiert somit, dass diese stärksten Frequenzen den zuvor ermittelten ν_i entsprechen. Die Routine errechnet (wie auch `per1d/ts`) die Phasenlagen zur mittleren Beobachtungszeit. Deshalb war zu beachten, dass für die Fourieranalysen der Linien des blauen und des roten Kanals die gleichen Spektralkataloge verwendet werden mussten, um etwaige echte Phasenverschiebungen zwischen den Linien festzustellen.

Trägt man die Phasenverläufe der Schwingungen gegen die Radialgeschwindigkeit des jeweiligen Bins auf, so erhält man, insofern eine Korrelation zwischen den Phasen der einzelnen Bins und den Phasenverläufen der betrachteten Linien untereinander besteht, ein weiteres starkes Argument dafür, dass die gefundenen Periodizitäten tatsächlich in den spektroskopischen Variationen von $\eta \text{ Cen}$ vorhanden sind.

Die Abbildungen 3.7-3.10 zeigen die Phasenverläufe und jeweiligen Stärken der Periodizitäten für alle 11 untersuchten Linien bei den 4 Frequenzen.

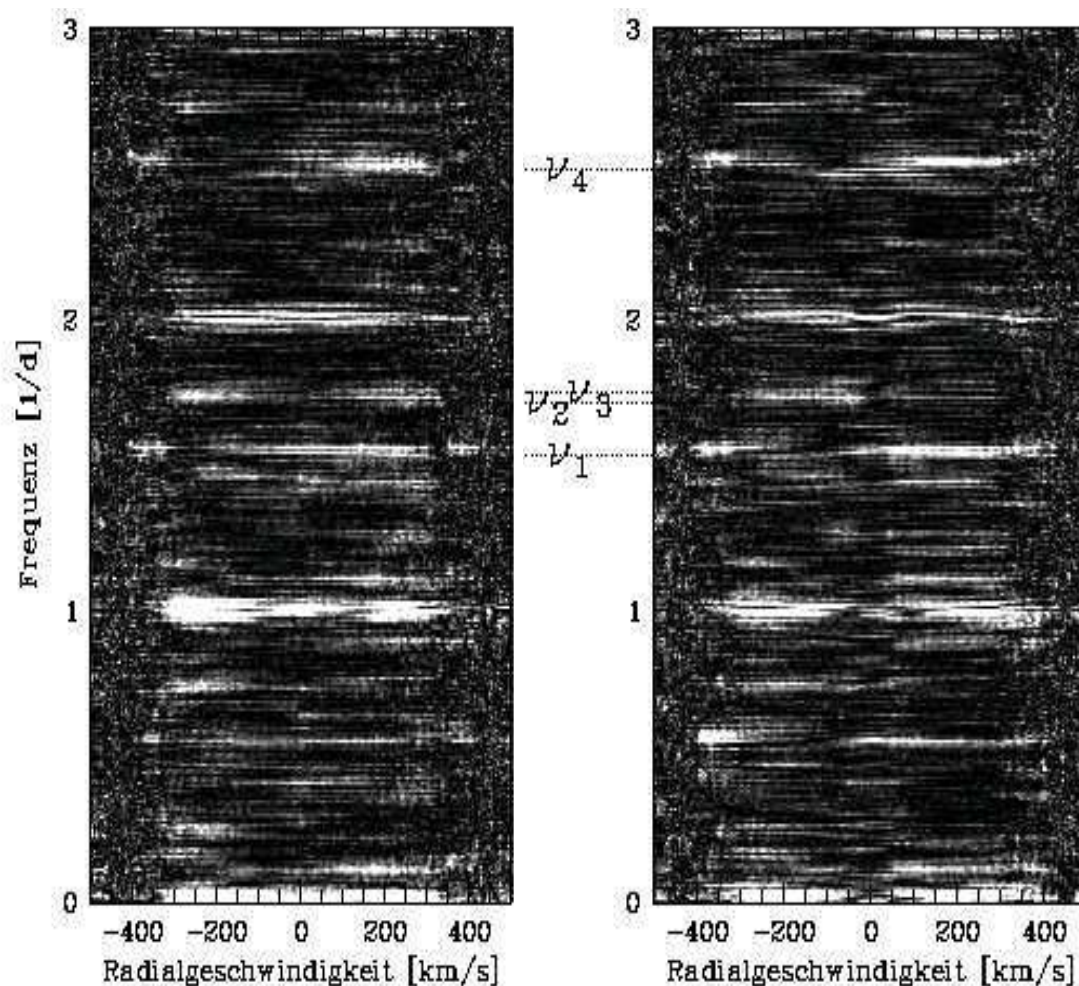


Abbildung 3.6: 2-dimensionale Periodogramme von He I $\lambda 4471$ (links) und H γ (rechts). Die Helligkeitskodierung wurde so gewählt, dass alle Werte mit einem Signifikanzniveau unterhalb von 1σ schwarz, Werte darüber in Graustufen bis hin zu weiß ab einer Signifikanz von 7σ dargestellt sind. Neben ν_1 bis ν_4 sind vor allem die Aliasfrequenzen bei $0,1 \text{ d}^{-1}$ und 2 d^{-1} stark ausgeprägt. Die teilweisen Unterbrechungen der weißen Linien bei allen 4 Hauptfrequenzen erklären sich vor allem durch den, im Vergleich zur Analyse der Radialgeschwindigkeiten hohen Rauschanteil in den einzelnen Bins. Eine Erklärung dafür, dass diese Unterbrechungen vornehmlich im Bereich negativer Radialgeschwindigkeiten vorzufinden sind, kann nicht gegeben werden.

3.3.1 Interpretation der Phasenverläufe

Betrachtet man die Phasenverläufe zu den Frequenzen ν_1 , ν_2 und ν_3 (Abb. 3.7-3.9), so ist zunächst klar zu erkennen, dass bei den Heliumlinien und beim Silizium die Phasenlagen der einzelnen Bins zusammenhängen. Kleine Unterbrechungen oder Schwankungen im Phasenverlauf lassen sich durch den im Vergleich zur eindimensionalen Analyse hohen Rauschanteil in den einzelnen Bins erklären.

Die Phasenverläufe der Balmerlinien weisen allerdings starke Unregelmässigkeiten auf, die sich nicht alleine durch Rauschen erklären lassen. Bei der Frequenz ν_1 konnte die MIDAS-Routine fast im ganzen blauen Bereich der Wasserstofflinien keine korrelierten Phasenlagen ermitteln. Im Fall von $H\alpha$ gilt dies nahezu für den gesamten Bereich innerhalb von $v \sin i$. Die Ursache dafür liegt möglicherweise darin, dass sich die LPV in den Balmerlinien, und insbesondere in $H\alpha$, nicht nur aus Variationen der Absorptionsstärke, sondern auch aus Variationen der Emissionsstärke zusammensetzen. Dies könnte ein erster Hinweis darauf sein, dass die Variation mit der Periode P_1 durch eine Variabilität der Hüllenstruktur hervorgerufen werden.

Dafür sprechen noch zwei weitere Auffälligkeiten in den Phasenverläufen von P_1 . Zum Einen zeigt ein Vergleich der Phasenverläufe der Balmerlinien und der Linie des HeI $\lambda 6678$ mit den Verläufen der Absorptionslinien des Helium eine Phasenverschiebung von etwa 0.3. Ein Modell korotierender Gaswolken könnte hier einen Erklärungsansatz bieten, da in diesem Fall die Variation der Emissionsstärke in den Balmerlinien beim Erscheinen der Wolke am Sternrand der Variation der Absorptionsstärke vorangehen würde.

Dieser Effekt sollte sich im Fall von NRP nicht ergeben. Ein letztes Argument für eine Ursache ausserhalb des Sterns könnte sein, dass die Fourieranalyse auch in Geschwindigkeitsbereichen, die sich deutlich über $v \sin i$ hinaus erstrecken, kohärente Phasenlagen ermitteln konnte.

Betrachtet man die Phasenverläufe bei P_1 , so zeigt sich noch eine weitere Auffälligkeit. Die Variationen dort sind im roten Bereich der Balmerlinien deutlich stärker als im blauen. Dieser Effekt zeigt sich etwas abgeschwächt auch im Periodogramm von HeI $\lambda 4471$ in Abbildung 3.6. Betrachtet man jedoch die Phasenverläufe, die sich bei der Faltung der Datensätze mit der Periode P_1 ergeben (siehe Abschnitt 3.3.2), so sind dort keine klaren Unterschiede zwischen dem blauen und roten Bereich zu erkennen. Das könnte darauf hindeuten, dass es sich hier nicht um einen physikalischen Effekt, sondern möglicherweise um numerische Probleme bei der Ermittlung der Frequenzen handelt.

Die Phasenverläufe bei den Frequenzen ν_2 und ν_3 unterscheiden sich deutlich von denen bei ν_1 . So erstrecken sie sich z.B. nicht über $v \sin i$ hinaus und zeigen auch keine Phasenverschiebungen untereinander. Einige deutliche Unterschiede zwischen den Balmerlinien und

den Absorptionslinien des Helium gibt es aber auch hier. So sind bei den Phasenverläufen der Linien $H\beta$, $H\gamma$ und $HeI\ \lambda 6678$ im Bereich der Radialgeschwindigkeit $v_{\text{rad}} = 0$ deutliche Unterbrechungen zu erkennen, die optisch den Eindruck von Phasensprüngen erwecken. Hinzu kommt, dass die Phasenlagen in den einzelnen Bins jeweils rechts und links des Phasensprungs über die Linie hinweg fast konstant bleiben (siehe Abb. 3.8,3.9). Einen Erklärungsansatz bietet möglicherweise wiederum die im Vergleich zu den reinen Absorptionslinien grössere Empfindlichkeit der Linien mit Emissionscharakter gegenüber Veränderungen in der Scheibenstruktur. Dies könnte zumindest die Unregelmässigkeiten in der Verteilung der Phasenlagen im inneren Bereich der Linie erklären, da dies die Geschwindigkeitsbereiche sind, in denen sich Veränderungen in der Scheibenstruktur (z.B. durch Linienemissionsausbrüche) bemerkbar machen.

Obwohl die grössere Empfindlichkeit der Emissionslinien gegenüber Veränderungen in der Scheibenstruktur auch die Phasenlagen bei höheren Radialgeschwindigkeiten beeinflussen könnte, kann hier jedoch keine plausible Erklärung für die Phasenverläufe dieser Linien bei den Frequenzen ν_2 und ν_3 gegeben werden.

Es bleibt noch festzuhalten, dass die Phasenlagen, vor allem bei den Heliumlinien, gleichmässig abnehmend und kohärent in etwa einem halben Zyklus vom blauen in den roten Bereich verlaufen. Dies lässt sich gut mit der Vorstellung der NRP, aber auch einer einzelnen korotierenden Gaswolke vereinbaren. Der Vergleich mit den Phasenverläufen bei P_1 zeigt aber, dass NRP bei den Perioden P_2 und P_3 der Theorie der korotierenden Gaswolken vorzuziehen ist.

Was die Phasenverläufe bei der Frequenz ν_4 betrifft, so sind dort kaum noch kohärente Phasenlagen und Verläufe zu erkennen.

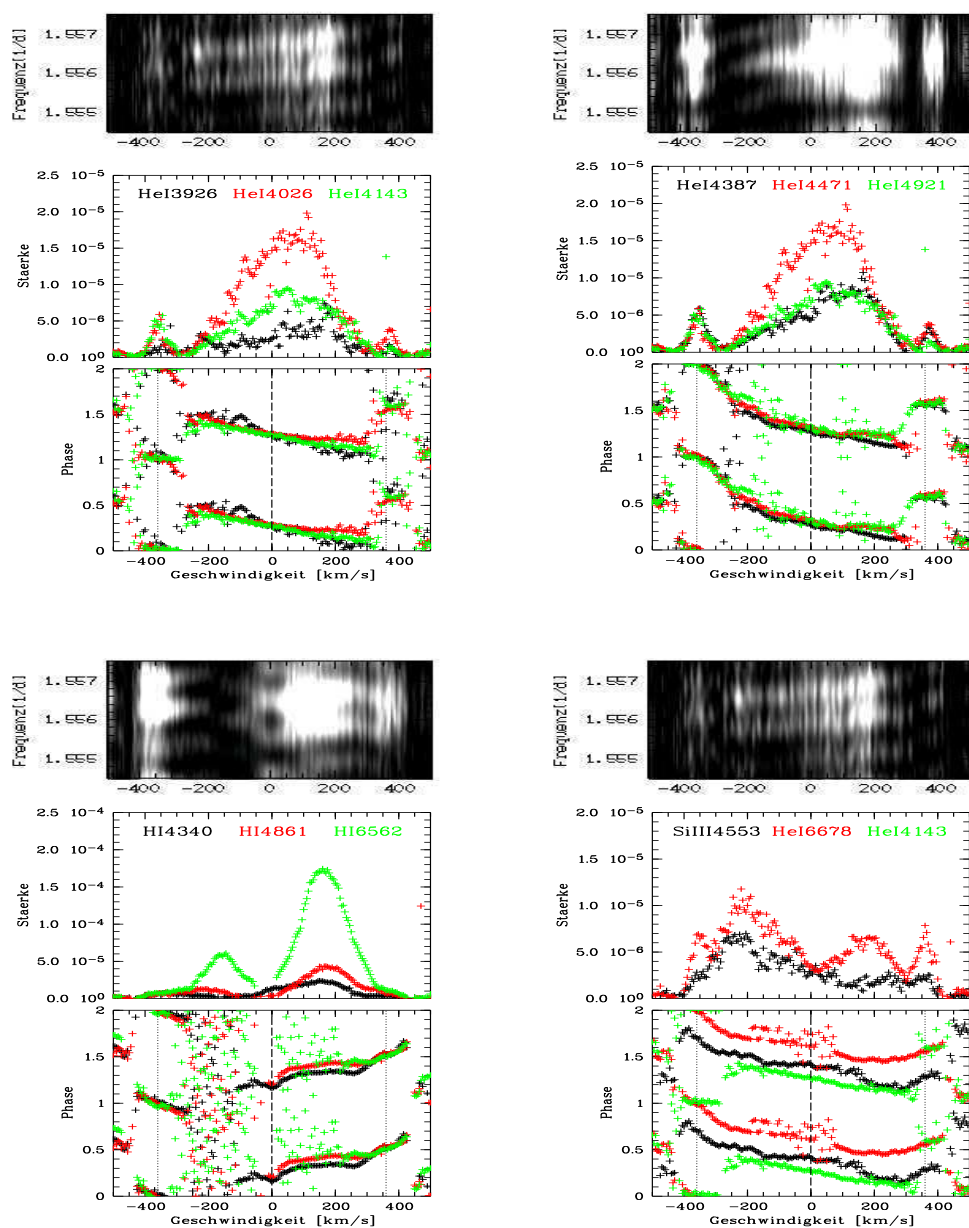


Abbildung 3.7: Phasenverläufe und Stärken $S(\nu)$ (siehe Abschnitt 2.4) der gefundenen Periodizitäten bei $\nu_1 = 1.556 \text{d}^{-1}$ in Abhängigkeit von der Radialgeschwindigkeit (bzw. Wellenlänge) in 11 untersuchten Linien. Der jeweils zweite Phasendurchgang wurde nur zur besseren Visualisierung hinzugefügt und basiert nicht auf tatsächlichen Messungen. Oberhalb sind die Periodogramme der jeweils schwarz gekennzeichneten Linien abgebildet. Die oberen und unteren Grenzen für die Helligkeitskodierung entsprechen hier 1σ bzw. 7σ . Die Phasenverläufe stimmten innerhalb der einzelnen Linien gut überein. Die Verläufe rechts unten zeigen, dass der Phasenverlauf von HeI $\lambda 6678$ gegenüber HeI $\lambda 4143$ und mithin den anderen Heliumlinien um etwa 0.3 Zyklen phasenverschoben ist. Weiterhin kann man sehen, dass die Periodizität auch deutlich ausserhalb von $v \sin i$ (gepunktete Linien) detektiert werden konnte.

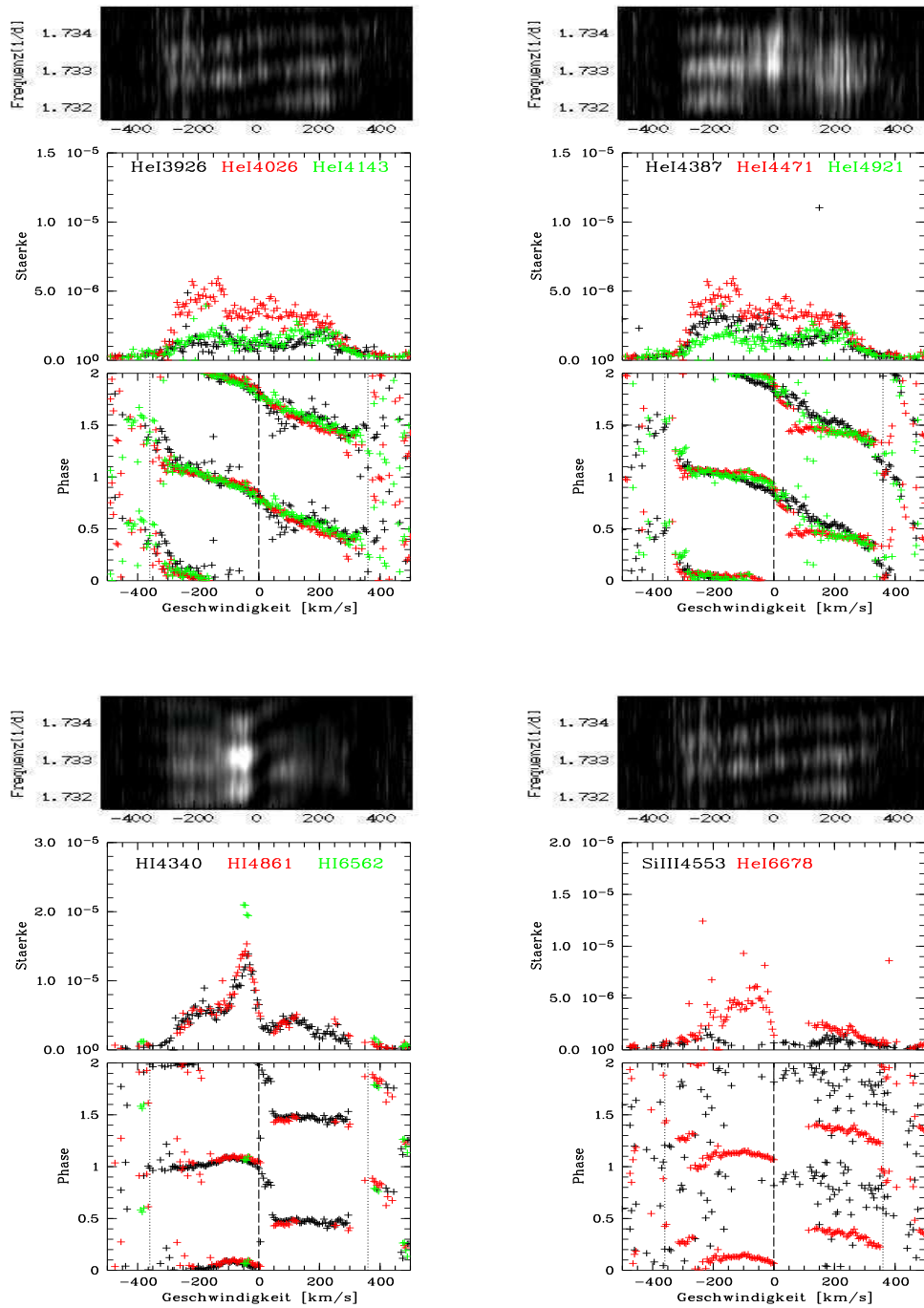


Abbildung 3.8: Phasenverläufe und Stärken der gefundenen Periodizität bei $\nu_2=1.733d^{-1}$. Die oberen und unteren Grenzen für die Helligkeitskodierung entsprechen hier 1σ bzw. 21σ . Die Phasenverläufe innerhalb der einzelnen Linien sind grösstenteils konsistent. Die Verläufe bei den Wasserstofflinien und bei HeI $\lambda 6678$ weichen stark von den Heliumlinien ab und zeigen auffällige Unterbrechungen in der Mitte der Linien. Nur die Phasenlagen in den äusseren Bereichen zeigen Übereinstimmungen mit den Phasenlagen der Heliumlinien. Bei H α und beim Silizium lieferte die Fourieranalyse keine Ergebnisse.

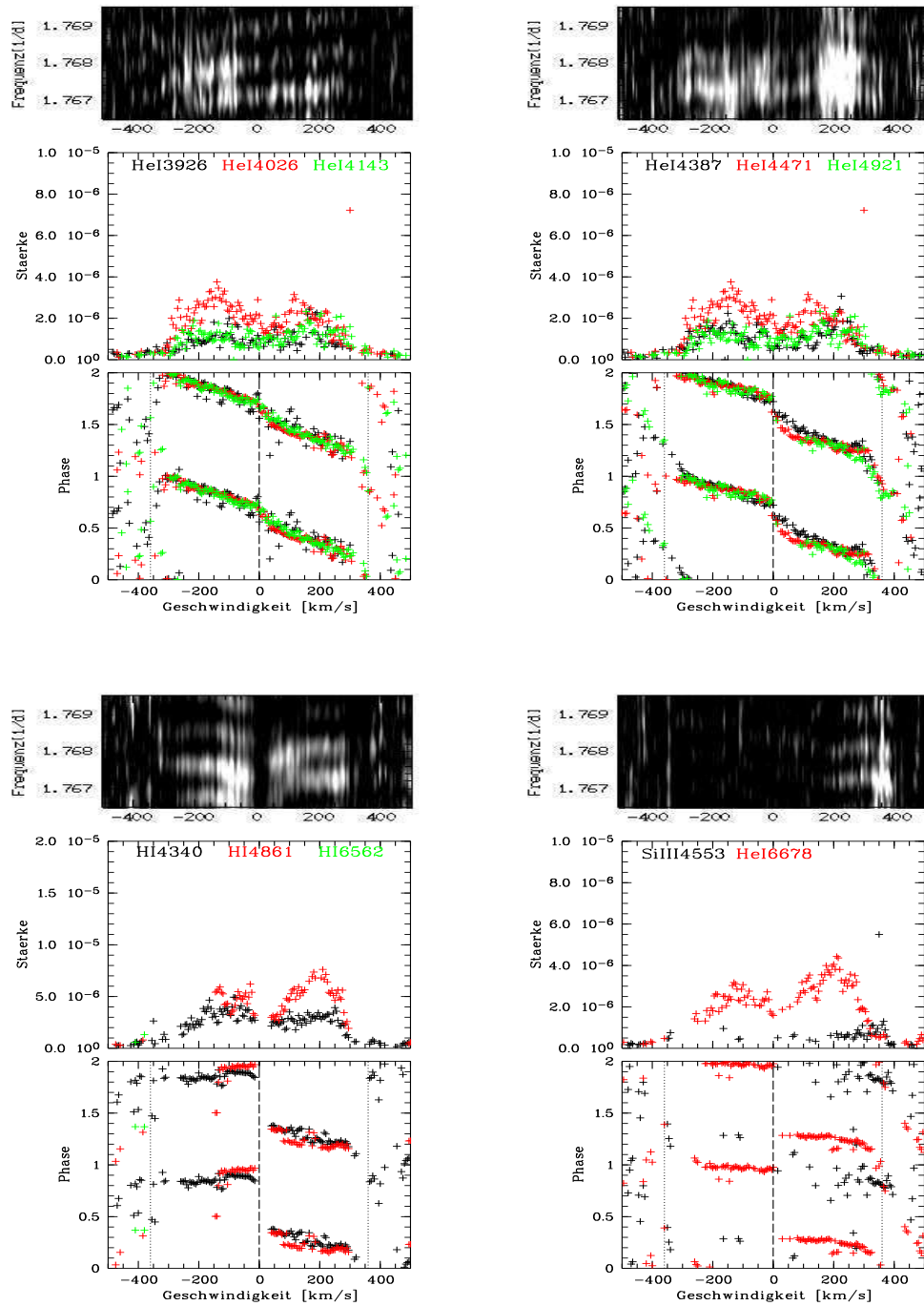


Abbildung 3.9: Phasenverläufe und Stärken der gefundenen Periodizität bei $\nu_3=1.7675d^{-1}$. Die oberen und unteren Grenzen für die Helligkeitskodierung entsprechen hier 1σ bzw. 21σ . Die Verläufe bei den einzelnen Linien gleichen denen mit der Frequenz ν_2 (siehe Abb.3.8).

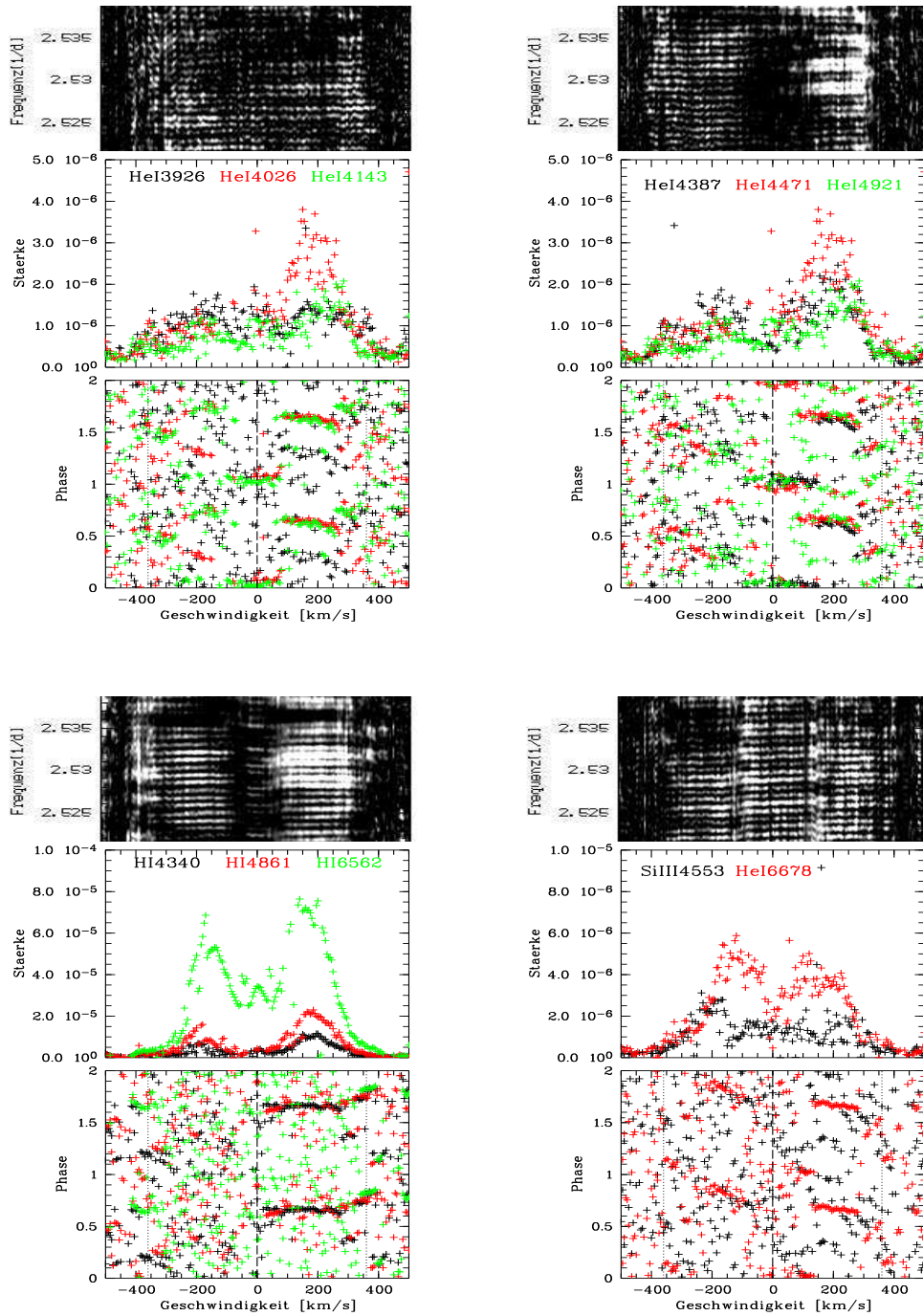


Abbildung 3.10: Phasenverläufe und Stärken der gefundenen Periodizität bei $\nu_4=2.5321d^{-1}$ in Abhängigkeit von der Radialgeschwindigkeit (bzw. Wellenlänge) in 11 untersuchten Linien. Oberhalb sind die Periodogramme der jeweils schwarz gekennzeichneten Linien abgebildet. Die oberen und unteren Grenzen für die Helligkeitskodierung entsprechen hier 1σ bzw. 21σ . Es sind kaum noch korrelierte Phasenlagen erkennbar.

3.3.2 Faltung der Spektren mit den gefundenen Perioden

In einem weiteren Schritt wurden die Intensitäten der einzelnen Spektrallinien mit den ermittelten Perioden gefaltet und 2-dimensional visualisiert. Hierzu wurde zunächst das mittlere Spektrum abgezogen und die Linien wie zuvor in einzelne Bins von 5 km s^{-1} Breite unterteilt. Die Intensitäten der Residuen werden dann helligkeitskodiert und in jeweils 30 Phasenbins einsortiert. Dunkle, bzw. schwarze Bereiche in den so erhaltenen Mustern zeigen also, dass die Intensitäten der Residuen dort unterhalb des mittleren Spektrums liegen. Durch den Abzug des mittleren Spektrums werden etwaige “moving bumps” besser sichtbar und man erhält einen guten Überblick über die Profilvariationen im Allgemeinen. In den Abbildungen 3.13 bis 3.16 sind einige ausgewählte Beispiele zu sehen. Der Phasennullpunkt (Epoche) wurde für alle Abbildungen bei $\text{MJD}=50000$ gesetzt.

3.3.3 Interpretation der Phasenmuster

Vergleicht man nun die so erhaltenen Muster, so zeigen sich erneut charakteristische Unterschiede zwischen den Phasenmustern der einzelnen Linien und zwischen den Phasenmustern von P_1 (Abb. 3.11) und den Mustern von P_2 und P_3 (Abb. 3.12, 3.13).

Bei P_1 sind in allen 4 abgebildeten Fällen, also jeweils bei $\text{HeI } \lambda 4026$, $\text{HI } \lambda 4861$, $\text{SiIII } \lambda 4553$ und $\text{HeI } \lambda 6678$ deutlich Zusammenhänge in den zeitlichen Verläufen der Minima (dunkle Bereiche) zu erkennen. Dies bestätigt erneut, dass im Spektrum von $\eta \text{ Cen}$ tatsächlich eine Variation mit dieser Periode vorhanden ist und es sich nicht um zufällige Variationen handelt.

Der Vergleich der Linien untereinander zeigt aber auch, dass sich unterschiedliche Verläufe und Stärken der Minima (dunkle Bereiche) ergeben. Während die Variationen von $\text{H}\beta$ und $\text{HeI } \lambda 6678$ relativ gut übereinstimmen und vor allem in den äusseren Bereichen der Linien sichtbar werden, ist der Verlauf der Minima in $\text{HeI } \lambda 4026$, aber auch beim Silizium vor allem in der Mitte der Linie stärker ausgeprägt (siehe Abb. 3.11). Um diese Unterschiede zu verstehen, muss erneut beachtet werden, dass die Variationen im Fall von korotierenden Gaswolken durch Überlagerungen von Emissions- und Absorptionsbeiträgen entstehen, während im Fall von NRP die LPV durch eine Umverteilung des Linienflusses verursacht werden. Im Fall korotierender Gaswolken ist zu erwarten, dass bei den hohen Radialgeschwindigkeiten, also wenn sich die Wolke in der Nähe des Sternrands befindet, die Emissionsstärke zunimmt. Befindet sich die Gaswolke in der Sichtlinie des Beobachters und damit in den Bereichen geringerer Radialgeschwindigkeit, so dominiert die dadurch hervorgerufene zusätzliche Absorption die Variation der Emissionsstärke.

Die Energie, die die Strahlung von $\eta \text{ Cen}$ liefert, reicht nicht aus, um $\text{HeI } \lambda 4026$ zu nennenswerter Emission anzuregen. Dort wären demnach die LPV hauptsächlich in Absorption

und mithin in den inneren Bereichen beobachtbar.

Das Szenario der korotierenden Gaswolken könnte also sowohl den Verlauf der Minima, als auch die Komponenten bei den hohen Radialgeschwindigkeiten von bis zu 400 km s^{-1} im Muster von P_1 erklären.

Nichtradiale Pulsationen dagegen spielen sich vornehmlich in der Photosphäre des Sterns ab und dürften auch bei den Balmerlinien keine nennenswerten Variationen der Linienemission verursachen. In diesem Fall sind auch keine Minima bei so hohen Radialgeschwindigkeiten zu erwarten.

Dies bestätigt sich auch bei der Betrachtung der Muster von P_2 und P_3 (Abb. 3.13, 3.14). Bei HeI $\lambda 4026$ und HeI $\lambda 4471$ (Abb. 3.13 oben) beginnen die Verläufe der Minima bei einer Radialgeschwindigkeit von etwa 300 km s^{-1} und laufen innerhalb einer halben Periode vom blauen in den roten Bereich. Durch Vergleich der LPV-Muster von 12 Be-Sternen konnten Rivinius et. al. (2003) zeigen, dass unter Berücksichtigung der Inklination der Sterne die stabilen Periodizitäten der meisten Be-Sterne sehr ähnliche Phasenmuster aufweisen, wie sie bei den beiden Heliumlinien zu sehen sind. In einer vorangegangenen Diplomarbeit von M. Maintz konnte im Fall von ω Cma diese Art von Muster durch Modellierung als NRP identifiziert werden.

Abbildung 3.11 zeigt einen Vergleich zwischen dem Phasenmuster von HeI $\lambda 4387$, wie es bei η Cen beobachtet werden konnte, und dem allgemeinen Rotationsmodell, wie es sich in der Arbeit von Rivinius et. al. (2003) bei dieser Linie ergeben hat.

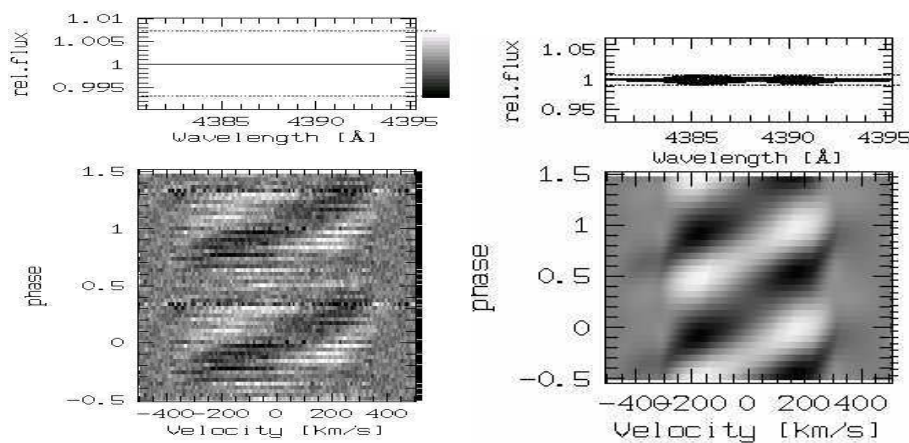


Abbildung 3.11: Phasenmuster von HeI $\lambda 4387$. Links: Phasenmuster bei η Cen, wie es sich aus der Faltung der Periode P_3 mit den Residuen ergibt. Rechts: Allgemeines NRP-Modell (Aus Rivinius et. al. 2003).

Komplizierter verhält es sich mit den Mustern von HI $\lambda 4861$ und HeI $\lambda 6678$ bei den beiden Perioden (Abb.3.13, 3.14). Eine schlüssige Interpretation aller Einzelheiten kann hier nicht gegeben werden. Auffällig ist aber, dass die Minima noch weiter in der Mitte konzentriert sind, als in den Heliumlinien HeI $\lambda 4026$ und HeI $\lambda 4471$. Das “Rauschen” in den äusseren Bereichen könnte auf Variationen in der Scheibe zurückzuführen sein, auf die die Emissionslinien wegen ihrer geringeren Anregungsenergie stärker reagieren als die anderen. So könnten z.B. Zunahmen der Materie in der Scheibe, die ja auch in η Cen beobachtet werden, das Aussehen der Phasensmuster beeinflussen. Im inneren Bereich der Muster ($|v_{\text{rad}}| < 150\text{kms}^{-1}$) kann man aber auch bei den Emissionslinien Verläufe erkennen, die denen von HeI $\lambda 4026$ gleichen und in der Phasenlage übereinstimmen.

Noch schwieriger gestaltet sich eine Interpretation der Muster bei P_1 .

Besonders im Muster von HeI $\lambda 4026$ zeigen sich deutlich im Bereich der Phasenlagen 0.3-0.6 zwei gleichzeitig auftretende Minima sowohl bei hohen negativen als auch bei hohen positiven Radialgeschwindigkeiten (siehe Abb. 3.13 oben links). Bei einer Modellierung dieser Periodizität mittels korotierender Gaswolken sollten wenigstens zwei dieser Wolken vorhanden sein, um die Gleichzeitigkeit der Minima erklären zu können. In Abbildung 3.12 ist ein Muster abgebildet, wie es sich ergeben könnte, wenn zwei gleich grosse, gegenüberliegende Gaswolken um einen Stern rotieren. Ein Vergleich mit dem Muster von HeI $\lambda 4026$ zeigt eine recht gute Übereinstimmung.

Die Unterbrechungen vor allem bei $H\beta$ und $H\alpha$ werden dadurch jedoch nicht erklärt. Durch eine Modellierung mit zwei korotierenden Gaswolken wird auch nicht geklärt, wie sich dies mit der von Levenhagen et.al. abgeschätzten Rotationsperiode von 0.85d vereinbaren lassen soll. In vorliegendem Fall sollte die Rotationsperiode des Sterns gerade das doppelte der gemessenen Periode $P_1=0.64\text{d}$, also 1.28 Tage betragen.

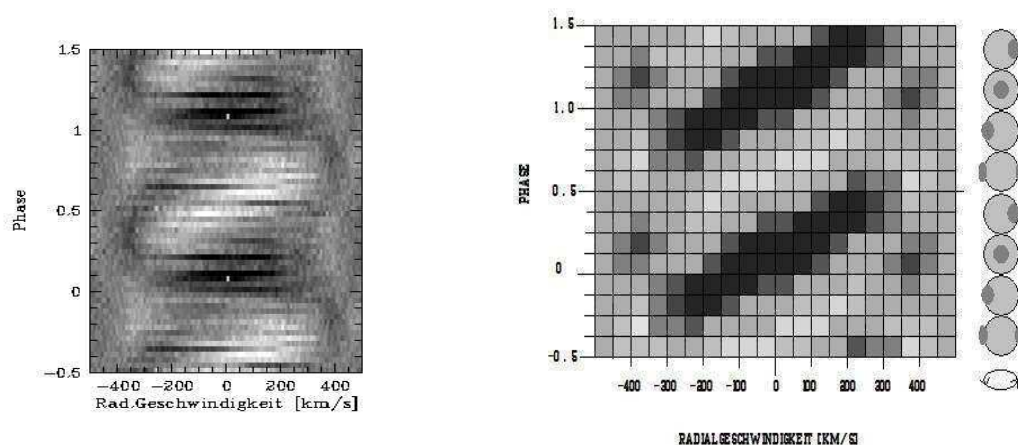


Abbildung 3.12: Phasenmuster von HeI $\lambda 4026$. Links: Qualitatives Phasenmuster bei η Cen, wie es sich aus der Faltung der Periode P_3 mit den Residuen ergibt. Rechts: Phasenmuster, wie es sich bei einer Modellierung mit zwei rotierenden Gaswolken ergeben könnte. Dem Modell liegen keine Berechnungen zu Grunde. Es dient lediglich zur Veranschaulichung. Es wurde die Annahme gemacht, dass die Wolken so nahe an der Oberfläche des Sterns rotieren, dass sogar HeI $\lambda 4026$ zur Emission angeregt werden kann. So ergeben sich die hellen Komponenten bei den hohen Radialgeschwindigkeiten, bzw. die im Durchschnitt dann dunkleren Flächen oberhalb. Die Verläufe der anderen Linien bei P_1 können mit diesem Modell jedoch nicht befriedigend erklärt werden.

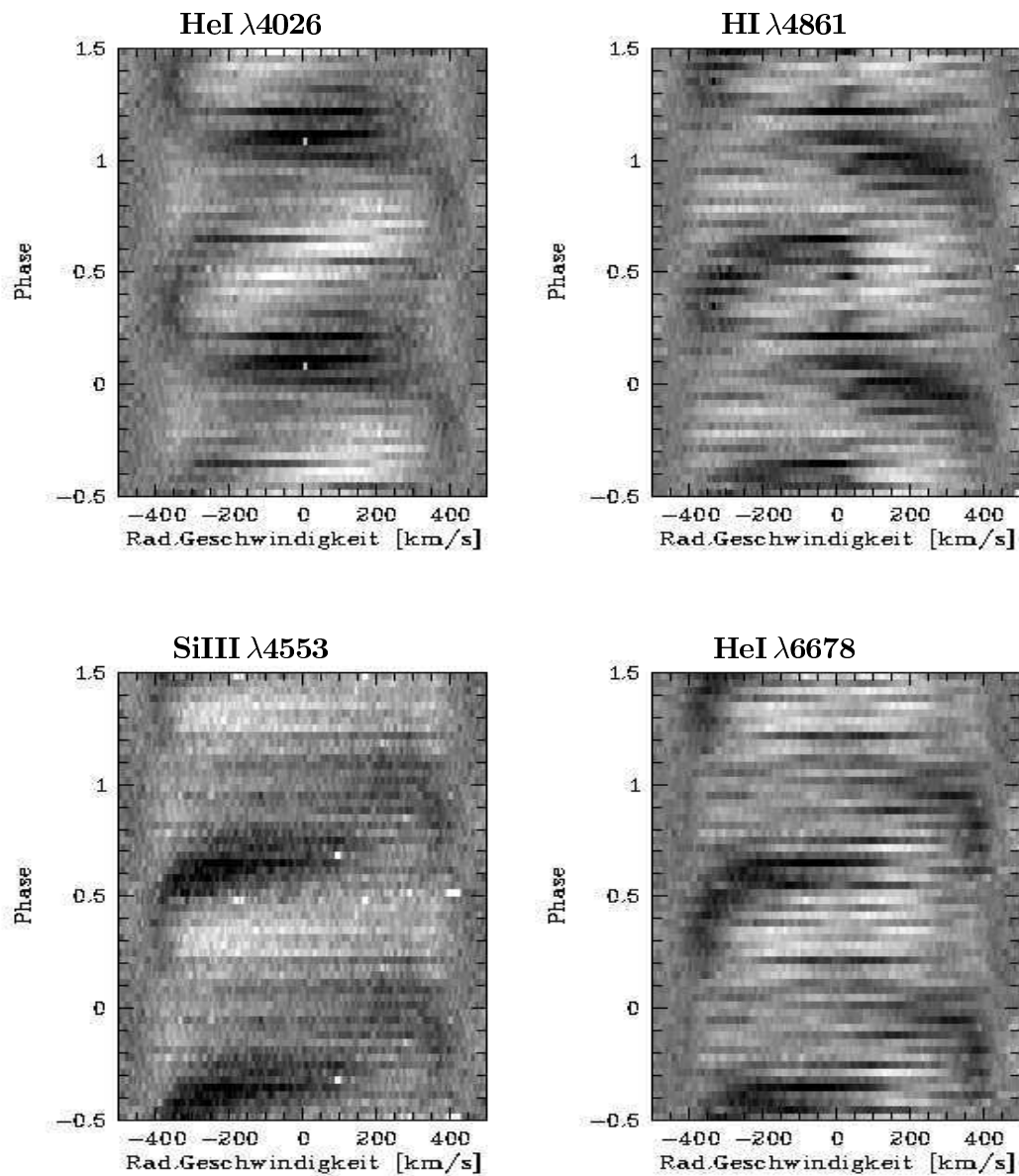


Abbildung 3.13: Mit der Periode $P_1=0.642d$ gefaltete Spektren, 2-dimensional visualisiert. Je dunkler, desto geringer die Intensität. Zur besseren Visualisierung sind je 2 Phasendurchgänge abgebildet. Zu sehen sind je zwei getrennte Verläufe der Minima, die um etwa 0.5 Zyklen phasenverschoben sind. Auffällig sind vor allem die teilweise drastischen Unterschiede der Stärken der Minima vor allem in den inneren Bereichen der Radialgeschwindigkeiten. Diese sind teilweise so stark, dass eine Übereinstimmung zwischen den Verläufen kaum noch zu erkennen ist.

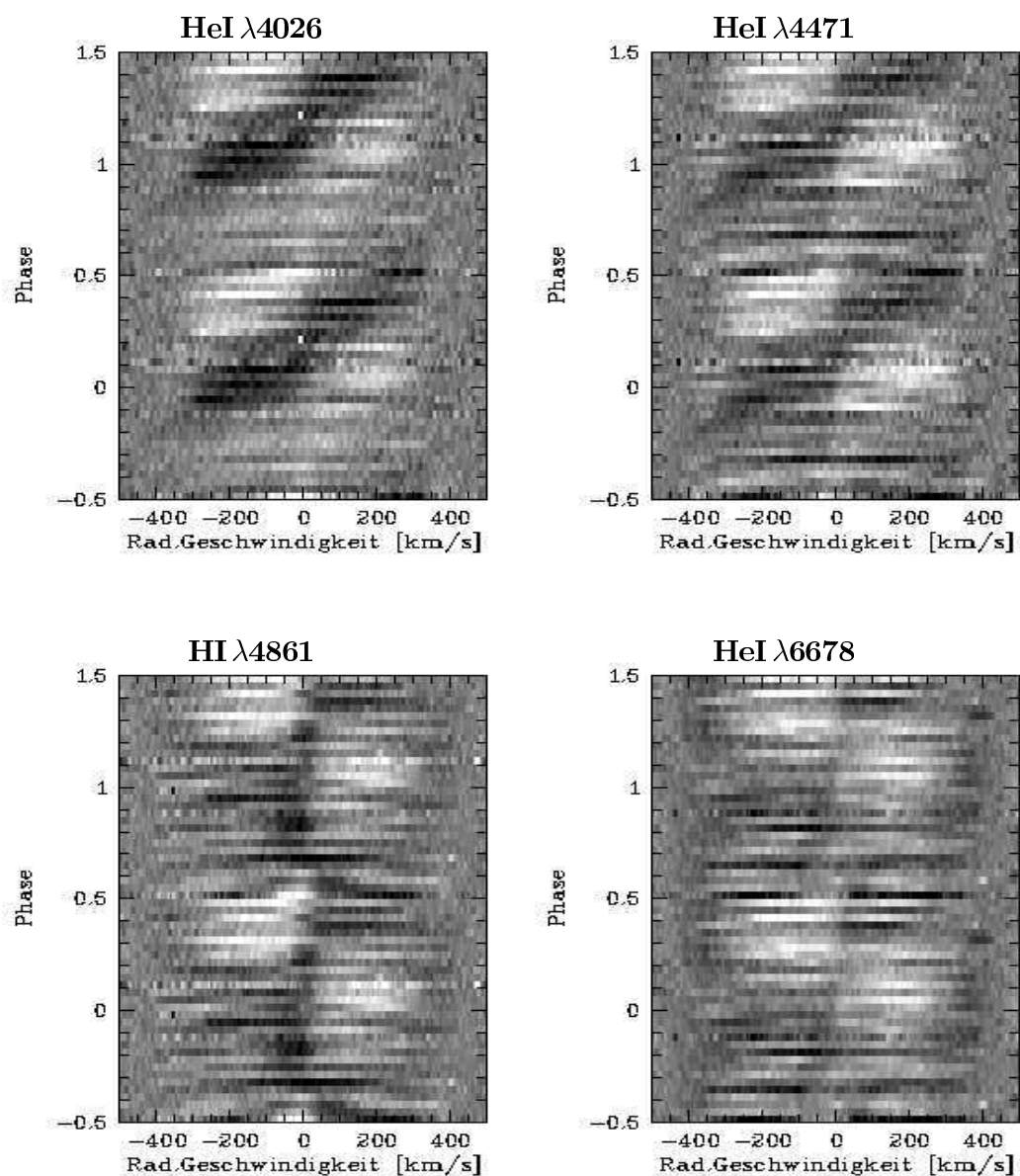


Abbildung 3.14: Mit der Periode $P_2=0.56d$ gefaltete Spektren, 2-dimensional visualisiert. Je dunkler, desto geringer die Intensität. Zur besseren Visualisierung sind je 2 Phasendurchgänge abgebildet. Besonders regelmässig zeigen sich die LPV bei den beiden oberen Heliumlinien. Die Minima wandern in einem halben Phasendurchgang vom blauen in den roten Bereich. Die LPV sind in der Wasserstofflinie und der Emissionlinie des Helium kaum noch zu erkennen.

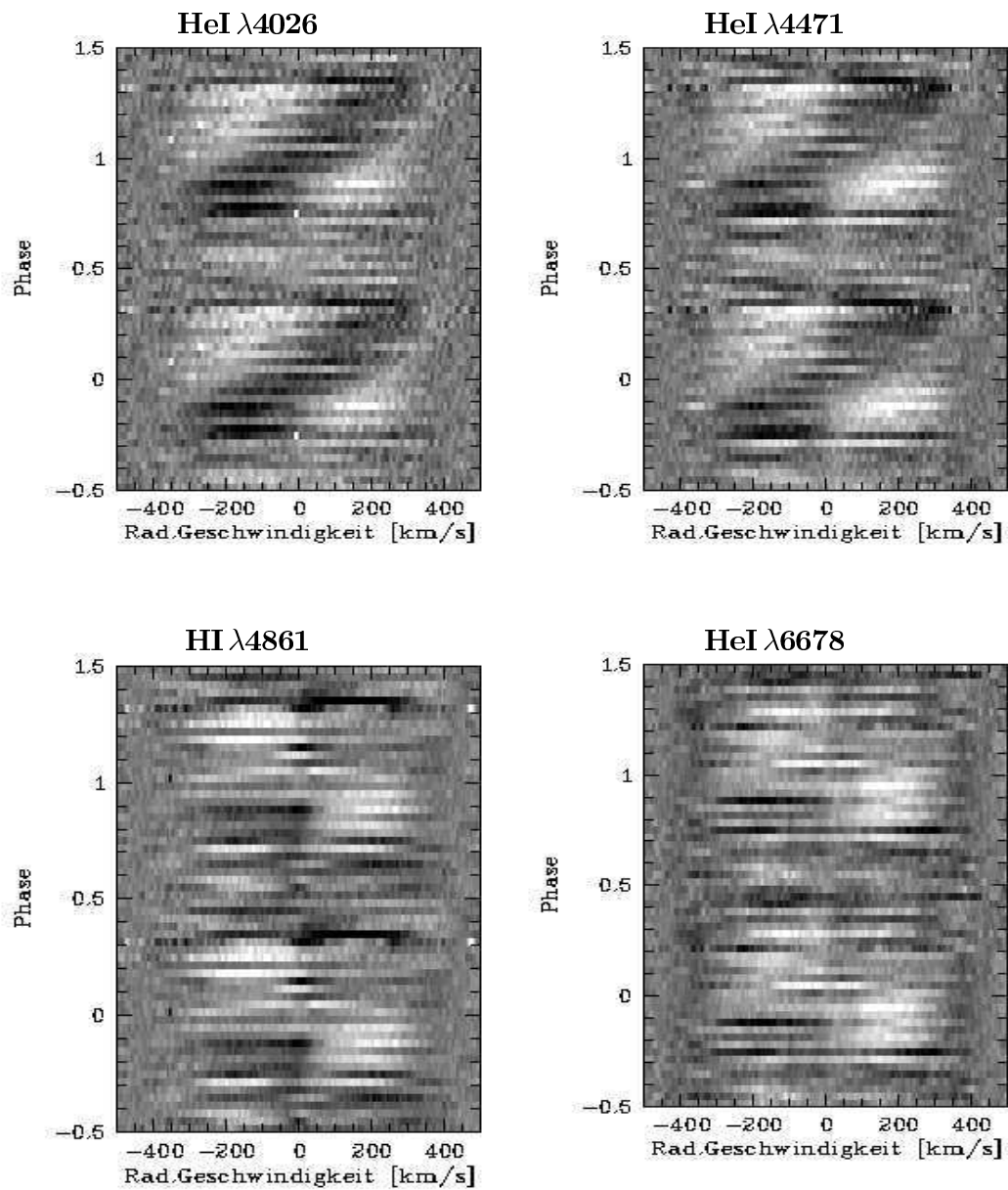


Abbildung 3.15: Mit der Periode $P_3=0.57d$ gefaltete Spektren, 2-dimensional visualisiert. Je dunkler, desto geringer die Intensität. Zur besseren Visualisierung sind je 2 Phasendurchgänge abgebildet. Wie in Abb. 3.12 sind auch hier die Variationen bei den beiden oberen Heliumlinien sehr gut zu sehen. Die Minima wandern in einem halben Phasendurchgang vom blauen in den roten Bereich.

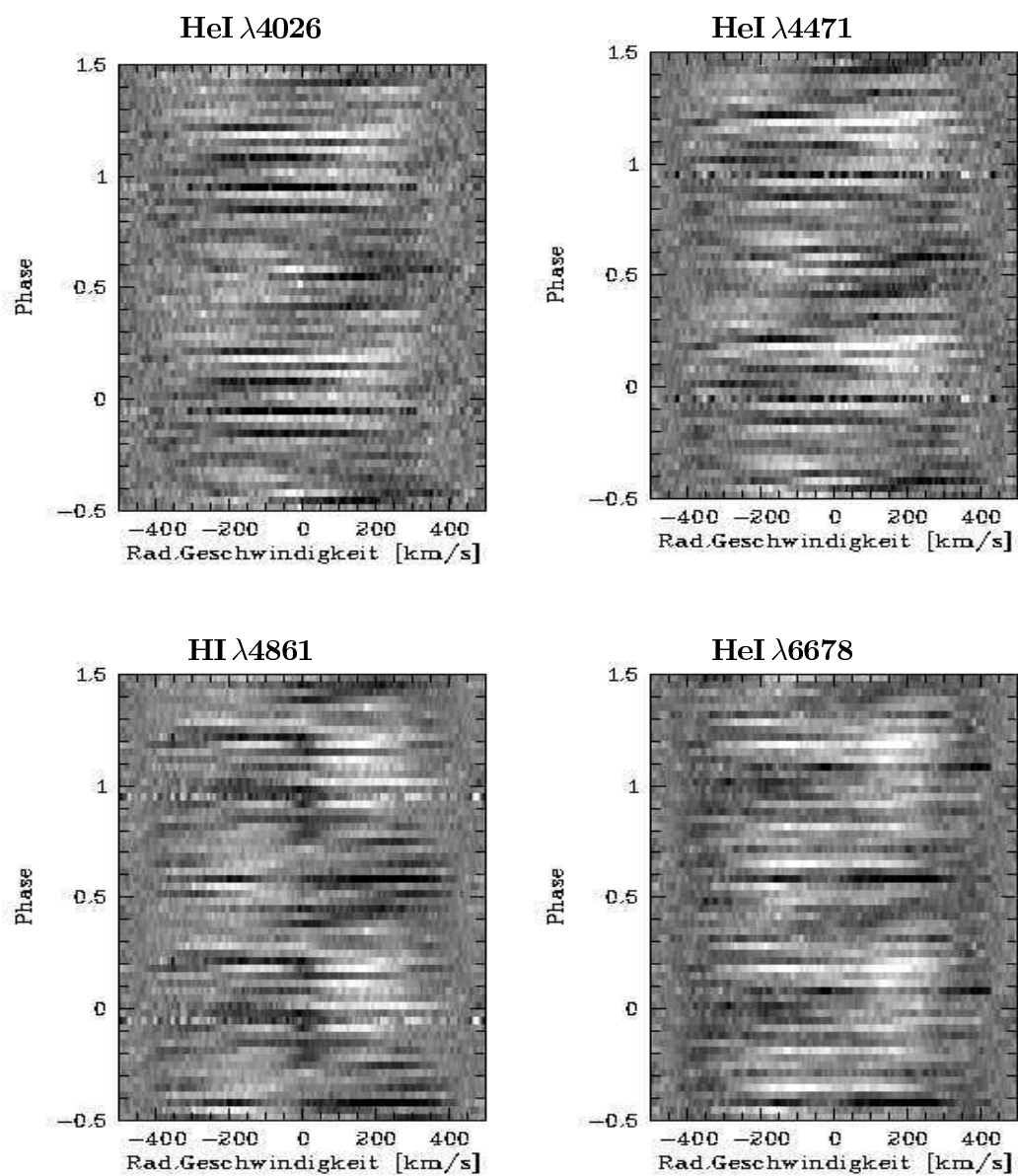


Abbildung 3.16: Mit der Periode $P_4=0.32d$ gefaltete Spektren, 2-dimensional visualisiert. Je dunkler, desto geringer die Intensität. Zur besseren Visualisierung sind je 2 Phasendurchgänge abgebildet. Hier kann man vor allem sehen, dass die Periodizitäten, wenn überhaupt, nur sehr schwach vorhanden sind. Genauere Strukturen und Verläufe sind nicht mehr erkennbar.

3.3.4 Zusammenfassung

Die in der eindimensionalen Analyse gefundenen Periodizitäten konnten in der folgenden 2-dimensionalen Analyse mit Ausnahme von ν_4 bestätigt werden. Sowohl die Periodizitäten mit ν_1 , als auch mit ν_2 und ν_3 sind von 1995 bis mindestens 1997 nachweisbar vorhanden. Was die physikalische Relevanz der Variation mit der Frequenz ν_4 betrifft, so kann hier keine eindeutige Aussage getroffen werden. Betrachtet man aber die mit dieser Periode gefalteten Spektren, so kann nicht ausgeschlossen werden, dass doch eine schwache Variation mit dieser Periode vorhanden ist, also nicht auf Aliasing-Effekte zurückzuführen ist.

Was die Ursachen der LPV betrifft, so gibt es einige gute Gründe, anzunehmen, dass die Variation mit der Periode P_1 ihre Ursachen ausserhalb des Sterns hat, und die Variationen mit den Perioden P_2 und P_3 NRP zuzuordnen sind. Es fällt auf, dass sich die Phasenverläufe bei P_1 weit über $v \sin i$ hinaus erstrecken. Dies ist nicht nur ein Unterschied zu den Verläufen der anderen Perioden, es ist auch ein Hinweis, dass diese Variation nicht durch NRP, sondern durch Variationen ausserhalb der Photosphäre des Sterns verursacht wird. Dafür spricht auch die in den Fourieranalysen ermittelte Periode P_1 der Variationen des Abstands der Maxima im Emissionsprofil und des V/R-Verhältnisses. Diese beiden Grössen sind in erster Linie davon abhängig, wo und wie stark die Maxima der Emissionsstrahlung sind. Diese jedoch hat ihren Ursprung in der zirkumstellaren Scheibe.

Eine weiterer grosser Unterschied zwischen den Variationen ist in den Mustern der mit den Perioden gefalteten Residuen zu sehen. Die Muster von P_2 und P_3 gleichen sich, das Muster von P_1 unterscheidet sich stark von den beiden. Ein Unterschied der nach Rivinius et. al. (2003) auch bei anderen Be-Sternen zu sehen ist, wenn man die LPV-Muster von langfristig stabilen Perioden mit den Mustern der kurzlebigen, sekundären LPV vergleicht. Ein weiteres Argument für NRP im Fall von P_2 und P_3 bietet deren enge Nachbarschaft. Mehrerer Periodizitäten bedeuten im Fall korotierender Gaswolken mindestens zwei differentiell rotierende Wolken. Es ist zwar nicht ausgeschlossen aber unwahrscheinlich, dass beide Wolken mit nahezu gleichen Frequenzen um den Stern rotieren. Zudem stellt sich die Frage nach der Stabilität differentiell rotierender Wolken, da diese ja nicht mehr magnetisch an den Stern gekoppelt sein können.

3.4 Linienemissionsausbrüche

Dem Wortsinn nach sind die Linienemissionsausbrüche durch eine starke und schnelle Zunahme der Emissionsstärken charakterisiert. Von dem Szenario ausgehend, dass die starke Zunahme der Emissionsstärke durch eine deutliche, sprunghafte Zunahme der Materie in der zirkumstellaren Hülle hervorgerufen wird, machen sich die Ausbrüche auch in anderen spektralen Grössen bemerkbar.

Zu diesen Grössen gehört z.B. auch der Abstand der Maxima im Emissionsprofil von $H\alpha$ und $\text{HeI } \lambda 6678$. So könnte eine Zunahme dieser Grösse bedeuten, dass die Emissionsstärke bei höheren Radialgeschwindigkeiten zunimmt. Dies wiederum wäre ein Hinweis auf eine Zunahme von Materie in einem Bereich nahe am Sternkörper.

Die Abbildungen 3.17 und 3.18 zeigen die Verläufe der Emissionsstärken anhand der Summe der Höhen der beiden Maxima im Linienprofil von $H\alpha$ und $\text{HeI } \lambda 6678$ (V+R), sowie die Variationen des Abstands dieser Maxima. Die Messwerte hierfür wurden den in Abschnitt 3.2 erstellten Tabellen entnommen.

Da η Cen eine Inklination von ungefähr 60° aufweist und die zirkumstellare Hülle somit teilweise in der Sichtlinie des Beobachters liegt, variieren während eines Ausbruchs neben den Emissionsstärken auch die Absorptionsstärken der Linien. Damit ist die Äquivalentbreite nicht nur für die Linien mit Emissionscharakter eine weitere spektrale Grösse, die während der Ausbrüche variiert. Die Äquivalentbreite oder auch Gesamtabsorption ist die Fläche zwischen der Linienkontur und dem über die Linie interpolierten Kontinuum, wobei die Intensität des Kontinuums gleich 1 gesetzt wird.

Hierbei ist zu beachten, dass Flächen oberhalb des Kontinuums negativ und Flächen unterhalb positiv zur Äquivalentbreite beitragen. Während eines Ausbruchs ist zu erwarten, dass sowohl Emissions- als auch Absorptionsstärke der beiden Linien $\text{HeI } \lambda 6678$ und $H\alpha$ zunehmen. Dies bedeutet, dass die zugehörigen Äquivalentbreiten trotz Zunahme der Absorptionsstärke in dieser Zeit gleich bleiben oder sogar kleiner werden können. Mit der MIDAS-Routine `integrate/ts` (A.Kaufer 1996) wurden die Äquivalentbreiten der 11 untersuchten Linien berechnet. Abbildung 3.19 zeigt die Verläufe der Äquivalentbreiten der beiden Emissionslinien $\text{HeI } \lambda 6678$ und $H\alpha$. Die Verläufe in den restlichen Linien sind im Anhang abgebildet.

In einem weiteren Schritt wurden die Tendenzen der jeweiligen Grössen in den Abbildungen herausgearbeitet und in einem Schaubild (siehe Abbildung 3.19 oben) zusammengefasst. Die Zeitserien aus dem Jahr 1999 zeigten keine auffälligen Schwankungen und sind deshalb in die weiteren Untersuchungen nicht mit einbezogen worden.

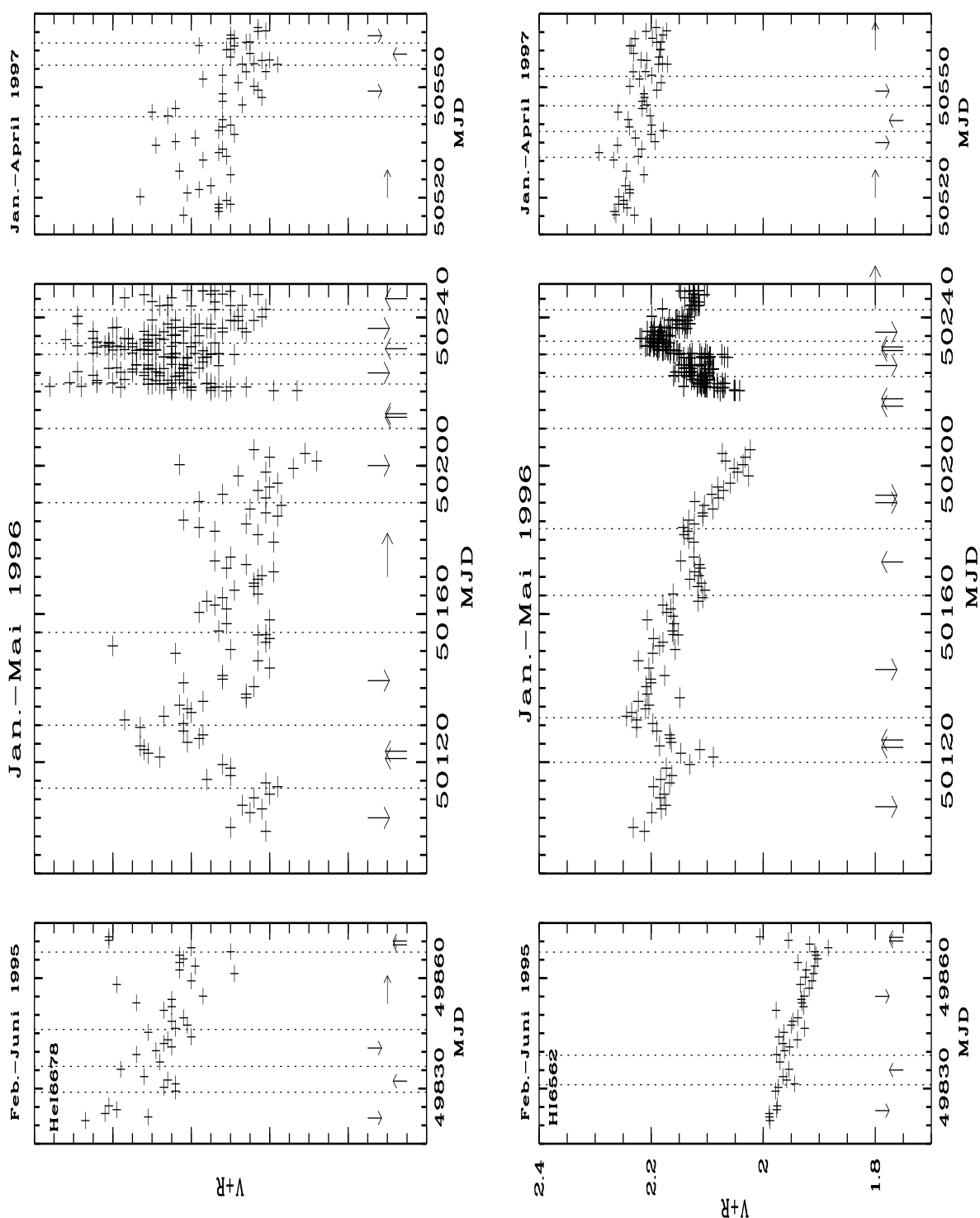


Abbildung 3.17: Links: Verlauf von V+R (=Intensität V des linken, kurzwelligen Maximums im Emissionsprofil + Intensität R des rechten, langwelligen Maximums im Emissionsprofil) von HeI $\lambda 6678$. Der Fehler von V+R liegt bei etwa 0.02. Rechts: Verlauf von V+R von H α . Vor allem im Jahr 1996 sind deutlich mindestens 2 starke Anstiege der Emissionsstärken (doppelter Pfeil nach oben) zu erkennen. Schwächere Variationen sind auch in den anderen Jahren zu sehen. Angesichts der mangelhaften Übereinstimmung dieser Variationen im Jahr 1997 können dort allerdings keine weiteren Ausbrüche ausgemacht werden.

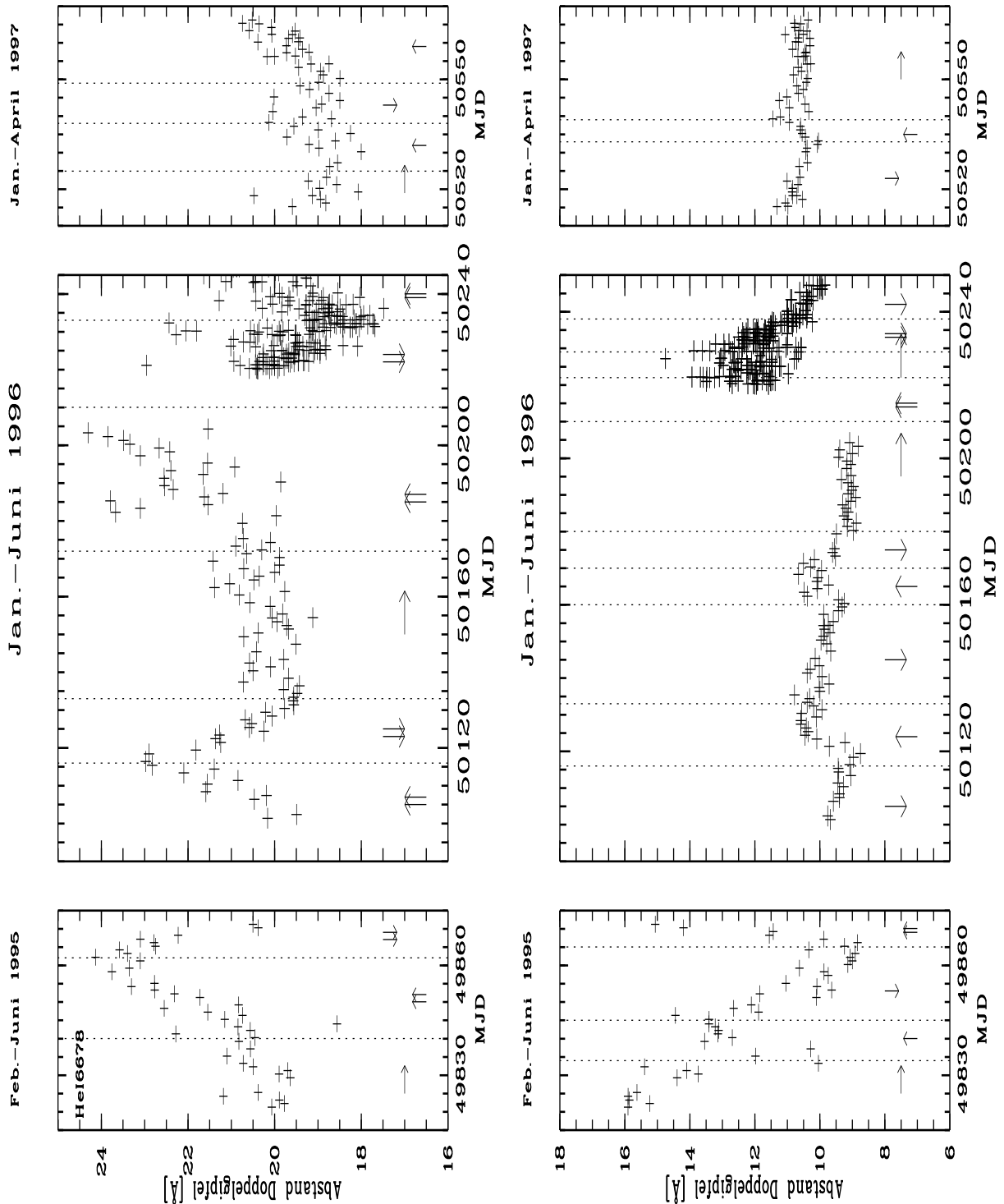


Abbildung 3.18: Links: Verlauf des Abstands der beiden Maxima im Emissionsprofil von He I $\lambda 6678$. Der Fehler für eine Einzelmessung kann bis zu 1\AA betragen. Rechts: Verlauf des Abstands der Maxima bei H α . Der Fehler der Einzelmessung liegt bei etwa 0.5\AA . Es sind mehrere langfristige Variationen zu erkennen, die auf einen Ausbruch hindeuten. Dazu gehören vor allem die starken Anstiege bzw. Abfälle im Juni 1995 und im Januar und Mai 1996.

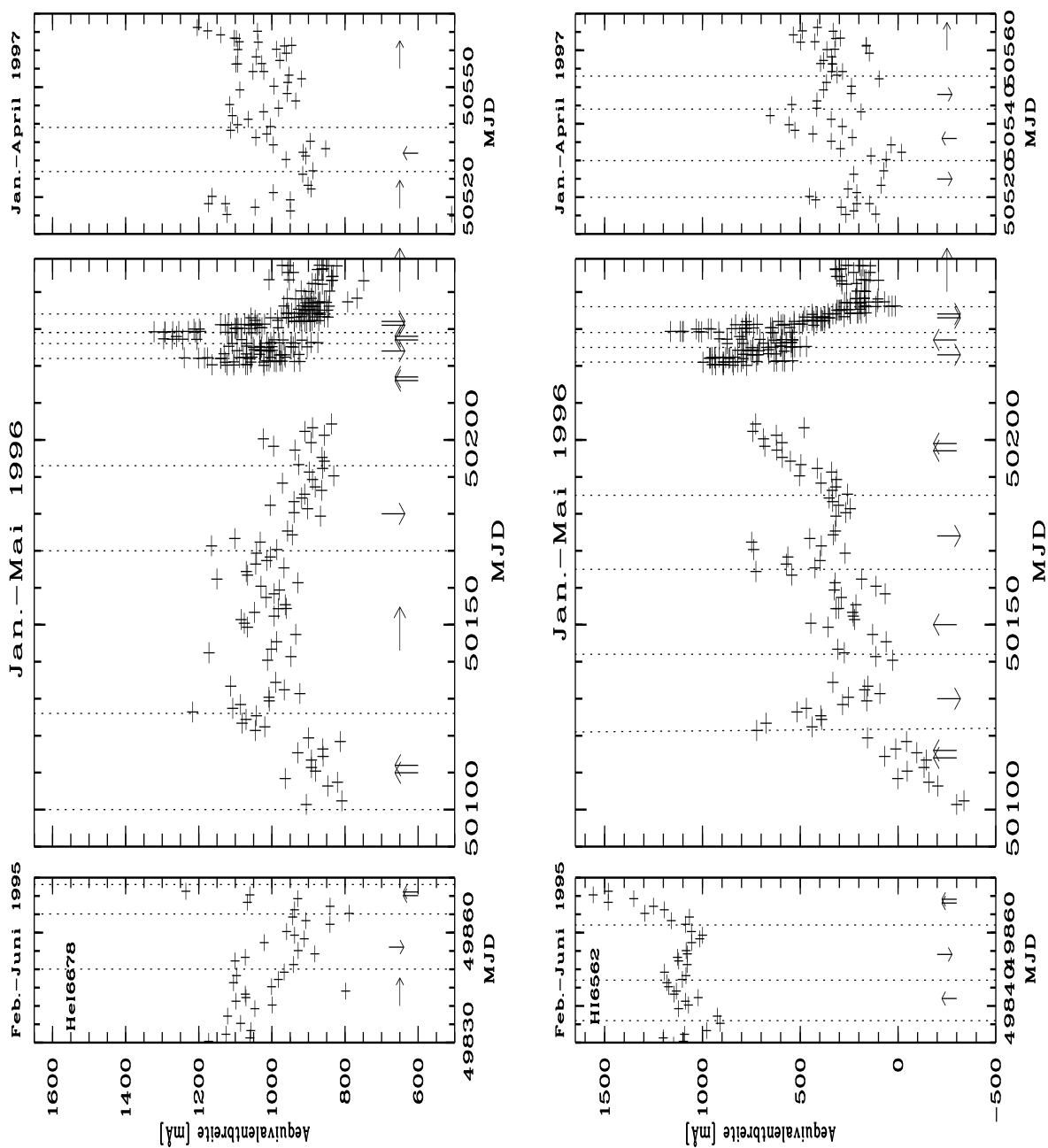


Abbildung 3.19: Links: Verlauf der Äquivalentbreite der He I $\lambda 6678$ Linie. Rechts: Verlauf der Äquivalentbreite von H α . Die Fehler der Einzelmessungen betragen ca. 50 mÅ für die Heliumlinie und ca. 150 mÅ für H α .

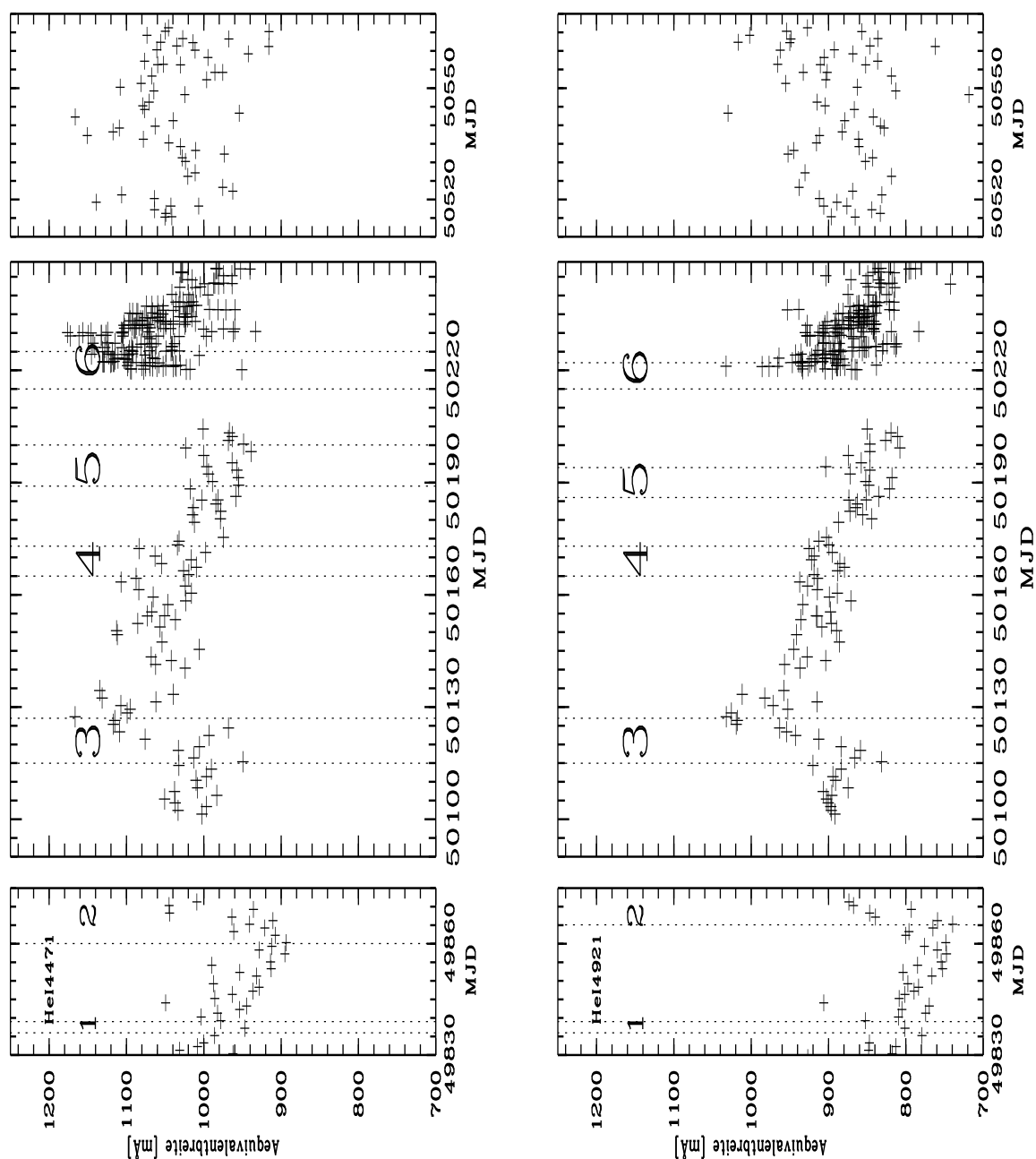


Abbildung 3.20: Verlauf der Äquivalenzbreiten von HeI $\lambda 4471$ (links) und HeI $\lambda 4921$. Die Fehler der Einzelmessungen betragen ca. 30 m Å. Die gepunkteten Linien begrenzen die Zeitpunkte der Ausbrüche. Als Referenz für die Bestimmung der Zeitpunkte dienen jeweils die Linien, in denen das Ereignis am genauesten bestimmt werden konnte. In diesen Zeiträumen zeigen sich auch in den anderen spektralen Größen (Abb.3.18-3.20) deutliche Variationen.

3.4.1 Zeitpunkte der Emissionsausbrüche

In den zeitlichen Verläufen der Emissionsstärken von 1995 bis 1997 (Abb. 3.15) sind in den beiden Emissionslinien $H\alpha$ und $HeI \lambda 6678$ zu 6 Zeitpunkten übereinstimmende Zu-, bzw. Abnahmen erkennbar.

In den folgenden Betrachtungen wird die Annahme gemacht, dass die Materie in der Sternscheibe keplersch rotiert.

Es stellt sich zunächst die Frage, welche Variation welcher Linie als Referenz für eine genaue zeitliche Einordnung der Ausbrüche genommen werden soll. Auffällig ist, dass die Schwankungen der Emissionsstärke in der Wasserstofflinie um bis zu 2 Tage später auftreten als in der Heliumlinie. Ein Grund dafür könnte sein, dass aufgrund der höheren Anregungsenergie das Helium insgesamt näher am Stern emittiert als Wasserstoff, und dessen Linienprofil somit früher von dem Materieauswurf beeinflusst wird.

Da die Emissionsstärke als Summe der Gipfelhöhen des jeweils rechten und linken Gipfels gemessen wurde, kann es sein, dass die Zunahme dieser Grösse erst messbar wird, wenn die von der Sternoberfläche emittierte Materie einen Abstand vom Stern erreicht hat, dessen zugehörige Radialgeschwindigkeit der Radialgeschwindigkeit der beiden Gipfel entspricht. Diese Grösse eignet sich also nicht unbedingt für eine genaue Bestimmung des Zeitpunkts des Materieauswurfs.

Gleiches gilt für die Äquivalentbreiten der beiden Emissionslinien, da eine Massenzunahme der Sternscheibe sowohl eine Zunahme der Absorptions- als auch eine Zunahme der Emissionsstärke bedeutet. Die Äquivalentbreite der Emissionslinien setzt sich aber aus beiden Grössen zusammen. Zu beachten ist auch, dass die Gesamtemission nicht nur von der Menge der Materie abhängt, sondern auch von den Druckverhältnissen und der anregenden Strahlung. Letztere kann z.B. durch zusätzliche Materie in den inneren Bereichen von den äusseren Bereichen abgeschirmt werden.

Noch komplizierter verhält es sich mit den Abständen der Maxima in den Emissionsprofilen. Er gibt nur Auskunft darüber, an welchem Punkt das Verhältnis von Emissions- zu Absorptionsstärke am grössten ist. Materie, die nach einem Ausbruch von innen nach aussen wandert bedeutet nicht zwangsweise eine Verschiebung dieses Punktes. Um hier eindeutige Aussagen treffen zu können, müsste man die Abläufe eines solchen Ausbruchs modellieren, was wiederum eine sehr genaue Kenntnis des Aufbaus und der Beschaffenheit der Scheibe und des ausgeworfenen Gases voraussetzt.

Schliesslich muss noch berücksichtigt werden, dass die ausgeworfene Materie sich nicht überall gleichmässig und gleichschnell in der Scheibe verteilt. Dies kann ein weiterer Grund für die zeitliche Versetzung der Variationen der einzelnen Grössen sein. Die verlässlichsten Hinweise auf die Zeitpunkte der Ausbrüche liefern wahrscheinlich die Äquivalentbreiten der Absorptionslinien des neutralen Helium. Eine Zunahme der Materiedichte bedeutet, insofern sie deutlich ist, eine Zunahme der Äquivalentbreiten dieser Linien. Die Äquivalentbreite dieser Linien ist im Übrigen die einzige der drei Grössen, die bei einer Veränderung

der Absorptionsstärke unabhängig von der zugehörigen Radialgeschwindigkeit beeinflusst wird. Als Referenz für die Zeitpunkte der Ausbrüche in Tabelle 3.3 dienten somit die Zunahme der Äquivalentbreiten der Heliumlinien des blauen Kanals. Zwei Beispiele dazu sind in Abbildung 3.18 zu sehen.

Da die kleineren Ausbrüche sich in den Äquivalentbreiten der Heliumlinien verschieden gut bemerkbar machen, wurden die Werte für die schwächeren Ereignisse den Linien entnommen, bei denen sie besser zu sehen waren.

Tabelle 3.3: Auflistung der Zeitpunkte der Ausbrüche wie sie aus Abbildung 3.21 gewonnen wurden. Die angegebenen Fehler sind Abschätzungen der Ablesegenauigkeit.

Nummer	Stärke	Beginn (MJD)	Maximum (MJD)
1	$\approx 60\text{m}\text{\AA}$	49836 ± 2	49839 ± 3
2	$> 100\text{m}\text{\AA}$	49860 ± 3	k.A.
3	$\approx 190\text{m}\text{\AA}$	50115 ± 4	50127 ± 2
4	$\approx 30\text{m}\text{\AA}$	50165 ± 5	50173 ± 3
5	$\approx 60\text{m}\text{\AA}$	50186 ± 4	50193 ± 3
6	$\approx 200\text{m}\text{\AA}$	50215 ± 6	50222 ± 2

3.4.2 Interpretation der Linienemissionsausbrüche

Um den Verlauf der Emissionsausbrüche in η Cen besser zu verstehen, wurden die Tendenzen der jeweiligen Variationen, wie sie in den Abbildungen 3.18-3.21 markiert wurden, in einem Schaubild (Abb.3.19) zusammengestellt.

Dazu wurden den einzelnen Zu-, bzw. Abnahmen der jeweiligen Grössen je nach Stärke der Variationen Werte von +2 bis -2 zugeordnet. Im direkten Vergleich mit den zuvor gewonnenen Zeitpunkten der Emissionsausbrüche ergeben sich zunächst einige auffällige Übereinstimmungen mit den Tendenzen in den Verläufen von $\text{H}\alpha$ und $\text{HeI } \lambda 6678$. Mit Ausnahme von Ereignis Nr.1 sind alle Anstiege der Äquivalentbreiten der Heliumlinien des roten Kanals mit den Variationen der Emissionsstärke (V+R) weitgehend konsistent. Auffällig sind die Verläufe der Äquivalenbreiten von $\text{H}\alpha$ und $\text{HeI } \lambda 6678$. Betrachtet man die 2 stärkeren Ereignisse des Jahres 1996, so nehmen diese Grössen in beiden Fällen zunächst zu, aber noch während der Ausbrüche wieder ab. Möglicherweise bedeutet dies, dass das emittierte Gas die äusseren Teile der Scheibe abschirmt, und somit die Zunahme in Emission zeitverzögert zur Zunahme der Absorption auftritt. Da die Äquivalentbreiten sich aus der Summe der (negativen) Fläche oberhalb des Kontinuums und dem positiven Anteil unterhalb zusammensetzen, würden diese Grössen demnach zuerst zu-, und anschliessend durch die zunehmende Dominanz der Emissionsbeiträge wieder abnehmen.

Ein auf den ersten Blick überraschendes Ergebnis zeigen die Verläufe des Abstands der Maxima in den beiden Emissionslinien. Gerade die starken Ereignisse Nr.2, 3 und 6 sind deutlich von einer Zunahme des Abstands der Maxima in $H\alpha$, jedoch einer Abnahme desselben in $HeI \lambda 6678$ begleitet. Kurz nach einem Ausbruch sind die inneren Bereiche der Scheibe, also die mit den vermutlich höheren Rotationsgeschwindigkeiten, stärker mit Materie gefüllt als zuvor. Kurz nach dem Ausbruch ist also in beiden Linien eine Zunahme der Emissionsstärke bei hohen Radialgeschwindigkeiten und demnach eine Verschiebung der Maxima nach aussen zu erwarten. Eine Erklärung für die Abnahme des Abstands der Maxima beim Helium könnte sein, dass die ausgeworfene Materie, bevor sie sich mit der Scheibenmaterie vermischt, sehr schnell die Bereiche der Radialgeschwindigkeit passiert, in denen die Maxima der Heliumlinien liegen.

Die Ausbrüche machen sich dann vornehmlich in den Bereichen der Radialgeschwindigkeit bemerkbar, die zwischen den jeweils linken, bzw. rechten Maxima der beiden Linien liegen. Die Differenz des Abstands der Maxima in der Wasserstofflinie und des Abstands der Maxima in der Heliumlinie beträgt z.B. im Fall des Ausbruchs Nr.2 zu Beginn noch etwa 12 \AA , gegen Ende des Ausbruchs nur noch etwa 5 \AA .

Zusammenfassend kann man sagen, dass die Zeitpunkte der Ausbrüche in den Fällen Nr.2, 3 und 6, also bei den starken Ereignissen, recht gut bestimmt werden konnten und mit dem Modell des Materieauswurfs konsistent sind. Eine Variation der Emissionstärke, bzw. der Äquivalentbreiten der Emissionlinien kann zwar auch durch lokale Dichteschwankungen und Turbulenzen in der Scheibe verursacht werden, doch angesichts der Stärke und Konsistenz der Variationen ist dies höchst unwahrscheinlich.

3.4.3 Vergleich der NRP-Schwebung mit den Zeitpunkten der Ausbrüche

Osaki (1986) und Saio (1994) schlagen vor, dass die prograden NRP-Moden die äusseren, äquatorialen Schichten der stellaren Materie auf eine Geschwindigkeit beschleunigen könnte, die ausreicht, um Materie vom Stern abzulösen. Ein vorstellbares Szenario für die Emissionsausbrüche könnte demnach sein, dass im Zusammenspiel von nicht-radialer Pulsation und hoher Rotationsgeschwindigkeit des Sterns immer dann vermehrt Materie von der Sternoberfläche emittiert wird, wenn die einzelnen im Stern vorhandenen NRP-Schwingungen konstruktiv interferieren. So konnten Rivinius et. al. (1997) bei μ Cen einen deutlichen Zusammenhang zwischen den Pulsationen des Sterns und seinen Emissionsausbrüchen feststellen.

Um dies im Falle von η Centauri zu überprüfen, wurden zunächst die Phasenlagen der Schwingungen mit den Frequenzen ν_2 und ν_3 ermittelt. Dies sind die Schwingungen, die vermutlich auf NRP zurückzuführen sind.

In den Tabellen, die die MIDAS-Routine `per1d/ts` in den Fourieranalysen der Radialgeschwindigkeiten erstellt hat, sind die Phasenlagen zum mittleren Aufnahmezeitpunkt der verwendeten Spektren enthalten.

Die Phasenlagen, wie sie in Tabelle 3.4 zu sehen sind, wurden mit der in der jeweiligen Fourieranalyse erhaltenen Frequenz auf den Zeitpunkt MJD=50000 umgerechnet. Dabei wurden den Tabellen nur die Werte derjenigen Linien entnommen, deren ermittelte Frequenz in beiden Fällen, also bei ν_2 und ν_3 innerhalb der Toleranzgrenzen liegt (siehe auch Tabelle 3.1).

Tabelle 3.4: Aus der Analyse der LPV ermittelte Phasenlagen Φ_2 , Φ_3 der Schwingungen mit den Frequenzen ν_2 und ν_3 zum Zeitpunkt MJD=50000

Linie	Φ_2	Φ_3
HeI λ 4026	0.2100 \pm 0.0860	0.0241 \pm 0.1136
HeI λ 4143	0.1914 \pm 0.0999	0.9900 \pm 0.1020
HeI λ 4471	0.2034 \pm 0.0818	0.0321 \pm 0.1120
HI λ 4340	0.1864 \pm 0.0638	0.0080 \pm 0.1004
HI λ 4861	0.1537 \pm 0.0854	0.9667 \pm 0.1138

Im nächsten Schritt wurden die Wellenfunktionen $A = \sin(360 \cdot \nu \cdot t + \phi)$ der Schwingungen für den Zeitraum von 1995 bis 1997 berechnet und die Werte in eine Tabelle abgelegt. So erhält man für jede Linie die zu ν_2 und ν_3 zugehörigen Wellenfunktionen.

Aus den Überlagerungen der jeweiligen Schwingungen mit ν_3 und ν_2 können die zu jeder Linie zugehörigen Schwebungsfrequenzen ($\nu_3 - \nu_2$) und die Phasenlage der Schwebung gewonnen werden.

In Abbildung 3.21 (rechts) sind alle 5 erhaltenen Schwebungen übereinander geplottet und mit den oben bestimmten Zeitpunkten der Ausbrüche verglichen. Der Vergleich zwischen den Maxima der Schwebungen und den Zeiträumen, in denen die Ausbrüche stattfinden, zeigt zunächst, dass keine eindeutigen Korrelationen bestehen. Auch wenn man den Umstand bedenkt, dass die Äquivalentbreiten unter Umständen erst einige Tage nach den wahren Zeitpunkten des Materieauswurfs zunehmen, ergeben sich keine klaren Korrelationen. Bei einer Korrelation von Schwebungsmaxima und Emissionsausbrüchen wäre zudem zu erwarten, dass die Ausbrüche alle entweder kurz vor und kurz nach Erreichen des Schwebungsmaximums stattfinden. So könnte zwar im Fall von Ausbruch Nr.3, der kurz nach dem Erreichen des Schwebungsmaximums beginnt, ein Zusammenhang bestehen, aber dann wären alle anderen Ausbrüche, die meist mit den Anstiegen der Schwebungsamplituden einhergehen nicht mehr korreliert. Der Vergleich der Zeitpunkte der Emissionsausbrüche mit den Zeitpunkten der Schwebungsmaxima wie er hier durchgeführt würde, zeigt jedoch nicht, dass ein Zusammenhang ausgeschlossen ist. Die NRP sind mit hoher Wahrscheinlichkeit keine notwendige Bedingung für die Emissionsausbrüche in η Cen, aber

möglicherweise begünstigen sie diese.

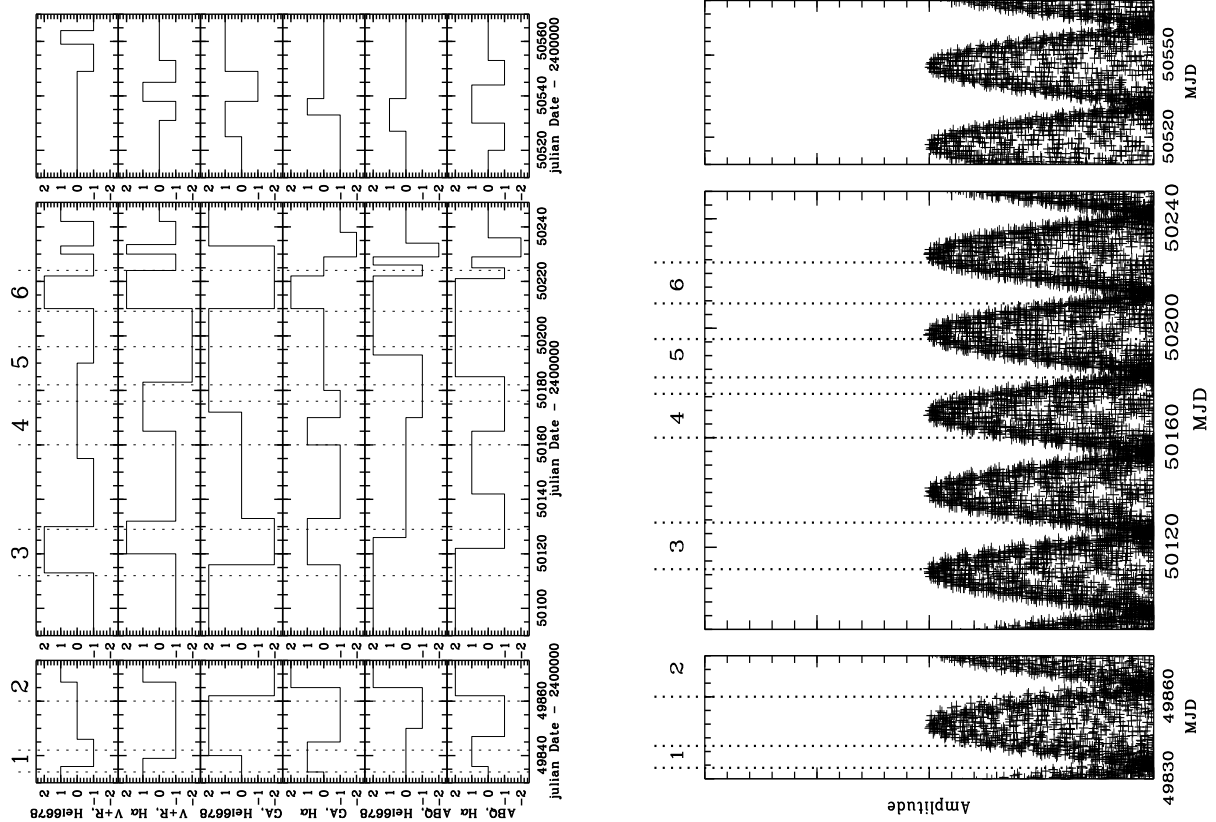


Abbildung 3.21: Linkes Bild: Tendenzen der Emissionsstärke (V+R) und der Äquivalentbreite (AQB) und des Abstands der Maxima im Emissionsprofil (GA) von HeI $\lambda 6678$ und H α , wie sie aus den Abbildungen 3.17-3.19 gewonnen wurden. Die Stärken der einzelnen Zu- und Abnahmen wurden mit Werten von +2 bis -2 skaliert. Die gepunkteten Linien vertikal zur Zeitachse begrenzen die Bereiche der Ausbrüche, die jeweils mit einer Nummer versehen sind. Die linke und rechte zeitliche Begrenzung der Ausbrüche beinhalten jeweils die maximalen Fehlern. Die Referenzwerte dafür sind in Tabelle 3.3 zu finden. Die aus den AQB der Heliumlinien des blauen Kanals ermittelten Zeitfenster für einen Ausbruch stimmen im Allgemeinen mit der Zunahme der Emissionsstärke und des Gipfelabstands von HeI $\lambda 6678$ und einer Abnahme der Gipfelabstands von H α überein. Rechtes Bild: Die Summe der Amplituden der zu ν_2 und ν_3 zugehörigen Schwingungen. Etwa alle 29 Tage wird ein Maximum erreicht. Vorausgesetzt die Ausbrüche gehen mit einer Zunahme der Schwebungsamplituden einher, ergeben sich innerhalb der Fehlergrenzen mögliche Korrelationen nur für die Ereignisse 2,4 und 6. Ereignis Nr.3 weicht besonders deutlich ab.

Kapitel 4

Diskussion

In der vorliegenden Diplomarbeit wurden spektroskopische Variationen des Be-Sterns η Centauri untersucht.

Das Spektrum von η Cen zeigte dabei eine grosse Vielfalt an variablen spektralen Grössen, die sowohl auf kleinen Zeitskalen von wenigen Stunden bis hin zu Zeitskalen von mehreren Jahren variieren. Dazu gehören die Variationen des Linienzentrums und der Linienflügel der Absorptionslinien (LPV), sowie Variationen des V/R-Verhältnisses, des Abstands der Maxima (*peakseparation*), der Emissionstärke und der Äquivalenbreiten (AQB).

4.1 Periodizitäten in den LPV von η Cen

Die Zeitserienanalysen der Radialgeschwindigkeiten, die den Gaussfits an die Linienzentren entnommen wurden, ergaben vier signifikante Perioden in den LPV von η Cen:

$$\begin{aligned} P_1 &= 0.6424705 \pm 0.0000160 \text{ d, bzw. } \nu_1 = 1.5564916 \pm 0.0000387 \text{ d}^{-1} \\ P_2 &= 0.5770567 \pm 0.0000096 \text{ d, bzw. } \nu_2 = 1.7329319 \pm 0.0000387 \text{ d}^{-1} \\ P_3 &= 0.5657763 \pm 0.0000341 \text{ d, bzw. } \nu_1 = 1.7674829 \pm 0.0001066 \text{ d}^{-1} \\ P_4 &= 0.3949385 \pm 0.0000058 \text{ d, bzw. } \nu_1 = 2.5320401 \pm 0.0000369 \text{ d}^{-1} \end{aligned}$$

Die stärkste, primäre Periode ist dabei P_2 . Es folgen P_3 , P_1 und die schwächste Periode P_4 . Letztere konnte jedoch in den nachfolgenden Analysen nicht verifiziert werden. P_1 bestätigt einen Wert von Stefl et. al. (1995), der aus der Analyse der Radialgeschwindigkeiten von SiIII $\lambda 4553$ gewonnen wurde, sowie von Balona (1999), der Variationen der photometrischen Helligkeit mit dieser Periode fand. Bereits Balona ging davon aus, dass

die Periodizität auf Grund korotierender Gaswolken auftritt. Eine Variation mit der Periode P_3 fanden Janot-Pacheco et. al. (1999), untersuchten diese aber nicht genauer.

Die Zeitserienanalysen der V/R-Variationen, der Emissionsstärke als Summe der Höhen der Maxima im Emissionsprofil (V+R) und des Abstands der Maxima ergaben weitere signifikante Periodizitäten. Eine Auflistung der exakten Ergebnisse zeigt Tabelle 4.1.

Tabelle 4.1: Ergebnisse der Fourieranalyse der V/R-Variationen, der Emissionsstärke V+R und des Abstands der Maxima im Emissionsprofil von HeI λ 6678 und H α . Die Periodizitäten konnten teilweise nur im Datensatz Mai/Juni 1996 ermittelt werden (schräg gedruckte Ergebnisse).

Linie	V+R	V/R	Abstand Maxima
H α	<i>0.64397720</i> ± 0.00064326 d	0.64250422 ± 0.00001462 d	<i>0.64125583</i> ± 0.00115076 d
HeI λ 6678	----	0.64242992 ± 0.00002462	----

Die dort erhaltenen Werte stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit der Periode P_1 überein. Dass diese Periode teilweise nur im Datensatz Mai/Juni 1996 ermittelt werden konnten, liegt wahrscheinlich an der höheren Datendichte in diesem Bereich. Es kann allerdings nicht ausgeschlossen werden, dass die gefundenen Variationen nur in diesem Zeitraum vorhanden sind. Die Ergebnisse für die Heliumlinie sind erwartungsgemäss schwächer ausgefallen, da die Emissionsanteile wegen der höheren Anregungsenergie dort naturgemäss geringer ausgeprägt sind und nicht so genau bestimmt werden konnten wie in H α . Da die in der Tabelle betrachteten Grössen primär durch die physikalischen Eigenschaften der zirkumstellaren Scheibe, und nicht durch die der Photosphäre bestimmt werden, ergibt sich ein erstes, starkes Argument dafür, dass die Variation mit der Periode P_1 ihre Ursache in der Scheibe von η Cen hat.

In einer weiteren Fourieranalyse wurden für alle vier aus der Analyse der LPV erhaltenen Perioden die zugehörigen Verteilungen der Stärke und der Phasenverläufe ermittelt. Die Fourieranalyse bezog sich in diesem Fall auf die Linienintensitäten in Abhängigkeit der entsprechenden Radialgeschwindigkeiten. Für P_4 ergaben sich bei allen Linien nur bruchstückweise oder gar keine Korrelationen zwischen den Phasenlagen. Bei den Perioden P_1 , P_2 und P_3 jedoch zeigten sich deutliche Korrelationen der Phasenlagen innerhalb der einzelnen Linien.

Eine Ausnahme bildet die Emissionslinie H α . Dort konnten bei keiner der Perioden ein-

deutige Korrelationen festgestellt werden. Auffällig ist dabei die dennoch relativ grosse Stärke der Periodizität in dieser Linie. Eine Erklärung könnte sein, dass sich die LPV in dieser starken Emissionslinie naturgemäss sehr viel schwächer als z.B. bei den Heliumlinien bemerkbar machen, wenn die Variationen in der Photosphäre des Sterns stattfinden. Falls die Variationen in der zirkumstellaren Scheibe vor sich gehen, wird jedoch vor allem das Linienprofil von $H\alpha$ betroffen sein. Dies könnte die grosse Stärke der ermittelten Periode erklären. Dass dort trotzdem keine klaren Korrelationen zu erkennen sind, könnte daran liegen, dass eine Veränderung der Scheibenstruktur nicht nur die Absorptions-, sondern auch die Emissionsstärke von $H\alpha$ beeinflusst. Die Überlagerung der beiden Grössen erschwerte möglicherweise die eindeutige Zuordnung der Phasenlagen.

Beim Vergleich der Phasenverläufe untereinander zeigten sich, insofern vorhanden, gute Übereinstimmungen zwischen den Absorptionslinien des neutralen Heliums und $\text{Si III } \lambda 4553$ bei allen drei Perioden. Gleiches gilt für die Balmerlinien $H\beta$, $H\gamma$ und die Verläufe von $\text{He I } \lambda 6678$. Dies bestätigt zunächst die Signifikanz der Perioden P_1, P_2 und P_3 . Es zeigte sich auch, dass im Fall von P_1 die Verläufe dieser beiden Gruppen zueinander phasenverschoben sind. Eine Erklärung hierfür könnten wiederum die Emissionsbeiträge bieten. Die Strahlungsenergie von η Cen reicht aus, um auch die Balmerlinien $H\beta$ und $H\gamma$ zur Emission anzuregen. Von den Absorptionslinien des Helium sind jedoch keine Emissionsbeiträge zu erwarten. Vorausgesetzt, dass die Ursache der Variationen in der zirkumstellaren Hülle zu finden sind, so machen sich beim Auftauchen z.B. einer Wolke am Sternrand zuerst die Variationen der Emissionsstärke bemerkbar, während die Variationen in den Absorptionslinien erst sichtbar werden, wenn die Wolke die Sichtlinie des Beobachters durchquert. Im Fall von NRP sollte sich dieser Effekt nicht, oder zumindest nicht so stark bemerkbar machen. Die Phasenverläufe bei P_1 lieferten noch ein weiteres Argument dafür, dass die LPV ihre Ursache in der zirkumstellaren Scheibe haben. So konnte bei allen Linien auch deutlich ausserhalb der Bereiche von $v \sin i$ korrelierte Phasenlagen ermittelt werden. Dies weist darauf hin, dass die Variationen ausserhalb des Sterns stattfinden. Eine plausible Erklärung für diesen Effekt könnte also magnetisch gebundene, korotierende Gaswolken oder aber auch schnelle Dichtewellen, die die Scheibe durchlaufen liefern.

In einem weiteren Schritt der Analyse wurden die Residuen der Spektren, die sich nach Abzug des mittleren Spektrums ergeben, mit den erhaltenen Perioden gefaltet und zweidimensional visualisiert.

Die Muster, die sich dadurch ergaben, bieten einen direkten Einblick in die Profilvariationen der einzelnen Linien. Die vorangegangenen Interpretationen der Phasenverläufe konnten durch einen Vergleich dieser Muster grösstenteils bestätigt werden. Beim Vergleich der Muster von P_1 mit den Mustern von P_2 und P_3 zeigte sich erneut die wesentliche Unterschiedlichkeit der Variationen, bzw. die Ähnlichkeit der Variationen mit P_2 und P_3 . Ein starkes Argument für NRP als Ursache im Fall von P_2 und P_3 geben vorangegangene

Untersuchungen von Rivinius et. al. (2003). Ausgehend von den NRP-Modellierungen von M. Maintz (1997), die die die Variation in ω CMa als NRP identifizierten, ergaben sich dort unter Berücksichtigung der Inklination des Sterns ähnliche Muster für die primären Perioden bei einem Dutzend weiterer Be-Sterne. Diese Muster gleichen den Mustern, wie sie in η Cen bei den Perioden P_2 und P_3 gefunden.

Eine plausible Erklärung aller Einzelheiten in den Mustern kann allerdings nicht gegeben werden. Bis auf die Variationen der Absorptionslinien des Helium mit den Perioden P_2 und P_3 , die erwartungsgemäss gleichmässig, ohne Unterbrechungen und in der Hälfte eines Phasenzyklus vom blauen zum roten Teil der Linie wandern, sind die erhaltenen Muster in den anderen Linien nur schwer zu erklären. Zumindest bei den Perioden P_2 und P_3 kann im Zentrum der Balmerlinien und der Linie des HeI $\lambda 6678$ erwartungsgemäss eine Übereinstimmung mit den Verläufen der anderen Heliumlinien festgestellt werden. Falls die Ursache dieser Variationen in NRP zu finden ist, sollten die Emissionsbeiträge insbesondere beim Durchgang der Welle durch die Sternmitte keine Rolle mehr spielen und damit zumindest bei den kleinen Radialgeschwindigkeiten eine Zunahme der Absorptionsstärke und eine Korrelation der Phasenlagen zu erwarten sein.

In den Mustern, die sich aus den Faltungen der Spektren mit der Periode P_1 ergeben, konnte dies nicht beobachtet werden. Auffällig war dort, dass sich die Verläufe der Minima offenbar über einen ganzen Zyklus erstrecken. Ein einfaches Modell mit zwei gegenüber liegenden Gaswolken kann dies erklären. Die auffälligen Unterbrechungen vor allem bei $H\beta$ und bei HeI $\lambda 6678$ bleiben ungeklärt. Möglicherweise kann ein Modell zweier Wolken mit verschiedenen Dichten und Ausdehnungen die Muster besser reproduzieren. Schliesslich muss auch noch beachtet werden, dass variable Sternwinde und lokale Unterschiede in den Strahlungsverhältnissen die Muster im Einzelnen stark beeinflussen können.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Perioden P_2 und P_3 mit hoher Wahrscheinlichkeit NRP zuzuordnen sind, während die Ursache der Variation mit der Periode P_1 in der zirkumstellaren Hülle zu suchen ist.

4.2 Linienemissionsausbrüche

Die Untersuchungen des Abstands der Maxima in den Emissionsprofilen, der Emissionsstärke und der Äquivalenbreiten zeigten, dass η Cen im Zeitraum von von 1995 bis 1999 drei stärkere und mindestens drei schwächere Emissionsausbrüche aufweist. Die stärkeren Ereignisse machen sich in allen untersuchten spektralen Grössen und in allen Linien bemerkbar. Weitere kleinere Ausbrüche zeigten sich auch in den Jahren 1997 und 1999. Da diese jedoch nur in den Äquivalentbreiten von HeI $\lambda 6678$ und $H\alpha$ deutlich zu sehen waren, sind die Referenzwerte für die Ausbrüche den Äquivalentbreiten der Absorptionslinien des Helium entnommen worden. Dies liegt daran, dass die Materie, die vom Stern in die

Scheibe übergeht, die Äquivalentbreite von $H\alpha$ sowohl in Absorption als auch in Emission beeinflusst, jedoch in den anderen Fällen stets eine Zunahme des Absorptionsbeitrages und damit eine Zunahme der Äquivalentbreite zu erwarten ist.

Eine plausible Erklärung für die Ausbrüche lieferte z.B. Rivinius et. al. (1998), der diese als eine Zunahme der Materiemenge in der zirkumstellaren Scheibe interpretiert. Dieses Szenario ist konsistent mit den Variationen, wie sie in η Cen beobachtet werden konnten. Neben den Linienemissionsausbrüchen zeigt sich auch eine deutlich Zunahme der Emissionsstärke in den Jahren 1997 bis 1999, was auf eine langfristige Gesamtzunahme der Materiemenge in der Scheibe hindeutet.

Tabelle 4.2: Auflistung der Zeitpunkte der Emissionsausbrüche wie sie aus Abbildung 3.18 gewonnen wurden. Die stärkeren Ereignisse sind fett gedruckt. Die angegebenen Fehler sind Abschätzungen der Ablesegenauigkeit.

Nummer	Stärke	Beginn (MJD)	Maximum (MJD)
1	$\approx 60\text{m}\text{\AA}$	49836 ± 2	49839 ± 3
2	$> 100\text{m}\text{\AA}$	49860 ± 3	k.A.
3	$\approx 190 \text{ m}\text{\AA}$	50115 ± 4	50127 ± 2
4	$\approx 30\text{m}\text{\AA}$	50165 ± 5	50173 ± 3
5	$\approx 60\text{m}\text{\AA}$	50186 ± 4	50193 ± 3
6	$\approx 200\text{m}\text{\AA}$	50215 ± 6	50222 ± 2

Im letzten Schritt der Analyse wurde ein Vergleich zwischen der Schwebungsamplituden der Variationen mit den Perioden P_2 und P_3 und den Zeitpunkten der Ausbrüche angestellt. Die Schwebungsperiode wurde zu 28.94 Tagen bestimmt. Erste Betrachtungen zeigten, dass dieser Zeitraum ungefähr mit den Zeitabständen zwischen den Variationen übereinstimmt, wie sie in den Äquivalentbreiten von $H\alpha$ beobachtet werden konnten. (siehe auch Abb. 3.20). Die Zeitabstände in $H\alpha$ variieren allerdings mit bis zu 10 Tagen. Hinzu kommt, dass die Bestimmung der Zeitpunkte der Ausbrüche anhand von $H\alpha$ nicht besonders zuverlässig ist. So zeigte der Vergleich der Schwebungsamplituden mit den Zeitpunkten der Ausbrüche, wie sie in Tabelle 4.2 aufgelistet sind, entgegen dem ersten Eindruck, keine erkennbaren Korrelationen.

So kann davon ausgegangen werden, dass die konstruktive Interferenz der nicht-radialen Pulsationen in η Cen keine notwendige Bedingung für einen Ausbruch darstellt. Dabei darf aber nicht vergessen werden, dass der Verlauf der Ausbrüche von Mal zu Mal stark variieren kann. Dies hängt z.B. von der Masse der emittierten Materie, vom Zustand der der zirkumstellaren Hülle, aber auch vom Sternwind und möglichen lokalen Dichteunterschieden ab. Vorstellbar ist auch, dass Materie, die in einem vorangegangenen Ausbruch emittiert wurde, gerade während eines weiteren Ausbruchs wieder auf den Stern zurückfällt

und den Ausbruch abschwächt. Ein Zusammenhang zwischen den NRP-Schwebungen und den Ausbrüchen kann also nicht ausgeschlossen werden.

Anhang A

Daten

A.1 Radialgeschwindigkeiten

Im Folgenden sind die Radialgeschwindigkeiten abgebildet, wie sie sich aus den Anpassungen der Gausskurven an die Linienzentren ergaben. Die Fehler der Einzelmessungen liegen bei etwa 20 km s^{-1} . Wegen hoher Rauschanteile konnten bei einigen schwächeren Linien in einzelnen Datensätzen keine Gausskurven angepasst werden.

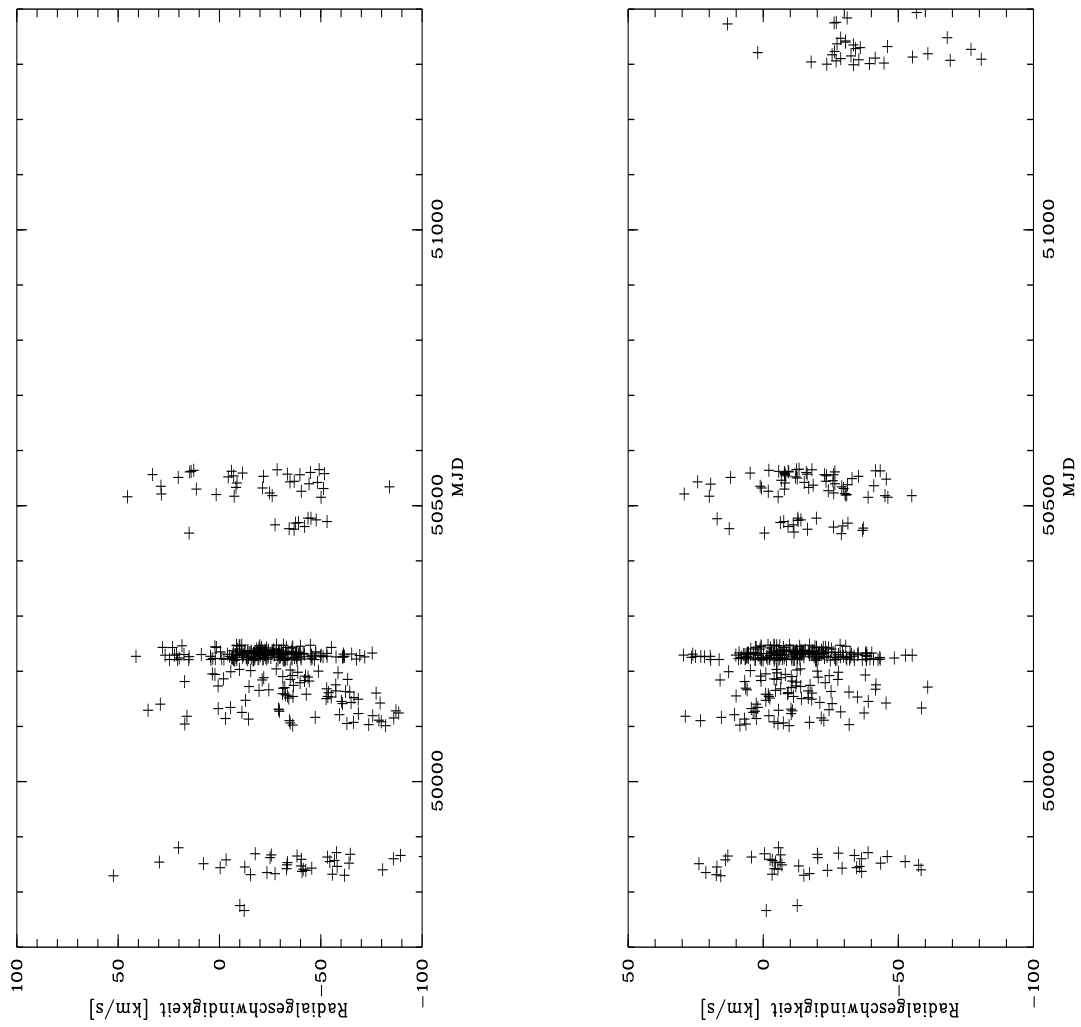


Abbildung A.1: Radialgeschwindigkeiten der Linien He I $\lambda 3926$ (links) und He I $\lambda 4026$ (rechts).

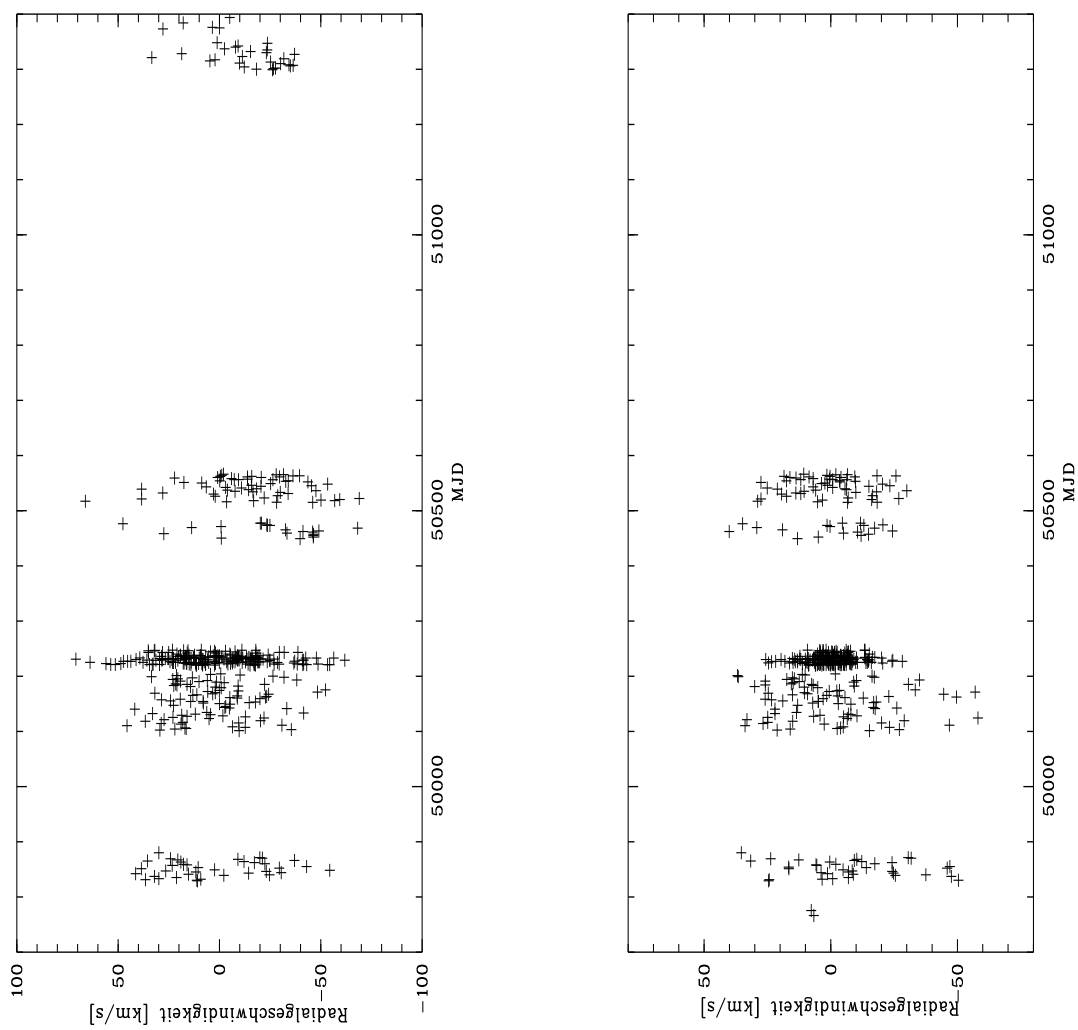


Abbildung A.2: Radialgeschwindigkeiten der Linien He I $\lambda 4143$ (links) und He I $\lambda 4387$ (rechts).

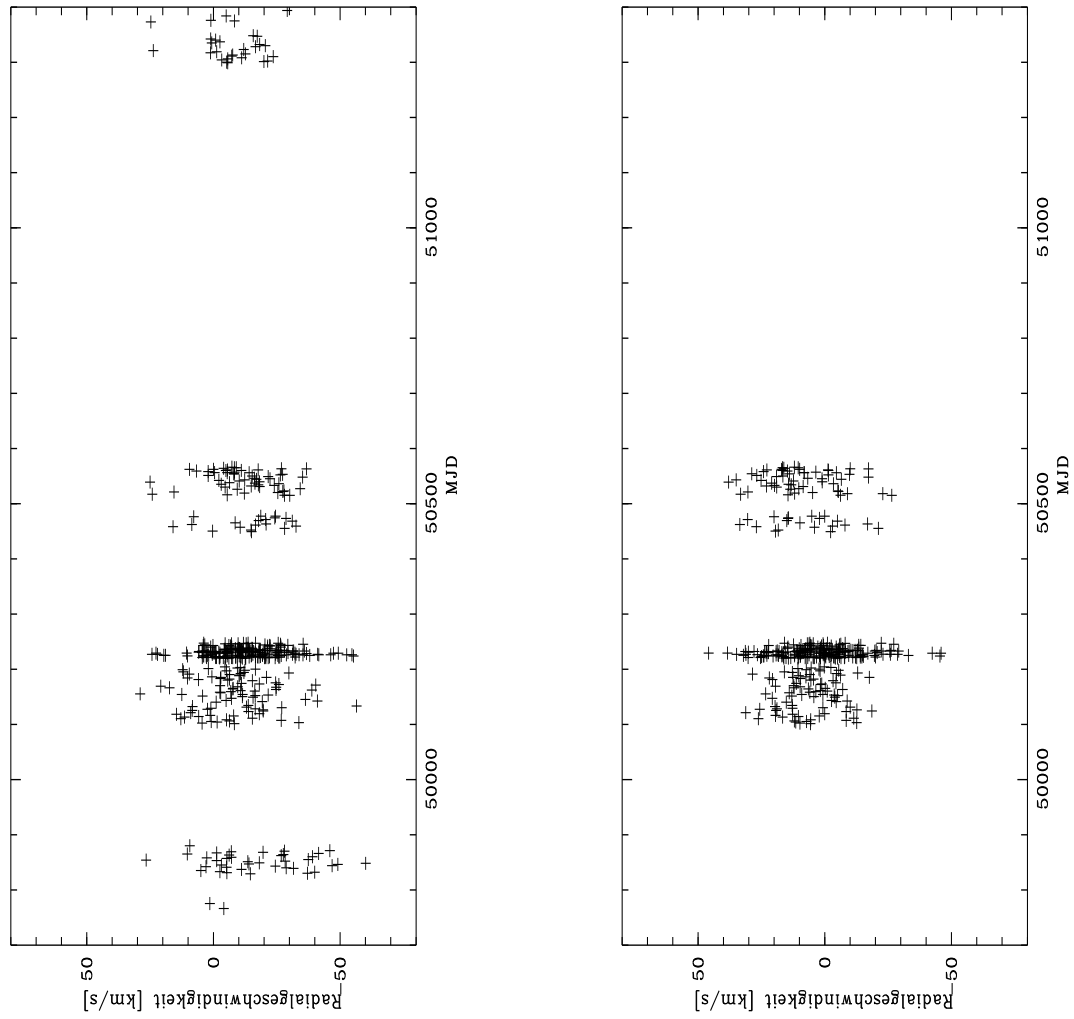


Abbildung A.3: Radialgeschwindigkeiten der Linien He I $\lambda 4471$ (links) und He I $\lambda 49211$ (rechts).

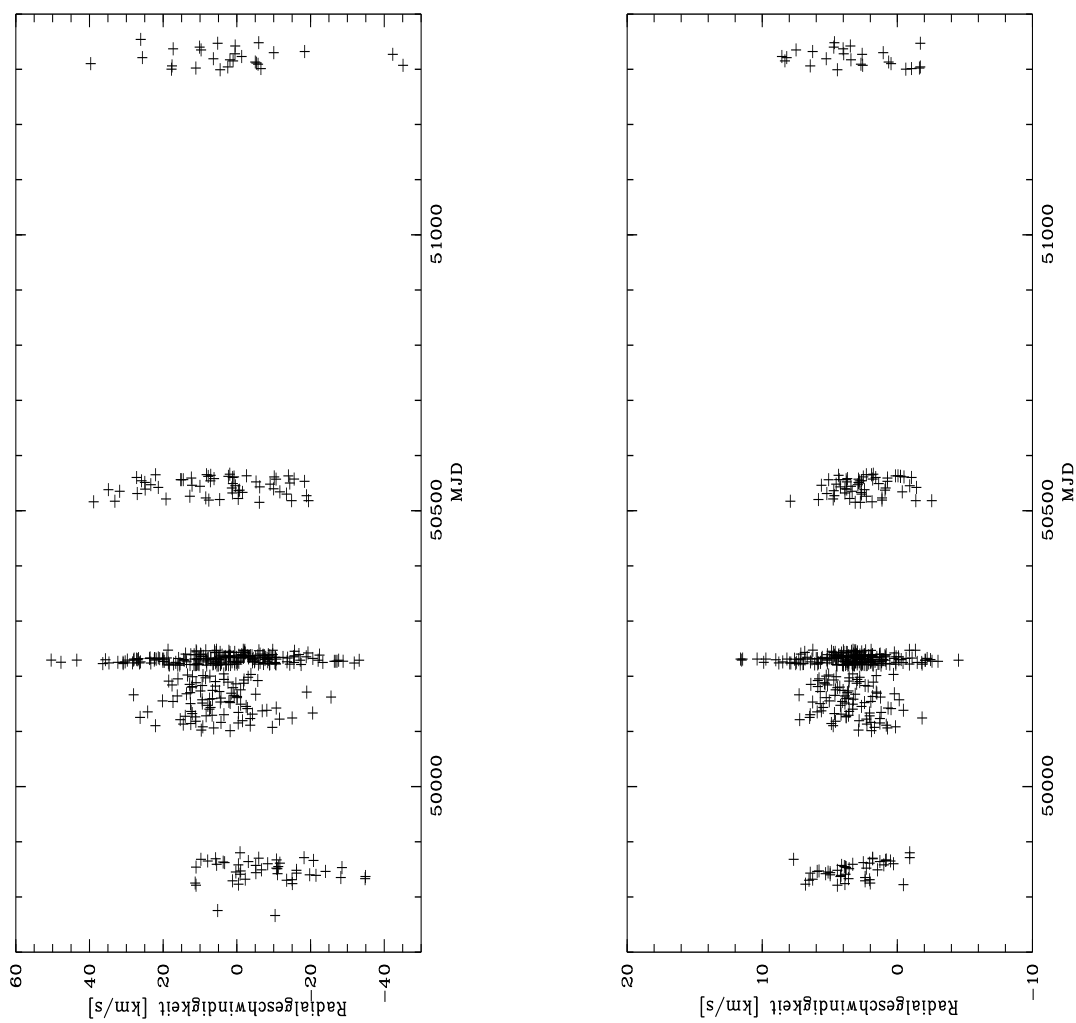
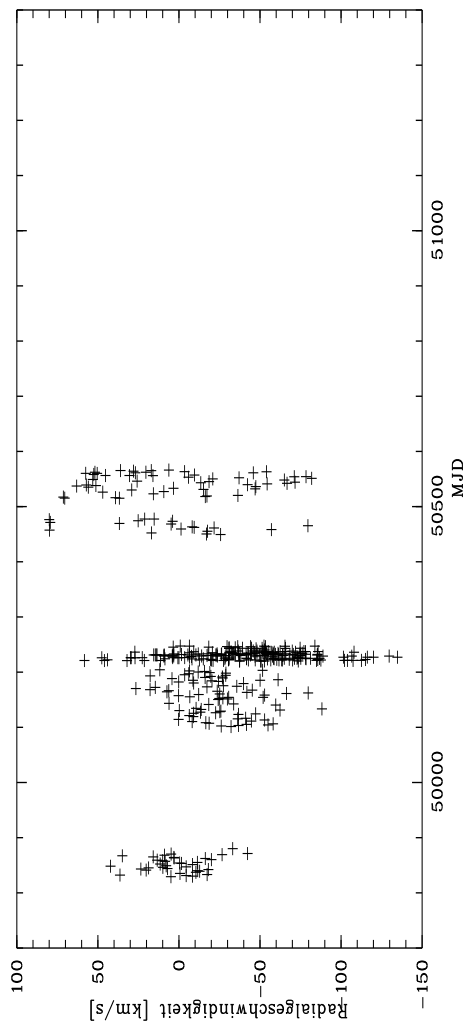
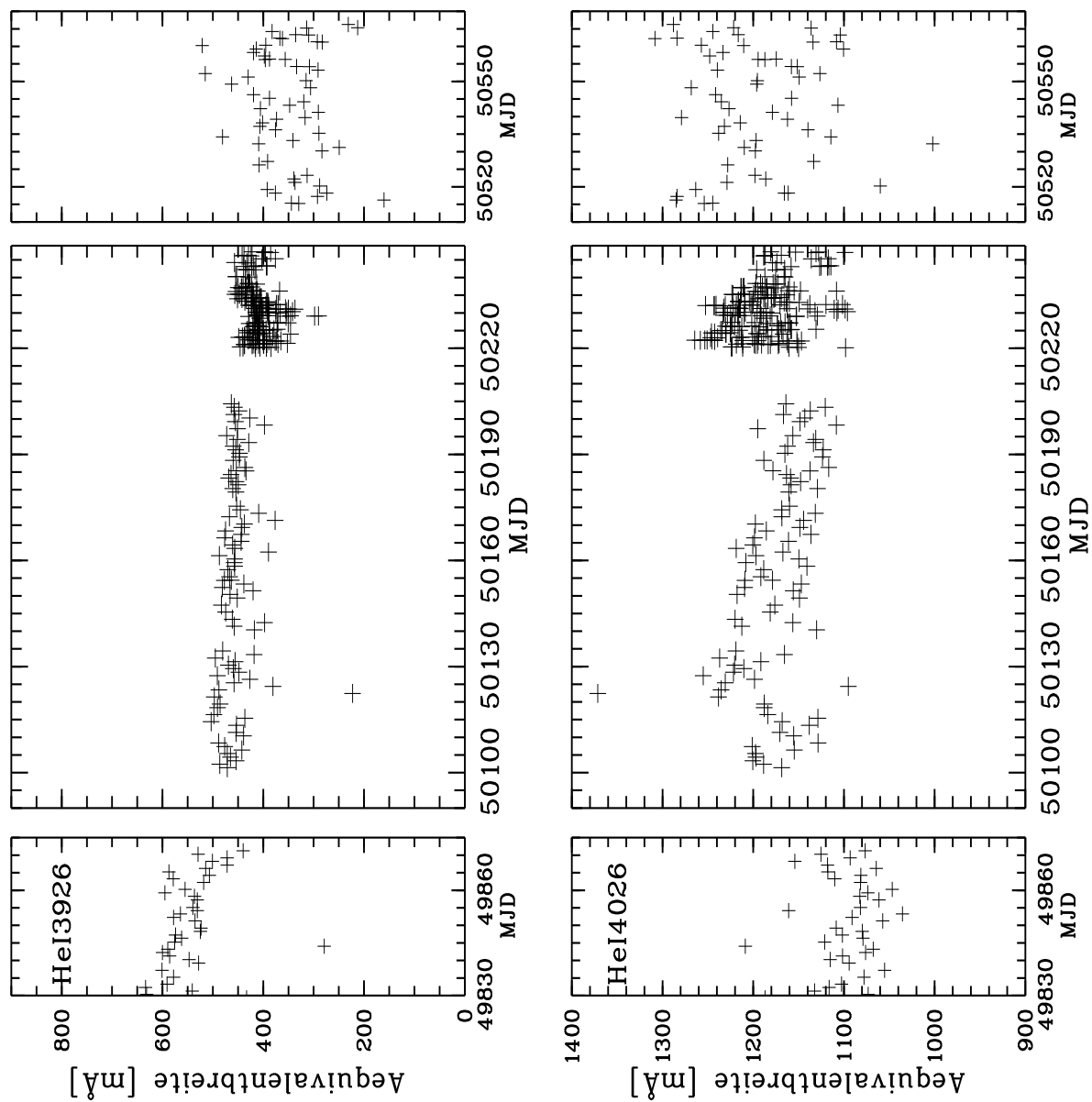


Abbildung A.4: Radialgeschwindigkeiten der Linien He I $\lambda 6678$ (links) und H I $\lambda 6562$ (rechts).

Abbildung A.5: Radialgeschwindigkeiten der Linie SiIII λ 4553

A.2 Äquivalentbreiten

Im Folgenden sind die Verläufe der Äquivalentbreiten der Linien abgebildet, die in der Datenanalyse nicht gezeigt sind, aber bei der Bestimmung der Zeitpunkte der Linienemissionsausbrüche berücksichtigt wurden.

Abbildung A.6: Verläufe der Äquivalentbreiten von He I λ 3926 (links) und He I λ 4026.

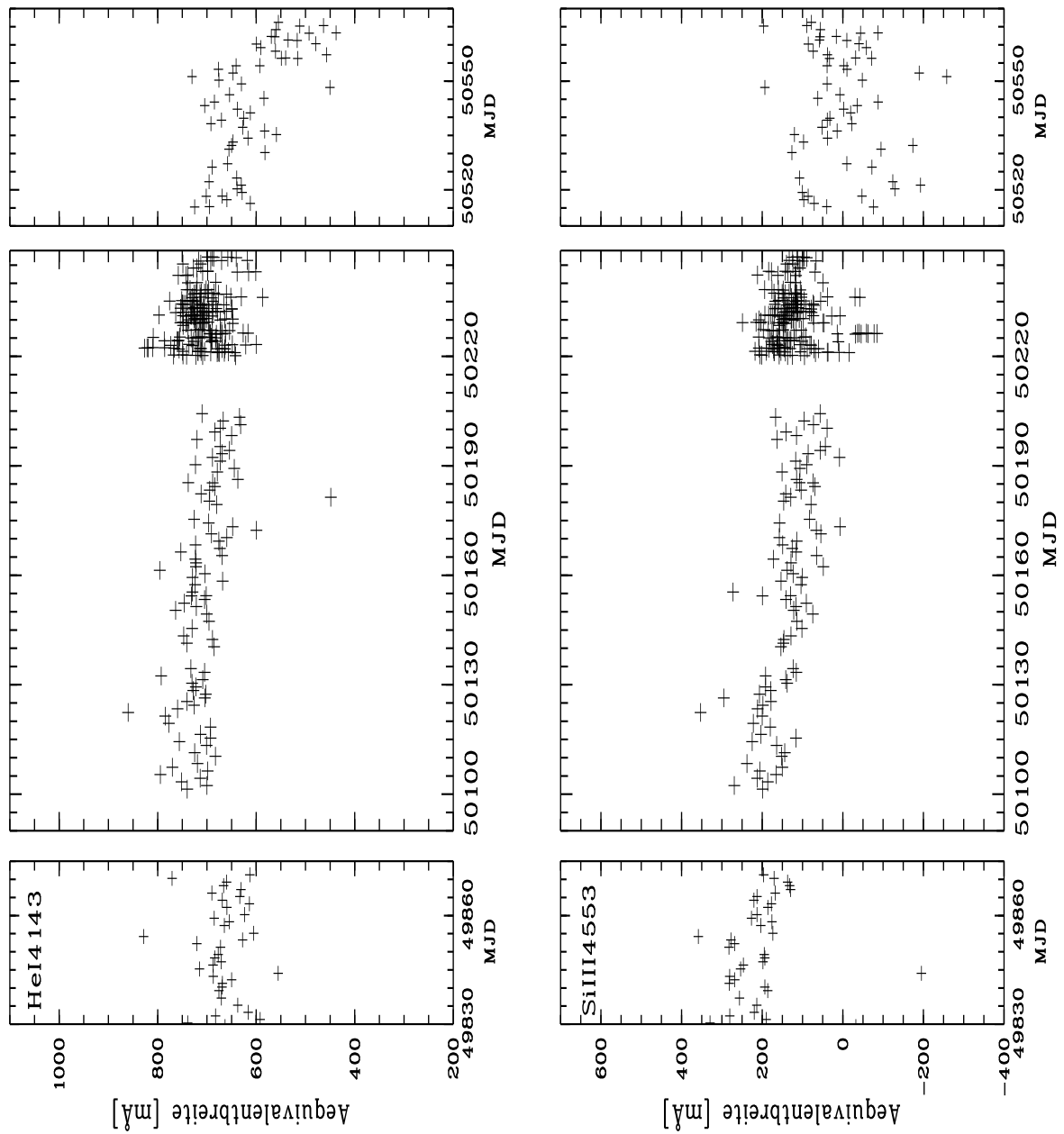


Abbildung A.7: Verläufe der Äquivalentbreiten von He I $\lambda 4143$ (links) und Si III $\lambda 4553$ (rechts).

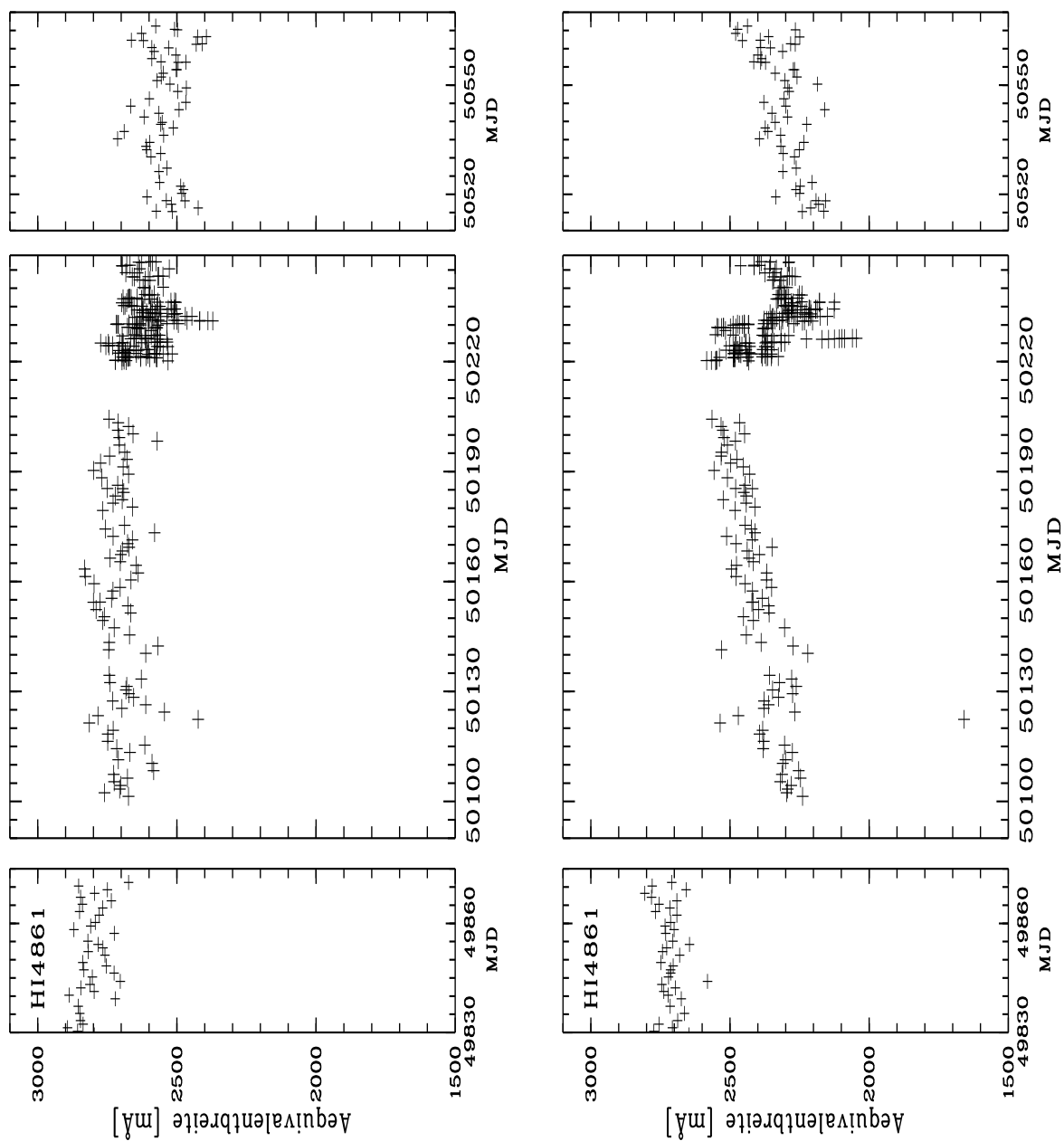
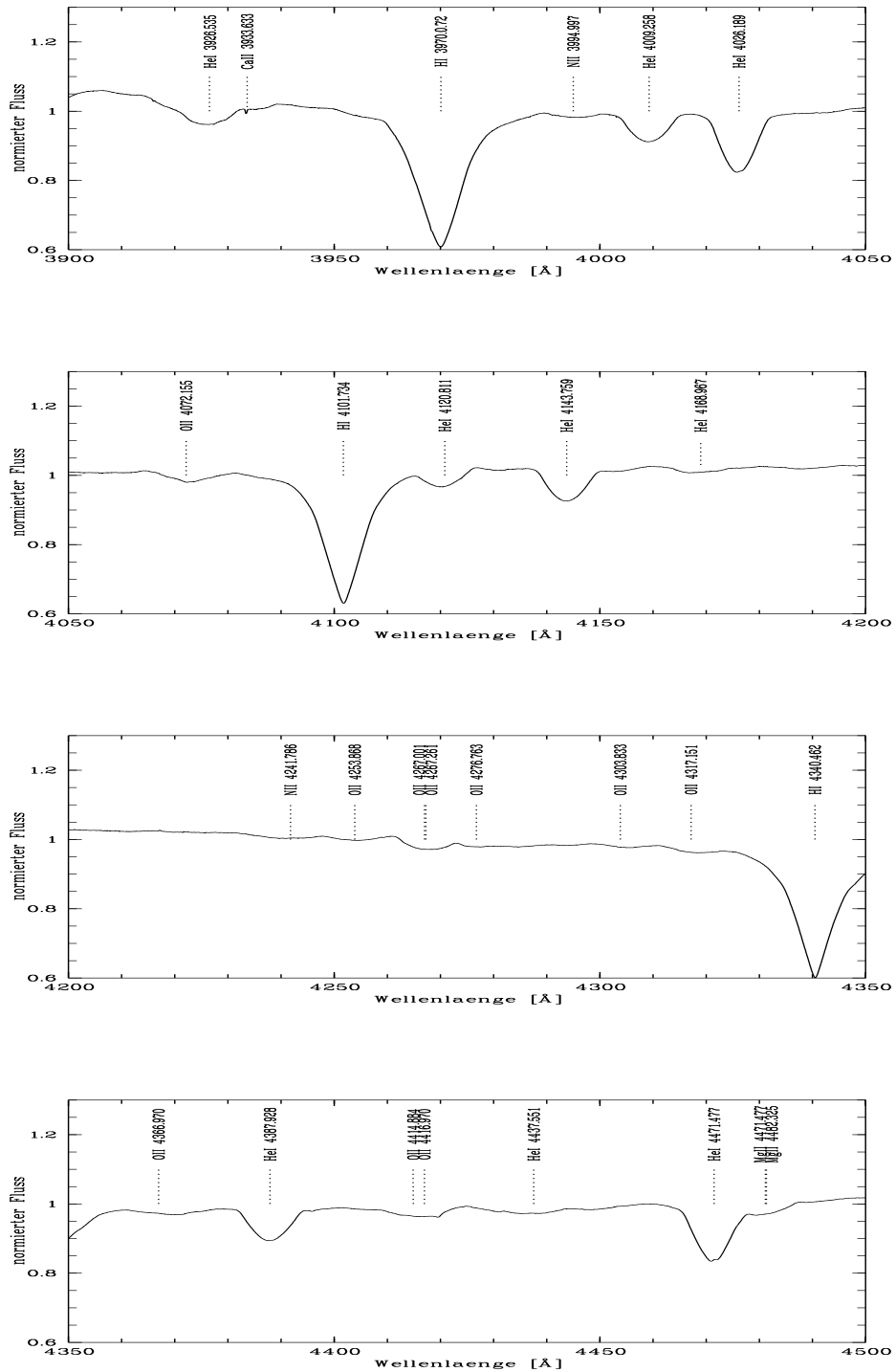


Abbildung A.8: Verläufe der Äquivalentbreiten von HI $\lambda 4340$ (links) und HI $\lambda 4861$ (rechts).

Anhang B

Spektrum von η Centauri

Auf den folgenden Seiten ist das gemittelte Gesamtspektrum von η Centauri in den untersuchten Bereichen von 3900Å bis 6700Å abgebildet.

Abbildung B.1: Auszüge aus dem Spektrum von η Cen.

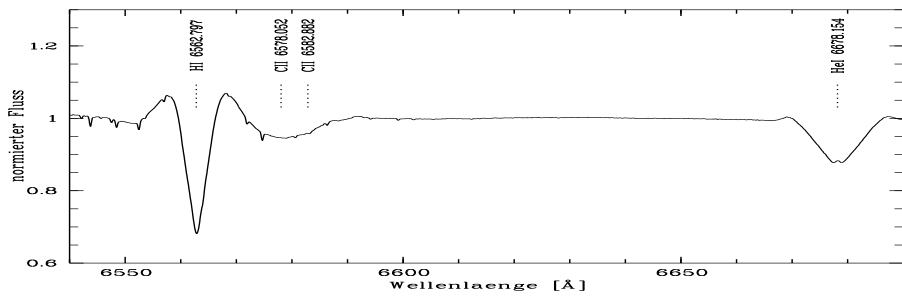
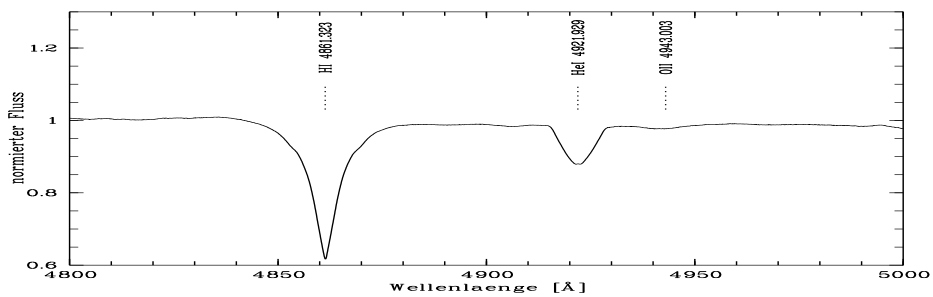
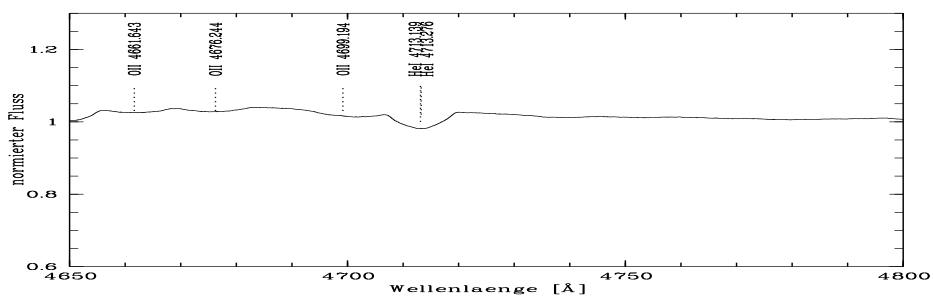
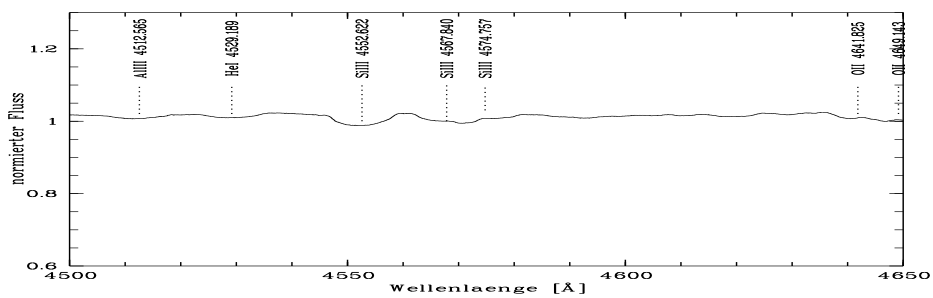


Abbildung B.2: Auszüge aus dem Spektrum von η Cen.

Literaturverzeichnis

- [1] Balona L.A., 1999, MNRAS 306, 407
- [2] Bergmann, Schaefer, Sterne und Weltraum, 1997, Walter de Gruyter
- [3] Dziembowski W.A., Moskalik P., Pamyatnykh, 1993, MNRAS 265, 588
- [4] Gerthsen C., Vogel H., Physik, 1993, Springer-Lehrbuch
- [5] Hamuschik R.W., 1995, A&A 295, 423
- [6] Harmanec P., 1999, A&A 341, 867
- [7] Janot-Pacheco E., Leister N.V., Hubert A.M., Floquet M., 1999, A&AS 137, 407
- [8] Kaufer A., Dissertation, 1996, Heidelberg
- [9] Leister N.V., Janot-Pacheco E., Hubert A.M., Floquet M., Hubert H., Briot D., 1994, A&A 287, 789
- [10] Levenhagen R.S., Leister N.V., Zorec J., Janot-Pacheco E., Hubert A.M., Floquet M., 2003, A&A 400, 599
- [11] Maintz M., Diplomarbeit, 1999, Heidelberg
- [12] Maintz M., Rivinius T., Štefl S., Baade D., Wolf B., Townsend R.H.D., 2003, A&A 411,181
- [13] Malina A., Diplomarbeit, 1998, Heidelberg
- [14] Pamyatnykh A.A., 1999, A.A. 49, 119
- [15] Perryman M.A.C., Lindegren L., Kovalevsky J., Hog E., Bastian U. et. al., 1997, A&A 323, L49
- [16] Porter J.M., Rivinius T., Classical Be-Stars

- [17] Quirrenbach A., Bjorkman K.S., Hummel C.A., Buscher D.F., Armstrong J.T. et. al., 1997, ApJ 479, 477
- [18] Quirrenbach A., Interferometric Observations of Be-stars, 1997
- [19] Reiners A., 2003, A&A 408
- [20] Rivinius T., Baade D., Štefl S., Stahl O., Wolf B., Kaufer A., 1998, A&A 333,125
- [21] Rivinius T., Baade D., Štefl S., Stahl O., Wolf B., Kaufer A., 1998, A&A 336, 177
- [22] Rivinius T., Štefl S., Baade D., 1999 A&A 348, 831
- [23] Rivinius T., Baade D., Štefl S., Maintz M., 2001, A&A 379, 257
- [24] Rivinius T., Baade D., Štefl S., Townsend R.H.D., Stahl O., Wolf B., Kaufer A., 2001, A&A 379, 257
- [25] Rivinius T., Baade D., Štefl S., 2003, A&A 411, 229
- [26] Scargle J.D., 1982, ApJ 263, 835
- [27] Scheffler H., Elsässer H., Physik der Sterne und der Sonne, 1996, B.I. Wissenschaftsverlag
- [28] Slettebak A., 1982, ApJS 50, 55
- [29] Slettebak A., 1988, PASP, 100, 770
- [30] Štefl S., Baade D., Harmanec P., Balona L.A., 1995, A&A 294, 135
- [31] Tubessing S., Diplomarbeit, 1998, Heidelberg
- [32] Unno W., Osaki Y., Ando H. Shibahashi H., 1979, *Nonradial Oscillations of Stars*, Tokyo, University of Tokyo Press

Abkürzungen

A.A	Acta Astronomica
A&A	Astronomy and Astrophysics
A&AS	Astronomy and Astrophysics Supplement Series
ApJ	Astrophysical Journal
MNRAS	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
PASP	Publication of the Astronomical Society of the Pacific

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Mein Dank gilt vor allem:

Herrn Prof. Appenzeller für die Möglichkeit, diese Arbeit durchführen zu können und für das Gutachten;

Herrn Prof. Krautter für das zweite Gutachten;

Thomas Rivinius für seine exzellente Betreuung und überhaupt für alles was mit dieser Arbeit zusammenhängt;

Otmar Stahl für die ebenfalls ausgezeichnete Betreuung und seine beruhigende Wirkung;

Michael Biermann, meinen Bürokollegen, für seine aufheiternden Kommentare;

Allen Mitarbeitern der Sternwarte für die entspannte Atmosphäre und ständige Hilfsbereitschaft;

Meinen Eltern die mich immer unterstützt haben;

Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Heidelberg, den 15.März 2004

.....

Wolfgang Zäch