

Fakultät für Physik und Astronomie  
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit  
im Studiengang Physik

vorgelegt von  
**Ralf Haffa**  
aus Mannheim

1999



# Spektroskopie des Doppelsterns $\alpha$ Virginis

Die Diplomarbeit wurde von Ralf Haffa ausgeführt an der  
Landessternwarte Heidelberg  
unter der Betreuung von  
**Herrn Prof. Dr. Bernhard Wolf**



## Zusammenfassung

Der spektroskopische Doppelstern  $\alpha$  Virginis wurde mit dem hochauflösenden Echelle-Spektrographen FLASH am 50 cm-Teleskop der ESO auf La Silla, Chile, beobachtet. Über einen Zeitraum von mehr als 3 Monaten wurden 249 Spektren in einem Gesamtwellenlängenbereich von 4000 - 6740 Å mit einer Auflösung von  $\lambda/\Delta\lambda = 20\,000$  aufgenommen.  $\alpha$  Virginis ist seit 1969 als ein  $\beta$ -Cephei-Veränderlicher bekannt. Die Pulsationsamplitude scheint jedoch seit 1972 unter die Nachweisgrenze gesunken zu sein. In dieser Arbeit wurde zuerst eine Bahnbestimmung vorgenommen, wobei die Bahnperiode in guter Übereinstimmung zu früheren Ergebnissen zu  $P = 4.01453 \pm 0.00001$  d bestimmt wurde. In der anschließenden Periodenanalyse der Spektren und Radialgeschwindigkeitskurven konnte wahrscheinlich eine seit 1985 bekannte Pulsation mit der Hälfte der Bahnperiode gefunden werden. Die  $\beta$ -Cephei-Variation konnte weder in den Bahnresiduen der Spektren, noch in denen der Radialgeschwindigkeiten wiedergefunden werden.

## Abstract

### **Spectroscopy of the binary $\alpha$ Virginis**

The spectroscopic binary  $\alpha$ , Virginis was observed with the high-resolution echelle spectrograph FLASH at the ESO-50cm-telescope at La Silla, Chile. Over a period of more than 3 months 249 spectra were obtained, covering a spectral range from 4000 to 6740 Å at a resolution of  $\lambda/\Delta\lambda = 20\,000$ . Although  $\alpha$  Virginis has been known as a  $\beta$ -Cephei variable since 1969, it seems that since 1972 the amplitude of pulsation has dropped below threshold of detection. In this thesis a determination of the orbital parameters was carried out, yielding a period of  $P = 4.01453 \pm 0.00001$  d in good agreement with previous results. In the following period analyses of the spectra and radial velocity curves possibly a pulsation known since 1985 with half the orbital period could be detected. The  $\beta$ -Cephei-variation could neither be detected in the residuals of the spectra nor of the radial velocity curves.

# Inhaltsverzeichnis

# Kapitel 1

## Einleitung

$\alpha$  *Virginis*, dessen lateinischer Name *Spica* soviel wie 'Kornähre' bedeutet, ist der hellste Stern im Sternbild Jungfrau (Abb. 1.1). Bei ihrem scheinbaren jährlichen Lauf durchläuft die Sonne dieses zum Tierkreiszeichen gehörende Sternbild von Mitte September bis Ende Oktober. Auf der nördlichen Hemisphäre ist *Virgo* (lat. für Jungfrau) im Frühling am südlichen Abendhimmel sichtbar.

*Spica*(B1.5 IV, B5 V) ist ein Doppelsternsystem mit einer Bahnperiode von nahezu genau vier Tagen. Die immense Bedeutung, die diesem System zukommt, liegt nicht zuletzt darin begründet, daß die Primärkomponente einer der wenigen Sterne mit  $T_{eff} < 10000K$  ist, für den die drei fundamentalen Parameter - Masse, effektive Temperatur, Helligkeit - aus Beobachtungen gewonnen werden konnten.

Im Folgenden werde ich in Kapitel 1 in einem kurzen Überblick die wesentlichen Erkenntnisse, die bisher von *Spica* gewonnen werden konnten, zusammenfassen. Des Weiteren werden die Instrumente vorgestellt, die zur Datengewinnung verwendet wurden, und einige grundlegende Begriffe geklärt. In Kapitel 2 wird die Datenaufnahme und die Datenreduktion beschrieben. Kapitel 3 beinhaltet die Auswertung der Daten und die Beschreibung der hierzu benutzten Programme. In Kapitel 4 schließlich werden die Ergebnisse diskutiert.

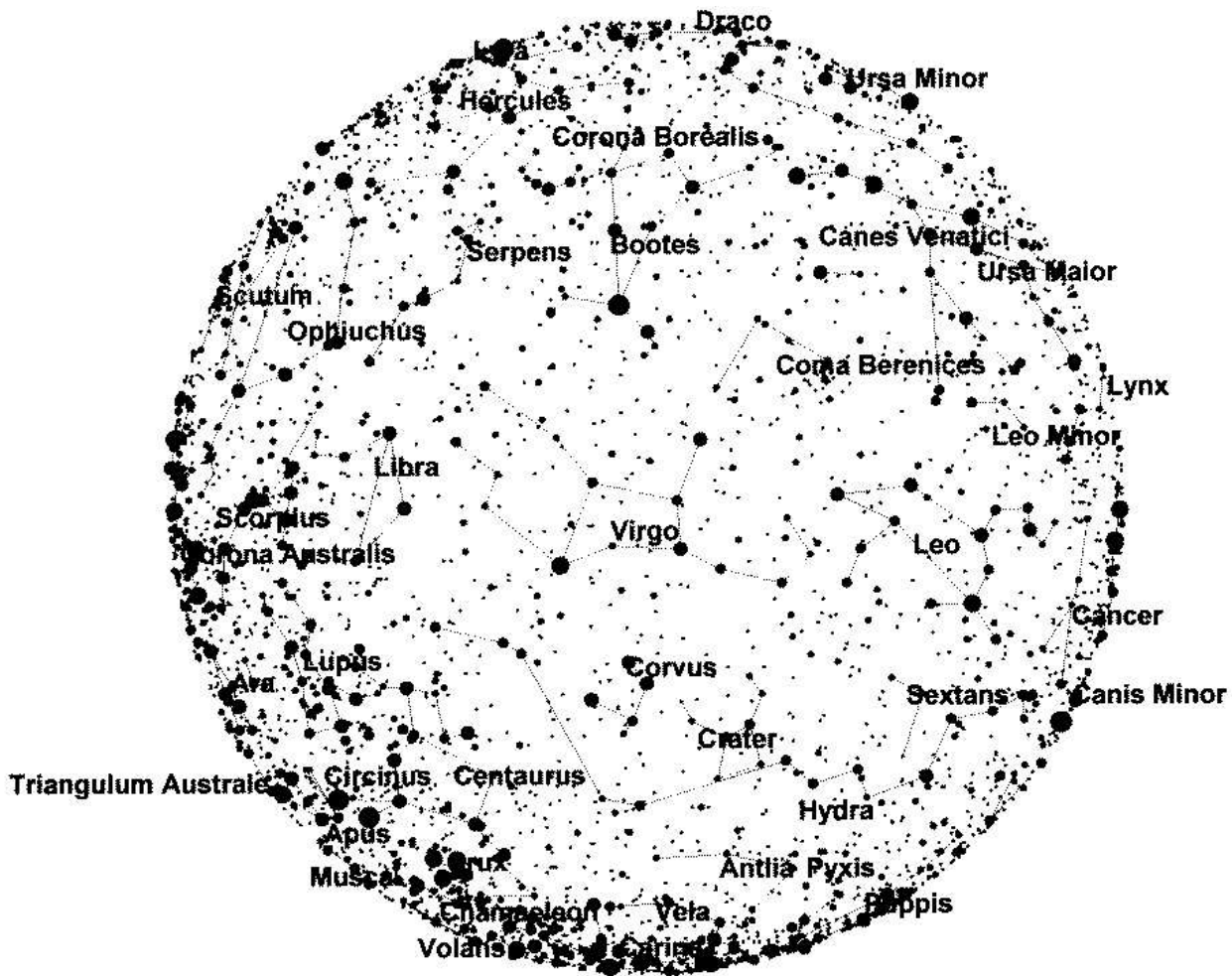


Abbildung 1.1: Sternbild Jungfrau, lat. Virgo

## 1.1 Historischer Überblick

Aufgrund seiner großen scheinbaren Helligkeit von  $m_V = 0.98$  ist *Spica* schon seit über 100 Jahren Gegenstand zahlreicher spektroskopischer Untersuchungen.

Bereits vom Jahre 1876 an wurden Beobachtungen von *Spica* am Greenwich Observatorium in England vorgenommen, und obgleich schon zu diesem Zeitpunkt eine Geschwindigkeitsvariabilität in den Spektren festzustellen war, wurde erst 14 Jahre später eine Erklärung hierfür abgegeben.

Vogel untersuchte 1890 die Spektrogramme von *Spica*, und schloß aus der Breite der  $H_\gamma$ -Linie und eben der variablen Radialgeschwindigkeit auf die Präsenz eines lichtschwächeren Begleiters. Diese Vermutung wurde 1897 von Miss Maury bestätigt. Bis dahin gelang es nur für zwei Sterne, nämlich *Algol* und *Mizar*, ihren Doppelsterncharakter anhand spektroskopischer Datensätze nachzuweisen. Somit ist *Spica* eines der ersten Objekte, das als spektroskopischer Doppelstern



identifiziert wurde.

Weitere spektroskopische Beobachtungen folgten, so vor allem von Baker und Allegheny (1908), Yerkes (1933), Struve und Sahade (1958) und Dukes (1970). Insbesondere gelang Struve und Mitarbeitern in den Jahren 1934 und 1958 eine wesentliche Verbesserung in der Bestimmung der Bahnparameter. So konnte unter anderem zweifelsfrei eine Rotation der Apsidenlinie mit einer Periode von ungefähr 133 Jahren nachgewiesen werden, die auf eine merkliche Deformierung der Sterne hinweist.

Struve bemerkte außerdem, daß das Spektrum von  $\alpha$  *Virginis* keinerlei Emissionen, dafür jedoch sehr auffällige Variationen in den Profilen der Absorptionslinien des Primärsterns aufweist. Er vermutete, daß diese Variationen mit dem nicht-synchronen Rotationsverhalten der beiden Komponenten bezüglich der Bahnperiode zusammenhängen könnte. Die kurze Zeitskala mancher dieser Variationen ließ in ihm aber den Verdacht aufkommen, daß ein anderes physikalisches Phänomen die Ursache sei.

Die Massenbestimmung der beiden Komponenten von  $\alpha$  *Virginis* wurde möglich, als Herbison-Evans et al. (1971) das System mit Hilfe des Hanbury Brown-Twiss Intensitäts Interferometers bei Narrabri, Australien, aufzulösen vermochten. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Tabelle 1.1 zusammengefaßt.

Nachdem bereits 1914 (Stebbins) und 1961 (Magalachvili und Kumsichvili) Helligkeitsveränderungen in den Lichtkurven bemerkt wurden, konnten Shobbrook et al. im Jahre 1969 zeigen, daß es sich bei der Primärkomponente von *Spica* um einen  $\beta$ -Cephei Veränderlichen mit einer Pulsationsperiode von  $P = 4.17 \text{ hr}$  handelt. Diese wichtige Entdeckung wurde schon ein Jahr später von Smak bestätigt, der in den Daten von Baker(1908), Yerkes(1933) und Struve et al. (1958) eben die von Shobbrook ermittelte Periode wiederfand, in dem er die jeweiligen Datensätze mit der berechneten Bahn verglich. Gleichzeitig konnte er feststellen, daß die Geschwindigkeitsamplitude der  $\beta$ -Cephei Pulsation von  $\cong 32 \text{ km/s}$  in den Jahren 1907-1908 auf  $\cong 27 \text{ km/s}$  in den Jahren 1930-1934 und  $\cong 20 \text{ km/s}$  in den Jahren 1956-1957 abnahm. 1969 betrug sie schließlich nur noch  $\cong 15 \text{ km/s}$  (Abb. ??). Die Auswertung der photometrischen Daten von Stebbins und von Magalachvili und Kumsichvili ergab eine Helligkeitsamplitude von  $\cong 0.10 \text{ mag}$  bzw.  $\cong 0.07 \text{ mag}$  in den Jahren 1912 bzw. 1960. Während 1968 dann noch eine Amplitude von  $\Delta m_V = 0.032 \text{ mag}$  nachzuweisen war, waren es 1969 und 1970 nur noch  $0.029 \text{ mag}$  bzw.  $0.014 \text{ mag}$ . Ab dem Jahr 1972 schließlich sanken die Radialgeschwindigkeits- und Helligkeitsvariationen unter die Detektionsgrenze (Lomb 1978).

Die Pulsationsperiode von  $P = 4.17 \text{ hr}$  ist möglicherweise 1983 von Chapellier et al. im Rahmen einer zweitägigen photometrischen Beobachtungskampagne wiederentdeckt worden. Leider beruhen die Auswertungsergebnisse nur auf den Daten einer einzigen "guten" Beobachtungsnacht, so daß sie mit einer ge-

Tabelle 1.1: Ergebnisse der Intensitäts Interferometrie

Parameter	Wert
Inklination der Bahn ( $i$ )	$65^\circ.9 \pm 1^\circ.8$
Winkelgröße des Primärsterns ( $\theta_1$ )	$(0''.90 \pm 0''.04) \times 10^{-3}$
Winkelgröße der großen Halbachse ( $\theta_a$ )	$(1''.54 \pm 0''.05) \times 10^{-3}$
Helligkeitsverhältnis der Komponenten ( $\beta$ )	$6.4 \pm 1.0$
Positionswinkel der Knotenlinie ( $\Omega$ )	$131^\circ.6 \pm 2^\circ.1$
Umlaufsinn der Bahn	<i>im Uhrzeigersinn</i>
Zeitpunkt des Periastrondurchgangs ( $T$ )	<i>JD 2440678.09</i>
Exzentrizität der Bahn ( $e$ )	0.146
Länge des Periastrons ( $\omega$ )	$138^\circ$ at <i>JD 2440678</i>
Inverse Bahnperiode ( $1/P$ )	$0.249091 \text{ Tage}^{-1}$
Rotationsperiode der Apsidenlinie ( $U$ )	<i>124 Jahre</i>
Große Halbachse ( $a$ )	$(1.93 \pm 0.06) \times 10^7 \text{ km}$
Entfernung	$84 \pm 4 \text{ pc}$
Masse des Primärsterns ( $m_1$ )	$10.9 \pm 0.9 m_\odot$
Masse des Sekundärsterns ( $m_2$ )	$6.8 \pm 0.7 m_\odot$
Radius des Primärsterns ( $R_1$ )	$8.1 \pm 0.5 m_\odot$
Oberflächengravitation des Primary ( $\log g_1$ )	$3.7 \pm 0.1$ [c. g. s. Einheiten]
Effektivtemperatur des Primärsterns ( $T_{e1}$ )	$22400 \pm 1000^\circ \text{ K}$
Luminosität des Primärsterns ( $\log L_1/L_\odot$ )	$4.17 \pm 0.10$
Absolutelligkeit des Primärsterns ( $M_{V1}$ )	$-3.5 \pm 0.1$
Absolutelligkeit des Sekundärsterns ( $M_{V2}$ )	$-1.5 \pm 0.2$

*Quelle:* Herbison-Evans, Hanbury Brown, J.Davis, L.R. Allen (1971)

wissen Skepsis betrachtet werden müssen.

Es bleibt noch zu Erwähnen, daß Dukes (1974) bei seinen photometrischen und spektroskopischen Untersuchungen eine  $P = 6.64 \text{ hr}$  Pulsation fand, die jedoch von Lomb (1978) nicht bestätigt werden konnte.

Mit den Beobachtungsergebnissen der letzten einhundert Jahre stellt sich letztendlich die entscheidende Frage:  
Hat  $\alpha$ -*Virginis* seine Eigenschaft als  $\beta$ -Cephei Veränderlicher verloren, oder sind die Pulsationsamplituden lediglich unter die Detektionsgrenze gefallen?

## 1.2 Instrumente

### 1.2.1 Spektrographen

Die am häufigsten verwendeten Spektrographen sind sogenannte "Cassegrain-Spektrographen". Sie werden im Cassegrain-Fokus eines Teleskops angebracht und erreichen je nach verwendetem Gitter eine Auflösung  $R \equiv \Delta\lambda/\lambda \equiv n N \approx 100 \dots 6000$ , wobei  $N$  die Gesamtzahl der Gitterstriche und  $n$  die spektrale Ordnung darstellt.

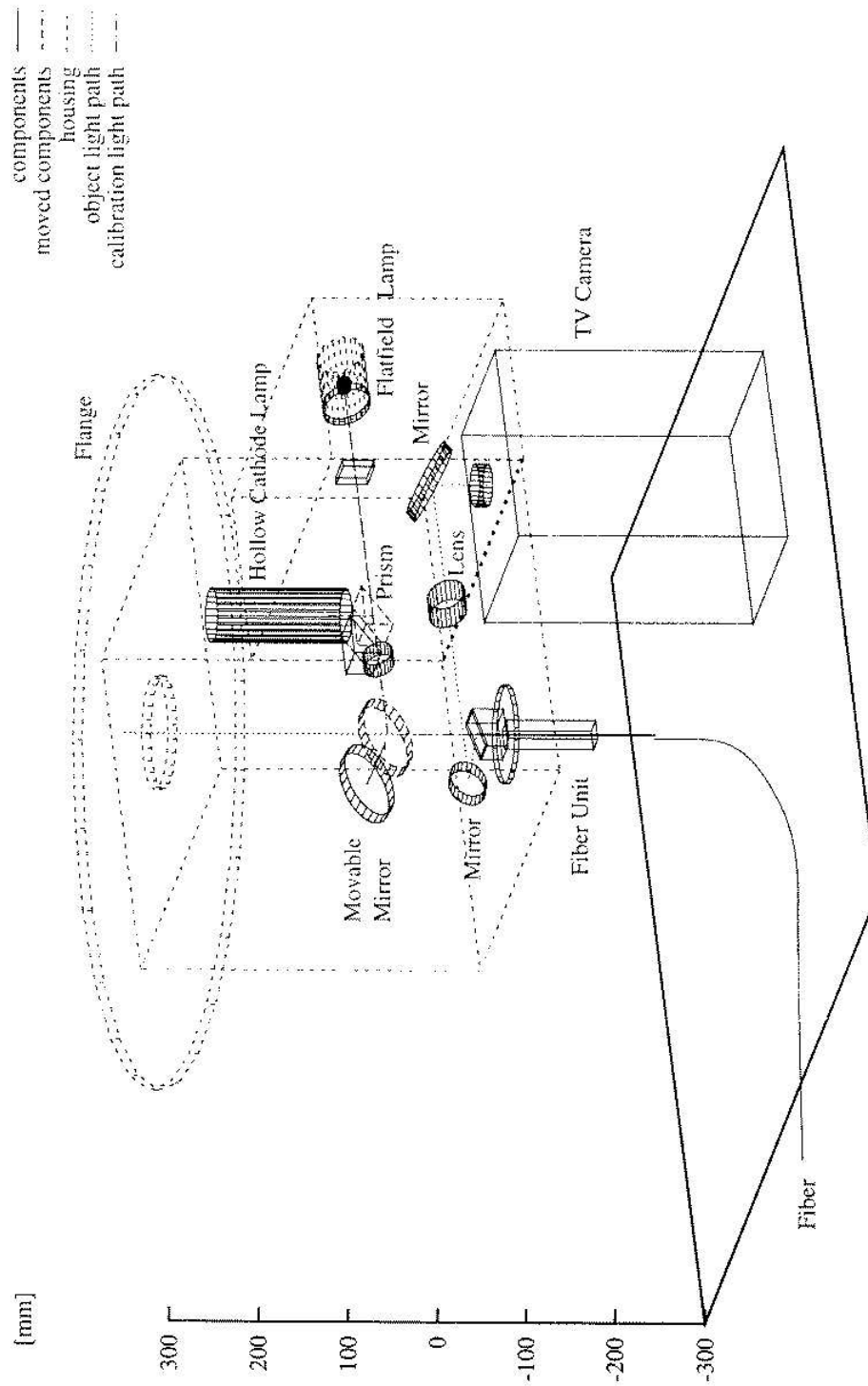
Höhere Auflösungen bis zu  $R \approx 100\,000$  können mit Spektrographen erreicht werden, die sich im Coude-Fokus eines Teleskops befinden. Ein großer Vorteil solcher Spektrographen ist, daß sie ortsfest aufgebaut werden können, das heißt, sie müssen nicht mit dem Teleskop mitbewegt werden. Der Nachteil dieser Spektrographen ist, daß man sehr große Gitter benötigt (bis zu 50 cm), die technisch nur sehr schwer herzustellen sind, und daß bei gegebener Detektorbreite nur noch ein sehr kleiner spektraler Ausschnitt beobachtet werden kann.

Seit Ende der siebziger Jahre sind die sogenannten "Echelle-Spektrographen" in Gebrauch. Bei ihnen wird eine hohe Auflösung von  $R \approx 50\,000$  dadurch erreicht, daß bei sehr hohen Beugungsordnungen ( $50 \leq n \leq 150$ ) beobachtet wird. Da sich diese Ordnungen jedoch weitgehend überlappen, ist es notwendig, sie senkrecht zur Dispersionsrichtung zu "entzerren", was mit einem Querdispersionsgitter geschieht. Auf dem Detektor ergibt sich eine zweidimensionale streifenförmige Anordnung der einzelnen Ordnungen, die einen weiten Spektralbereich erfassen. Da die Echelle-Spektrographen, die im Cassegrain-Fokus eines Teleskops betrieben werden, die oben angesprochenen Nachteile der Coude-Spektrographen nicht besitzen, haben sie sich zu einem der wichtigsten Instrumente der Spektroskopie entwickelt.

Mit der Entwicklung von Lichtleitern aus Glasfaser war es möglich, Spektrographen über einen solchen Lichtleiter an das Teleskop anzukoppeln. Die Eingangsöffnung des Lichtleiters, die in der Fokalebene des Teleskops liegt, wirkt als Eintrittsspalt, der durch den Lichtleiter auf den Eingang des Spektrographen abgebildet wird. Durch die Ankopplung über einen Lichtleiter ist es möglich, den Spektrographen vom Teleskop wegzunehmen und ortsfest im Teleskopgebäude aufzustellen. Als Nachteil muß ein gewisser Lichtverlust im Leiter, dessen Größe vom verwendeten Material und der Länge des Lichtleiters abhängt, in Kauf genommen werden.

### FLASH

Die in dieser Arbeit verwendeten Spektren wurden alle mit dem von Holger Mandel an der Landessternwarte Heidelberg entwickelten und gebauten fasergekoppelten Echelle-Spektrographen *FLASH* aufgenommen. Der Aufbau dieses



**Abbildung 1.2:** Der Teleskopadapter des Heidelberger Echelle-Spektrographen *FLASH* (aus Kaufer 1996).

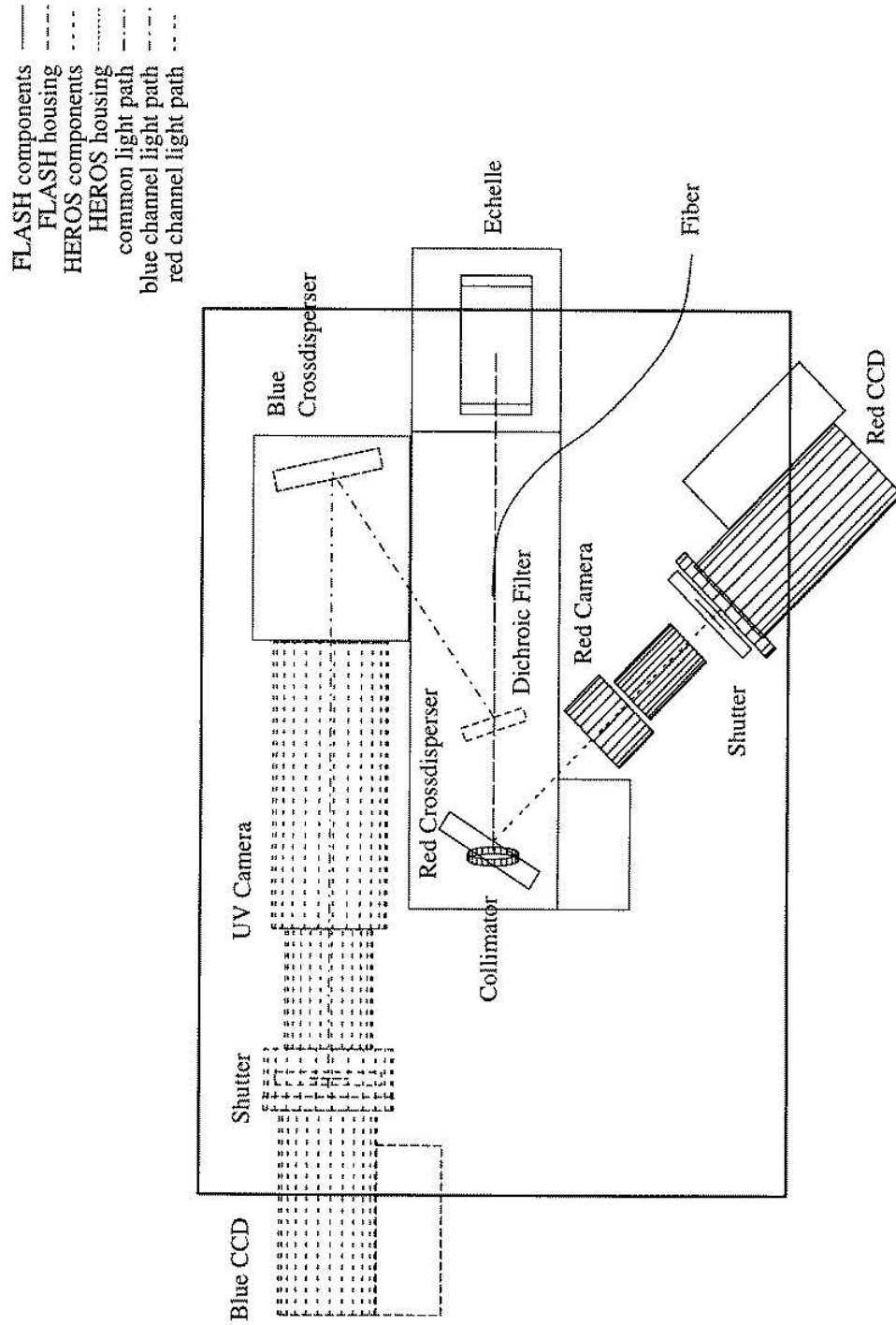


Abbildung 1.3: Schematischer Aufbau von *FLASH* (aus Kaufer 1996).

Tabelle 1.2: Parameter der wichtigsten optischen Komponenten von *FLASH*

Komponente	
Glasfaser	100 $\mu$
Kollimator	f/4.5, f=360 mm
Echellegitter	31.6 Linien/mm, 65° Blazewinkel
Kreuzdispersionsgitter	300 Linien/mm, 5000 Å Blazewellenlänge
Kamera	f/2.8, f= 300mm (kommerzielles Fotoobjektiv)
CCD	Hersteller EEV, 1152 × 770 22- $\mu$ -Pixel, LN <sub>2</sub> -gekühlt

Spektrographen ist in Mandel (1988) ausführlich beschrieben , wird jedoch im folgenden nochmals kurz zusammengefaßt.

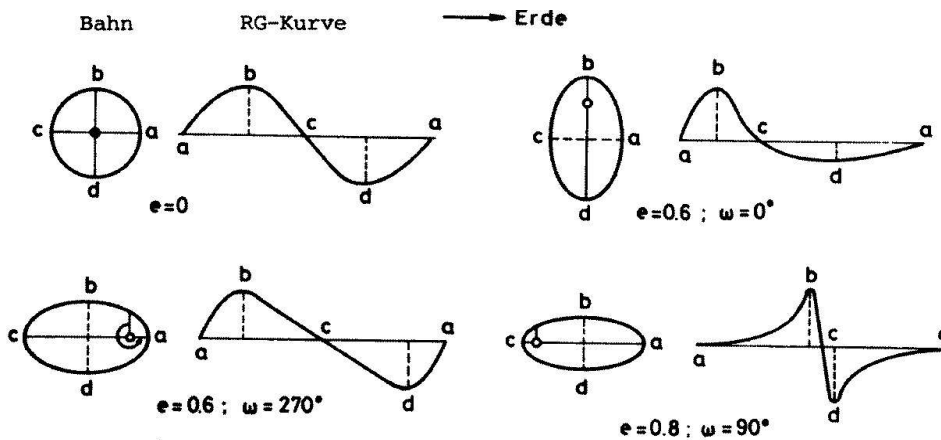
*FLASH* (**F**iber-**L**inked **A**stronomical **E**chelle **S**pektrograph) ist ein mit einer Glasfaser an das Teleskop gekoppelter Echelle-Spektrograph. Er besteht aus einer Teleskopeinheit (siehe Abb.1.2) und dem eigentlichen Spektrographen (siehe Abb.1.3).

Der Teleskopadapter, der die Einkopplung des Sternlichts in die Glasfaser gewährleistet, weist ein Gewicht von nur 30 kg auf, so daß er auch schon an Teleskope der Submeter-Klasse angebracht werden kann. Er beinhaltet neben dem Fernsehleitsystem auch die zu Kalibrationsaufnahmen nötige Thorium-Argon-Lampe sowie eine Halogen-Glühlampe für die Flatfieldaufnahme. Der Spektrograph, der über die Glasfaser mit dem Teleskopadapter verbunden ist, kann im Teleskopgebäude an einer mechanisch stabilen Stelle aufgebaut werden. Im Vergleich zu direkt am Teleskop angeflanschten Spektrographen treten somit keine pointierungsbedingten Biegeeffekte auf. Außerdem läßt sich das Instrument gut temperaturstabilisieren, so daß Fehler durch thermische Drifts weitgehend vermieden werden.

Mit den in Tabelle 1.2 zusammengestellten Parametern wird somit ein Auflösungsvermögen von  $R \equiv \lambda/\Delta\lambda = 20\,000$  über den gesamten Wellenlängenbereich von 4000Å bis 6800Å erreicht.

### 1.3 Spektroskopische Doppelsterne

Während uns nur nahe Systeme mit genügend großem Abstand der Komponenten als visuelle bzw . astrometrische Doppelsterne erscheinen, können weit entfernte Doppelsterne und solche mit kleinem Abstand der Komponenten auch mit den größten Teleskopen und den besten Beobachtungstechniken nicht mehr getrennt gesehen werden; sie sind allein aufgrund ihres Aussehens nicht von Einzelsternen zu unterscheiden. Solche Doppelsternsysteme können aber in vielen Fällen aufgrund von spektralen Eigenschaften entdeckt werden; sie heißen deshalb spektroskopische Doppelsterne.



**Abbildung 1.4:** Die Abbildung zeigt den Einfluß von der Exzentrizität  $\varepsilon$  und dem Periastronwinkel  $\omega$  auf die Form der Radialgeschwindigkeitskurve (aus H. H. Voigt, Abriß der Astronomie).

### 1.3.1 Radialgeschwindigkeitskurve

Die Umlaufbewegung der beiden Komponenten eines Doppelsternsystems bewirkt eine periodische Änderung der Bewegungskomponente in Richtung auf den Beobachter, d.h. eine periodische Variabilität der Radialgeschwindigkeiten der Komponenten. In den Spektren stellt sich diese Eigenschaft als eine Linienverschiebung infolge des Doppler-Effekts dar.

Ist bei einem spektroskopischen Doppelstern nur eine Komponente im Spektrum sichtbar, so spricht man von einem Ein-Spektren-System, sind beide Komponenten sichtbar, von einem Zwei-Spektren-System. Bewegt sich eine Komponente mit der Geschwindigkeit  $v_{rad}$  auf den Beobachter zu, so sind deren Spektrallinien relativ um  $\delta\lambda/\lambda = v_{rad}/c$  blauverschoben, d.h. man findet sie bei einer kleineren Wellenlänge  $\lambda$  als der Ruhwellenlänge  $\lambda_0$ . Im umgekehrten Fall, wenn sich eine Komponente vom Beobachter weg bewegt, sind die Spektrallinien um denselben relativen Betrag rotverschoben, d.h. zu größeren Wellenlängen hin. Trägt man die so erhaltenen Geschwindigkeiten über der Zeit auf, so erhält man die Radialgeschwindigkeitskurve (RG-Kurve), welche als Grundlage zur Bahnbestimmung dient.

Um die wahre Bahngeschwindigkeit  $v_{orb}$  zu erhalten, muß man noch die Neigung  $i$  der Bahnebene zur Sichtlinie kennen.

Die Beziehung hierzu lautet  $v_{rad} = v_{orb} \sin i$ . Unter Beachtung der unterschiedlichen Geschwindigkeit im Peri- und Apo-astron ergeben sich unterschiedliche RG-Kurven je nach Bahnform und Bahnlage (siehe Abb. 1.4).

## 1.4 Pulsationen

Die Existenz von Sternen beruht auf einem Gleichgewicht zwischen den Druckkräften der heißen Sternmaterie, die den Stern auseinandertreiben würden, und den Gravitationskräften, die den Druckkräften entgegenwirken. Der Stern kann im einfachsten Fall in diesem Gleichgewicht verharren, jedoch ist es auch möglich, daß er Schwingungen ausführt. Die Grundform der Sternschwingungen wäre eine radiale Pulsation, also eine Folge von Kontraktionen und Expansionen. Es sind aber auch kompliziertere Schwingungsformen möglich, bei denen der Stern seine Kugelgestalt nicht beibehält. Solche Schwingungen bezeichnet man als nichtradiale Pulsationen. Sie sind Eigenmodeschwingungen, die sich nicht homogen über die gesamte Sternatmosphäre verhalten, sondern deren Form der Störung sich für langsam rotierende Sterne durch die Kugelflächenfunktion  $Y_l^m(\theta, \phi)$  beschrieben wird. Es gilt

$$Y_l^m(\theta, \phi) \equiv P_l^{|m|}(\cos\theta)e^{im\phi}$$

mit dem Legendre-Polynom

$$P_l^{|m|}(x) \equiv \frac{(-1)^m}{2^l l!} (1-x^2)^{m/2} \frac{d^{l+m}}{dx^{l+m}} (x^2-1)^l$$

wobei  $l$  den Grad und  $m = -l, \dots, l$  die azimutale Ordnung der Mode angibt. Für  $m < 0$  läuft das Pulsationsmuster im Sinne der Rotation über die Sternoberfläche. Für  $m > 0$  gilt das Gegenteil. Im Spezialfall  $l = |m|$  zeigen  $|m|$  meridiane Sektoren mit abwechselnder Phasenlage zum Betrachter.

Ob ein Stern tatsächlich pulsiert, hängt davon ab, ob es einen Mechanismus gibt, der Schwingungen anregt. Die Voraussetzung dafür wäre, daß der Bewegung im Mittel mehr Energie zugeführt würde, als sie durch Reibungsverluste einbüßt. Der innere Aufbau eines Sterns, und somit seine Lage im Hertzsprung-Russel-Diagramm, ist entscheidend dafür, ob es Prozesse gibt, die diese Voraussetzung realisieren.

Zur Berechnung der Periode einer Pulsation kann man in erster Näherung von einer adiabatischen Pulsation ausgehen (siehe z.B. H.Scheffler/H.Elsässer, Physik der Sterne und der Sonne). Mit der Adiabasie wird in diesem Zusammenhang vorausgesetzt, daß ein stabiler Stern, der von allen Seiten gleichzeitig zusammengedrückt und wieder sich selbst überlassen wird, eine ungedämpfte radiale Schwingung ausführt, da die Wärmeverluste nicht berücksichtigt werden.

Mit der Gleichung für das hydrostatische Gleichgewicht, die durch einen Term ergänzt wird, der die mit der Beschleunigung der Materie verbundene Trägheitskraft  $-\rho(\partial^2 r / \partial t^2)$  beschreibt

$$\frac{\partial P}{\partial r} = -G \frac{M_r}{r^2} \rho - \rho \frac{\partial^2 r}{\partial t^2},$$



wobei die Sternmasse  $M_r$  durch

$$\frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho$$

gegeben ist, und der Adiabaten Gleichung

$$P = C\rho^\gamma,$$

wobei  $\gamma$  der Adiabatenexponent ist (im polytropen Modell ist  $\gamma = 4/3$ ), erhält man mittels einer Störungsrechnung einen Ausdruck für die Periode  $p$  der Grundschiwingung

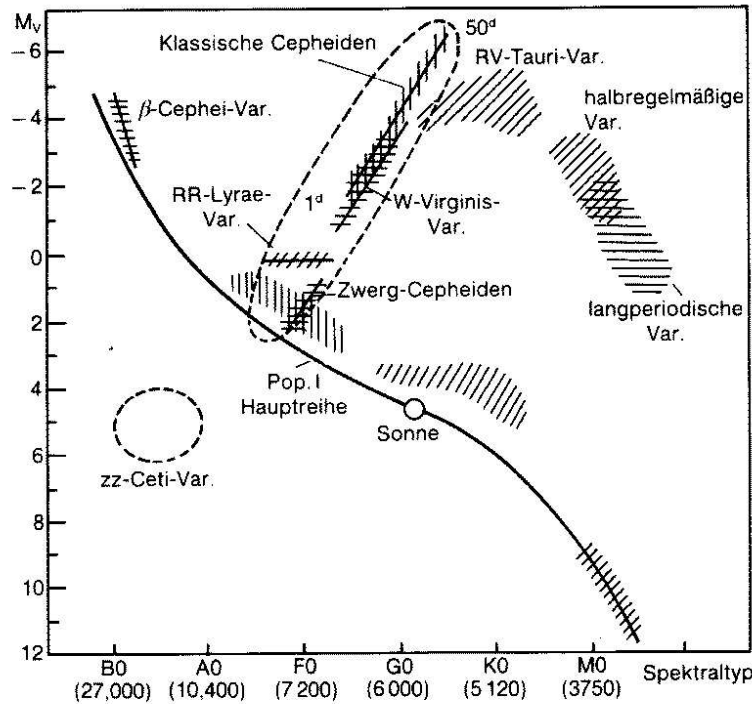
$$p = \sqrt{\frac{3\pi}{3\gamma - 4}} \frac{1}{\sqrt{G\rho}}.$$

Dabei ist  $G$  die Gravitationskonstante mit  $G = 6.672 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ . Dieses adiabatische Modell besagt, daß Sterne zu radialen Pulsationen mit der Grundperiode  $p$  fähig sind. In Wirklichkeit erfolgen die Pulsationen eines Sterns jedoch nicht adiabatisch. Die Energieverluste durch in Form von Strahlung abgegebener Wärmeenergie bewirken ein stetiges Abnehmen der Pulsationsamplitude. Die Erhaltung ihrer Amplitude über lange Zeiträume, wie man sie bei den Cepheiden beobachtet, erfordert einen Mechanismus, der rhythmisch im richtigen Zeitpunkt genügend Energie nachliefert.

Eine Möglichkeit zur Erhaltung der Pulsation ist der sogenannte *Kappa-Effekt*. Der Absorptionskoeffizient  $\kappa$  nimmt mit wachsendem Druck zu; dadurch wird in der Kompressionsphase mehr Strahlungsenergie absorbiert. Diese Zusatzenergie erzeugt den für die Expansion nötigen Überdruck gerade in der richtigen Phase.

### 1.4.1 Cepheiden

Die meisten Typen von Pulsationsveränderlichen befinden sich in einem schmalen, streifenartigem Gebiet im Hertzsprung-Russell-Diagramm, daß bei den Weißen Zwergen des Spektraltyps DA beginnt, die Hauptsequenz im Bereich der A5-Sterne durchschneidet, und sich bei zunehmender Helligkeit über die Sterne vom Spektraltyp F bis zu den G-Überriesen erstreckt. Dieses Gebiet wird auch Cepheiden-Streifen genannt, und beherbergt neben den veränderlichen Weißen Zwergen vom Spektraltyp DA (ZZ Ceti-Veränderliche), den Zwergcepheiden ( $\delta$  Scuti-Veränderliche) und den Haufenveränderlichen (RR Lyrae-Veränderliche) auch die Cepheiden der Population II (W Virginis-Veränderliche) und die klassischen Cepheiden ( $\delta$  Cephei-Veränderliche). Bei diesen Sternen wird die Pulsation durch den oben beschriebenen Kappa-Effekt eingeleitet, der sich in der  $\text{He}^+$ -Ionisationsschicht abspielt. Da dieser Effekt nur dann wirksam genug ist um Schwingungen eines ganzen Sterns anzuregen, wenn die Schicht weder in zu geringer noch in zu großer Tiefe liegt, sind auch nur die Sterne in diesem engen Cepheiden-Streifen pulsationsinstabil infolge dieses Effekts. Außerhalb des Cepheidenstreifens findet man im Bereich der B-Sterne die  $\beta$  Cephei-Veränderlichen (siehe Abb. 1.5). Sie werden oft auch als  $\beta$  Canis-Majoris-Veränderliche



**Abbildung 1.5:** Die verschiedenen Typen von Veränderlichen im Hertzsprung-Russell-Diagramm (aus Meyers Handbuch Weltall).

bezeichnet, benannt nach dem zuerst entdeckten Stern dieser Gruppe. Der ihnen zugrundeliegende Antriebsmechanismus der Pulsation ist noch unverstanden.

Von großer Bedeutung sind die Cepheiden für die Entfernungsbestimmung von Sternansammlungen, in denen man diese Veränderlichen findet. Das liegt daran, daß ihre Periode  $p$  in wohlbekannter Weise mit ihrer Leuchtkraft  $L$  wächst. Mittels der so bekannten Perioden-Helligkeits-Beziehung läßt sich dann aus der gemessenen Periode  $p$  und scheinbaren Helligkeit  $m_V$  die Entfernung des Cepheiden bestimmen. Da diese Veränderlichen sehr große Leuchtkräfte besitzen, man sie also noch in großen Entfernungen identifizieren kann, können sie als ziemlich gute Entfernungsindikatoren selbst für einige extragalaktische Sternsysteme dienen.

Die oben hergeleitete Beziehung zwischen der Pulsationsperiode  $p$  und der mittleren Dichte des Sterns  $\bar{\rho}$  ist durch die Beobachtung bestätigt worden, und wird üblicherweise in der Form

$$p = Q \sqrt{\frac{\rho_{\odot}}{\bar{\rho}}}$$

verwendet. Dabei ist  $\rho_{\odot} = 1.409 \text{ g cm}^{-3}$  die mittlere Dichte der Sonne.  $Q$  nennt man die Pulsationskonstante, deren Wert von den Einzelheiten der Druck- und

Temperaturschichtung im Sterninnern abhängt, und daher für die einzelnen Typen von Pulsationsveränderlichen verschieden ist.



# Kapitel 2

## Datenaufnahme

### 2.1 Beobachtung

Im Rahmen einer größeren Beobachtungskampagne ist im Zeitraum vom 10. Februar bis zum 1. Juni 1993 in insgesamt 98 Nächten mit dem Echellespektrographen *FLASH* am ESO-50 cm-Teleskop, La Silla, ein Datensatz von 249 Spektren des Sterns  $\alpha$  *Virginis* aufgenommen worden.

#### 2.1.1 Allgemeines

Das 50 cm-Teleskop der ESO (European Southern Observatory) auf La Silla ist vom Typ ein Dahl-Kirkham-System mit elliptischem Primär- und sphärischem Sekundärspiegel. Der Primärspiegel hat einen Durchmesser von 52 cm, das Öffnungsverhältnis ist  $F/13.6$ . Es verwendet eine Gabelmontierung.

Das Teleskop kann an seinem Cassegrain-Fokus ein Maximalgewicht von 90 kg tragen. Der Teleskopadapter von *FLASH*, mit einem Eigengewicht von 30 kg, kann somit bedenkenlos daran angebracht werden.

#### 2.1.2 Beobachtungsprotokoll

Tabelle 2.1 zeigt das Beobachtungsprotokoll der für diese Arbeit benutzten Spektren. Es werden folgende Kürzel für die Beobachter benutzt:

OS (O. Stahl), TS (T. Szeifert), CG (C. Gummersbach), TG (T. Gäng), JK (J. Kovács), AK (A. Kaufer).

Starke Bewölkung und hohe Luftfeuchtigkeit ließen in einigen Nächten die Datenaufnahme unmöglich werden, wodurch zeitliche Lücken von bis zu drei Tagen zwischen den einzelnen Beobachtungen auftreten können. Werte in der Belichtungszeit von über 350 s sind ein Hinweis darauf, daß keine besonders guten Wetterbedingungen vorlagen.

Tabelle 2.1: Beobachtungsprotokoll für alle Spektren von  $\alpha$  *Virginis*, aufgenommen mit *FLASH* am ESO-50cm-Teleskop auf La Silla, Chile ( $MJD = JD - 2400000.5$ ).

Aufnahmedatum	MJD	Dateiname	$T_{exp}$ [s]	Beobachter
10.02.1993	49028.262	f0209.bdf	300	OS
10.02.1993	49028.328	f0213.bdf	300	OS
10.02.1993	49028.391	f0215.bdf	300	OS
11.02.1993	49029.262	f0233.bdf	300	OS/TS
11.02.1993	49029.328	f0237.bdf	300	OS/TS
11.02.1993	49029.391	f0239.bdf	300	OS/TS
12.02.1993	49030.332	f0260.bdf	300	TS
12.02.1993	49030.398	f0262.bdf	300	TS
13.02.1993	49031.180	f0275.bdf	300	TS
13.02.1993	49031.184	f0276.bdf	300	TS
13.02.1993	49031.355	f0283.bdf	300	TS
14.02.1993	49032.285	f0304.bdf	300	TS
14.02.1993	49032.336	f0308.bdf	300	TS
14.02.1993	49032.391	f0310.bdf	300	TS
15.02.1993	49033.172	f0322.bdf	300	TS
15.02.1993	49033.230	f0326.bdf	300	TS
15.02.1993	49033.324	f0330.bdf	300	TS
15.02.1993	49033.391	f0332.bdf	300	TS
16.02.1993	49034.340	f0353.bdf	300	TS
16.02.1993	49034.395	f0357.bdf	300	TS
17.02.1993	49035.285	f0373.bdf	300	TS
17.02.1993	49035.348	f0377.bdf	300	TS
17.02.1993	49035.398	f0381.bdf	300	TS
18.02.1993	49036.176	f0394.bdf	300	TS
18.02.1993	49036.266	f0396.bdf	300	TS
18.02.1993	49036.332	f0402.bdf	300	TS
18.02.1993	49036.402	f0407.bdf	300	TS
19.02.1993	49037.250	f0426.bdf	300	TS
19.02.1993	49037.410	f0431.bdf	300	TS
20.02.1993	49038.191	f0441.bdf	450	TS
21.02.1993	49039.266	f0468.bdf	300	TS
22.02.1993	49040.168	f0488.bdf	300	TS
22.02.1993	49040.262	f0492.bdf	300	TS
22.02.1993	49040.313	f0496.bdf	300	TS
23.02.1993	49041.309	f0518.bdf	300	TS
23.02.1993	49041.398	f0520.bdf	300	TS
24.02.1993	49042.164	f0535.bdf	300	TS
24.02.1993	49042.253	f0539.bdf	300	TS
<i>weiter auf der nächsten Seite</i>				

Aufnahmedatum	MJD	Dateiname	$T_{exp}$ [s]	Beobachter
24.02.1993	49042.395	f0544.bdf	300	TS
25.02.1993	49043.273	f0562.bdf	300	TS
25.02.1993	49043.340	f0564.bdf	300	TS
25.02.1993	49043.402	f0568.bdf	300	TS
26.02.1993	49044.313	f0589.bdf	300	TS
26.02.1993	49044.402	f0591.bdf	300	TS
27.02.1993	49045.242	f0609.bdf	300	TS/CG
27.02.1993	49045.305	f0613.bdf	300	TS/CG
27.02.1993	49045.398	f0617.bdf	300	TS/CG
28.02.1993	49046.250	f0633.bdf	300	TS/CG
28.02.1993	49046.305	f0637.bdf	300	TS/CG
28.02.1993	49046.398	f0641.bdf	300	TS/CG
29.02.1993	49047.250	f0657.bdf	300	TS/CG
29.02.1993	49047.309	f0661.bdf	300	TS/CG
29.02.1993	49047.398	f0663.bdf	300	TS/CG
02.03.1993	49048.250	f0684.bdf	300	TS/CG
02.03.1993	49048.305	f0688.bdf	300	TS/CG
02.03.1993	49048.402	f0692.bdf	300	TS/CG
03.03.1993	49049.250	f0708.bdf	300	TS/CG
03.03.1993	49049.316	f0712.bdf	300	TS/CG
03.03.1993	49049.418	f0716.bdf	300	TS/CG
04.03.1993	49050.258	f0732.bdf	300	TS/CG
04.03.1993	49050.313	f0736.bdf	300	TS/CG
04.03.1993	49050.402	f0740.bdf	300	TS/CG
05.03.1993	49051.309	f0756.bdf	400	TS/CG
05.03.1993	49051.391	f0760.bdf	500	TS/CG
05.03.1993	49051.410	f0763.bdf	500	TS/CG
07.03.1993	49053.305	f0791.bdf	450	CG
07.03.1993	49053.387	f0795.bdf	450	CG
08.03.1993	49054.246	f0811.bdf	300	CG
08.03.1993	49054.305	f0815.bdf	300	CG
08.03.1993	49054.398	f0819.bdf	300	CG
09.03.1993	49055.254	f0835.bdf	300	CG
09.03.1993	49055.309	f0839.bdf	300	CG
09.03.1993	49055.402	f0843.bdf	300	CG
10.03.1993	49056.270	f0862.bdf	300	CG
10.03.1993	49056.324	f0866.bdf	300	CG
11.03.1993	49057.277	f0886.bdf	300	CG
11.03.1993	49057.336	f0890.bdf	300	CG
12.03.1993	49058.273	f0910.bdf	300	CG
12.03.1993	49058.324	f0914.bdf	300	CG

*weiter auf der nächsten Seite*

Aufnahmedatum	MJD	Dateiname	$T_{exp}$ [s]	Beobachter
13.03.1993	49059.270	f0934.bdf	300	CG
13.03.1993	49059.320	f0938.bdf	300	CG
14.03.1993	49060.273	f0959.bdf	300	CG
14.03.1993	49060.324	f0963.bdf	300	CG
15.03.1993	49061.227	f0980.bdf	300	CG
15.03.1993	49061.273	f0984.bdf	300	CG
15.03.1993	49061.328	f0988.bdf	300	CG
16.03.1993	49062.223	f1005.bdf	300	CG
16.03.1993	49062.273	f1009.bdf	300	CG
16.03.1993	49062.324	f1013.bdf	300	CG
17.03.1993	49063.227	f1030.bdf	300	CG
17.03.1993	49063.277	f1034.bdf	300	CG
17.03.1993	49063.332	f1038.bdf	300	CG
19.03.1993	49065.227	f1055.bdf	300	CG
19.03.1993	49065.273	f1059.bdf	300	CG
19.03.1993	49065.328	f1063.bdf	300	CG
20.03.1993	49066.254	f1081.bdf	300	CG
20.03.1993	49066.316	f1085.bdf	300	CG
22.03.1993	49068.227	f1127.bdf	300	CG
22.03.1993	49068.273	f1131.bdf	300	CG
22.03.1993	49068.328	f1135.bdf	300	CG
23.03.1993	49069.227	f1154.bdf	300	CG
23.03.1993	49069.273	f1158.bdf	300	CG
23.03.1993	49069.328	f1162.bdf	300	CG
24.03.1993	49070.227	f1181.bdf	300	CG
24.03.1993	49070.273	f1185.bdf	300	CG
24.03.1993	49070.328	f1189.bdf	300	CG
25.03.1993	49071.230	f1208.bdf	300	CG/TG
25.03.1993	49071.277	f1212.bdf	300	CG/TG
25.03.1993	49071.332	f1216.bdf	300	CG/TG
26.03.1993	49072.230	f1235.bdf	450	CG/TG
26.03.1993	49072.301	f1239.bdf	300	CG/TG
26.03.1993	49072.371	f1241.bdf	300	CG/TG
27.03.1993	49073.184	f1256.bdf	300	TG
27.03.1993	49073.250	f1260.bdf	300	TG
27.03.1993	49073.398	f1265.bdf	300	TG
28.03.1993	49074.152	f1278.bdf	300	TG
28.03.1993	49074.258	f1284.bdf	300	TG
28.03.1993	49074.316	f1286.bdf	300	TG
29.03.1993	49075.207	f1302.bdf	300	TG
29.03.1993	49075.320	f1309.bdf	300	TG

*weiter auf der nächsten Seite*



Aufnahmedatum	MJD	Dateiname	$T_{exp}$ [s]	Beobachter
30.03.1993	49076.098	f1322.bdf	300	TG
30.03.1993	49076.148	f1326.bdf	300	TG
30.03.1993	49076.398	f1335.bdf	300	TG
31.03.1993	49077.121	f1345.bdf	300	TG
31.03.1993	49077.223	f1351.bdf	300	TG
31.03.1993	49077.324	f1356.bdf	300	TG
01.04.1993	49078.230	f1375.bdf	300	TG
01.04.1993	49078.320	f1380.bdf	300	TG
02.04.1993	49079.227	f1399.bdf	300	TG
02.04.1993	49079.316	f1404.bdf	300	TG
03.04.1993	49080.223	f1423.bdf	300	TG
03.04.1993	49080.320	f1428.bdf	300	TG
04.04.1993	49081.227	f1447.bdf	300	TG
04.04.1993	49081.320	f1452.bdf	300	TG
05.04.1993	49082.227	f1471.bdf	300	TG
05.04.1993	49082.316	f1476.bdf	300	TG
06.04.1993	49083.191	f1495.bdf	600	TG
06.04.1993	49083.273	f1499.bdf	600	TG
06.04.1993	49083.336	f1501.bdf	600	TG
07.04.1993	49084.227	f1517.bdf	300	TG
07.04.1993	49084.316	f1522.bdf	300	TG
08.04.1993	49085.227	f1541.bdf	300	TG
08.04.1993	49085.316	f1546.bdf	300	TG
09.04.1993	49086.223	f1565.bdf	300	TG/JK
09.04.1993	49086.324	f1570.bdf	300	TG/JK
10.04.1993	49087.223	f1589.bdf	300	TG/JK
10.04.1993	49087.273	f1591.bdf	300	TG/JK
10.04.1993	49087.320	f1595.bdf	400	TG/JK
11.04.1993	49088.227	f1614.bdf	300	TG/JK
11.04.1993	49088.277	f1616.bdf	300	TG/JK
11.04.1993	49088.324	f1620.bdf	300	TG/JK
12.04.1993	49089.238	f1639.bdf	300	TG/JK
12.04.1993	49089.332	f1644.bdf	400	TG/JK
13.04.1993	49090.227	f1663.bdf	600	TG/JK
16.04.1993	49093.102	f1673.bdf	800	TG/JK
17.04.1993	49094.359	f1681.bdf	400	TG/JK
18.04.1993	49095.207	f1698.bdf	300	TG/JK
18.04.1993	49095.262	f1700.bdf	300	TG/JK
18.04.1993	49095.313	f1704.bdf	400	TG/JK
21.04.1993	49098.160	f1720.bdf	600	JK
21.04.1993	49098.215	f1722.bdf	600	JK

*weiter auf der nächsten Seite*

Aufnahmedatum	MJD	Dateiname	$T_{exp}$ [s]	Beobachter
22.04.1993	49099.180	f1738.bdf	600	JK
22.04.1993	49099.250	f1740.bdf	600	JK
22.04.1993	49099.328	f1744.bdf	600	JK
23.04.1993	49100.227	f1764.bdf	300	JK
23.04.1993	49100.277	f1766.bdf	300	JK
23.04.1993	49100.328	f1770.bdf	400	JK
24.04.1993	49101.227	f1790.bdf	300	JK
24.04.1993	49101.273	f1792.bdf	300	JK
24.04.1993	49101.324	f1796.bdf	400	JK
25.04.1993	49102.223	f1816.bdf	300	JK
25.04.1993	49102.273	f1818.bdf	300	JK
25.04.1993	49102.324	f1822.bdf	400	JK
26.04.1993	49103.184	f1840.bdf	300	JK
26.04.1993	49103.277	f1844.bdf	500	JK
26.04.1993	49103.336	f1848.bdf	500	JK
27.04.1993	49104.234	f1868.bdf	300	JK
27.04.1993	49104.289	f1870.bdf	300	JK
27.04.1993	49104.336	f1874.bdf	450	JK
28.04.1993	49105.227	f1894.bdf	300	JK
28.04.1993	49105.273	f1896.bdf	300	JK
28.04.1993	49105.324	f1900.bdf	400	JK
29.04.1993	49106.180	f1917.bdf	300	JK
29.04.1993	49106.277	f1921.bdf	450	JK
30.04.1993	49107.223	f1945.bdf	300	JK
30.04.1993	49107.270	f1947.bdf	300	JK
30.04.1993	49107.320	f1951.bdf	400	JK
01.05.1993	49108.215	f1972.bdf	300	JK
01.05.1993	49108.270	f1974.bdf	300	JK
01.05.1993	49108.320	f1978.bdf	400	JK
02.05.1993	49109.227	f1999.bdf	300	JK
02.05.1993	49109.297	f2001.bdf	500	JK
03.05.1993	49110.234	f2020.bdf	450	JK
04.05.1993	49111.246	f2036.bdf	500	JK
04.05.1993	49111.316	f2038.bdf	800	JK
05.05.1993	49112.227	f2052.bdf	450	JK
05.05.1993	49112.309	f2056.bdf	500	JK
06.05.1993	49113.195	f2076.bdf	350	JK
06.05.1993	49113.258	f2078.bdf	400	JK
06.05.1993	49113.324	f2082.bdf	500	JK
07.05.1993	49114.117	f2091.bdf	600	JK
11.05.1993	49118.184	f2110.bdf	350	JK/AK

*weiter auf der nächsten Seite*

Aufnahmedatum	MJD	Dateiname	$T_{exp}$ [s]	Beobachter
11.05.1993	49118.238	f2112.bdf	400	JK/AK
11.05.1993	49118.301	f2116.bdf	450	JK/AK
13.05.1993	49120.133	f2126.bdf	600	AK
13.05.1993	49120.227	f2130.bdf	600	AK
13.05.1993	49120.309	f2134.bdf	600	AK
14.05.1993	49121.168	f2151.bdf	300	AK
14.05.1993	49121.223	f2153.bdf	300	AK
15.05.1993	49122.148	f2176.bdf	300	AK
15.05.1993	49122.203	f2178.bdf	300	AK
15.05.1993	49122.258	f2182.bdf	360	AK
16.05.1993	49123.160	f2198.bdf	300	AK
16.05.1993	49123.223	f2202.bdf	300	AK
17.05.1993	49124.152	f2223.bdf	300	AK
17.05.1993	49124.207	f2225.bdf	300	AK
18.05.1993	49125.145	f2249.bdf	300	AK
18.05.1993	49125.199	f2251.bdf	450	AK
18.05.1993	49125.258	f2255.bdf	450	AK
20.05.1993	49127.184	f2274.bdf	600	AK
20.05.1993	49127.289	f2278.bdf	600	AK
21.05.1993	49128.176	f2293.bdf	300	AK
21.05.1993	49128.223	f2295.bdf	300	AK
22.05.1993	49129.105	f2310.bdf	300	AK
22.05.1993	49129.203	f2314.bdf	300	AK
23.05.1993	49130.016	f2319.bdf	300	AK
23.05.1993	49130.164	f2326.bdf	300	AK
23.05.1993	49130.223	f2330.bdf	300	AK
25.05.1993	49132.008	f2344.bdf	300	AK
25.05.1993	49132.152	f2351.bdf	300	AK
25.05.1993	49132.211	f2355.bdf	300	AK
26.05.1993	49133.023	f2369.bdf	300	AK
26.05.1993	49133.168	f2376.bdf	300	AK
26.05.1993	49133.227	f2380.bdf	300	AK
27.05.1993	49134.004	f2394.bdf	300	AK
27.05.1993	49134.145	f2401.bdf	300	AK
27.05.1993	49134.203	f2405.bdf	300	AK
28.05.1993	49135.008	f2419.bdf	300	AK
28.05.1993	49135.148	f2426.bdf	300	AK
28.05.1993	49135.242	f2430.bdf	450	AK
30.05.1993	49137.102	f2438.bdf	600	AK
30.05.1993	49137.199	f2442.bdf	600	AK
31.05.1993	49138.051	f2460.bdf	450	AK

*weiter auf der nächsten Seite*

Aufnahmedatum	MJD	Dateiname	$T_{exp}$ [s]	Beobachter
31.05.1993	49138.125	f2462.bdf	450	AK
31.05.1993	49138.207	f2466.bdf	450	AK
01.06.1993	49139.016	f2482.bdf	300	AK
01.06.1993	49139.117	f2488.bdf	300	AK
01.06.1993	49139.168	f2492.bdf	300	AK
01.06.1993	49139.227	f2496.bdf	300	AK

# Kapitel 3

## Datenanalyse

Die Analysen wurden auf den Workstations der Landessternwarte und auf einem privaten Pentium 133 durchgeführt. Die verwendete Software stand mit dem MIDAS-Paket der ESO in den Versionen 97NOV und 95NOV zur Verfügung. Zur Zeitserienanalyse wurden einige Routinen aus dem von Andreas Kaufer (1996) entwickelten Programmpaket (siehe Kaufer 1996) verwendet. Das Erzeugen der Residuen erfolgte mit einem von Thomas Szeifert geschriebenen und für diese Arbeit modifizierten Programm mit dem Namen SPECBIN (siehe ??). Die Bestimmung der Bahnparameter wurde mit dem Programm VELOC von Werner Schmutz (siehe ??) vorgenommen.

### 3.1 Beschreibung der verwendeten Programme

#### 3.1.1 SPECBIN

*SPECBIN* ist ein Programm zum Fitten von Doppelstern-Linienprofilen, das 1995 von Thomas Szeifert an der Landessternwarte Heidelberg geschrieben wurde.

In der ursprünglichen Fassung des Programms werden Gaußprofile an eine spektroskopische Zeitserie angepaßt. Durch die Programmierung geeigneter Funktionen können aber weitere, analytisch beschreibbare Profile angepaßt werden, wie im weiteren ausgeführt wird.

Die in *SPECBIN* verwendete Fit-Routine ist die nach ihren Entwicklern benannte *Levenberg-Marquardt Methode*<sup>1</sup>, auch unter *Marquardt Methode* bekannt. Die Optimierung der Profilanpassung beruht hierbei auf der Minimierung von

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left( \frac{y_i - y(x_i; a_1, \dots, a_M)}{\sigma_i} \right)^2$$

---

<sup>1</sup>Numerical Recipes in C, William H. Press

wobei  $N$  die Anzahl der Datenpunkte  $(x_i, y_i)$  mit den Standardabweichungen  $\sigma_i$  ist, und  $M$  die Anzahl der Freiheitsgrade, sprich der freien Parameter, beschreibt. Die Modellfunktion  $y(x_i; a_1, \dots, a_M)$  ist im vorliegenden Fall eine Gaußfunktion

$$y(y_{max}, \varepsilon_1, \sigma_1, \varepsilon_2, \sigma_2, \gamma, \delta) = y_{max} - \left( \pm \varepsilon_1^2 e^{-\frac{((v-\gamma)-v_1(t))^2}{2\sigma_1^2}} \pm \varepsilon_2^2 e^{-\frac{((v-\gamma)+\delta^2 v_1(t))^2}{2\sigma_2^2}} \right)$$

mit den freien Parametern

- $y_{max}$  : Kontinuumsfluß.
- $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  : Linieneinsenkungen von Primary und Secondary.
- $\sigma_1, \sigma_2$  : FWHM von Primary und Secondary.
- $\gamma$  : Radialgeschwindigkeit des Doppelsternsystems.
- $\delta^2$  : Massenverhältnis des Doppelsternsystems.

Hier wird angenommen, daß die Geschwindigkeit der Primärkomponente  $v_1(t)' = \gamma - v_1(t)$  beträgt, und die der Sekundärkomponente  $v_2(t)' = \gamma + \delta^2 v_1(t)$ . Für das Minimum von  $\chi^2$  gilt:

$$0 = \sum_{i=1}^N \left( \frac{y_i - y(x_i; a_1, \dots, a_M)}{\sigma_i^2} \right) \left( \frac{\partial y(x_i; a_1, \dots, a_M)}{\partial a_k} \right) \quad k = 1, \dots, M$$

Man erhält somit einen Satz von  $M$  i.a. nichtlinearen Gleichungen zur Bestimmung der  $M$  unbekannt Parameter  $a_i$ .

Dem Programm gibt man per Kommandozeile unter anderem die Startwerte der Profilparameter und einen Satz dazugehöriger binärer Schalter mit. Mit den Schaltern bestimmt man, ob ein Parameter bei dem entsprechenden Startwert festgehalten wird, oder ob er durch *SPECBIN* optimiert werden soll. Die iterative Bestimmung der Profilparameter und der Radialgeschwindigkeiten beginnt an den vorgegebenen Startwerten und den Geschwindigkeiten, an welchen im Spektrum der minimale Fluß beobachtet wird. Zur Bestimmung der Startgeschwindigkeiten werden die Spektren grob gefiltert. Für die weiteren Rechnungen werden aber die Rohdaten verwendet. Bei der Umrechnung der Wellenlängen in Radialgeschwindigkeiten wird nicht "rebinnt"!

Das Abbruchkriterium kann durch Vorgabe der maximalen Zahl der Iterationen sowie durch Vorgabe der minimalen Verbesserung von  $\chi^2$  beeinflusst werden. Es passiert jedoch nicht selten, daß nach einer Iteration keine Verbesserung eintritt, und  $\delta\chi^2 = 0$  ist. Das kann bedeuten, daß man sich in einem lokalen Minimum verlaufen hat. In diesem Fall setzt das Programm die Iteration fort.

Die Daten Ein- und Ausgabe erfolgt mit Midas Standard und Midas Table Interfaces.

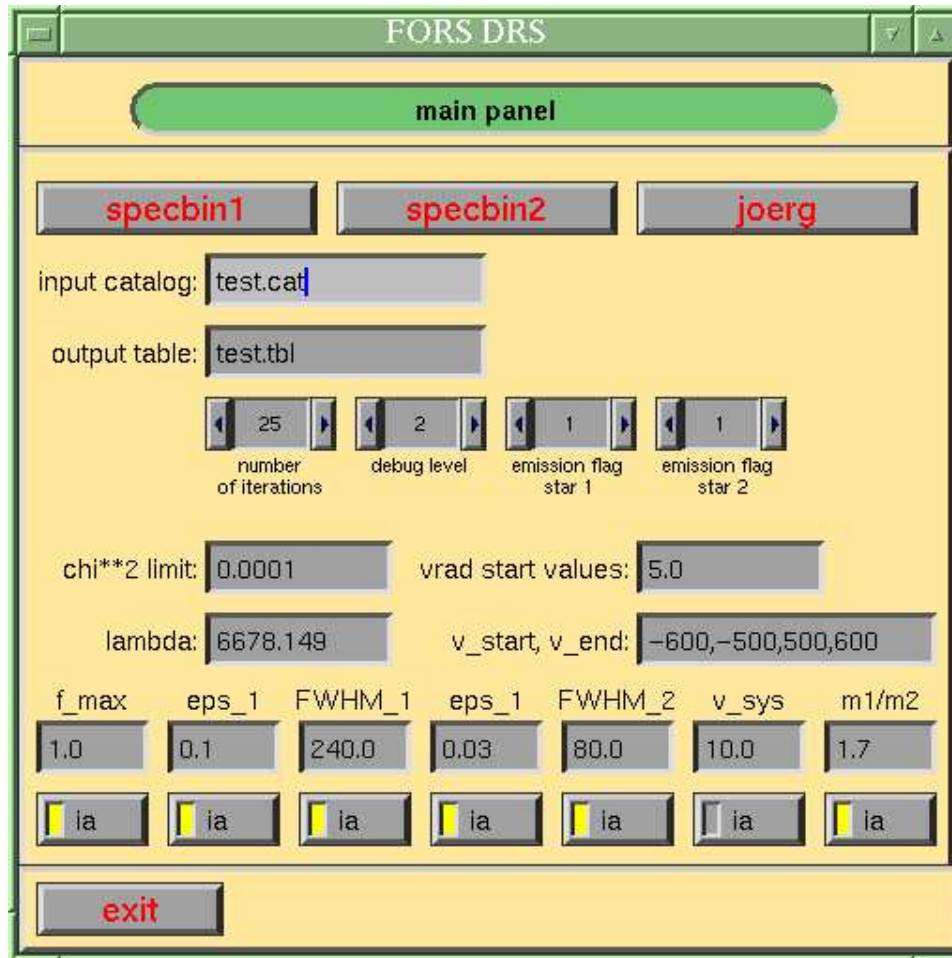
*SPECBIN* paßt gaußförmige Profile an beide Komponenten des Doppelsternsystems an, wobei die Profilparameter nicht für jedes Spektrum einzeln

bestimmt werden, sondern das *gemeinsame* Linienprofil sowie die Radialgeschwindigkeiten der Spektren zur Epoche der einzelnen Beobachtungen. Dies hat den Vorteil, daß die Optimierung recht robust ist, selbst für die Zeiten, in denen die Radialgeschwindigkeiten der Komponenten in etwa gleich sind, d.h., eine Trennung der Komponenten im Spektrum nicht aufzulösen ist. Außerdem können auch Spektren vergleichsweise niedriger Qualität verwendet werden.

*SPECBIN* erzeugt zum einen die Radialgeschwindigkeitskurve der Bahnbewegung in Form einer Tabelle mit den Spalten *Datei*, *Aufnahmezeit*, *Geschwindigkeit*, andererseits erhält man die Orbitalresiduen der Spektren in Form von *MIDAS* Dateien im bdf-Format.

Mit geringer Modifizierung des Programms ist es auch möglich, die an die Rohdaten angefügten Kurven zu erhalten. Durch Vergleich der Spektren mit diesen Fitkurven kann man sehen, ob die Dimensionierung der Startwerte in Ordnung war. Dies ist insofern hilfreich, als daß es bei falsch dimensionierten Startwerten der Profilparameter sehr leicht möglich ist, daß sich das Programm in einem lokalen Minimum verläuft, und nicht mehr herausfindet.

Da die Ausführung von *SPECBIN* auf Kommandozeilenebene die Eingabe von insgesamt 28 Eingabeparametern verlangt, darunter die oben ausgeführten Profilparameter und ihre Schalter, wird die Benutzung des Programms doch erheblich durch eine graphische Benutzerschnittstelle vereinfacht, welche es erlaubt, auf übersichtliche Art und Weise die erforderlichen Parameter einzugeben (siehe Abb. ??).



**Abbildung 3.1:** Graphische Oberfläche für das Programm *SPECBIN*, über das die Eingabeparameter eingestellt werden können.

### Gauß-Hermite-Funktionen

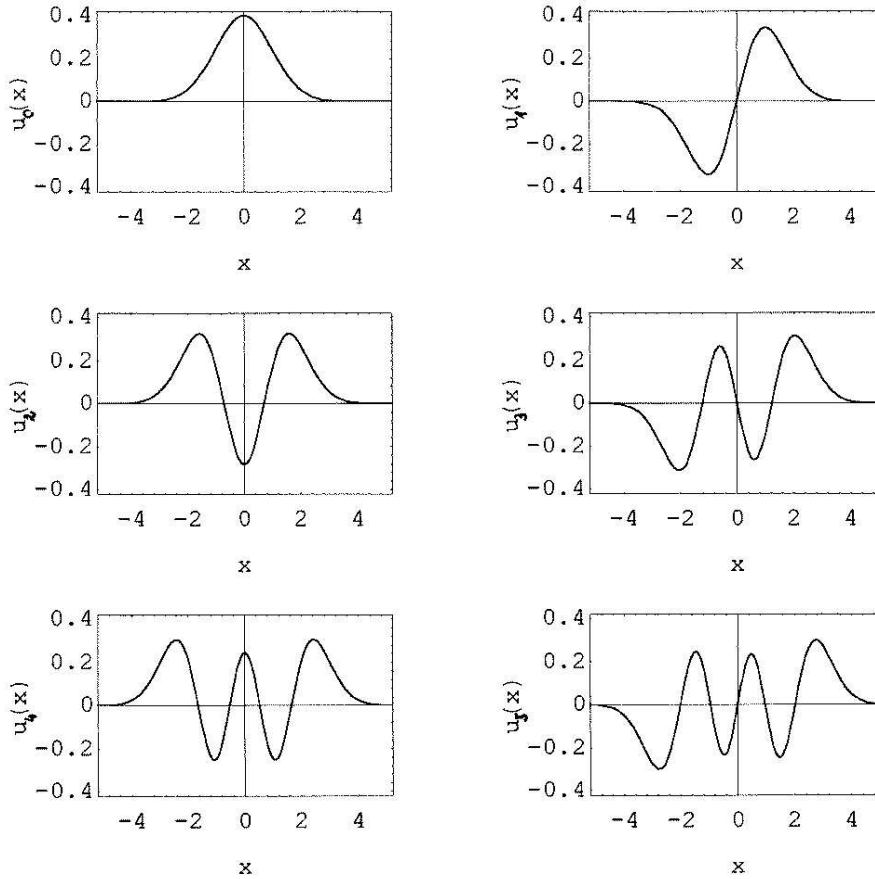
Um eine Abweichung des Geschwindigkeitsprofils von einer reinen Gaußform zu erfassen, wäre es wünschenswert, als Modellfunktion eine Reihenentwicklung zu benutzen, die in nullter-Ordnung die Gaußfunktion repräsentiert und deren Terme höherer Ordnung die Abweichungen von der Gaußform beschreiben. Die *Gauß-Hermite-Funktionen* erfüllen genau diese Anforderungen.

Die Gauss-Hermite-Funktionen  $u_n$  sind ein vollständiges, orthogonales Funktionensystem. Sie sind als Produkt einer Gaußfunktion mit den Hermite-Polynomen  $H_n$  definiert.

$$u_n(x) := \frac{1}{\sqrt{2^{n+1}n!\pi}} e^{-\frac{x^2}{2}} H_n(x),$$

Die  $H_n$  bilden ihrerseits wiederum ein vollständiges, orthogonales Funktionensystem. Diese Polynome können in geschlossener Form (Gerhard 1993) geschrie-





**Abbildung 3.2:** gerade (links) und ungerade (rechts) Gauß-Hermite-Funktionen bis zur fünften Ordnung (mit *Mathematica* erstellt).

ben werden als

$$H_n(x) = (-1)^n e^{x^2} \frac{d^n}{dx^n} e^{-x^2},$$

und unterliegen folgenden Rekursions- und Orthogonalitätsrelationen:

$$H_{n+1}(x) = 2xH_n(x) - 2nH_{n-1}(x); \quad H_0 = 1, H_1 = 2x;$$

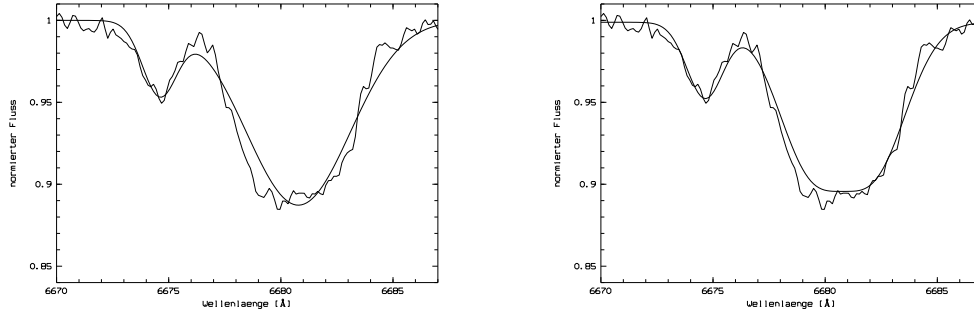
$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} H_m(x) H_n(x) dx = 2^n n! \sqrt{\pi} \delta_{nm}.$$

Damit gilt für die Gauß-Hermite-Funktionen die Orthogonalitätsrelation

$$\int_{-\infty}^{\infty} u_m(x) u_n(x) dx = \frac{\delta_{nm}}{2\sqrt{\pi}}.$$

Abbildung ?? zeigt die ersten sechs Gauß-Hermite-Funktionen. Die  $u_n$  besitzen  $n$  Nullstellen und  $n+1$  Extrema. Außerhalb der äußeren Extrema fallen sie exponentiell ab, innerhalb ihrer Nullstellen oszillieren sie, wobei die Frequenz mit

$n$  nur langsam zunimmt, bei großen  $n$  proportional  $\sqrt{n}$ . In der obigen Darstellung ist die Normierung so gewählt, daß  $u_0$  eine Gaußfunktion mit der Fläche  $\int_{-\infty}^{\infty} u_0(x) dx = 1$  ist. Bekannt sind die Gauß-Hermite-Funktionen vor allem aus der Quantenmechanik als Eigenfunktionen des harmonischen Oszillators.



**Abbildung 3.3:** Darstellung des HeI  $\lambda 6678$ -Absorptionsprofils. Links ist die Anpassung von *SPECBIN* mittels einer reinen Gaußfunktion zu sehen. Rechts ist als Modellfunktion eine Gauß-Hermite-Funktion benutzt worden.

Wie am Beispiel eines Doppelabsorptionsprofils der HeI  $\lambda 6678$ -Linie (siehe Abb. ??, linke Seite) zu sehen ist, kann ein Gaußprofil die vorliegende Linienform der Hauptkomponente nicht sehr gut erfassen. Das liegt daran, daß die Linienprofile aufgrund der Rotation des Sterns mit einer Geschwindigkeit von  $v \sin i = 180$  km/s (Walker, Moyles, Yang and Fahlman 1982) ein breiteres Maximum besitzen, und an den Flanken steiler abfallen als bei einem reinen Gaußprofil. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wurde die obige Modellfunktion entsprechend modifiziert, indem die Gaußfunktion für die Hauptkomponente durch eine Gauß-Hermite-Funktion ersetzt wurde. Da es sich bei der Rotationsverbreiterung der Linien ausschließlich um einen symmetrischen Effekt handelt, reichte es aus, neben dem Polynom  $H_0 = 1$  nur das erste auftretende Polynom gerader Ordnung,  $H_2(x) = 4x^2 - 2$ , zu berücksichtigen. Hiermit erhält man als Modellfunktion

$$y(x_1, x_2) = y_{max} - \left( \pm \varepsilon_1^2 e^{-\frac{x_1^2}{2}} (1 + a_2 (4x_1^2 - 2)) \pm \varepsilon_2^2 e^{-\frac{x_2^2}{2}} \right).$$

Dabei ist

$$x_1 = \frac{((v - \gamma) - v_1(t))}{\sigma_1},$$

$$x_2 = \frac{((v - \gamma) + \delta^2 v_1(t))}{\sigma_2}$$

mit den oben beschriebenen Parametern. Der in der Modellfunktion neu hinzugekommene Parameter  $a_2$ , dessen Indizierung auf das Hermitesche Polynom  $H_2(x)$  hinweisen soll, geht als weiterer Eingabeparameter in *SPECBIN* ein, der mit Hilfe der oben angesprochenen Schalter entweder fest zu wählen ist, oder vom Programm optimiert werden kann.

In Abbildung ??, rechte Seite, kann man die Profilanpassung unter Anwendung der Gauß-Hermite-Modellfunktion sehen. Hier wurde der Parameter  $a_2$  mit dem Wert 0.1 fest vorgegeben. Man erkennt deutlich, daß diese Funktion die Breite des Maximums und die Steilheit der Linienflanken bei der Absorption des Primärsterns viel besser nachvollzieht als ein reines Gaußmodell.

### 3.1.2 VELOC

Das Programm *VELOC* von Werner Schmutz (1998) dient zur Bestimmung der Bahnparameter eines spektroskopischen Doppelsternsystems.

Um die Bewegung einer Komponente eines Doppelsternsystems zu definieren, sind folgende sieben Größen notwendig:

- Bahnperiode  $P$
- Exzentrizität der Ellipse  $\varepsilon$
- Zeitpunkt des Periastrondurchgangs  $T_0$
- Große Halbachse  $a_1$  der Ellipse von der Hauptkomponente
- Positionswinkel  $\Omega$  der Knotenlinie von Bahn- und Tangentialebene
- Inklination  $i$  der Bahnebene zur Tangentialebene
- Winkel  $\omega$  zwischen aufsteigendem Knoten (Radialgeschwindigkeit ist positiv, d.h. der Stern bewegt sich vom Beobachter weg) und Periastrondurchgang

Die Größen  $\Omega$ ,  $i$  und  $\omega$  beschreiben die Orientierung der Ellipsenbahn am Himmel, während  $P$ ,  $\varepsilon$ ,  $T_0$  und  $a_1$  die Ellipsenbahn selbst charakterisieren.

*VELOC* verfolgt nun den Ansatz, daß es aus den beobachteten Radialgeschwindigkeiten, die dem Programm beim Aufruf als Eingabeparameter in Form einer Tabelle mitgegeben werden, die Bahnparameter  $\varepsilon$ ,  $\omega$ ,  $P$ ,  $T_0$  ermittelt. Zusätzlich werden noch die Systemgeschwindigkeit  $\gamma$  und die halbe totale Radialgeschwindigkeitsamplitude  $K$  berechnet.

Dazu wird eine Funktion der Form

$$v_{rad} = \gamma + K (\varepsilon \cos \omega + \cos(\omega + \varphi)) \quad \text{mit} \quad K = \frac{2\pi}{P} \frac{a \sin i}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}}$$

die innerhalb des Programms in differentieller Form vorliegt, an die Radialgeschwindigkeiten gefittet. Dabei sind  $v_{rad}$  die beobachtete Radialgeschwindigkeit und  $\varphi$  die wahre Anomalie.

Die rechte Seite der  $v_{rad}$  Gleichung enthält zwei konstante Terme, nämlich  $\gamma$  und  $K\varepsilon \cos \omega$ , während  $K \cos(\omega + \varphi)$  eine Zeitabhängigkeit in  $\varphi$  hat. In Schmid (1999) ist dargestellt, wie  $\varphi$  mit Hilfe der exzentrischen Anomalie  $E$  und der Keplerschen Gleichung aus der Zeit  $t - T_0$  berechnet wird.

Ein Fehler in der Bestimmung von  $\gamma$  wird Fehler für  $K$ ,  $\varepsilon$  und  $\omega$  nach sich ziehen. Genauso beeinflusst eine schlechte Bestimmung von  $\varepsilon$  und  $\omega$  die Genauigkeit der Systemgeschwindigkeit  $\gamma$ . Eine Erklärung für eine mögliche unkorrekte Bestimmung wird in Petri(1962) für die Fälle gegeben, bei denen abweichende Werte von  $\gamma$  für die zwei Komponenten gefunden werden.

*VELOC* variiert solange alle Parameter, bis die kleinste Abweichung gefunden wird. Die Dauer der Suche nach einer stationären Lösung hängt von den Größen der Intervalle, innerhalb deren man das Programm suchen läßt, und der erwünschten Genauigkeit in der Bestimmung der Parameter ab. Zu groß gewählte Intervalle bei gleichzeitiger hoher Genauigkeit kann das Programm veranlassen, mehrere Stunden bzw. Tage zu rechnen. Eine um ein Vielfaches kürzere Rechenzeit erhält man, wenn man mehrere Parameter festhalten kann, d.h. den Start- und Endwert eines Intervalls auf einen festen Betrag setzt.

Die Rechenzeit hängt auch entscheidend davon ab, in welchem Modus man die globalen Minima suchen läßt. *VELOC* besitzt zwei grundsätzlich verschiedene Suchmoden. Bei der schnellen Suche unterteilt das Programm die angegebenen Intervalle in grobe Suchschritte, sucht dann für alle sechs Parameter jeweils das Minimum, und untersucht jedes dieser gefundenen Minima in einer bestimmten nahen Umgebung mit einer feineren Unterteilung auf ein genaueres lokales Minimum. Diese Suche wird solange verfeinert, bis für jeden Parameter die gewünschte Genauigkeit erreicht ist. Diese Art der Suche kann sehr schnell erfolgen, hat jedoch einen entscheidenden Nachteil. Wird nämlich bei der ersten, sehr grob gerasterten Suche das tatsächliche globale Minimum übersehen, wird das Programm dieses danach auch nicht mehr finden können, sondern findet nur das lokale Minimum in einer gewissen Umgebung um das erste gefundene Minimum herum. Diese Gefahr besteht nicht bei der exakten Suche. Dort wird für jeden Parameter das gesamte angegebene Suchintervall in Schritten der Größe, die der gewünschten Genauigkeit entsprechen, abgesucht. Somit kann man im Idealfall auf jeden Fall das tatsächliche globale Minimum finden. Idealfall bedeutet hier, daß man die Intervalle aufgrund von ausreichenden Vorinformationen über das zu erwartende Ergebnis so klein wählen kann, so daß das Programm in angemessener Zeit ein Ergebnis mit genügend hoher Genauigkeit findet. Es ist praktisch nicht möglich, alle sechs Parameter gleichzeitig in relativ großen Intervallen mit so hoher Genauigkeit variieren zu lassen, daß man mit Sicherheit das globale Minimum findet. Dieser Vorgang würde viel zu lange dauern. Deshalb ist es normalerweise nötig, sich mit anderen Verfahren so viele Informationen zu beschaffen, daß man einen oder mehrere Parameter festhalten, oder zumindest sehr stark einschränken kann. Im vorliegenden Fall wurde die Periode auf eine andere Art ermittelt (siehe Kap. ??), so daß sie bei der exakten Suche festgehalten werden konnte.

Zusätzlich zu den Parametern erhält man eine Lösungstabelle im Midasformat, die neben den hereingesteckten beobachteten Radialgeschwindigkeiten die auf der Grundlage des obigen Modells berechneten Geschwindigkeiten enthält.

## 3.2 Gesamtspektrum

Das zeitlich gemittelte Spektrum von *Spica* ist vollständig in Anhang A dargestellt. Das Spektrum des Sterns weist keinerlei Emissionslinien auf, und wird dominiert von den Wasserstofflinien der Balmerreihe ( $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $H\gamma$ ,  $H\delta$ ) und den Linien des neutralen Heliums ( $He\ I$ ).

Die folgenden Linien sind nicht dem Stern zuzuordnen:

- CCD Fehler sind verantwortlich für die scharfen Emissionspeaks bei den Wellenlängen 4203 Å, 5827.5 Å, 5877 Å, 6128 Å, 6194 Å und der Absorption bei 6128 Å. Während die Emissionen bei 5827.5 Å und 6194 Å nur in den Spektren auftauchen, die bis zum 28.02.1993 aufgenommen wurden, erscheinen die anderen Emissionen und die Absorption genau ab diesem Datum. Im Beobachtungsprotokoll ist zu diesem Datum folgende Notiz vermerkt: "Spektralbereich geändert".
- Die Linien von 5885 Å bis 6000 Å und von 6460 Å bis 6600 Å sind Absorptionslinien des Wasserdampfs in der Erdatmosphäre.
- Bei 6276 Å sind atmosphärische  $O_2$ -Absorptionen sichtbar.

## 3.3 Bahnbestimmung

Um die Hauptkomponente von *Spica* auf Pulsationen hin untersuchen zu können, ist es notwendig, die Bahnbewegung aus den Spektren zu eliminieren. Dazu müssen die Radialgeschwindigkeiten der Hauptkomponente bestimmt werden, um die Spektren um den jeweiligen Betrag so zu verschieben, daß sie das Ruhesystem der Hauptkomponente darstellen.

### 3.3.1 Radialgeschwindigkeitskurven

Die beobachteten Radialgeschwindigkeiten wurden für verschiedene Linien jeweils mit dem Programm *SPECBIN* (siehe ??) ermittelt. Die Kriterien, nach denen die Auswahl der Linien erfolgte, beruhten auf der Qualität des Fits, die das Programm für die verschiedenen Doppelabsorptionsprofile erreichte. Eine Übersicht dazu ist in Tabelle ?? zusammengestellt. Die Beurteilungen in der Spalte "Qualität des Fits" beruhen auf einem optischen Vergleich zwischen den Rohspektren und den erzeugten angefitzten Profilen, der in einer modifizierten Version von *SPECBIN* möglich wird. Es kann durchaus sein, daß die Maxima der Absorptionspeaks noch relativ gut gefunden werden, jedoch das an Sekundärstern angepaßte Profil ziemlich stark von der tatsächlichen Form abweicht. In den Spalten " $v_{max}$ " und " $v_{min}$ " sind die mit der Midas-Routine *STATIS/TABLE* ermittelten Maximal- bzw. Minimalgeschwindigkeiten aufgeführt.

Linien, für die *SPECBIN* ein gutes bis sehr gutes Fitergebnis erzielte, wurden im Hinblick auf die folgenden Pulsationsuntersuchungen bevorzugt behandelt.

Tabelle 3.1: Auflistung der untersuchten Linien.

Linie	$\lambda$ [Å]	Qualität des Fits	$v_{max}$ [km/s]	$v_{min}$ [km/s]
HeI	6678.149	sehr gut	115.78	-133.17
HeI	4921.929	sehr gut	103.24	-119.24
HeI	4713.200	gut	107.39	-133.00
HeI	4387.928	gut	107.57	-132.94
Si III	4552.654	sehr gut	114.61	-137.07
Si III	5739.762	gut	121.93	-136.53
H $\alpha$	6562.817	mittel	101.91	-118.87
H $\beta$	4869.332	mittel	103.20	-111.67
Fe III	5833.65	mittel	118.32	-159.63
O II	4414.909	mittel	137.34	-111.59

Bei diesen Linien handelt es sich durchweg um solche, bei denen die Profile der beiden Komponenten bei geeigneter Stellung zueinander deutlich getrennt zu sehen sind. Außerdem dürfen keine Absorptionspeaks von benachbarten Linien in ihren Bereich hineinwandern, so daß keine Überlappeneffekte (englisch: blends) auftreten können. Da *SPECBIN* in einem vorzugebenden Intervall eine Renormierung des Flusses durchführt, hängt die Qualität des Fits auch weitgehend davon ab, ob andere starke Linien in diesen "Normierungsbereich" hereinragen. Dieser Bereich bewegt sich je nach der Breite der zu untersuchenden Linie zwischen  $\pm 10$  Å und  $\pm 15$  Å.

In einem ersten Durchlauf wurden die mit *SPECBIN* ermittelten Radialgeschwindigkeiten mit *VELOC* modelliert (siehe Abbildungen ?? und ??).

Dabei wurden alle sechs Bahnparameter vorerst freigelassen. Es ist jedoch sehr unwahrscheinlich, daß das Programm bei diesem Vorgehen alle Bahnelemente korrekt berechnet.

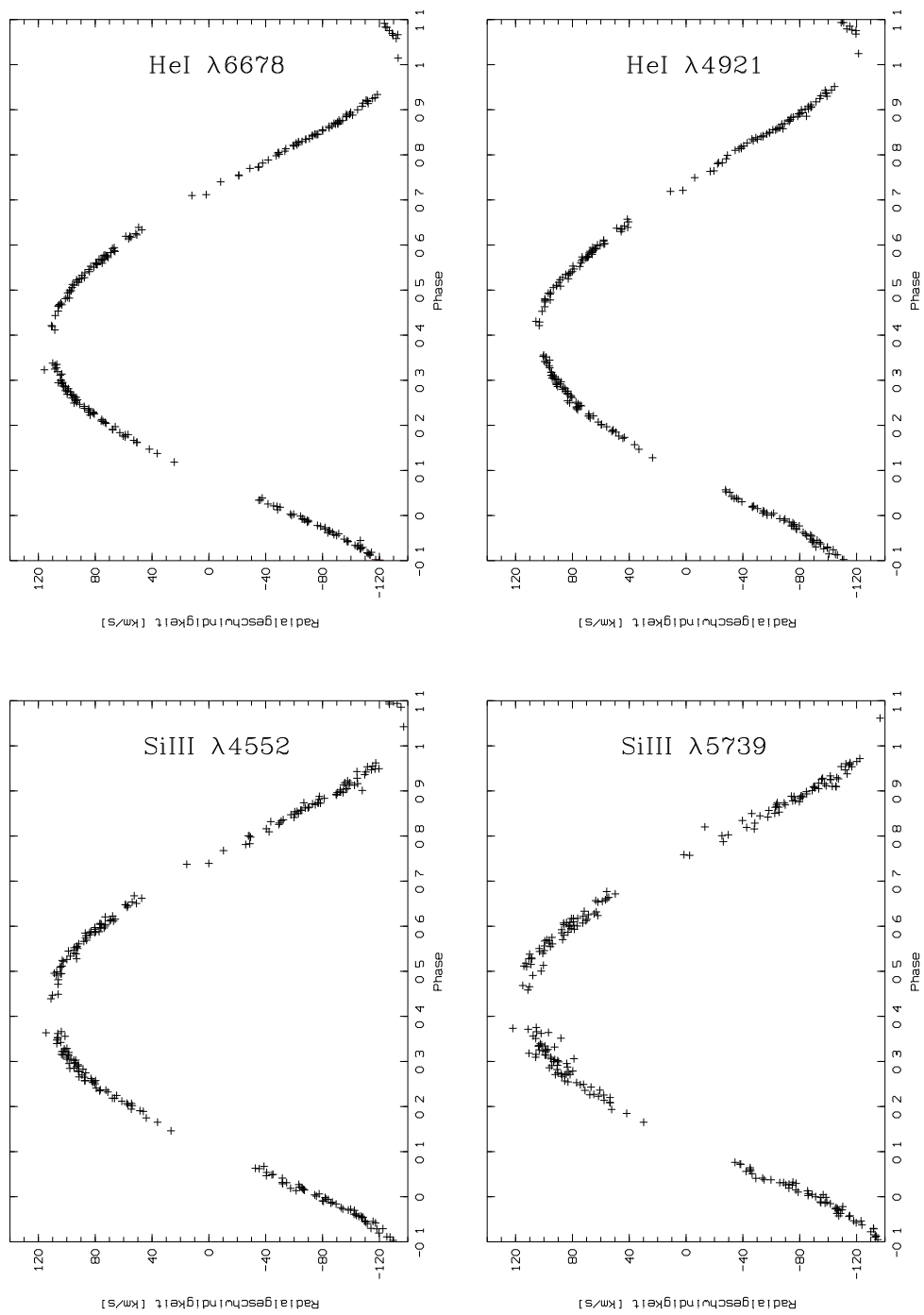
Wie man in Tabelle ?? sehen kann, weichen die modellierten Bahnen in einigen Fällen doch erheblich voneinander ab, was man in erster Linie mit der Güte der Linienprofile in Zusammenhang bringen kann. Die einzelnen Werte, die für die Bahnparameter errechnet wurden, sind in Tabelle ?? kurz zusammengefasst. MJD ist das modifizierte Julianische Datum, wobei gilt:

$$MJD = JD - 2440000.5$$

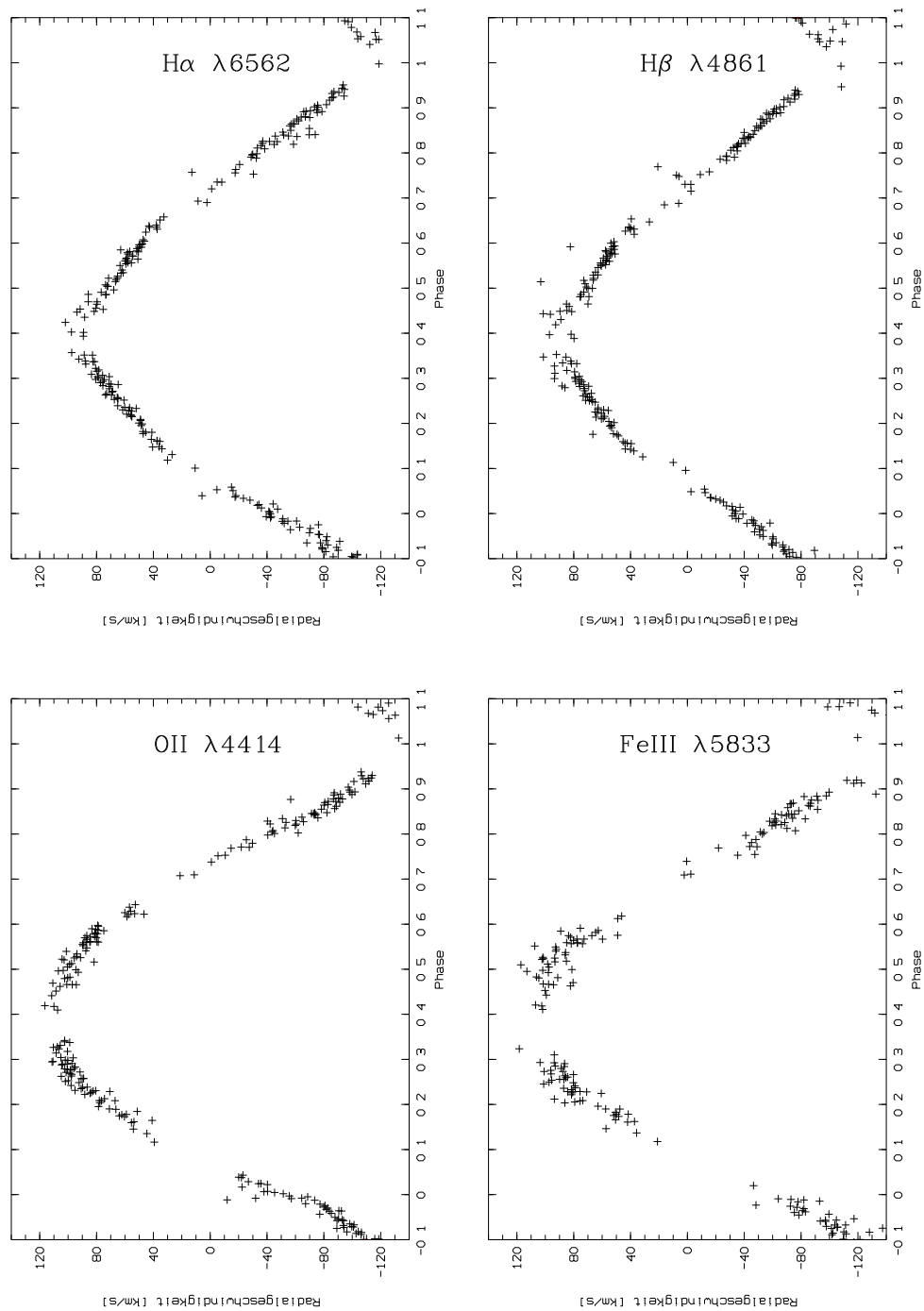
Auffällig ist in Tabelle ?? die gute Übereinstimmung der Werte für die beiden Linien HeI  $\lambda$ 6678 und SiIII  $\lambda$ 4552, vor allem auch im Hinblick auf die Bahnperiode, die mit den Ergebnissen früherer Arbeiten (siehe z.B. Struve 1958, Dukes 1974) gut übereinstimmt.

Um eine bessere Zeitaufösung zu erzielen und so die Bahnperiode exakt bestimmen zu können, wurde in dieser Arbeit zusätzlich auf einen älteren Datensatz zurückgegriffen.

Robert J. Dukes (Dukes 1974) nahm im Jahr 1970 von April bis Juni in insgesamt 29 Nächten 622 Spektren von *Spica* auf; er ergänzte 1971 den Datensatz um weitere 100 Spektren, die er in 3 Nächten im April erhielt. Alle 722 Aufnahmen wurden mit dem Coudé-Spektrographen am 91 cm Teleskop des Steward Observatoriums gemacht.



**Abbildung 3.4:** Radialgeschwindigkeiten für die verschiedenen Linien. Die mit *SPEC-BIN* ermittelten beobachteten Radialgeschwindigkeiten sind mit einem schwarzen Kreuz gekennzeichnet, die von *VELOC* modellierten mit einem roten Punkt.



**Abbildung 3.5:** Radialgeschwindigkeiten für die verschiedenen Linien. Die mit *SPEC-BIN* ermittelten beobachteten Radialgeschwindigkeiten sind mit einem schwarzen Kreuz gekennzeichnet, die von *VELOC* modellierten mit einem roten Punkt.



Linie	$P$ [d]	$e$	$\omega$ [°]	$T_0$ [MJD]	$\gamma$ [km/s]	$K$ [km/s]
HeI $\lambda$ 4387	4.0131	0.108	201.6	49080.027	-0.4	122.5
HeI $\lambda$ 4713	4.0135	0.108	201.8	49080.031	-1.7	122.4
HeI $\lambda$ 4921	4.0152	0.111	205.0	49080.063	2.1	110.4
HeI $\lambda$ 6678	4.0141	0.104	209.2	49080.109	0.3	124.0
SiIII $\lambda$ 4552	4.0142	0.105	200.7	49080.016	0.6	124.4
SiIII $\lambda$ 5739	4.0130	0.109	196.9	49079.969	-0.4	127.8
$H\alpha$ $\lambda$ 6562	4.0189	0.097	208.3	49080.106	0.1	93.8
$H\beta$ $\lambda$ 4861	4.0190	0.097	209.5	49080.121	6.4	88.0
OII $\lambda$ 4414	4.0149	0.097	209.1	49080.106	5.3	120.7
FeIII $\lambda$ 5833	4.0135	0.084	208.4	49080.105	-1.0	122.0

Tabelle 3.2: Die mit Hilfe von *VELOC* (Kap. ??) anhand der Radialgeschwindigkeitskurven der einzelnen Linien ermittelten Werte für die Bahnparameter. Für die Suche wurden alle Parameter freigelassen.

Dukes kombinierte seine Messungen mit früher veröffentlichten Radialgeschwindigkeiten und erhielt so die in der Tabelle von Abb. ?? dargestellten Werte für die Bahnparameter. Die von ihm beobachteten Radialgeschwindigkeiten werden ebenfalls gezeigt.

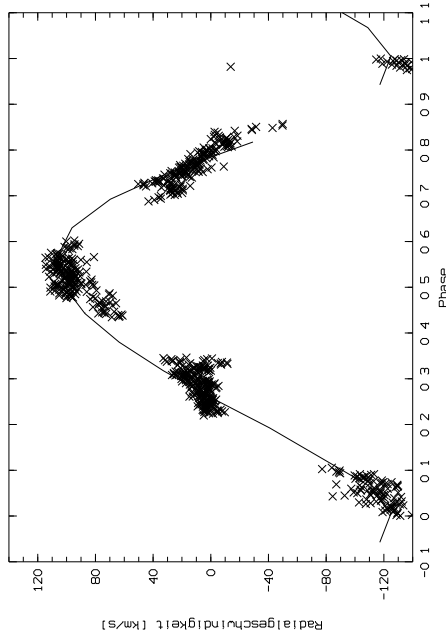
Eine erste eindimensionale Periodenuntersuchung des gemeinsamen, aus 971 Radialgeschwindigkeiten bestehenden Datensatzes mittels der *per1D/TS*-Routine (Kaufer 1994) ergab eine Bahnperiode von  $P = 4.00453 \pm 0.00001$  Tage. Ein Vergleich mit den Ergebnissen von Dukes ( $P = 4.01452 \pm 0.00001$  Tage) oder Herbison-Evans 1971 ( $P = 4.01459$  Tage) ergibt keine zufriedenstellende Übereinstimmung mit dem erzielten Resultat.

Faltet man die beiden Datensätze mit verschiedenen Perioden in der Umgebung von  $P = 4.014$  Tage und betrachtet sie dann in einem gemeinsamen Phasen-Geschwindigkeits-Diagramm, so kann man beobachten, daß die Bahnkurven in dem Periodenintervall  $4.01405 \leq P \leq 4.01425$  übereinander zu liegen kommen (siehe Abb. ??). Die nächsten Überlagerungen erhält man erst wieder bei Perioden von  $\approx 4.0122$  bzw.  $\approx 4.0162$  Tagen, was auch zu erwarten ist, da zwischen den beiden Beobachtungsläufen eine Zeitspanne von über 8000 Tagen liegt, was  $\approx 2000$  Perioden entspricht.

Eine exaktere Frequenzbestimmung als mit *per1D/TS* kann mit dem Midas-Context TSA bewerkstelligt werden. Die Routine *SCARGLE/TSA* berechnet Scargle Periodogramme (Ap.J. 263, 835) für zeitlich ungleichmäßig verteilte Meßpunkte. Hiermit wurde für die Gesamtheit der Daten eine Frequenz  $F = 0.2491161 \pm 0.000001$  c/d gefunden. Das entspricht einer Periode von  $4.01419 \pm 0.00002$  Tagen. Dieses Ergebnis wurde per Handvermessung des Maximums des von *SCARGLE/TSA* erzeugten Bildes (siehe Abb.??) erhalten, da die Midas Routine *CENTER/GAUSS* keine ausreichende Genauigkeit ergab. Diese etwas ungewöhnliche Art der Maximumbestimmung war möglich, da es sich bei dem leicht zu extrahierenden Hauptpeak (rechte Seite der Abb. ??) um ein symmetrisches Gaußprofil handelt.

Bei der gefundenen Periode von 4.01419 Tagen handelt es sich jedoch noch

**Abbildung 3.6:** Ergebnisse von Dukes 1974. Neben den Werten für die Bahnelemente ist die Radialgeschwindigkeitskurve dargestellt. Die Fitkurve wurde mit *VELOC* erstellt, wobei das Suchintervall für alle Parameter auf Null gesetzt wurde, und die Werte aus der Tabelle benutzt wurden



$P$ [Tage]	$4.01452 \pm 0.00001$
$T_0$ [JD]	$2440690.05 \pm 0.07$
$\gamma$ [km/s]	$0.0 \pm 1.0$
$K$ [km/s]	$116.0 \pm 1.6$
$e$	$0.13 \pm 0.01$
$\omega$ [°]	$129 \pm 7$
$P_{aps}$ [Jahre]	$143 \pm 20$

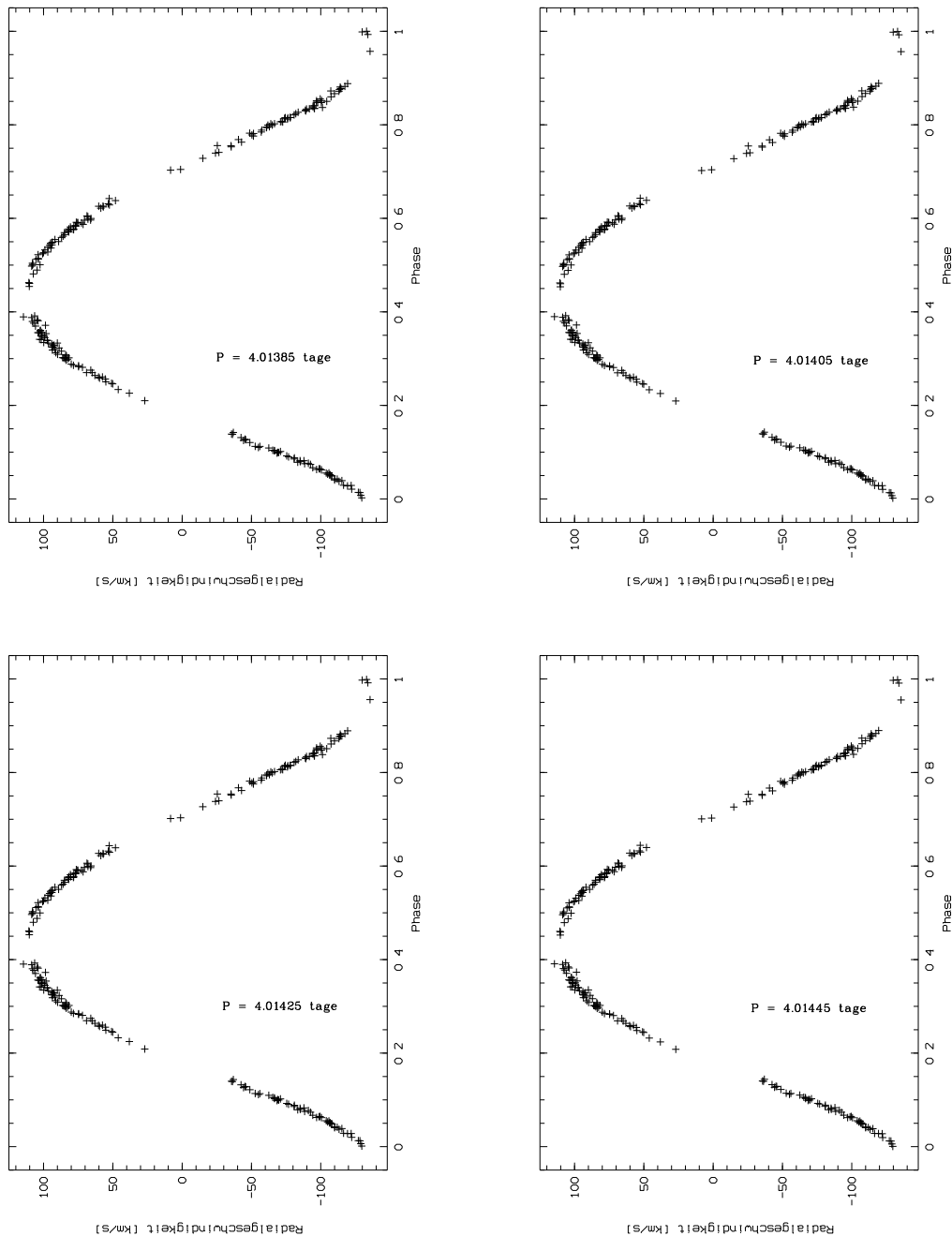
nicht um die tatsächliche Bahnperiode, da die Apsidendrehung noch nicht berücksichtigt ist. Die Apsidendrehung bewirkt, daß die von der Erde aus gesehene Bahnperiode kürzer als die tatsächliche Periode ist. Es gilt folgende Beziehung zwischen beobachteter Periode  $P_{beob}$ , tatsächlicher Periode  $P_*$  und der Periode der Apsidendrehung  $P_{aps}$  (Dukes 1974)

$$1/P_{beob} - 1/P_* = 1/P_{aps}. \quad (3.1)$$

Die oben ermittelte Periode  $P = 4.01419 \pm 0.00002$  d entspricht hierbei  $P_{beob}$ . Zur Berechnung von  $P_{aps}$  kann man in erster Näherung annehmen daß die Apsidenlinie mit konstanter Winkelgeschwindigkeit rotiert. Kennt man nun den Wert des Periastronwinkels  $\omega$  für zwei genügend weit auseinanderliegende Zeitpunkte, so lässt sich die Periode der Apsidendrehung über

$$P_{aps} = \frac{360^\circ \times \Delta t}{\Delta \omega}$$

unmittelbar bestimmen. Hierbei ist  $\Delta \omega$  der von der Apsidenlinie in der Zeit  $\Delta t$  überstrichene Winkel. Um das  $\omega$  für die diesem Datensatz zugrunde liegende Epoche zu bestimmen, wurde ein zweiter Durchlauf von *VELOC* zur genaueren Bestimmung der Bahnparameter vorgenommen. Dazu wurde die Periode bei dem Wert  $P = 4.01419$  d festgehalten, so daß das Programm nur noch die verbleibenden fünf Parameter innerhalb der vorzugebenden Grenzen variieren mußte. Die so von *VELOC* ermittelten Werte sind in Tabelle ?? festgehalten, wobei



**Abbildung 3.7:** Die Radialgeschwindigkeiten von Dukes (·) und dieser Arbeit (+) aufgetragen gegen die Phase für die in den einzelnen Diagrammen vermerkte Periode. Weitere Erläuterungen stehen im Text.

auffällt, daß sich gegenüber dem ersten Durchlauf von *VELOC* besonders die in diesem Zusammenhang interessanten Werte von  $\omega$  änderten und für alle untersuchten Linien in etwa das gleiche Ergebnis erbrachten. Über Mittelwertbildung und Berechnung der Standardabweichung erhält man  $\omega = 208.5^\circ \pm 0.5$  zur Epo-

Linie	$P^*$ [d]	$e$	$\omega$ [°]	$T_0$ [MJD]	$\gamma$ [km/s]	$K$ [km/s]
HeI $\lambda$ 4387	4.01419	0.108	208.6	49080.112	-0.2	122.5
HeI $\lambda$ 4713	4.01419	0.108	207.6	49080.098	-1.3	122.6
HeI $\lambda$ 4921	4.01419	0.104	208.9	49080.106	2.2	110.0
HeI $\lambda$ 6678	4.01419	0.104	208.9	49080.106	0.3	124.1
SiIII $\lambda$ 4552	4.01419	0.100	208.6	49080.102	0.6	124.0
SiIII $\lambda$ 5739	4.01419	0.085	208.6	49080.098	-0.4	126.6
H $\alpha$ $\lambda$ 6562	4.01419	0.104	207.6	49080.098	0.1	100.0
H $\beta$ $\lambda$ 4861	4.01419	0.104	208.0	49080.106	6.2	100.0
OII $\lambda$ 4414	4.01419	0.104	208.4	49080.098	5.3	120.6
FeIII $\lambda$ 5833	4.01419	0.085	208.8	49080.113	-1.4	122.0

Tabelle 3.3: wie in Tab. ??, die mit \* gekennzeichneten Parameter wurden *VE-LOC* zur Bestimmung der restlichen Bahnparameter fest vorgegeben.

che JD 2449080.60 (=MJD 49080.10). Der zur Berechnung von  $P_{aps}$  noch nötige Periastronwinkel  $\omega$  zu einem früheren Zeitpunkt wurde aus folgenden Arbeiten entnommen:

$$\omega = 48^\circ \text{ bei } T_0 = JD\ 2426041.26 \quad (\text{Struve 1934})$$

$$\omega = 138^\circ \text{ bei } T_0 = JD\ 2440678.09 \quad (\text{Herbison-Evans 1971})$$

$$\omega = 142^\circ \text{ bei } T_0 = JD\ 2440284.76 \quad (\text{Shobbrook 1972})$$

Die Werte für die einzelnen  $P_{aps}$ , die sich nach obiger Beziehung für die  $\omega$  und  $T_0$  jeder dieser drei Arbeiten in Verbindung mit den in dieser Arbeit ermittelten  $\omega$  und  $T_0$  ergaben, wurden gemittelt, und somit die Periode der Apsidendrehung zu  $P_{aps} = 130 \pm 12$  Jahre bestimmt. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit den früher erhaltenen Perioden (siehe dazu Tabelle ??).

Diesen Wert kann man nun zusammen mit der oben ermittelten beobachteten Bahnperiode in Gleichung 3 . 1 einsetzen. Man erhält dann für die tatsächliche Bahnperiode (von Periastron zu Periastron) die Dauer von  $P_* = 4.01453 \pm 0.00003$  Tagen.

Mit dieser exakten Periode ist es nun möglich, den ermittelten Zeitpunkt des Periastrons ( $T_0$ ) zu überprüfen. Unter Zuhilfenahme der  $T_0$  von Struve und Ebbighausen 1934 , Herbison-Evans 1971, Shobbrook 1972 (s.o) und von Dukes 1974 ( $T_0 = J\ D\ 2440690.05 \pm 0.07$ ), kann man mittels einer linearen Gleichung der Form (aus Dukes 1974)

$$T_{0N} = T_{null} + E_N P,$$

wobei die  $E_N$  ganze Zahlen sind, und  $T_{null}$  eine der oben angeführten, früher bestimmten Periastrondurchgänge darstellt, ein  $T_0$  im Zeitrahmen der in dieser Arbeit verwendeten Daten ermitteln. Die Ergebnisse sind im einzelnen in der folgenden Tabelle zusammengefasst.

Quelle	$T_{null}[JD]$	$E_N$	$T_0[MJD]$	$(O - C)[Tage]$
Struve 1934	2426041.26	5740	49080.148	- 0.045
Herbison-Evans 1971	2440678.09	2094	49080.001	+0.102
Shobbrook 1972	2440284.76	2192	49080.095	+0.008
Dukes 1974	2440690.05	2091	49080.018	+0.085

Die  $E_N$  entsprechen denen aus der obigen Gleichung und beschreiben die Anzahl der von  $T_{null}$  bis  $T_0$  durchlaufenen Phasen. Ein Vergleich mit den von *VELOC* für die einzelnen Linien erhaltenen Periastronzeiten kann man anstellen, wenn man die  $T_0$  vom Julianischen Datum in das modifizierte Julianische Datum umrechnet. In der letzten Spalte stehen die Abweichungen der aus dem linearen Fit errechneten  $T_0$  vom Mittelwert der beobachteten  $T_0$  aus Tabelle ??.

Um die Bestimmung der übrigen Bahnparameter  $\varepsilon$ ,  $\gamma$  und  $K$  zu verbessern, wurde ein dritter *VELOC* Durchgang vorgenommen. Diesmal war es möglich, die Parameter  $P$ ,  $\omega$  und  $T_0$  bei den oben bestimmten Werten festzuhalten. Dabei wurde für die Bahnperiode abermals der von der Erde aus zu beobachtende Wert benutzt, da das Programm die Bahnkurve an die beobachteten Radialgeschwindigkeiten anpaßt. Die Ergebnisse für die einzelnen Linien sind in Tabelle ?? festgehalten.

Es ist auffällig, daß für die Balmerlinien  $H\alpha$  und  $H\beta$  jeweils deutlich größere Exzentrizitäten bei gleichzeitig kleineren Geschwindigkeitsamplituden gegenüber den anderen Linien ermittelt werden. Dies läßt sich damit erklären, daß bei beiden Linien aufgrund ihrer Breite keine Trennung der Absorptionsprofile vorliegt. Dadurch kann es dazu kommen, daß mit dem Programm *SPECBIN* zu kleine Radialgeschwindigkeitsamplituden gefittet werden, und sich somit auch die anderen, direkt mit der Ellipsenbahn verknüpften Parameter verändern können. Für die HeI  $\lambda 4921$  Linie, bei der die Profile der beiden Komponenten sehr gut getrennt zu sehen sind, wird ebenfalls ein kleineres  $K$  als bei den qualitativ ebenso guten Linien HeI  $\lambda 6678$  und SiIII  $\lambda 4552$  gefunden. Möglicherweise wird dieser Effekt durch Überlappung mit den benachbarten Linien FeII ( $\lambda = 4923.921$ ), SII ( $\lambda = 4924.08$ ), SII ( $\lambda = 4925.32$ ) und OII ( $\lambda = 4924.60$ ) hervorgerufen. Diese Linien haben für einen Stern mit einer Oberflächentemperatur von  $22400 \pm 1000$  K, wie sie die Hauptkomponente von *Spica* aufweist (Herbison-Evans 1971), schon eine merkliche Äquivalentbreite. Zur Mittelwertberechnung von  $K$ ,  $\gamma$  und  $\varepsilon$  wurden die Balmerlinien und die HeI  $\lambda 4921$  Linie deshalb ausgeschlossen.

Für die im dritten *VELOC*-Durchlauf nicht festgehaltenen Parameter erhält man folgende mittlere Werte

$$\begin{aligned}\varepsilon &= 0.102 \pm 0.01, \\ \gamma &= -0.4 \pm 2.8 \text{ km/s und} \\ K &= 123.4 \pm 2.2 \text{ km/s.}\end{aligned}$$

In der Tabelle ?? werden noch einmal alle hier erhaltenen Werte für die Bahnparameter den Ergebnissen früherer Arbeiten entgegengestellt.

Linie	$P^*$ [d]	$e$	$\omega^*$ [°]	$T_0^*$ [MJD]	$\gamma$ [km/s]	$K$ [km/s]
HeI $\lambda$ 4387	4.01419	0.104	208.5	49080.103	-0.4	122.6
HeI $\lambda$ 4713	4.01419	0.117	208.5	49080.103	-1.7	122.8
HeI $\lambda$ 4921	4.01419	0.110	208.5	49080.103	2.2	110.2
HeI $\lambda$ 6678	4.01419	0.106	208.5	49080.103	0.3	124.3
SiIII $\lambda$ 4552	4.01419	0.100	208.5	49080.103	0.6	124.1
SiIII $\lambda$ 5739	4.01419	0.092	208.5	49080.103	-0.4	126.8
$H\alpha$ $\lambda$ 6562	4.01419	0.130	208.5	49080.103	0.2	95.1
$H\beta$ $\lambda$ 4861	4.01419	0.134	208.5	49080.103	6.4	88.9
OII $\lambda$ 4414	4.01419	0.106	208.5	49080.103	5.3	121.2
FeIII $\lambda$ 5833	4.01419	0.091	208.5	49080.103	-1.4	122.1

Tabelle 3.4: Ergebnisse von *VELOC* bei mit \* gekennzeichneten festgehaltenen Größen.

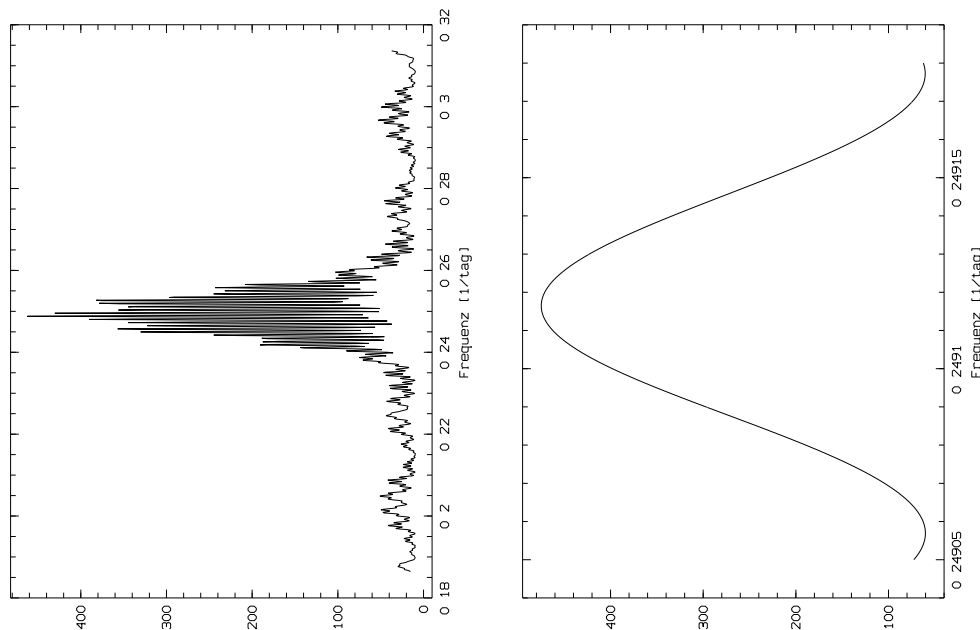
Parameter	Struve (1934)	Herbison-Evans (1971)	Shobbrook (1972)	Dukes (1974)	diese Arbeit
$P$ [Tage]	4.01447 $\pm 0.00005$	4.01460 —	4.01454 $\pm 0.00003$	4.01452 $\pm 0.00001$	4.01453 $\pm 0.00003$
$\omega$ [°]	48 —	138 —	142 $\pm 8$	129 $\pm 7$	208.5 $\pm 0.5$
$T_0$ [MJD]	26040.76 —	40677.59 —	40284.26 $\pm 0.08$	40689.55 $\pm 0.07$	49080.10 $\pm 0.01$
$P_{aps}$ [Jahre]	114 $\pm 28$	124 —	128 $\pm 12$	143 $\pm 20$	130 $\pm 12$
$\varepsilon$	0.13 —	0.146 —	0.14 $\pm 0.03$	0.13 $\pm 0.01$	0.102 $\pm 0.01$
$\gamma$ [km/s]	-7.5 $\pm 1.6$	— —	0.0 —	0.0 $\pm 1.0$	-0.4 $\pm 2.8$
$K$ [km/s]	126.4 $\pm 1.9$	— —	124 $\pm 4$	116.0 $\pm 1.6$	123.4 $\pm 2.2$

Tabelle 3.5: Vergleich der Ergebnisse früherer Arbeiten mit den in dieser Arbeit ermittelten Werten für die Bahnparameter.

### 3.4 Periodenanalyse

In diesem Abschnitt werden die oben erhaltenen Residuen und Radialgeschwindigkeitskurven zu einer detaillierten Periodenanalyse der Pulsationen benutzt. Es wird im folgenden ein Vergleich mit den in früheren Arbeiten gefundenen Perioden angestellt. Doch zuvor werden die bei einer Untersuchung von astronomischen Zeitserien auftretenden Schwierigkeiten und die daraus resultierende Analysemethoden beschrieben.

Abbildung 3.8: caption



### 3.4.1 Zeitserienanalyse

Die bei einer Beobachtungskampagne gewonnenen Zeitserien weisen im allgemeinen ein Problem auf, das bei der Untersuchung zeitabhängiger Phänomene störend wirkt: die zeitliche Nicht-Äquidistanz der Messungen. Die Zeitpunkte der einzelnen Datenaufnahmen werden, sofern nicht während einer Kampagne auf verschiedenen geographischen Längengraden beobachtet werden kann, hauptsächlich durch die Dauer der Sichtbarkeit des betreffenden Objekts und den Tag-Nacht-Wechsel beeinflusst. Die Methode, die üblicherweise zur Detektion etwaiger (sinusförmiger) Signale eingesetzt wird, ist die Fouriertransformation. Aufgrund der nicht äquidistanten Datensätze kann jedoch keine Fouriertransformation im klassischen Sinne durchgeführt werden. Deeming (1975) entwickelte für diesen Fall eine spezielle Fouriertransformation zur Berechnung des diskreten Powerspektrums. Es lassen sich jedoch für die nach Deeming berechneten Powerspektren keine Signifikanzaussagen zu den gefundenen Frequenzen machen. Um die Wahrscheinlichkeit zu bestimmen, nach der eine gefundene Frequenz tatsächlich im Datensatz vorhanden ist, verwendet man sogenannte Scargle-Periodogramme (nach Scargle 1982). Die zugehörige Lomb-Scargle-Statistik (Lomb 1976, Scargle 1982) verwendet reine Sinusmodelle. Die hiermit als signifikant gefundenen Frequenzen werden dann zur genauen Frequenzbestimmung im Powerspektrum gemessen, da dieses dafür besser geeignet ist. Die beschriebenen Verfahren zur Behandlung von nicht-äquidistanten Datensätzen sind im Midas-Kontext TSA ("time-series analysis") enthalten, und fanden Eingang in dem von A. Kaufer (1996) entwickelten Midas-Kontext TS ("time se-

ries”), der in dieser Arbeit verwendet wurde. Um nun alle signifikanten Frequenzen eines Datensatzes bestimmen zu können, wird eine von Roberts et al. (1987) beschriebene CLEAN-Methode eingesetzt. Dabei werden iterativ die jeweils gefundenen signifikantesten Frequenzen und ihre Alias-Frequenzen aus dem Powerspektrum entfernt, bis ein vorzugebendes Signifikanzniveau nicht mehr erreicht wird, und die Iteration abbricht. Die Alias-Frequenzen entstehen durch Faltung der wahren Frequenz mit einer Funktion, die alle Frequenzen enthält, die aufgrund des zeitlichen ”samplings” der Daten auftreten. Diese Funktion nennt man die Fensterfunktion des Datensatzes (siehe Abb. ??). Grundsätzlich findet man einen Satz von Alias-Frequenzen in konstanten Intervallen von  $1/T$  c/d (cycles per day) um die wahre Frequenz herum, wobei T die gesamte Zeitspanne der Beobachtungskampagne darstellt. Die relative Höhe dieser Aliassen hängt weitgehend von der Zeitdauer zwischen den einzelnen Meßpunkten ab. Einen weiteren Aliassen-Satz erhält man in Abständen von  $1 c/d$ , der dadurch entsteht, daß die einzelnen Gruppen von Meßpunkten jeweils durch einen oder mehrere Tage zeitlich voneinander getrennt liegen (Wehlau 1964). Man erhält die Fensterfunktion eines Datensatzes, wenn man das Powerspektrum bzw. das Periodogramm berechnet, wobei die Intensitäten aller Meßpunkte des Datensatzes auf eins gesetzt werden.

Der hier benutzte CLEAN-Algorithmus von Kaufer (1996) paßt Sinusfunktionen mit der Methode der kleinsten Quadrate an den Datensatz im Zeitraum an und nicht im Frequenzraum, wie beim ursprünglichen CLEAN-Algorithmus. Diese beiden Methoden sind äquivalent, wie Schwarz (1978) mathematisch gezeigt hat. Der modifizierte CLEAN-Algorithmus verläuft in folgenden Schritten:

1. Normierung der Zeitserie durch Subtraktion der Mittelwerte
2. Berechnung des Signifikanzniveaus aus der Lomb-Scargle-Statistik
3. CLEAN-Schleife, Iteration  $i$ :
  - (a) Berechnung des Powerspektrums
  - (b) Berechnung des Periodogramms und Vergleich mit dem Signifikanzniveau. Falls keine Signifikanzniveau-Überschreitung  $\Rightarrow$  4
  - (c) Bestimmung der stärksten, signifikanten „Spektrallinie“ des Periodogramms im Powerspektrum
  - (d) Anpassung einer Sinus-Cosinus-Funktion mit der gefundenen Frequenz an die Zeitserie  $\Rightarrow$  genaue Frequenz, Amplitude, Phase
  - (e) Bestimmung der Residuen des benutzten Sinusmodells (eigentliches „CLEANing“)
  - (f) Berechnung des Powerspektrums der Residuen
  - (g) Vorbereitung der nächsten Iteration:  $i = i + 1$
4. Keine signifikanten Frequenzen mehr  $\Rightarrow$  Ende



### 3.4.2 Analyse des Datensatzes

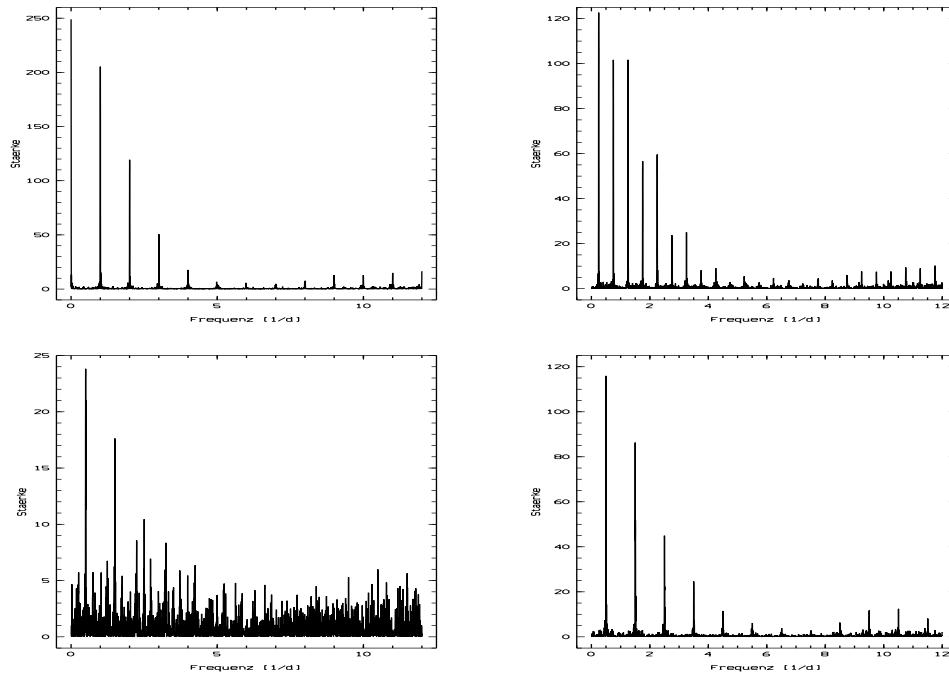
Die zu untersuchende Zeitserie liegt in zwei verschiedenen Formen vor. Zum einen in Form einer eindimensionalen Meßreihe als Radialgeschwindigkeitskurve ("Geschwindigkeit" in Abhängigkeit der Zeit), bzw. deren Residuen nach Abzug der von *VELOC* modellierten Bahn, zum anderen als zweidimensionale spektroskopische Zeitserie in Gestalt der von *SPECBIN* erzeugten Residuen der einzelnen Spektren ("Wellenlänge – Fluß" in Abhängigkeit der Zeit). Letztere mußten noch "rebinnt" werden, so daß das bezüglich der Pulsationen interessante Absorptionsresiduum der Primärkomponente des Doppelsterns in der Laborwellenlänge der zu untersuchenden Linie zu liegen kommt.

Das Pulsationsspektrum eines Sterns läßt sich am besten aus den präzise zu bestimmenden Radialgeschwindigkeiten ermitteln, wohingegen sich die Identifikation der Pulsationsmoden deutlich einfacher durch die Anwendung zweidimensionaler Zeitserienanalysetechniken bewerkstelligen läßt (siehe dazu Kaufer 1996).

Zuerst wurde unter Anwendung oben beschriebener CLEAN-Methode ein weiträumiger Frequenzbereich untersucht, wobei alle eventuell in dem Datensatz befindlichen Perioden mit  $P \geq 2$  Stunden erfasst werden sollten. Dazu wurden alle in Kapitel ?? verwendeten Absorptionslinien benutzt außer den Balmerlinien, die sich aufgrund großer Druckverbreiterung nicht so gut zur Periodenanalyse eignen wie die Absorptionen schwererer Elemente.

Die eindimensionale Frequenzanalyse erfolgte für jede einzelne Linie sowohl anhand der Radialgeschwindigkeitskurven (RG-Kurven) vor Abzug der Bahnlösung als auch der Residuen (RG-Residuen). In beiden Fällen wurde in jeder Linie eine periodische Variation mit einer Frequenz von  $\mathcal{F}_1 = 0.499$  c/d gefunden. Das entspricht einer Periode von  $\mathcal{P}_1 = 2.0040$  Tagen. Die Amplitude dieser Variation beträgt 1.6 km/s. Bei der Einzelanalyse der RG-Residuen war auffällig, daß in einigen der Linien noch immer die Bahnperiode als erste signifikante Periode gefunden wurde, was darauf zurückzuführen ist, daß die Profilanpassung per *SPECBIN* nicht gründlich genug durchgeführt worden ist, während in den in Tabelle ?? als "sehr gut" qualifizierten Linien sofort die Periode  $\mathcal{P}_1$  detektiert wurde. In den RG-Kurven wurde in allen Absorptionen die Bahnperiode  $P_{orb}$  als die signifikanteste bestimmt. In allen Fällen folgte jedoch sofort anschließend die Detektion der Periode  $\mathcal{P}_1$ , wobei die maximale Power der beiden Signale ein Verhältnis von  $P_{orb}/\mathcal{P}_1 = 140$  aufweist. In den einzelnen Linien wurden mit einer Wahrscheinlichkeit von  $3\sigma$  noch verschiedene weitere Perioden erkannt, wobei aber niemals bei mehr als zwei Linien eine Übereinstimmung der gefundenen Perioden erzielt wurde.

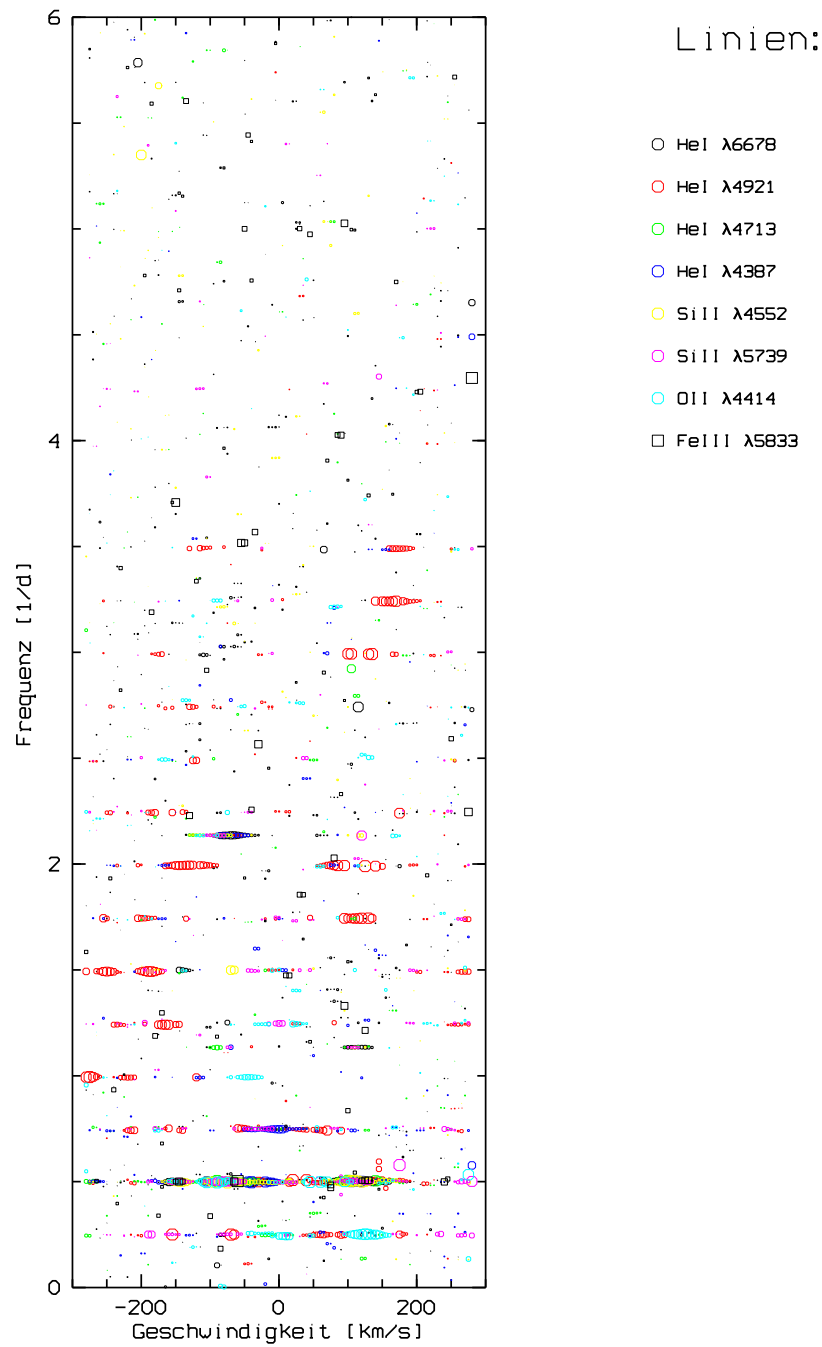
Die zweidimensionale Zeitserienanalyse ermöglicht es, neben den Perioden auch deren Stärke und Phasenverlauf über die gesamte Breite der Linie zu erhalten. Dazu werden die Spektren in einem anzugebenden Geschwindigkeitsintervall in 5 km/s große Bins eingeteilt und auf die gemittelten Intensitäten jedes einzelnen Bins der oben beschriebene Algorithmus angewandt. Damit entspricht dieses Verfahren der eindimensionalen Analyse, das jedoch nur auf einem ganz



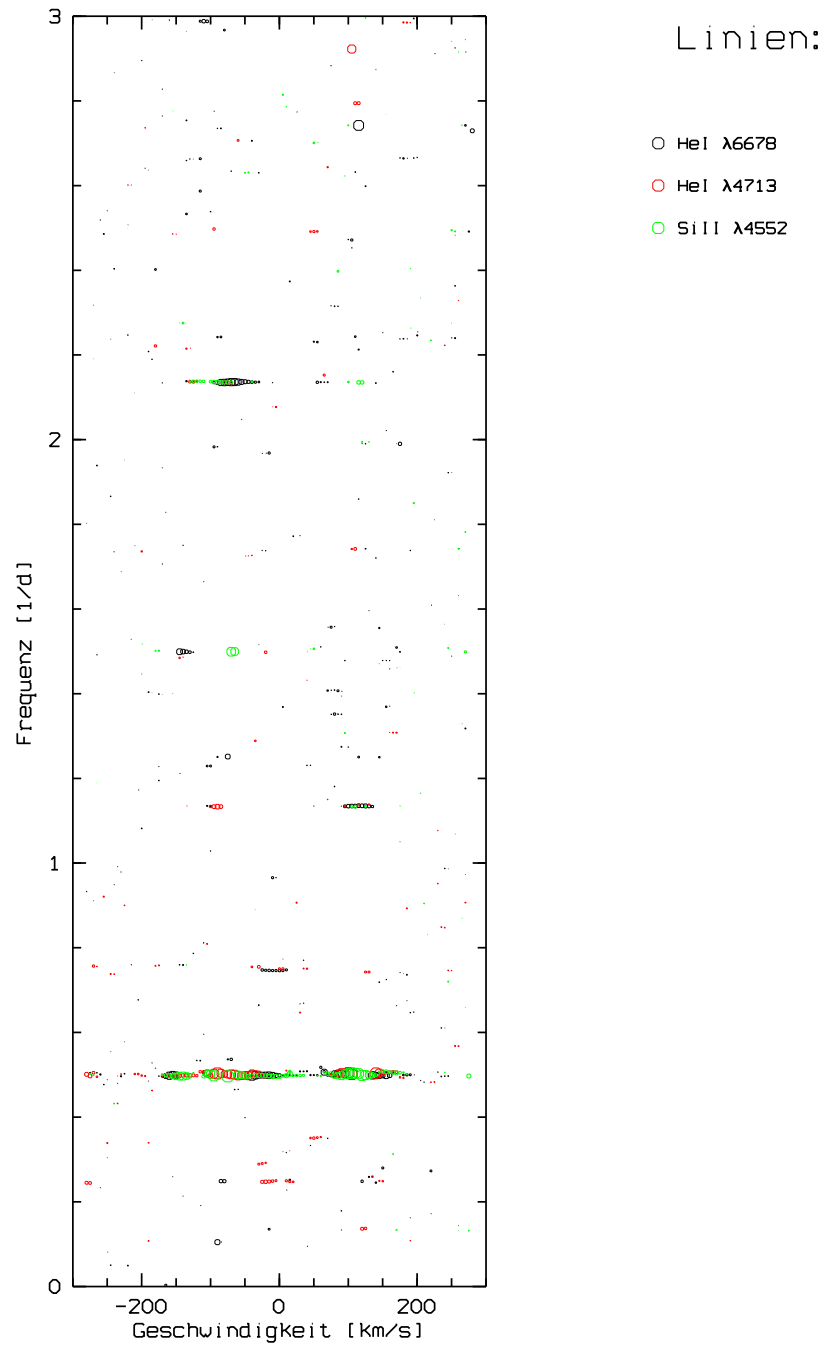
**Abbildung 3.9:** Periodogramme der Frequenzanalyse der gemittelten Radialgeschwindigkeiten aller verwendeten Linien. Oben links ist die Fensterfunktion dargestellt. Sie stellt das Frequenzspektrum aufgrund des "Samplings" der Daten dar. Darunter ist das Periodogramm für die RG-Residuen über den untersuchten Frequenzbereich gezeigt. Auf der rechten Seite sind die Periodogramme für die RG-Kurven dargestellt, wobei das obere Bild das ursprüngliche Periodogramm zeigt. Darunter ist das geclante Periodogramm.

bestimmten Geschwindigkeitsbin (oder auch Wellenlängenbin) arbeitet, und so diese zusätzliche Information beinhaltet. Die so erhaltenen Periodogramme und Powerspektren werden dann zweidimensional dargestellt, wobei die Intensität farbkodiert wiedergegeben wird.

Um einen Vergleich mit der eindimensionalen Analyse anstellen zu können, wurde die zweidimensionale Analyse vorerst auch über den gesamten Frequenzraum vorgenommen. In Abb. ?? sieht man die erhaltenen zweidimensionalen Scargle-Periodogramme, die die signifikanten Perioden für eine 99.5 prozentige Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Geschwindigkeit darstellen. Die Periodogramme der einzelnen Linien werden hierbei durch unterschiedliche Farbgebung repräsentiert. Die Größe der Symbole gibt die maximale Power in den jeweiligen Frequenzen an. Für jede der Linien wurden mindestens drei Clean-Iterationen durchgeführt. Auf die Darstellung des gesamten untersuchten Frequenzbereichs wurde der Übersichtlichkeit wegen verzichtet, da keine signifikanten Perioden in dem nichtdargestellten Frequenzbereich gefunden wurden. Man erkennt auch hier wieder, daß in einigen Linien die Bahnperiode wiedergefunden wurde. In Abb. ?? werden deshalb nur noch diejenigen Periodogramme gezeigt, die zu den Linien gehören, für die mittels des Programms *SPECBIN* Residuen erzeugt werden konnten, in denen die Bahnbewegung weitgehend eliminiert



**Abbildung 3.10:** Dargestellt sind die Periodogramme für alle relevanten Linien (farbkodiert). Die Stärke der gefundenen Frequenzen wird durch die Größe des Symbols ausgedrückt. Für jede Linie wurden mindestens drei Clean-Iterationen durchgeführt.



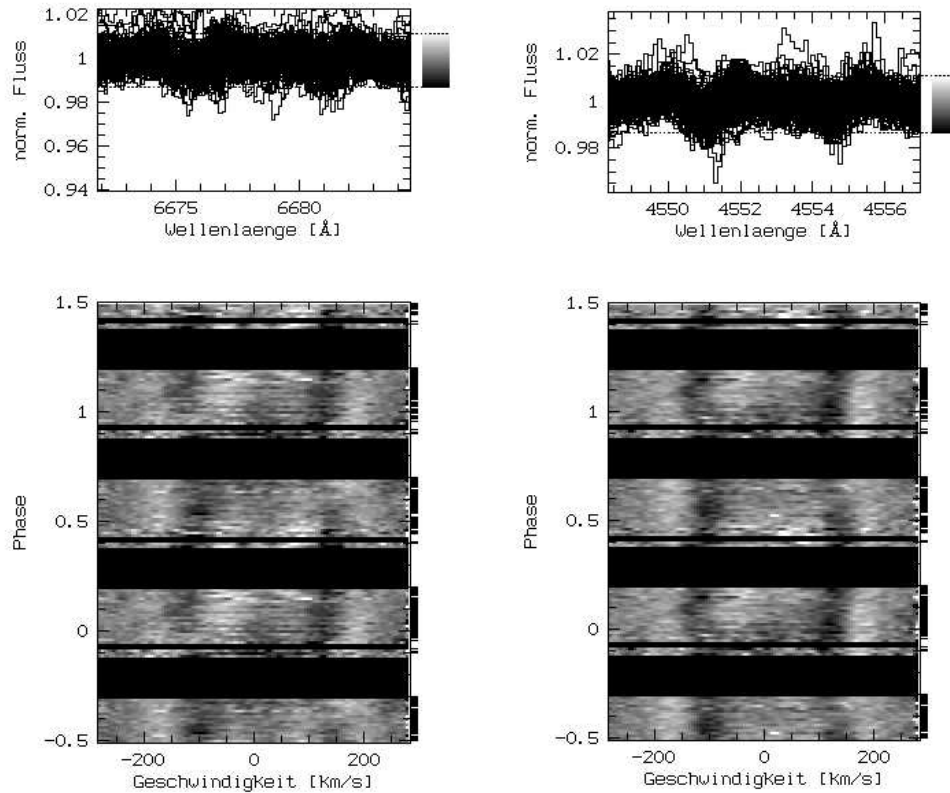
**Abbildung 3.11:** Die gleiche Darstellung wie in Abb. ??, wobei nur noch die Linien berücksichtigt sind, in denen die Bahnbewegung weitgehend eliminiert werden konnte.

wurde. Man sieht deutlich, daß die Periode  $\mathcal{P}_1$  der eindimensionalen Analyse mit einer  $3\sigma$ -Wahrscheinlichkeit in all diesen Linien enthalten ist. Ferner erkennt man in Abb. ?? eine zweite Frequenz  $\mathcal{F}_2 = 2.136 \text{ c/d}$ . Diese Frequenz konnte jedoch weder in den RG-Kurven noch in den RG-Residuen wiedergefunden werden, so daß keine verlässlichen Angaben über die Amplitude dieser Variation gemacht werden können. In einem weiteren Schritt wurde die zweidimensionale Analyse auf einen schmalen Bereich um die gefundenen Frequenzen eingengt, so daß man einen genaueren Verlauf für die Stärke- und Phasenverteilung erhält. Eine genaue Vermessung der gefundenen Frequenzen ergab folgende Werte:

- $\mathcal{F}_1 = 0.4992 \pm 0.003 \text{ c/d} \implies \mathcal{P}_1 = 2.0040 \pm 0.0120 \text{ Tage}$
- $\mathcal{F}_2 = 2.1367 \pm 0.001 \text{ c/d} \implies \mathcal{P}_2 = 0.4680 \pm 0.0003 \text{ Tage}$

In den Abbildungen ?? und ?? sind die erhaltenen Powerspektren einiger Linien mit der Phasen- und Stärkeverteilung für die Frequenzen  $\mathcal{F}_1 = 0.4993 \text{ c/d}$  und  $\mathcal{F}_2 = 2.1367 \text{ c/d}$  respektive dargestellt. Das Signifikanzniveau für das Cleaning wurde wie oben eingestellt, so daß alle gefundenen Frequenzen mit einer Wahrscheinlichkeit von 99.5 Prozent in den Daten enthalten sind. Für die Frequenz  $\mathcal{F}_1$  läßt sich ein Doppelgipfelprofil in der Stärkeverteilung und eine kontinuierliche Phasenpropagation in den Absorptionslinien erkennen, für die eine optimale Profilanpassung erzielt wurde (siehe Abb. ??). In den untersuchten Linien die Frequenz  $\mathcal{F}_2$  betreffend (Abb. ??) verläuft die Stärkeverteilung ähnlich wie für  $\mathcal{F}_1$ , die Phasenpropagation über der Geschwindigkeit zeigt jedoch einen deutlich steileren Verlauf. Auffällig ist für beide Frequenzen auch eine unterschiedliche Stärke bei negativen und positiven Geschwindigkeiten, was auch besonders für  $\mathcal{F}_2$  schon in Abb. ?? zu erkennen ist.

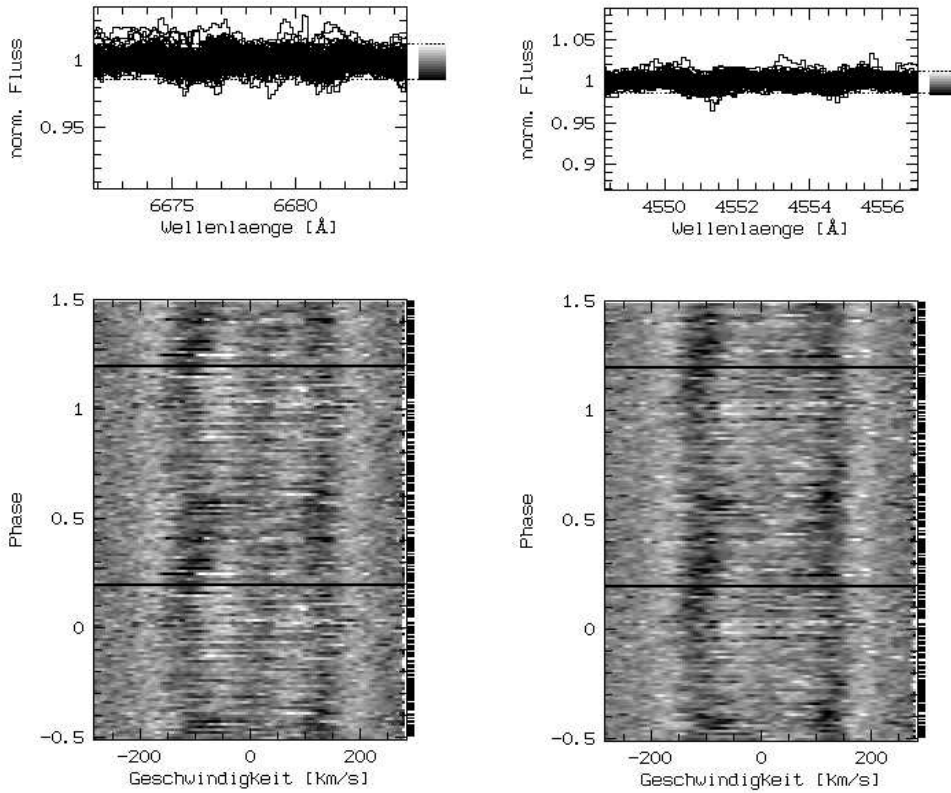
Um die gefundenen Perioden in den Daten zu visualisieren, wurden die Residuen in Form von dynamischen Spektren mit Programmen von Käufer (1996) dargestellt (siehe Abb. ?? und ??). Bei einem dynamischen Spektrum handelt es sich um ein zweidimensionales, pixelorientiertes Bild, das aus den Spektren der Zeitserie, in diesem Fall aus deren Bahnresiduen, generiert wird. Die Intensität wird dabei durch verschiedene Grauabstufungen kodiert. Die horizontalen Striche auf der rechten Seite zeigen, zu welchen Phasenbins die einzelnen Spektren gehören. Abb. ?? stellt die mit der Periode  $\mathcal{P}_1$  gefaltete Zeitserie dar. Da die Periode dieser Variation einen Wert von nahezu 2 Tagen aufweist, kann selbst bei einer Beobachtungsdauer von über 100 Tagen nicht die gesamte Phase abgedeckt werden, so daß zwei relativ große Lücken im dynamischen Spektrum zwischen Phase 0 und Phase 1 zu sehen sind. Den gleichen Effekt erhält man, wenn man die Bahnperiode mittels eines dynamischen Spektrums visualisieren



**Abbildung 3.12:** Dynamische Spektren der Zeitserie im Bereich der HeI  $\lambda 6678$  Linie (links) und der SiIII  $\lambda 4552$  Linie (rechts) für die Periode  $\mathcal{P}_1$ .

möchte, nur daß dann vier Lücken zu sehen sind. Oberhalb der dynamischen Spektren sind die einzelnen in die Darstellung eingegangenen Residuen in dem entsprechenden Wellenlängenbereich unter Verlust der Zeitinformation übereinander aufgetragen.

In den dynamischen Spektren der HeI  $\lambda 6678$  Linie und der SiIII  $\lambda 4552$  Linie (Abb. ??) ist der Verlauf der Variation mit der Periode  $\mathcal{P}_1$  noch gut zu sehen, obwohl durch die Lücke im Bereich der Phase 0.7 bis Phase 0.9 ein Großteil des Verlaufs verdeckt wird. In den dynamischen Spektren der anderen untersuchten Linien ließ sich diese Variation nicht erkennen, weswegen auf ihre Darstellung verzichtet wurde. Abb. ?? zeigt die dynamischen Spektren für die gleichen zwei Linien bezüglich der Variation der Periode  $\mathcal{P}_2$ . In der HeI  $\lambda 6678$  Linie läßt sich eine geringe Variation des Linienzentrums erkennen, die jedoch in der SiIII  $\lambda 4552$  Linie und auch in allen anderen untersuchten Linien nicht mehr zu erkennen ist. Aus den dynamischen Spektren bezüglich der Periode  $\mathcal{P}_2$  lassen sich keine Rückschlüsse auf eine Pulsation ziehen.

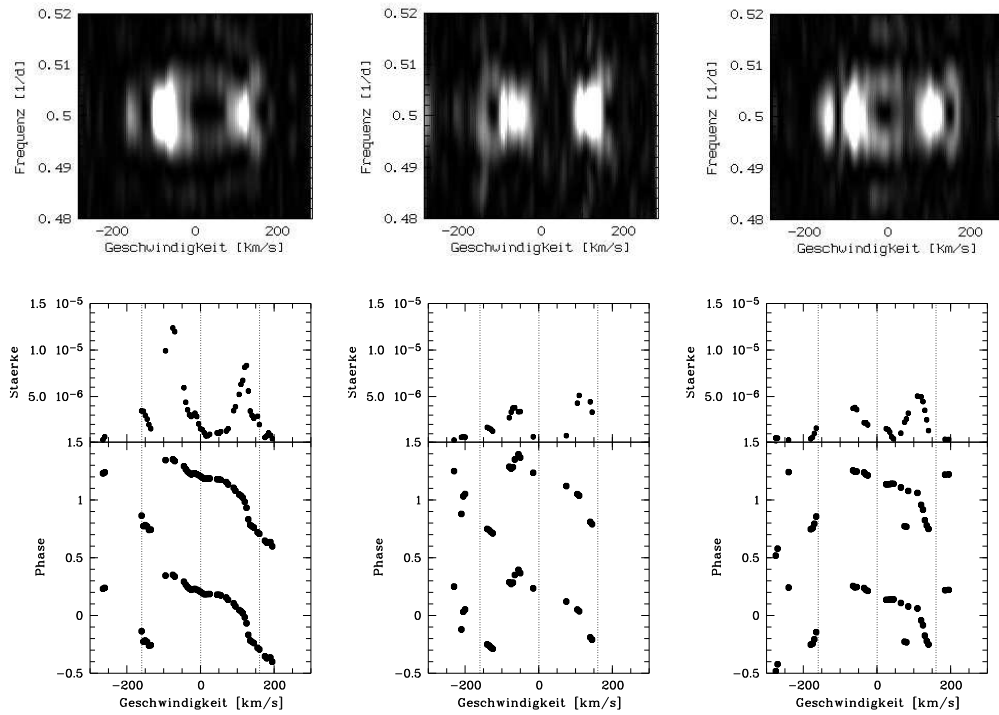


**Abbildung 3.13:** Dynamische Spektren der Zeitserie im Bereich der HeI  $\lambda 6678$  Linie (links) und der SiIII  $\lambda 4552$  Linie (rechts) für die Periode  $\mathcal{P}_2$ .

### 3.4.3 Vergleich mit früheren spektroskopischen Untersuchungen von Spica

In diesem Unterkapitel werden die Daten speziell auf die Ergebnisse der Periodenanalyse früherer Arbeiten hin untersucht und mit den gefundenen Perioden verglichen. Es folgt eine kurze Beschreibung der Arbeiten von Shobbrook, Lomb and Herbison-Evans (1972), Dukes (1974) und Smith (1985), sowie die jeweiligen Ergebnisse in tabellierter Form.

Shobbrook, Lomb and Herbison-Evans (1972) gewannen in den Jahren 1968 bis 1970 eine große Anzahl von photometrischen Daten des Doppelsterns Spica, um die Lichtkurven nach kurzzeitigen periodischen Variationen zu untersuchen. Sie ergänzten den Datensatz um 41 Spektren, die sie zusammen mit den veröffentlichten Radialgeschwindigkeiten von Baker (1909), Struve und Ebbighausen (1934) und Struve et al (1958) zur Bahnbestimmung verwendeten. Diese Radialgeschwindigkeiten wurden ebenfalls einer Periodenanalyse unterworfen, um eine eventuelle zeitliche Entwicklung der Amplituden und Perioden der Pulsationen aufdecken zu können. Sie entdeckten folgende signifikanten Perioden in den Datensätzen:



**Abbildung 3.14:** Zweidimensionale Analyse im Bereich von  $\mathcal{F}_1$  für die Linien HeI  $\lambda 6678$ , HeI  $\lambda 4713$ , SiIII  $\lambda 4552$  (von links nach rechts). Dargestellt sind die Powerspektren sowie der Stärke- und der Phasenverlauf. Die punktierten Linien kennzeichnen die Systemgeschwindigkeit  $\gamma$  (Kapitel ??) sowie  $\gamma \pm v \sin i$ . Hierbei ist  $v \sin i = 161 \pm 2 \text{ km/s}$  (Smith 1985).

Epoche	Periode [d]	Frequenz [c/d]	Amplitude [km/s]
1969	0.17380 $\pm 0.00002$	5.7537 $\pm 0.0007$	8 $\pm 1$
1956	0.173796 $\pm 0.000005$	5.75387 $\pm 0.00017$	8.5 $\pm 1.5$
1934	0.173790 $\pm 0.000001$	5.75407 $\pm 0.00003$	9 $\pm 1.5$
1908	0.25219 $\pm 0.00001$	3.9653 $\pm 0.0002$	15.5 $\pm 2.5$

Dabei gibt die Epoche das Jahr der Datenaufnahme der verschiedenen Datensätze an.

Dukes begann die Periodenanalyse auf dem in Kapitel ?? beschriebenen Datensatz damit, daß er ein Periodogramm in naher Umgebung der Frequenz der, aus der Veröffentlichung von Shobrook et al. (1969) bekannten,  $\beta$ -Cephei-Variation erstellte, womit ihm die Detektion dieser Frequenz gelang. Darüber



hinaus konnte er noch drei weitere, bis dahin nicht entdeckte, Frequenzen in seinen Daten finden. Im einzelnen lauten die Werte wie folgt:

Periode [d]	Frequenz [c/d]	Amplitude [km/s]
0.17379	5.7542	3.8
0.17285	5.7854	2.8
0.24297	4.1158	1.8
0.27646	3.6171	2.1

Die Werte beziehen sich hier auf die Periodenanalyse der Radialgeschwindigkeiten. Fehler zu den einzelnen Größen sind in Dukés (1974) keine angegeben.

Smith (1985) konnte in drei Beobachtungskampagnen mit insgesamt dreizehn Nächten in den Jahren 1983 und 1984 eine Anzahl von über 500 hochauflösende Spektren von *Spica* aufnehmen. Seine Aufnahmen beschränkten sich auf das SiIII  $\lambda 4552 - 4574$ -Triplet, in welchem er folgende periodische Variationen fand:

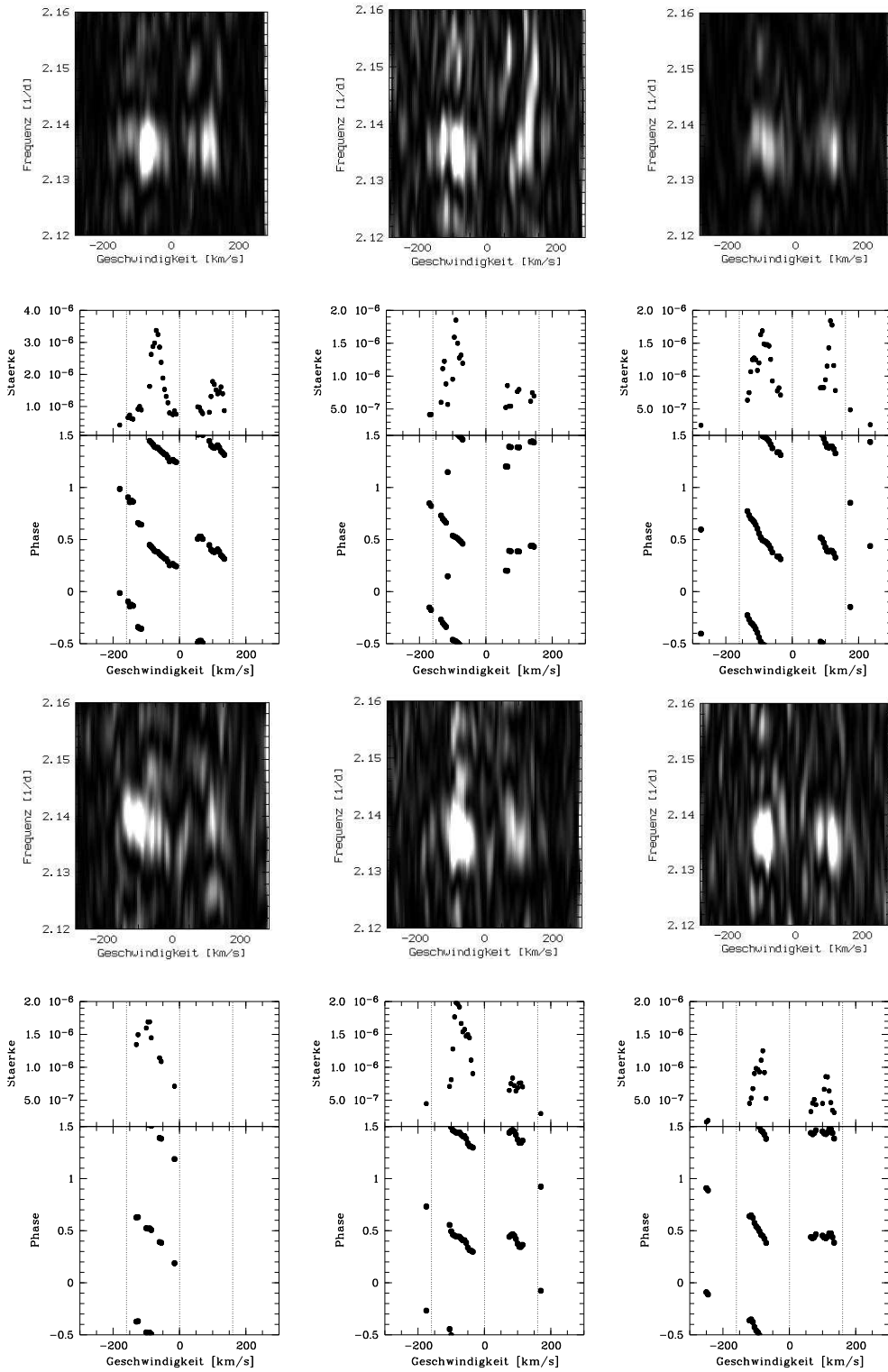
Periode [d]	Frequenz [c/d]	Amplitude [km/s]
2.0083	0.4979	3
0.3346	2.9888	—
0.2717	3.6810	4
$\pm 0.0033$	$\pm 0.045$	—
0.1333	7.5000	1.5
$\pm 0.0007$	$\pm 0.0394$	—

Nun galt es zu überprüfen, ob die oben aufgeführten Perioden in dem dieser Arbeit zugrunde liegenden Datensatz wiederentdeckt werden konnten. Zuerst wurden alle RG-Residuen auf die  $\beta$ -Cephei-Variation hin untersucht, die in fast allen Datensätzen bis 1970 detektiert wurde. Dazu wurde der Frequenzbereich, in dem die eindimensionale Periodenanalyse erfolgte, so gewählt, daß nur eventuelle sinusförmige Variationen mit einer Frequenz zwischen  $5.7\text{ c/d}$  und  $5.8\text{ c/d}$  in Betracht kamen. Die Schrittweite der Suche betrug  $10^{-5}\text{ 1/d}$ , das Signifikanzniveau wurde so eingestellt, daß die gefundenen Frequenzen mit einer  $2\sigma$ -Wahrscheinlichkeit in den Daten enthalten sind. In den verschiedenen Linien wurden jeweils eine oder zwei Frequenzen als signifikant befunden, wobei jedoch für nie mehr als zwei Linien eine Übereinstimmung der Frequenzen mit einer Genauigkeit von  $\pm 3 \times 10^{-3}\text{ 1/d}$  erzielt wurde. Die Amplituden der an die gefundenen periodischen Variationen angepaßten sinusartigen Kurven erreichten in keinem Fall einen Wert größer als  $1\text{ km/s}$ . Eine Herabsetzung des Signifikanzniveaus ( $1\sigma$ -Wahrscheinlichkeit) bei sonst gleichen Einstellungen resultierte in der Auffindung von minimal drei bis maximal sechs signifikanten Frequenzen pro Linie. Auch diesmal waren keine Frequenzwerte für mehr als zwei Linien in einem Bereich von  $10^{-3}\text{ 1/d}$  auszumachen. Die Größe der Amplituden variierte zwischen  $0.1\text{ km/s}$  und  $2\text{ km/s}$ . Analog hierzu wurde die zweidimensionale Zeitserienanalyse durchgeführt, die zu dem gleichen Ergebnis führte.

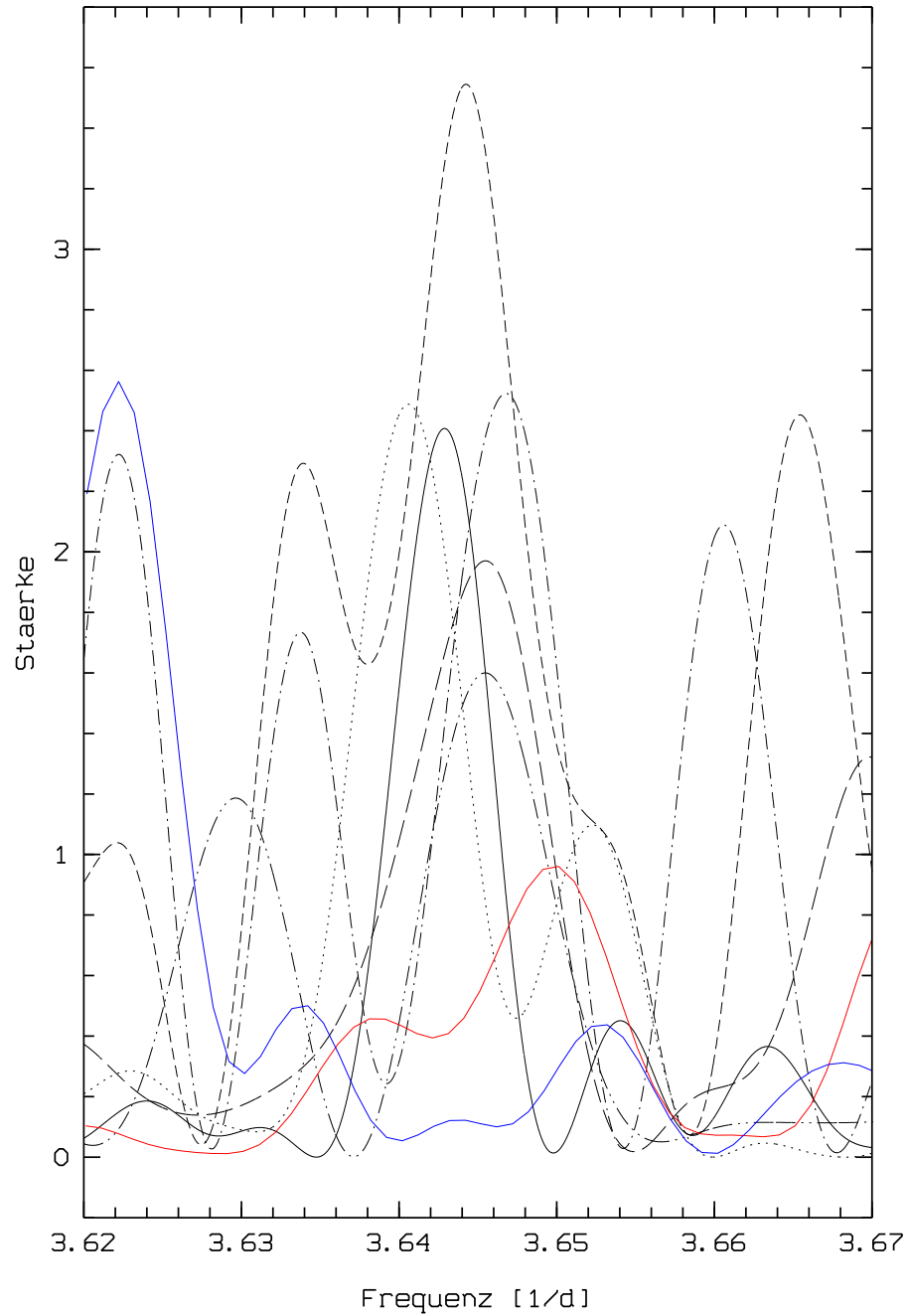
Als nächstes galt die Aufmerksamkeit den Variationen im sechs-Stunden Bereich, wobei die von Smith mit einer Frequenz von  $F = 3.6810\text{ c/d}$  gefundene Pulsation möglicherweise der von Dukés ( $F = 3.6171\text{ c/d}$ ) entspricht (Smith

1985). Im Frequenzintervall von 3.57 1/d bis 3.72 1/d wurden, bei sonst identischer Einstellungen wie oben, keine Perioden gefunden, die mit einer  $2\sigma$ -Wahrscheinlichkeit in den untersuchten Linien enthalten wären. Nach Herabsetzung des Signifikanzniveaus ( $1\sigma$ -Wahrscheinlichkeit) fand sich in sechs der acht Linien eine periodische Variation der Frequenz  $F = 3.644 \pm 0.03$  c/d. In Abb. ?? sind die Periodogramme der RG-Residuen der betreffenden Linien im untersuchten Frequenzbereich dargestellt. Um eventuelle Aliase der Bahnfrequenz und der Frequenz  $\mathcal{F}_1$  zu erkennen, wurde die Fensterfunktion des Datensatzes mit diesen Frequenzen gefaltet, und mit den Periodogrammen verglichen. Eine Aliasfrequenz von  $\mathcal{F}_1$  ließ sich somit ausschließen. Die Amplitude der Variation liegt für die HeI-Linien bei  $\approx 0.4$  km/s, und stößt somit an die Grenze der mit dem Spektrographen *FLASH* erreichbaren Radialgeschwindigkeitsmessung mit einer  $1\sigma$ -Genauigkeit (siehe Kaufer 1996, Kap. 2.1). In den Absorptionen der schwereren Elemente werden dagegen größere Werte für die Amplitude bestimmt, nämlich 1.1 km/s (SiIII  $\lambda 5739$ ), 1.4 km/s (OII  $\lambda 4414$ ) und 2.2 km/s (FeIII  $\lambda 5833$ ). Die darauffolgende zweidimensionale Periodenanalyse im gleichen Frequenzbereich konnte bei einem Signifikanzniveau einer  $1\sigma$ -Wahrscheinlichkeit entsprechend, keine Bestätigung des Ergebnisses liefern.

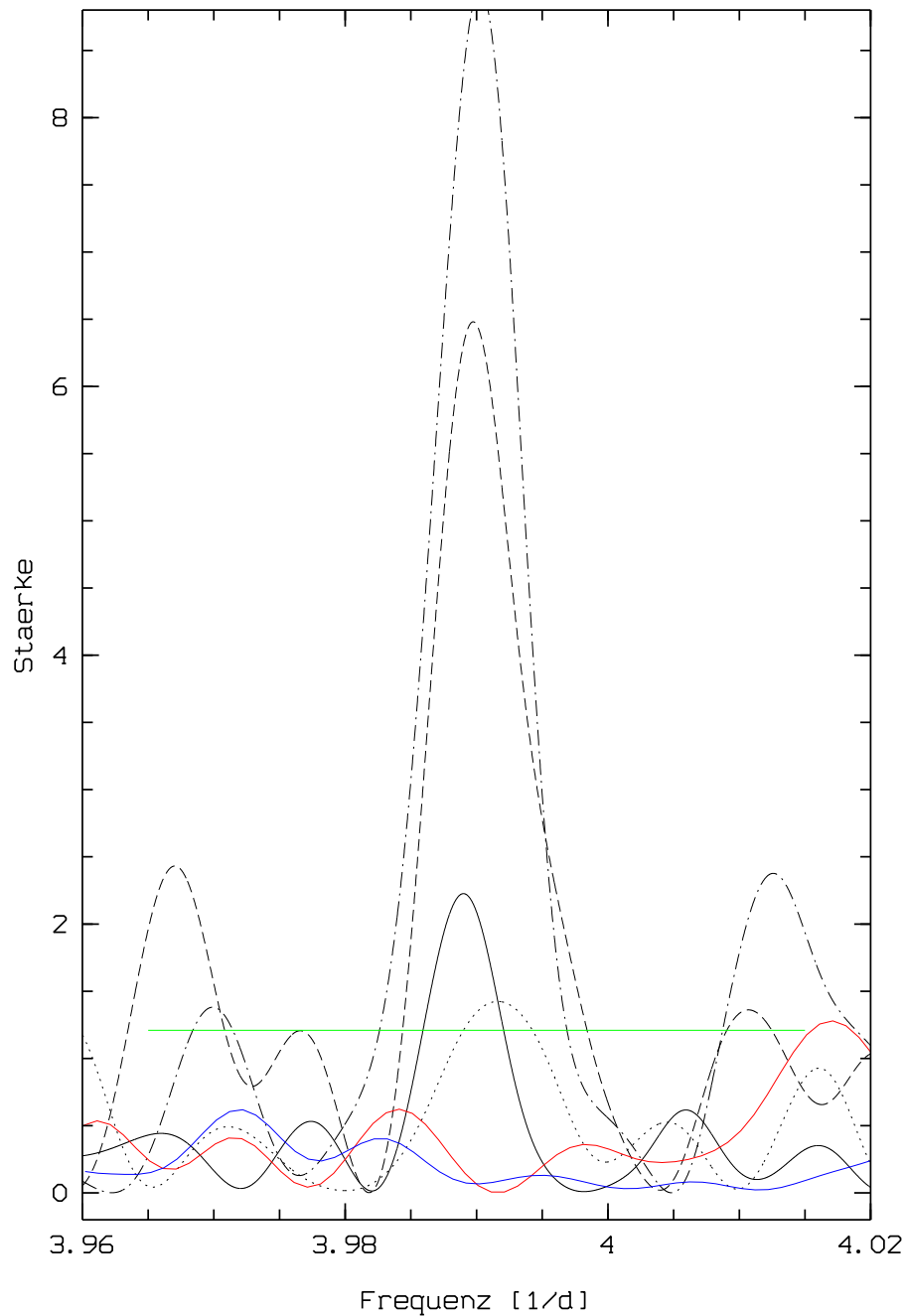
Bei der Überprüfung der Variationen in den Datensätzen von 1908 ( $F = 3.9653$  c/d) und 1970 ( $F = 4.1158$  c/d) zeigte sich im untersuchten Frequenzintervall in den Periodogrammen der RG-Residuen ein sehr resonantes Spektrum. In allen Periodogrammen waren eine Vielzahl in etwa gleich hoher Peaks vorhanden. Hier dürften die Aliasfrequenzen der Bahn- und der in allen Residuen enthaltenen Frequenz  $\mathcal{F}_1$  eine nicht zu unterschätzende Rolle spielen. Eine Anhäufung etwa gleicher Werte für die gefundenen Frequenzen mit  $1\sigma$ -Wahrscheinlichkeit war nur für die vier HeI-Linien bei  $F = 3.990 \pm 0.002$  c/d zu erkennen. Die Amplituden der Variation erreichen in den einzelnen Linien Werte von 0.35 km/s (HeI  $\lambda 6678$ ), 0.18 km/s (HeI  $\lambda 4387$ ), 0.69 km/s (HeI  $\lambda 4713$ ) und 1.0 km/s (HeI  $\lambda 4921$ ). Die Signifikanz dieser Variation konnte auch in diesem Fall mittels der zweidimensionalen Periodenanalyse in keiner der untersuchten Linien bestätigt werden.



**Abbildung 3.15:** Zweidimensionale Analyse im Bereich von  $\mathcal{F}_2$  für die Linien HeI  $\lambda 6678$ , HeI  $\lambda 4713$ , SiIII  $\lambda 4552$  (obere Reihe, von links nach rechts) und HeI  $\lambda 4921$ , HeI  $\lambda 4387$ , SiIII  $\lambda 5739$  (untere Reihe, von links nach rechts). Dargestellt sind die Powerspektren sowie der Staerke- und der Phasenverlauf. Die punktierten Linien kennzeichnen die Systemgeschwindigkeit  $\gamma$  (Kapitel ??) sowie  $\gamma \pm v \sin i$ . Hierbei ist  $v \sin i = 161 \pm 2 \text{ km/s}$  (Smith 1985).



**Abbildung 3.16:** Periodogramme der Linien HeI  $\lambda 6678$  (—), HeI  $\lambda 4387$  ( $\cdots$ ), HeI  $\lambda 4713$  (---), SiIII  $\lambda 5739$  (---), FeIII  $\lambda 5833$  (---) und OII  $\lambda 4414$  ( $\cdots$ ). Die rote Kurve stellt die mit der Bahnfrequenz gefaltete Fensterfunktion dar, die blaue Kurve ist die mit der Frequenz  $\mathcal{F}_1$  gefaltete Fensterfunktion. Die gefundenen Frequenzen sind mit einer  $1\sigma$ -Wahrscheinlichkeit in den RG-Residuen der entsprechenden Linien enthalten.



**Abbildung 3.17:** Periodogramme der Linien HeI  $\lambda 6678$  (—), HeI  $\lambda 4387$  (···), HeI  $\lambda 4713$  (---), HeI  $\lambda 4921$  (-·-·). Die rote Kurve stellt die mit der Bahnfrequenz gefaltete Fensterfunktion dar, die blaue Kurve ist die mit der Frequenz  $\mathcal{F}_1$  gefaltete Fensterfunktion. Die gefundenen Frequenzen sind mit einer  $1\sigma$ -Wahrscheinlichkeit in den RG-Residuen der entsprechenden Linien enthalten. Das Signifikanzniveau ist durch die grüne Linie gekennzeichnet.



# Kapitel 4

## Diskussion und Ausblick

In dieser Diplomarbeit wurden die Bahnparameter des Doppelsternsystems  $\alpha$  Virginis bestimmt, um anschließend eine ausführliche Untersuchung der spektroskopischen Variationen der Primärkomponente durchzuführen.

Die Bahnperiode konnte unter Zuhilfenahme einer großen Anzahl von Radialgeschwindigkeiten von  $\alpha$  Virginis aus den Jahren 1970 und 1971 sehr genau zu  $P = 4.01453$  Tagen bestimmt werden und stimmt innerhalb der Fehlergrenzen von nur 0.00003 Tagen ( $\approx 2.6$  s) mit den von Shobbrook (1972) und Dukes (1974) erhaltenen Werten überein. Eine auffällige Abweichung zu früheren Ergebnissen ergab sich nur bei dem Wert der Bahnexzentrizität. Das in dieser Arbeit ermittelte  $\varepsilon$  liegt mit  $0.102 \pm 0.01$  deutlich unter den bisher veröffentlichten Werten, die alle ein  $\varepsilon$  zwischen 0.13 und 0.146 vorsehen. Für die Richtigkeit des in dieser Untersuchung erhaltenen Wertes könnte die Tatsache sprechen, daß bei allen untersuchten Linien, in denen die Absorptionsprofile der beiden Komponenten in den Spektren gut zu trennen waren, ein  $\varepsilon$  von  $\approx 0.1$  ermittelt wurde, wogegen gerade für die Balmerlinien, in denen keine Trennung der Absorptionen zu erkennen ist, ein Wert von  $\varepsilon=0.130$  für  $H\alpha$  bzw.  $\varepsilon=0.134$  für  $H\beta$  erreicht wurde, der sich mit den Ergebnissen der früheren Arbeiten überdeckt. Die von *SPECBIN* (Kap. ??) erzeugten Radialgeschwindigkeiten (siehe Abbildungen ?? und ??) zeigen jedoch schon, daß für die Linien mit einem in den Spektren klar erkennbaren Doppelabsorptionsprofil ( $\text{HeI } \lambda 6678$ ,  $\text{SiIII } \lambda 4552$ ) "glattere" RG-Kurven erhalten wurden als für die Balmerlinien, was sich auf eine bessere Qualität der Profilanpassung durch *SPECBIN* zurückführen lässt. Diese RG-Kurven sind folglich zur Bahnbestimmung mittels des Programms *VELOC* (Kap. ??) besser geeignet als die RG-Kurven der Balmerlinien. Zumindest Dukes benutzte zur Bestimmung der Bahnparameter RG-Kurven, die aus Spektren gewonnen wurden, in denen die Komponenten nicht getrennt sichtbar waren (Dukes 1974). Weiterhin ist die Art und Weise des Datensamplings, mit der dieser Datensatz gewonnen wurde, zur Bestimmung der Bahnelemente weitaus besser geeignet, als das Sampling früherer Beobachtungskampagnen, bei denen in relativ wenigen Nächten viele Spektren aufgenommen wurden. Da die Bahnperiode bei fast genau 4 Tagen liegt, konnten so immer nur vier ziemlich begrenzte Bereiche der orbitalen Phase abgedeckt werden. Dagegen wurde

dieser Datensatz durch kontinuierliche Beobachtung über 110 Nächte hinweg gewonnen, wodurch eine deutlich bessere Phasenüberdeckung erreicht werden konnte.

Die anschließende Periodenanalyse anhand der Orbitalresiduen der RG-Kurven und der Spektren erbrachte zwei signifikante Perioden. In der Reihenfolge ihrer Stärke sind dies:

$$\begin{aligned}\mathcal{P}_1 &= 2.0040 \pm 0.0120 \text{ d} \\ \mathcal{P}_2 &= 0.4680 \pm 0.0003 \text{ d}\end{aligned}$$

Die Periode  $\mathcal{P}_1$  konnte sowohl in den RG-Residuen als auch in den Residuen der Spektren nachgewiesen werden. Bei dieser periodischen Variation könnte es sich um die bereits von Smith (1985) detektierte Pulsation mit  $P = 2.008 \text{ d}$  handeln. Er identifizierte sie als  $m = +l = 2$  Mode, deren Ursprung in der durch Gezeitenkräfte verursachten Deformierung des Primärsterns liegt. Ihre Periode beträgt genau die Hälfte der Bahnperiode, da sich der Gezeitenberg auf beiden Seiten des Sterns in der horizontalen Achse der Bahnebene bildet.

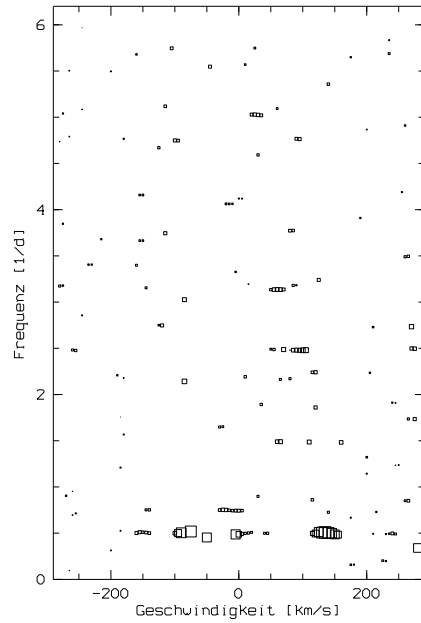
Die Periode  $\mathcal{P}_2$  konnte dagegen nur mittels der zweidimensionalen Analyse in den Residuen der Spektren gefunden werden, was darauf schließen lässt, daß es sich hierbei um einen Mode mit einem hohen Wert für  $l$  handeln könnte. Die bezüglich dieser Periode für die einzelnen Linien erhaltenen dynamischen Spektren liefern jedoch keinen Hinweis für ein Vorhandensein einer Pulsation mit der Periode  $\mathcal{F}_2$ .

Das vor drei Jahrzehnten in der Astronomie stark angestiegene Interesse an  $\alpha$  Virginis, und auch der Grund dafür, daß dieses Doppelsternsystem Gegenstand der hier vorliegenden Diplomarbeit wurde, liegt in dem plötzlichen Verschwinden seiner Eigenschaft als  $\beta$ -Cephei-Veränderlicher begründet. Nachdem es Shobbrook et al. im Jahre 1969 gelang, in den Lichtkurven von  $\alpha$  Virginis eine sinusförmige Variation mit einer Periode von 0.1738 Tagen zu entdecken (Shobbrook et al. 1969), die er einer  $\beta$ -Cephei-Pulsation der Primärkomponente zuschrieb, untersuchte er daraufhin mehrere ältere spektroskopische Datensätze und konnte jeweils eine signifikante Variationen in den Datensätzen von 1908 (Baker, 1909), 1934 (Struve und Ebbighausen, 1934) und 1956 (Struve et al., 1958) entdecken (siehe Kap. ??). In den darauffolgenden Jahren nahm die Amplitude der  $\beta$ -Cephei-Variation jedoch rasch ab, und konnte ab 1972 nicht mehr detektiert werden. Danach wurden einige Beobachtungskampagnen mit dem Ziel durchgeführt, diese Pulsation in photometrischen und spektroskopischen Datensätzen wiederzufinden. So war es auch das Hauptanliegen in dieser Arbeit, mit Hilfe von hochaufgelösten Echellespektren den Verbleib der  $\beta$ -Cephei-Pulsation zu klären, und somit vielleicht wichtige Erkenntnisse über die Antriebsmechanismen dieser Art von Pulsationen zu erlangen. Der Versuch, die Periode der  $\beta$ -Cephei-Variation in dem 1993 auf La Silla, Chile, gewonnenen Datensatz wiederzufinden verlief jedoch erfolglos. Es wurde gezeigt, daß in einem Frequenzbereich von  $F_{\beta\text{-Cephei}} \pm 0.05 \text{ 1/d}$  keine bei einem Signifikanzniveau von  $2\sigma$  detektierten Variationen mit einer Amplitude größer als  $1 \text{ km/s}$  in den RG-Residuen der untersuchten Linien enthalten ist. Diesen Wert kann man als Obergrenze der Amplitude einer möglicherweise noch existenten  $\beta$ -Cephei-

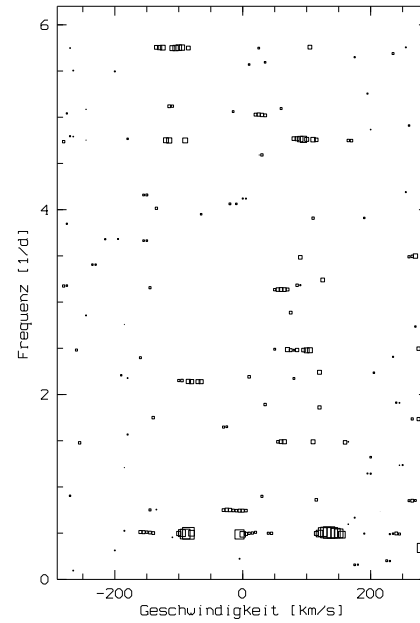


---

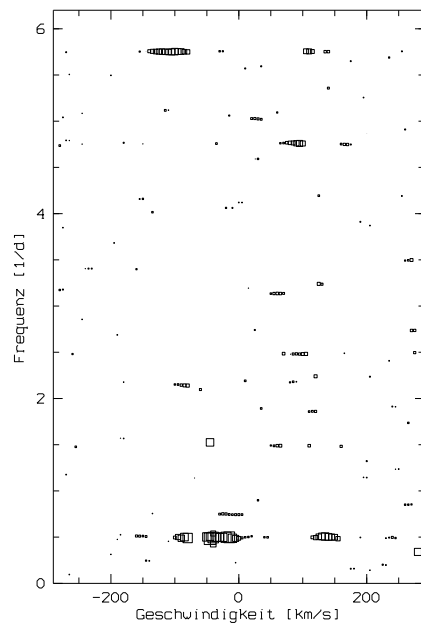
Pulsation ansehen. Die zweidimensionale Periodenanalyse auf den Residuen der Spektren verlief ebenfalls erfolglos. Um nachzuprüfen, ab welcher Amplitude eine Pulsation in den Residuen der Spektren nachzuweisen ist, wurde eine radiale Pulsation auf die Residuen modelliert. Da eine radiale Pulsation lediglich eine periodische Verschiebung des gesamten Profils der pulsierenden Komponente bewirkt, ließ sich diese Modellierung durch eine geringe Modifizierung des Programmcodes von *SPECBIN* bewerkstelligen. Dazu wurden die an die Spektren angepaßten Profile jeweils so verschoben, daß sie sich selbst wie die Absorptionsprofile eines radialen Pulsators mit der Periode  $P_{\beta-Cephei}$  verhielten. Durch schrittweise Vergrößerung der Modellpulsationsamplitude und anschließender Periodenanalyse kann eine Grenze für nicht mehr zu detektierende Radialpulsationsamplituden angegeben werden. In Abb. ?? ist die modellierte Pulsation mit einer Amplitude von 1 km/s selbst nach vier Clean-Iterationen nicht zu detektieren.



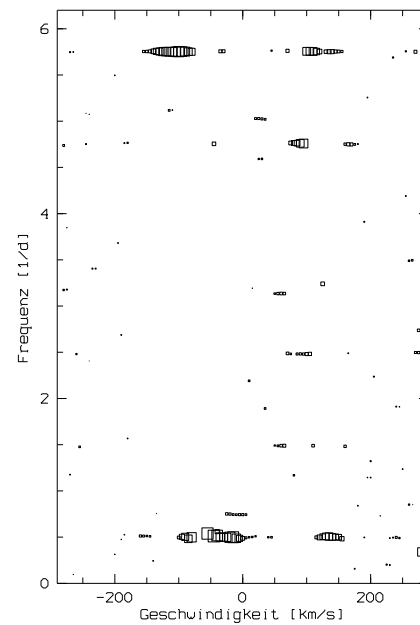
(a) Amplitude 1 km/s



(b) Amplitude 2 km/s



(c) Amplitude 3 km/s



(d) Amplitude 4 km/s

**Abbildung 4.1:** Periodogramme der He I  $\lambda 6678$  Linie. Auf die Residuen ist eine radiale Pulsation mit der Frequenz  $F = 5.75 \text{ c/d}$  und der jeweils angegebenen Amplitude modelliert.

## Anhang A

# Spektralatlas von $\alpha$ Virginis

Auf den folgenden Seiten ist das zeitlich gemittelte Gesamtspektrum von  $\alpha$  *Virginis* dargestellt. Die Auflösung beträgt im gesamten Bereich  $\lambda/\Delta\lambda = 20000$ . Die wichtigsten Linien sind gekennzeichnet. Die Erläuterungen hierzu sind in Kapitel ?? aufgeführt.

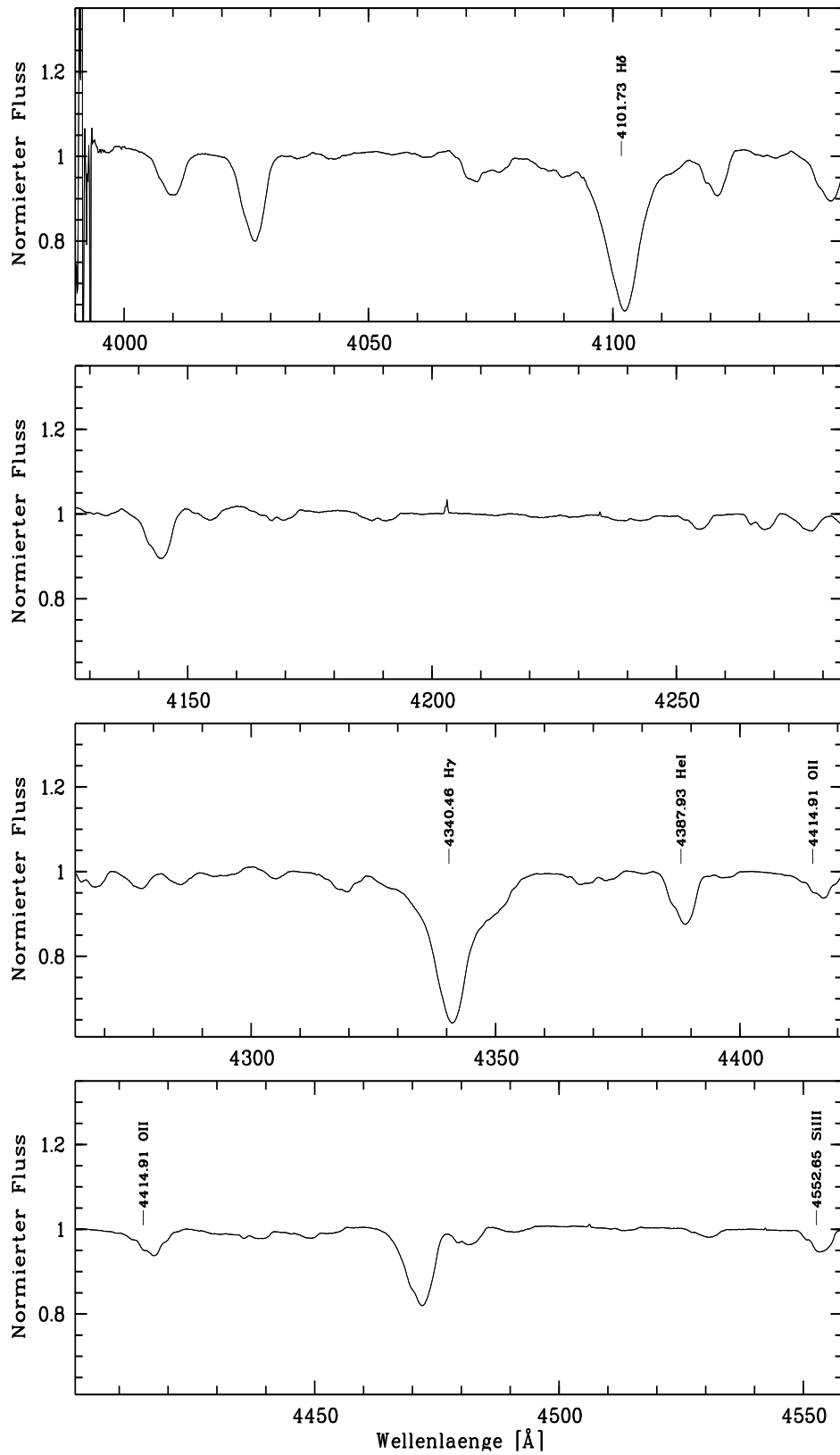


Abbildung A.1: Spektralatlas von  $\alpha$  Virginis im Bereich von 4000 Å bis 4550 Å.

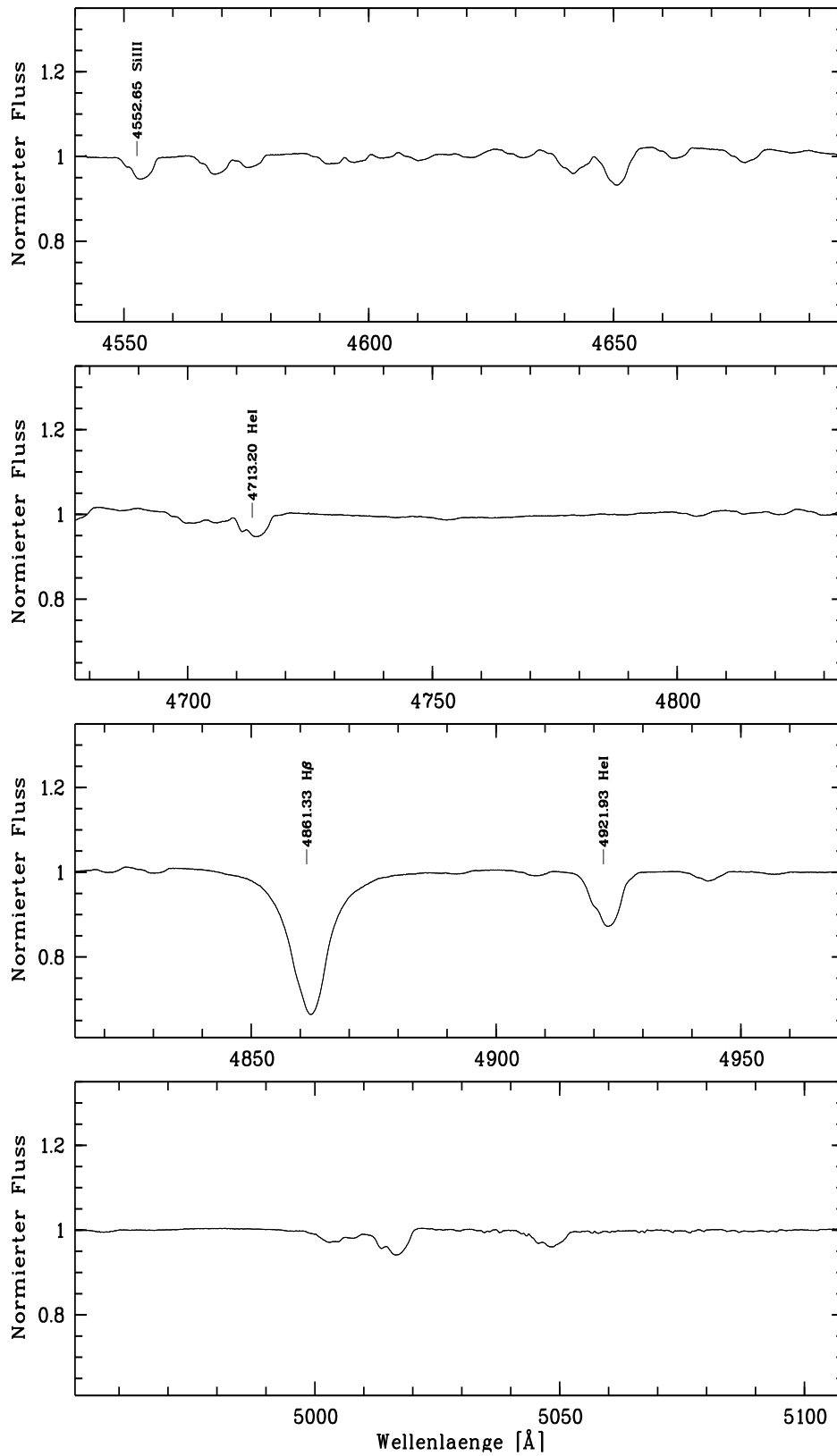


Abbildung A.2: Spektralatlas von  $\alpha$  Virginis im Bereich von 4550 Å bis 5100 Å.

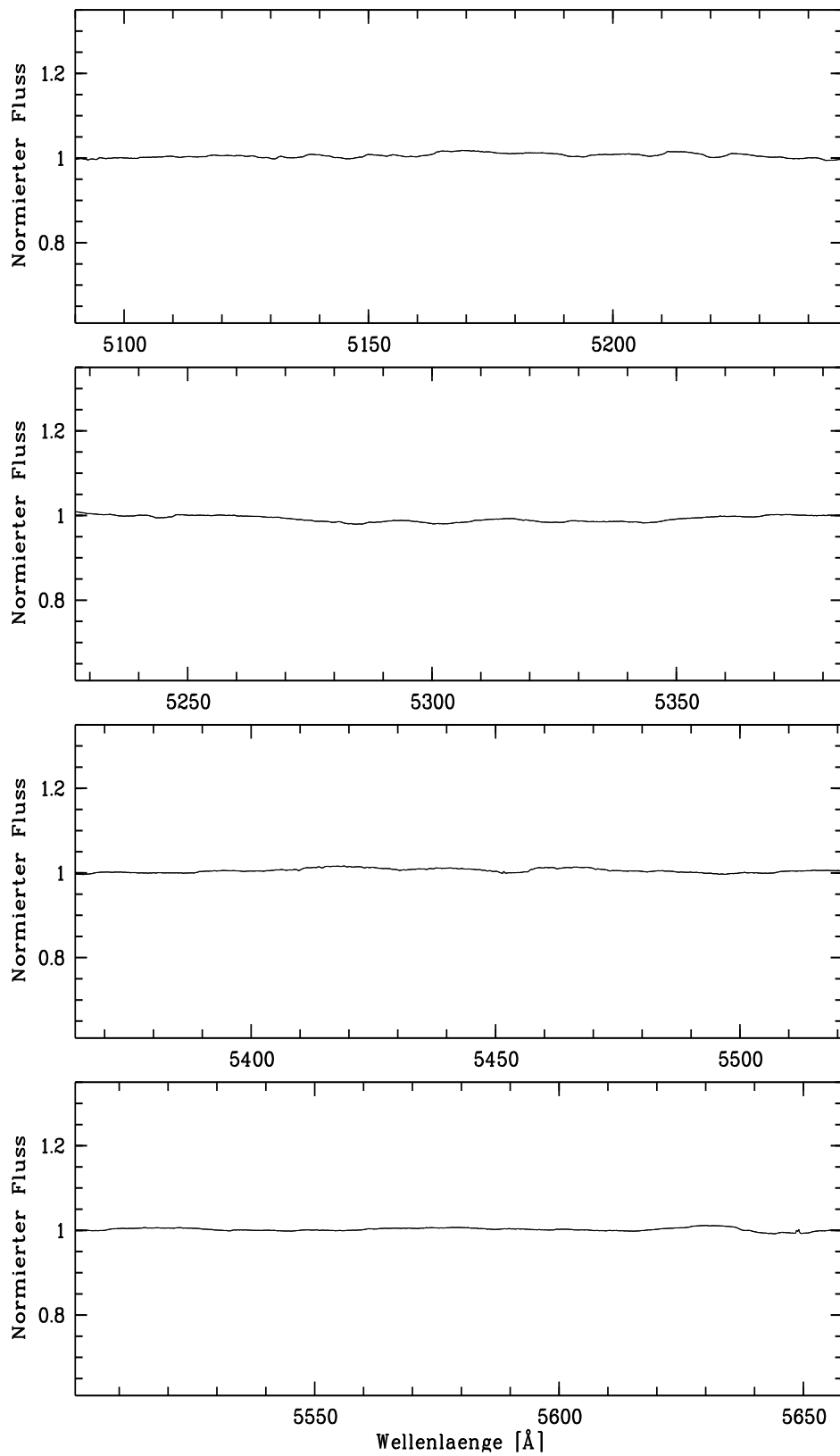


Abbildung A.3: Spektralatlas von  $\alpha$  Virginis im Bereich von 5100 Å bis 5650 Å.

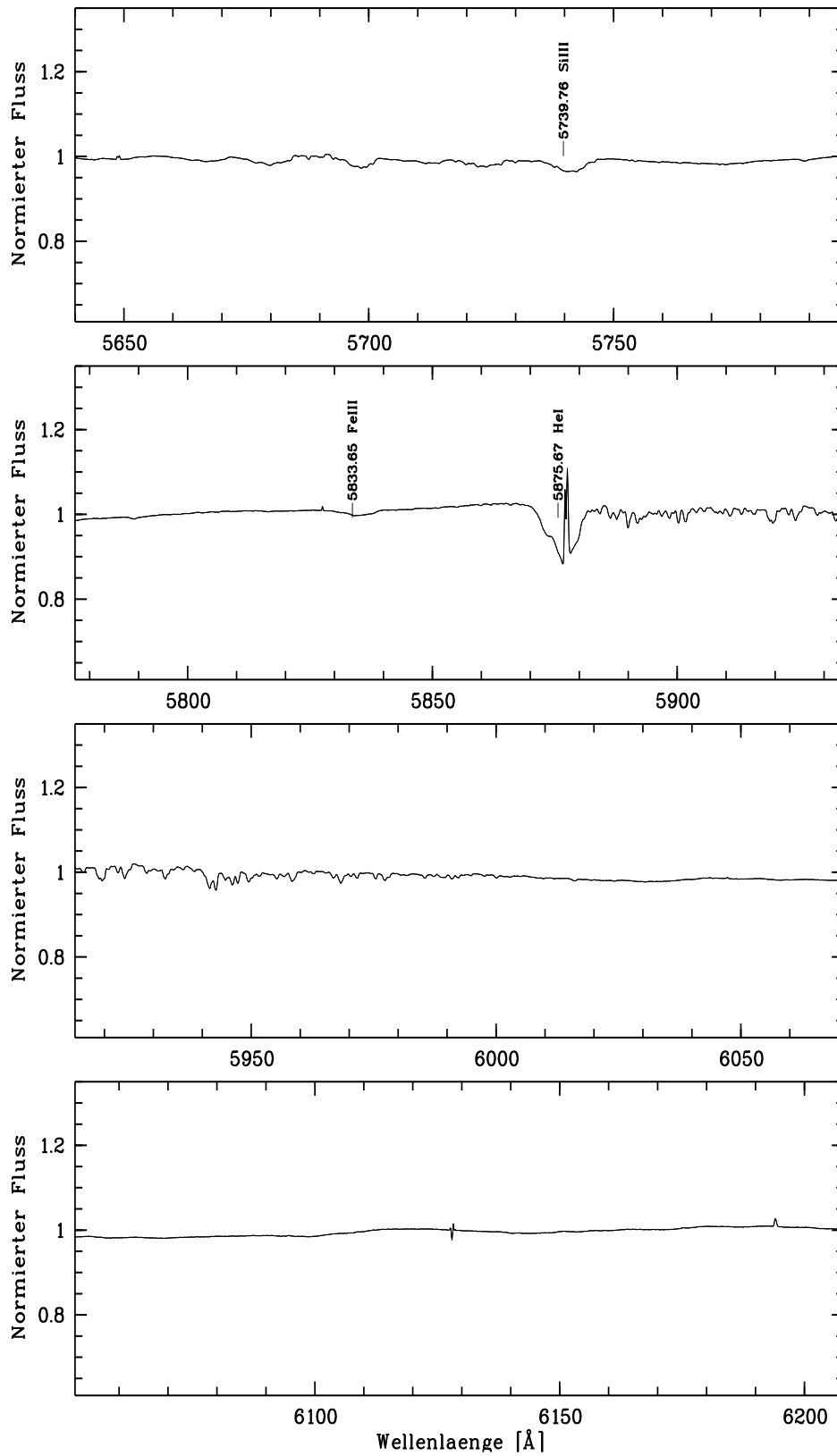


Abbildung A.4: Spektralatlas von  $\alpha$  Virginis im Bereich von 5650 Å bis 6200 Å.

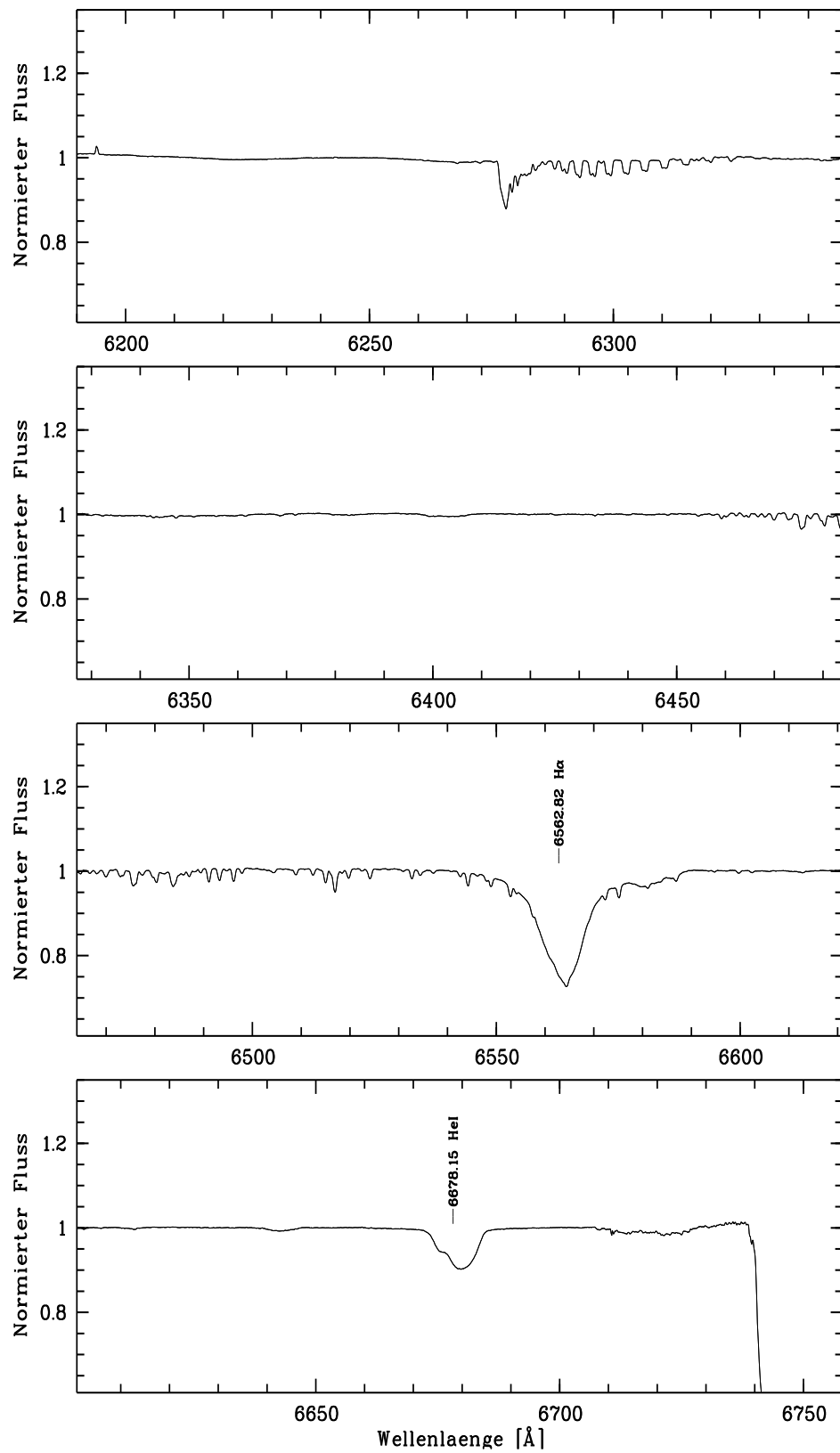


Abbildung A.5: Spektralatlas von  $\alpha$  Virginis im Bereich von 6200  $\text{\AA}$  bis 6750  $\text{\AA}$ .



# Literaturverzeichnis

Balona L.A., 1985, MNRAS 217, 17P

Chapellier E., Valtier J.C., Sareyan J.P., Le Contel J.M., Ducatel D., Morel P.J., 1985, A&A 143, 466

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

Dukes R.J., 1974, AJ 192, 81

Gerhard O.E., 1993, MNRAS 265, 213

Herbison-Evans D., Hanbury Brown R., Davis J., Allen L.R., 1971, MNRAS 151, 161

Kaufer A., 1996, Dissertation, Landessternwarte Königstuhl, Universität Heidelberg

Krautter J., Sedlmayr E., Schaifers K., Traving G., 1994, Meyers Handbuch Weltall

Mandel H., 1988a, Dissertation, Landessternwarte Königstuhl, Universität Heidelberg

Mandel H., 1988b, *High Resolution Spectroscopy with a fiber-linked Echelle Spectrograph*, in: Cayrel de Strobel G., Sipte M. (eds.), IAU Symp. 132, Kluwer, p.9

Mathis J.S., Odell A.P., 1973, APJ 180, 517

Odell A.P., 1974, APJ 192, 417

Odell A.P., 1980, APJ 236, 536

Press H.W., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P., 1992, "Numerical Recipes in C", 2. Aufl., Cambridge University Press

Rivinius Th., 1995, Diplomarbeit, Landessternwarte Heidelberg, Universität Heidelberg

Scargle J.H., 1982, ApJ 263, 835

- Schmid H.M., 1999, "Physik der Doppelsterne", Vorlesungsskript
- Schwarz U.J., 1978, A&A 65, 345
- Shobbrook R.R., Lomb N.R., Herbison-Evans D., 1971, MNRAS 156, 165
- Smith M.A., 1985, APJ 297, 206
- Smith M.A., 1985, APJ 297, 224
- Sterken C., Jerzykiewicz M., Manfroid J., 1986, A&A 169, 166
- Struve O., 1931, ApJ 73, 94
- Struve O., Ebbighausen E., 1934, APJ 80, 365
- Struve O., Sahade J., Huang S.S., Zebergs V., 1958, APJ 128, 310
- Tubbesing S., 1998, Diplomarbeit, Landessternwarte Heidelberg, Universität Heidelberg
- Voigt H.H., 1980, Abriß der Astronomie
- Walker G.A.H., Moyles K., Yang S., Fahlman G.G., 1982, PASP 94, 143
- Wehlau W., Leung K.-C., 1964, APJ 139, 834

### **Abkürzungen**

A&A	Astronomy and Astrophysics
A&AS	Astronomy and Astrophysics Supplement Series
AG	Astronomische Gesellschaft
AN	Astronomische Nachrichten
AJ	Astronomical Journal
Ap&SS	Astrophysics and Space Science
ApJ	Astrophysical Journal
ApJS	Astrophysical Journal Supplement Series
BAAS	Bulletin of the American Astronomical Society
ed./eds.	Herausgeber
MNRAS	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
PASP	Publications of the Astronomical Society of the Pacific
SSR	Space Science Reviews

# Danksagung

**Herrn Prof. Wolf** für die Möglichkeit, diese Diplomarbeit durchführen zu können, die angenehme Atmosphäre in seiner Arbeitsgruppe, und die Organisation eines Beobachtungsaufenthalts in LaSilla (Chile);

**Herrn Prof. Appenzeller** für die Erstellung des zweiten Gutachtens und seine Art und Weise, dieses Institut zu leiten;

**Thomas Szeifert** für seine bereitwillige Hilfe bei vielen Programmierfragen;

**Andreas Kaufer** für seine Ratschläge und Hilfe bezüglich der Untersuchung der Spektren von Spica;

**Otmar Stahl** für die vielen kompetenten Tips, und sein stets offenes Ohr;

**meinen Eltern** für die aufopfernde Unterstützung, auf die ich mich immer verlassen konnte;



**Erklärung:**

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

Heidelberg, den 30. Juni 1999

.....  
(Ralf Haffa)