

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Monika Maintz
aus Sinsheim

1999

Modellierung nicht-radialer Pulsation von Be-Sternen am Beispiel $\omega(28)\text{CMa}$

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

Zusammenfassung

Mit Hilfe eines für schnell rotierende frühe Sterne entwickelten Simulationskodes von Richard Townsend wurde die Linienprofilvariation von ω (28) CMa aufgrund von nicht-radialer Pulsation modelliert. Dieser Kode berücksichtigt sowohl Temperatur- und Gravitationseffekte als auch geometrische Oberflächenvariationen. Adiabatische Effekte werden in parametrisierter Form einbezogen. Die Spektrallinien wurden mit Flußspektren synthetisiert. Die Modellierungsergebnisse wurden mit 32 FEROS-Spektren verglichen. Die Pulsationsparameter $l = 2$ und $m = +2$ konnten durch die Modellierung von 16 Spektrallinien verschiedener Ionen bestätigt werden allerdings mit negativer beobachteter Pulsationsperiode $P = -1.37$ Tage. Da die Pulsationsfrequenz und damit die Pulsationsperiode im mitrotierenden System positiv sind, kann dieser Effekt im Beobachtersystem auftreten, wenn der beobachtete Stern schnell rotiert. Die Linienprofilvariationen konnten inklusive feiner Strukturen wie Absorptionsspitzen und Rampen reproduziert werden. Diese Strukturen wurden als pulsationsbedingte Geschwindigkeitseffekte identifiziert, welche die Häufigkeit angeben, mit der eine bestimmte projizierte Pulsationsgeschwindigkeit auf der Sternoberfläche vertreten ist. Die Spitzen entstehen, wenn große Bereiche dieselbe projizierte Geschwindigkeitsamplitude aufweisen. Dementsprechend bilden sich Rampen aus, wenn kleine Oberflächenbereiche einen großen Geschwindigkeitsbereich repräsentieren. Die Ergebnisse der Modellierung von ω (28) CMa bestätigen die Hypothese, daß die Variationen dieses Sterns trotz geringer photometrischer Schwankungen durch nicht-radiale Pulsation hervorgerufen werden.

Abstract

Non-Radial Pulsation Modeling of Be-Stars at the example of ω (28) CMa
Using a simulation code of Richard Townsend developed for rapidly rotating early-type stars line profile variations of ω (28) CMa undergoing non-radial pulsation were modeled. This code takes into account temperature and gravitational effects and variations of the surface elements. Adiabatic effects are considered in parameterised form. Synthetic spectra were constructed using flux spectra and flux grids which were calculated from these flux spectra. The results of modeling were interpreted on the basis of 32 FEROS-spectra. The parameters that characterize the pulsation $l = 2$ and $m = +2$ could be confirmed. But they require a negative pulsation period $P = -1.37$ d. This is an effect that can occur in the observer's frame if a star rotates rapidly because the pulsation frequency and therefore the pulsation period in the co-rotating frame are positive. The line profile variations could be reproduced including fine structures like absorption spikes and ramps. This structures were identified as velocity effects caused by pulsation and represent a measure of frequency for projected pulsation velocities on the stellar surface. Spikes arise when a big surface area shows the same projected velocity amplitude. Ramps develop when a small area represents a huge velocity range. The results of modeling confirm the hypothesis that non-radial pulsation causes the variations of ω (28) CMa in spite of small photometric variations.

Matthias Delbrück
gewidmet

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	9
2	Grundzüge des NRP-Modells	12
2.1	Pulsationsanregung	12
2.2	Pulsationsgleichungen	13
2.3	g- und p-Moden	15
2.4	Pulsation und Rotation	16
2.5	Pulsierende B-Sterne	18
2.6	Linienprofilvariationen	18
3	Simulationsprogramme	22
3.1	BRUCE	22
3.1.1	Gleichgewichts-Photosphäre	23
3.1.2	Störungen des Gleichgewichtsgitters	24
3.2	KYLIE	26
3.2.1	Randverdunkelung	28
3.2.2	Spektralsynthese	28
4	Modellierung	31
4.1	Pulsationsperiode	33
4.2	Pulsationsparameter	35
4.3	Linienprofilvariation	40
4.4	Spitzen und Rampen	49
4.5	Modellierung verschiedener Linien	50
5	Diskussion	57

Kapitel 1

Einführung

In der zweiten Hälfte des 19. Jahrhunderts entdeckte der italienische Geistliche Angelo Secchi bei einer systematischen Durchmusterung von über 500 Sternspektren erstmals einen Stern, dessen Spektrum Emissionslinien aufweist, γ Cassiopeiae (?). Sterne vom Spektraltyp B der Leuchtkraftklassen III, IV oder V, die jemals Emission in den Balmerlinien gezeigt haben, werden heute als klassische B-Emissionssterne oder kurz Be-Sterne bezeichnet. Diese Emission entsteht in einer zirkumstellaren, nahezu keplersch rotierenden Scheibe. Der (unbekannte) Entstehungsmechanismus dieser Scheibe wird “Be-Phänomen” genannt.

Obwohl das Be-Phänomen schon seit über hundert Jahren bekannt ist, konnte der zugrundeliegende Mechanismus noch immer nicht zufriedenstellend geklärt werden. Wie sich während des 175. IAU-Kolloquiums in Alicante 1999 zum Thema Be-Sterne gezeigt hat, haben sich im Lauf der letzten Jahre zwei Haupthypothesen etabliert.

In einem Fall werden die schnellen Linienprofilvariationen, die in der Mehrzahl aller Be-Sterne gefunden wurden, ko-rotierenden Gaswolken zugeschrieben, die mit Magnetfeldern im Zusammenhang stehen. Dadurch wird der notwendige Drehimpulsübertrag in die zirkumstellare Scheibe, die den Be-Stern umgibt und die für die Emission verantwortlich ist, zwanglos erklärt. Andererseits wurden in keinem Fall Magnetfelder beobachtet, noch ist die beobachtete Stabilität der Linienprofilvariation auf diese Weise zu erklären.

Die andere Haupthypothese besagt, daß dem Be-Mechanismus nicht-radiale Pulsation (NRP) zugrunde liegt. Zwar sind nicht-radiale Pulsationen durch Beobachtungen und, wie in dieser Arbeit gezeigt werden wird, durch Modellierung gut untermauert. Wie die Scheibe um den Be-Stern erzeugt und mit Drehimpuls versorgt wird, bleibt jedoch im Unklaren.

Seit Ledoux zur Erklärung der langen Periode von β CMa NRP-Schwabungen vorgeschlagen hat (?), sind sehr viele Arbeiten erschienen, die sich mit den theoretischen Grundlagen von NRP befassen. So untersucht Osaki erstmals die Effekte der NRP auf Linienprofile (?). An dieser Stelle sind noch Unno et al. (?) und Cox (?) zu erwähnen, die in detaillierter Form die Grundlagen der NRP darstellen.

In einer Wissenschaft wie der Astronomie, die sich auf die Beobachtung stützt, ist das Modell von großer Bedeutung. Es ist dem Experiment gleichgesetzt und ermöglicht so, Theorien und ihre physikalischen Grundlagen zu überprüfen. Das erfordert jedoch, daß die Modelle möglichst gut auf den physikalischen Gegebenheiten aufbauen.

In dieser Arbeit wurde ein Simulationskode verwendet, der nicht-radiale Pulsation in rotierenden Sternen modelliert und im Rahmen einer Dissertation von Richard Townsend am University College London entwickelt wurde (Townsend, 1997). Die physikalischen Grundlagen, auf denen dieses NPR-Modell aufgebaut ist, berücksichtigen viele Effekte, die in früheren Modellen unberücksichtigt blieben und ist diesen Modellen daher vorzuziehen.

Als Programmstern diente ω (28) CMa. Die Linienprofilvariationen dieses Sterns weisen die stärkste Geschwindigkeitsamplitude aller bekannter Be-Sterne auf. Die von Baade zu 1.37 Tagen bestimmte Pulsationsperiode ist mindestens seit der letzten 30 Jahre stabil (?; ?; ?; ?). Dieser Stern hat in den letzten Jahren Interesse bei verschiedenen Autoren geweckt. Harmanec (?) analysierte alle veröffentlichten Daten über ω (28) CMa aus den letzten 40 Jahren. Štefl, Aerts und Balona (?; ?) simulierten mit Hilfe einer großen Anzahl von hochaufgelösten Spektren die Linienprofilvariation mit Hilfe des Modells der ko-rotierenden Wolken und durch nicht-radiale Pulsation unter Verwendung der Simulationskodes von Townsend. Es gelang ihnen nicht, die beobachteten Daten durch nicht-radiale Pulsation zu reproduzieren. Zur Modellierung verwendeten sie Gaußprofile mit festen intrinsischen Linienbreiten und ließen somit Temperatur- und Gravitationseffekte außer acht, die durch die Pulsation hervorgerufen werden. Mit Hilfe des Modells der ko-rotierenden Wolken konnten sie die Daten jedoch zufriedenstellend wiedergeben.

In der Landessternwarte Königstuhl stehen Programme zur Berechnung von Atmosphärenmodellen und synthetischen Spektren zur Verfügung. Damit wurden Gitter von photometrischen Flüssen und synthetischen Spektren berechnet. Mit Hilfe dieser Gitter, in denen die Abhängigkeit der Linienentstehung von Temperatur und Gravitation berücksichtigt wird, wurde die Modellierung von ω (28) CMa durchgeführt. Die intrinsischen Profile der Linien werden den Gittern entsprechend der jeweiligen Werte für Temperatur und Gravitation am Entstehungsort im Stern entnommen. Diese Methode ist in physikalischer Hinsicht weniger vereinfachend als die Verwendung von Gaußprofilen, da diese normalerweise weder Temperatur- noch Gravitationseffekte beinhalten und keine zusätzlichen Verbreiterungsmechanismen wie Stark-Verbreiterung oder verbotene Komponenten der HeI-Linien berücksichtigen.

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit stellt die Untersuchung von Absorptionsspitzen und Rampen in den Linienprofilen dar, die von Štefl, Aerts und Balona beschrieben worden sind, aber nicht erklärt werden konnten.

Für die Modellierung wurde ω (28) CMa aufgrund seiner im Vergleich zu anderen Be-Sternen starken Linienprofilvariation und großen Geschwindigkeitsamplitude ausgewählt. Die Erklärung dieser Phänomene kann daher richtungsweisend

sein für das Verständnis anderer Be-Sterne und das Be-Phänomen überhaupt.

Kapitel 2

Grundzüge des NRP-Modells

Das in dieser Arbeit verwendete NRP-Modell und die beiden darauf aufgebauten Simulationsprogramme, BRUCE und KYLIE, wurden von Richard Townsend im Rahmen einer Dissertation am University College London entwickelt (?). Es modelliert die Photosphäre von rotierenden frühen Sternen, die nicht-radial pulsieren, für eine Folge von Zeitschritten und berechnet daraus zeitaufgelöste synthetische Spektren. Die Zeitauflösung ermöglicht, die Variationen der Linienprofile im Verlauf eines Pulsationszyklus zu untersuchen.

Der Vorteil dieses Modells liegt darin, daß es neben Geschwindigkeitseffekten auch Temperatur-, Gravitations-, geometrische und rotationsbedingte Effekte sowie Winkelabhängigkeiten berücksichtigt und eine Parametrisierung nicht-adiabatischer NRP-Effekte erlaubt. Dadurch ist es in höherem Maße selbstkonsistent und beschreibt die physikalische Realität besser als andere Modelle. Es repräsentiert eine rotationsmodifizierte lineare adiabatische Theorie, die nicht-radiale Pulsation beschreibt. Die Linearität ist dadurch gerechtfertigt, daß die Pulsationsamplituden nicht-radialer Moden klein sind und daher Effekte höherer Ordnungen vernachlässigt werden können. Die adiabatische Näherung ist gültig, da die dynamische Zeitskala viel kürzer ist als die thermische. Ein Stern oszilliert also so schnell, daß keine Wärme zwischen angrenzenden Gasvolumina ausgetauscht werden kann.

In den folgenden Kapiteln werden die physikalischen Grundlagen der NRP skizziert, wobei die Darstellung stark am Modell von Townsend orientiert ist. Dadurch sollen die Besonderheiten und Vorteile dieses Modells, das speziell für frühe, rotierende Sterne entwickelt wurde, aufgezeigt werden.

2.1 Pulsationsanregung

Ein Stern kann zu Pulsationen angeregt werden, wenn seine innere Struktur gestört wird. Der Zustand eines Gasvolumens vor der Störung wird durch die thermodynamischen Größen Temperatur, T_0 , Druck, p_0 und Volumen, V_0 cha-

rakterisiert. Wenn das Gasvolumen infolge der Störung komprimiert wird, dann versucht es, aufgrund von Rückstellkräften wieder in seinen ursprünglichen Zustand zu gelangen und beginnt zu schwingen. Dabei bewegt es sich von einer Extremlage (p_1, T_1) um die Mittellage (p_0, T_0) in die andere Extremlage (p_2, T_2) . Da die Strahlungsleistung jedoch von der Temperatur abhängt und bei einer Temperaturerhöhung ansteigt, strahlt das Gasvolumen im komprimierten und somit heißeren Zustand mehr Energie ab als in seiner ungestörten Lage. Dem System wird Energie entzogen und die Schwingung wird gedämpft. Das Gasvolumen kann in seine Ruhelage zurückkehren.

Damit die Pulsation aufrechterhalten wird und adiabatisch ablaufen kann, muß die bei höherer Temperatur verlorengelene Strahlungsenergie stetig nachgeliefert werden. Der dafür verantwortliche Prozeß ist der von Baker und Kippenhahn (?) beschriebene Kappa-Mechanismus. Er beruht darauf, daß der mittlere Absorptionskoeffizient $\bar{\kappa}$ in bestimmten Schichten eines Sterns mit zunehmendem Druck ansteigt. Dadurch absorbiert ein Gasvolumen in der Kompressionsphase mehr Strahlungsenergie aus den darunterliegenden Schichten als in seiner Mittellage. Diese zusätzliche Energie erzeugt den nötigen Überdruck, der dazu führt, daß das Gasvolumen so lange expandiert, bis es die Amplitude erreicht hat, die es erreichen würde, wenn seine Schwingung ungedämpft ablief. In dieser Expansionsphase verringert sich der Druck, das Gas kühlt ab und emittiert weniger Energie als in der Mittellage. Dies begünstigt die Umkehrung des Prozesses, und das Gasvolumen kann eine ungedämpfte, adiabatische Schwingung ausführen.

2.2 Pulsationsgleichungen

Im folgenden wird skizziert, wie die Gleichungen, die die lineare adiabatische nicht-radiale Pulsation beschreiben, aus der Hydrodynamik abgeleitet werden. Die Darstellung orientiert sich dabei an der Arbeit von Townsend (?), die speziell zur Untersuchung der NRP in frühen Sternen konzipiert ist und dort in ausführlicher Form nachgelesen werden kann. Eine umfassende Herleitung der Pulsationsgleichungen findet sich bei Unno et al. (?) und Cox (?).

Da die Pulsation als adiabatischer Vorgang betrachtet wird, muß die Energieerhaltung nicht berücksichtigt werden. Des weiteren werden Kräfte vernachlässigt, die in anderer Weise auf den Stern einwirken könnten, sowie elektromagnetische Kräfte, Konvektion und Viskosität. Wie Unno et al. (?) gezeigt haben, sind viskose Kräfte im Sterninnern normalerweise klein und unbedeutend und können außer acht gelassen werden. Da bei frühen Sternen im allgemeinen keine signifikanten Magnetfelder beobachtet wurden, können diese vernachlässigt werden (?). Da sich die Konvektionszone bei frühen Sternen auf den thermonuklearen Bereich im Innern beschränkt, ist eine Beeinflussung der Pulsation, die in den äußeren Schichten des Sterns vonstatten geht, sehr unwahrscheinlich.

Folgende hydrodynamische Gleichungen bilden den Ausgangspunkt für die Her-

leitung der Pulsationsgleichungen:
die Massenerhaltung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2.1)$$

die Impulserhaltung

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla \right) \mathbf{v} = -\nabla p - \rho \nabla \Phi \quad (2.2)$$

und die Poisson-Gleichung

$$\Delta \Phi = 4\pi G \rho, \quad (2.3)$$

die das Gravitationspotential Φ durch die Gravitationskonstante G mit der Dichte ρ verknüpft. Nachdem diese Gleichungen durch Berücksichtigung der Zentrifugal- und Corioliskräfte modifiziert worden sind, beschreiben sie den ungestörten, zeitunabhängigen Gleichgewichtszustand eines rotierenden Sterns.

Diese Gleichungen werden nun einer Störung unterworfen, wobei die Änderung $\mathbf{f}'(\mathbf{r})$ einer physikalischen Größe $\mathbf{f}_0(\mathbf{r})$ bei einem festen Radius \mathbf{r} untersucht wird:

$$\mathbf{f}'(\mathbf{r}) = \mathbf{f}(\mathbf{r}) - \mathbf{f}_0(\mathbf{r}) \quad (2.4)$$

Mit $\mathbf{f}(\mathbf{r})$ wird die gestörte Größe bezeichnet.

Die Linearität der Pulsationsgleichungen erfordert, daß nur Effekte erster Ordnung berücksichtigt werden. Dies ist gerechtfertigt, wenn die betrachteten Störungen klein sind und nur kleine Pulsationsamplituden verursachen, was bei nicht-radialen Pulsationsmoden im Vergleich etwa zu klassischen Cepheiden der Fall ist.

Die Änderung der Größen kann durch eine Separation der Form

$$\mathbf{f}'(\mathbf{r}, t) = \mathbf{f}'(\mathbf{r}) \exp^{i\sigma t} \quad (2.5)$$

in einen räumlichen und einen zeitlichen Anteil aufgespalten werden. Dabei bezeichnet σ die Pulsationsfrequenz. Mit Hilfe der Substitution der Geschwindigkeit $\mathbf{v} \equiv i\sigma \xi$ wird erreicht, daß alle Größen nur noch vom räumlichen Vektor $\mathbf{r} = \mathbf{r}(r, \theta, \phi)$ abhängen. Der Vektor ξ ist definiert durch $\xi = \mathbf{r} - \mathbf{r}_0$ und beschreibt die räumliche Verschiebung eines Gasvolumens infolge der Pulsation. Vor der Verschiebung ist die Position des Volumens durch \mathbf{r}_0 gekennzeichnet. Entsprechend gibt \mathbf{r} die Position nach der Verschiebung an.

Die Winkelabhängigkeiten der betrachteten Größen lassen sich mit Hilfe der Kugelflächenfunktionen $Y_l^m(\theta, \phi)$ beschreiben und sind durch

$$Y_l^m(\theta, \phi) = (-1)^{(m+|m|)/2} \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!}} P_l^{|m|}(\cos \theta) e^{im\phi} \quad (2.6)$$

gegeben. Die Legendre-Polynome werden durch $P_l^{|m|}(\cos \theta)$ dargestellt. Diese Funktionen bilden ein komplettes orthonormiertes Basissystem auf einer Kugeloberfläche und sind die Eigenfunktionen der nicht-radialen Pulsationsgleichungen. Die zugehörigen Eigenwerte sind gegeben durch $l(l+1)$. Sowohl l als auch m können nur diskrete Werte annehmen, für die gilt: $l \geq 0$ und $-l \leq m \leq l$.

Als Ergebnis erhält man schließlich die Pulsationsgleichungen, die den gestörten und somit pulsierenden Stern beschreiben. Sie werden bestimmt durch die radiale Komponente des Verschiebungsvektors ξ_r , die gestörte Dichte ρ' und das gestörte Gravitationspotential Φ' . Die Schwingungsmoden, mit denen ein Stern pulsieren kann, werden durch l und m charakterisiert. Diese Moden werden im folgenden Kapitel eingehender beschrieben.

2.3 g- und p-Moden

Wie bei Unno et al. (?) ausführlich dargestellt, kann nicht-radiale Pulsation aufgrund der beiden Rückstellkräfte, Druck und Gravitation, charakterisiert werden, mit denen die beiden Frequenzen L_l , die Lamb-Frequenz, und N , die Brunt-Väisälä-Frequenz, verbunden sind. Diese Frequenzen beschreiben das lokale Verhalten des stellaren Mediums und sind gegeben durch $L_l^2 = \frac{l(l+1)c^2}{r^2}$ und $N^2 = g \left(\frac{1}{\Gamma_1} \frac{d \ln p}{dr} - \frac{d \ln p}{dr} \right)$, wobei p und ρ den Druck und die Dichte des ungestörten Zustands bezeichnen. Die Schallgeschwindigkeit c und der adiabatische Exponent Γ_1 sind definiert durch $c^2 = \Gamma_1 p / \rho$ und $\Gamma_1 = (d \ln p / d \ln \rho)_{\text{ad}}$, und die Schwerebeschleunigung ist durch $g = GM_r / r^2$ gegeben.

Eine akustische Welle kann sich bedingt durch den Druck in horizontaler Richtung mit einer Wellenlänge $2\pi r / l$ und einer Periode $2\pi / L_l$ ausbreiten. Entsprechend oszilliert ein Gasvolumen aufgrund einer positiven oder negativen Auftriebswirkung, die durch die Gravitation verursacht wird, mit der Frequenz N unter lokalem Druckgleichgewicht.

Bei der Untersuchung hoher Pulsationsfrequenzen ($\sigma^2 > L_l^2, N^2$), stellt man fest, daß die Verschiebungen eines Gasvolumens in radialer Richtung durch Druckstörungen dominiert werden. Die rückstellende Kraft ist folglich der Druck. Die Pulsationen zeigen das Verhalten von akustischen Wellen und werden als p-Moden (von "pressure") bezeichnet. Bei diesen Moden dominieren die radialen Geschwindigkeitsfelder.

Bei niederen Oszillationsfrequenzen ($\sigma^2 < L_l^2, N^2$) sind die Druckstörungen zu klein, um für die radiale Auslenkung eines Gasvolumens verantwortlich sein zu können. Die rückstellende Kraft ist in diesem Falle die Gravitation. Diese Pulsationen verhalten sich wie Wasserwellen und werden g-Moden (von "gravity") genannt. Bei diesen Moden dominieren die horizontalen Geschwindigkeitsfelder.

In Bereichen, in denen die Pulsationsfrequenz σ^2 größer oder kleiner ist als L_l^2 bzw. N^2 hat die Pulsation die Charakteristik von sich ausbreitenden Wellen.

Diese Wellen können sich mit der Phasengeschwindigkeit

$$v_{\text{Phase}} = -\frac{\sigma}{m} \quad (2.7)$$

in horizontaler Richtung prograd (positive Phasengeschwindigkeit relativ zur Rotation) oder retrograd (negative Phasengeschwindigkeit) um den Stern bewegen. Im allgemeinen ist ein negatives m mit einer prograden und ein positives m mit einer retrograden Bewegung verknüpft. Weiterhin folgt aus 2.7, daß bei $m = 0$ nicht-radiale stehende Wellen entstehen, die sich in radialer Richtung ausbreiten und nur schwer von radialen Pulsationen unterschieden werden können (?). Der Wert von l charakterisiert die Eigenfunktion und damit die Art der Pulsation. Mit $l = 0$ ist die radiale Pulsation assoziiert (Monopolschwingungen), $l = 1$ beschreibt Dipolschwingungen, $l = 2$ Quadrupolschwingungen usw. Jede dieser Pulsationsformen ist $(2l + 1)$ -fach entartet.

Die Pulsationsfrequenz im mitrotierenden System, σ_{rot} , läßt sich durch

$$\sigma_{\text{rot}} = \sigma + m\Omega \quad (2.8)$$

beschreiben. Dabei stellt σ die Pulsationsfrequenz im Inertialsystem des Beobachters und Ω die Rotationsfrequenz des Sterns dar. Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, daß die Rotation des Sterns eine Aufspaltung der Pulsationsfrequenzen aufgrund der unterschiedlichen Werte von m zur Folge hat. Dies kommt der Aufhebung der Entartung der Zeeman-Niveaus in Atomen gleich.

2.4 Pulsation und Rotation

In rotierenden Sternen treten Zentrifugal- und Corioliskräfte auf, die die Pulsation beeinflussen und bei schneller Rotation nicht mehr vernachlässigt werden dürfen. Betrachtet man die Zeitableitungen eines Vektors \mathbf{f} in einem Inertialsystem und eines entsprechenden Vektors \mathbf{f}_{rot} in einem System, das mit konstanter Winkelgeschwindigkeit rotiert, dann erhält man

$$\frac{d\mathbf{f}}{dt} = \frac{d\mathbf{f}_{\text{rot}}}{dt} + \Omega \times \mathbf{f}_{\text{rot}}. \quad (2.9)$$

Wird \mathbf{f} mit dem Positionsvektor \mathbf{r} eines Gasvolumens gleichgesetzt und die Zeitunabhängigkeit von Ω ausgenutzt, ergibt sich als zweite Ableitung

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{d\mathbf{v}_{\text{rot}}}{dt} + 2\Omega \times \mathbf{v}_{\text{rot}} + \Omega \times (\Omega \times \mathbf{r}_{\text{rot}}), \quad (2.10)$$

wobei \mathbf{v} die Geschwindigkeit des Gasvolumens im Inertialsystem darstellt. Der erste der beiden Zusatzterme auf der rechten Seite von Gleichung (2.10) bezeichnet die Corioliskraft, der zweite die Zentrifugalkraft. Die beiden Terme müssen

bei einem Übergang von einem Inertialsystem in ein rotierendes System immer zu den Bewegungsgleichungen hinzugefügt werden. Im NRP-Modell von Townsend (?) werden diese Effekte berücksichtigt.

In den Pulsationsgleichungen, die Townsend (?) zur Simulierung der Pulsation benutzt, sind diese beiden Terme enthalten. Da ein Stern in diesem Modell jedoch als starrer Körper betrachtet wird, der mit der konstanten Winkelgeschwindigkeit Ω rotiert, fällt der Term, der die Zentrifugalkraft beschreibt, in Folge einer Ableitung der Konstanten Ω weg. Die Effekte, die durch Zentrifugalkräfte hervorgerufen werden, sind damit nicht explizit im Modell enthalten. Sie werden jedoch angenähert, indem der Stern nicht als sphärisch symmetrisch, sondern als abgeplattetes Gebilde betrachtet wird, in welchem die physikalischen Größen von der Breite θ abhängen. Die Rotation beeinflusst aufgrund dieser Deformierung die innere Gleichgewichtsstruktur des Sterns und damit die Eigenfrequenzen und Eigenfunktionen der Pulsation. Sie wirkt sich jedoch nicht auf die Pulsationsgleichungen selbst aus. Wie Unno et al. (?) gezeigt haben, können diese in der üblichen Form verwendet werden.

Die Corioliskräfte bleiben explizit in den Pulsationsgleichungen enthalten und werden unter Verwendung der Matrix-Methode und der Similarity-Transformation-Technik (ST-Technik) berechnet. Diese Methoden wurden von Berthomieu et al. (?) eingeführt und von Lee und Saio (?; ?) weiterentwickelt.

Die Matrix-Methode beruht auf der direkten Berechnung der rotationsmodifizierten Pulsationsgleichungen. Diese werden durch algebraische Umformungen und Substitutionen in eine mathematische Gestalt gebracht, die numerisch lösbar ist, ohne dabei Näherungen zu benutzen. Die Berechnung der Gleichungen läuft dann auf die Bestimmung der Eigenwerte der Matrizen und Vektoren hinaus, aus denen die Gleichungen nach den Manipulationen bestehen.

Durch Verwendung der Similarity-Transformation-Technik reduziert sich die zu berechnende Datenmenge, weil bei dieser Methode die Effekte jener Corioliskräfte vernachlässigt werden, die mit radialen Bewegungen verbunden sind. Auch die radialen Komponenten der durch horizontale Bewegungen hervorgerufenen Effekte werden nicht berücksichtigt. Dadurch wird das NRP-Modell jedoch auf die Berechnung von Pulsationsmoden eingeschränkt, die im Verhältnis zur Rotationsfrequenz mit niederen Frequenzen oszillieren, was dadurch gerechtfertigt wird, daß bei diesen Moden die horizontalen Bewegungen gegenüber den radialen dominieren. Bei Moden hingegen, die mit höheren Frequenzen pulsieren, dominieren die radialen Bewegungen. Dennoch liefert das Modell auch für diese Moden noch brauchbare Ergebnisse (?). Die Einschränkung auf Moden mit dominierenden horizontalen Bewegungen hat auch zur Folge, daß Moden mit $m = 0$ mit der ST-Technik nicht berechnet werden können, da diese nicht-radiale stehende Pulsationswellen in radialer Richtung repräsentieren. Entsprechendes gilt für Moden mit $l = 0$, die mit radialer Pulsation identifiziert werden (?).

Ein weiterer Effekt, der durch Rotation hervorgerufen wird, ist das Auftreten von meridionalen Strömungen. Diese entstehen dadurch, daß ein rotierender

Stern nicht im thermischen Gleichgewicht sein kann (?). Um die Temperaturunterschiede im Sterninnern auszugleichen, fließt Gas von den Polen in meridionaler Richtung zum Äquator und wieder zurück. Die Geschwindigkeitsamplituden, die durch diese Strömungen auf der Sternoberfläche hervorgerufen werden, sind jedoch nur von der Größenordnung 0.1 cm s^{-1} (?).

Da die Anregung von Pulsation in nicht rotierenden Sternen von m unabhängig ist, wäre es interessant zu untersuchen, ob eine Häufung von rotierenden Sternen auftritt, die mit einem bestimmten Wert von m pulsieren. Dies wäre ein Hinweis darauf, daß der Selektionsmechanismus der Schwingungsmoden in diesen Sternen mit der Rotation verknüpft sein könnte (?).

2.5 Pulsierende B-Sterne

Aufgrund neuer Opazitätsberechnungen mit Hilfe der Simulationscodes OPAL und OP haben Dziembowski (?) und Pamyatnykh (?) untersucht, wie Schwingungen in B-Sternen angeregt werden können. Sie haben gezeigt, daß dies analog zu den klassischen Pulsationsveränderlichen wie δ Cepheiden durch den κ -Mechanismus erfolgt. Im Gegensatz zu den klassischen Veränderlichen wird die Pulsation in β Cepheiden und langsam pulsierenden B-Sternen (SPBs) jedoch nicht in den Bereichen des Sterns angeregt, in denen die Opazität aufgrund von Wasserstoff- bzw. Heliumionisation ansteigt. Mit Hilfe der neuen OPAL- und OP-Daten konnte ein dritte Zone identifiziert werden, in der die Opazität ein lokales Maximum erreicht. Diese befindet sich im Sterninnern bei etwa $2 \cdot 10^5 \text{ K}$ und basiert auf Absorption infolge von Feinstrukturübergängen in angeregten Metallionen. Dieser Bereich ist für die Anregung von Pulsationen in B-Sternen verantwortlich.

Pamyatnykh (?) hat die Gebiete im Hertzsprung-Russell-Diagramm für B-Sterne neu berechnet, die gegenüber Pulsationen mit $l \leq 2$ instabil sind, und konnte zeigen, daß fast alle beobachteten β Cepheiden und langsam pulsierenden B-Sterne innerhalb dieser Bereiche zu finden sind. In Abb. 2.5 sind die Ergebnisse dieser Berechnungen aufgrund der OP-Opazitäten dargestellt. Abbildung 2.6 zeigt die Perioden der Schwingungen, die in den Instabilitätszonen für β Cepheiden und langsam pulsierende B-Sterne (Abb. 2.5) angeregt werden können.

2.6 Linienprofilvariationen

Nicht-radial pulsierende Sterne können sowohl durch photometrische Schwankungen als auch durch Linienprofilvariationen identifiziert werden. Diese Variationen werden durch Störungen der Geschwindigkeitsfelder, der Temperaturverteilung und der Oberflächengeometrie aufgrund der sich ausbreitenden Pulsationswelle hervorgerufen (?). Die Radialgeschwindigkeit einer Spektrallinie ist im allgemei-

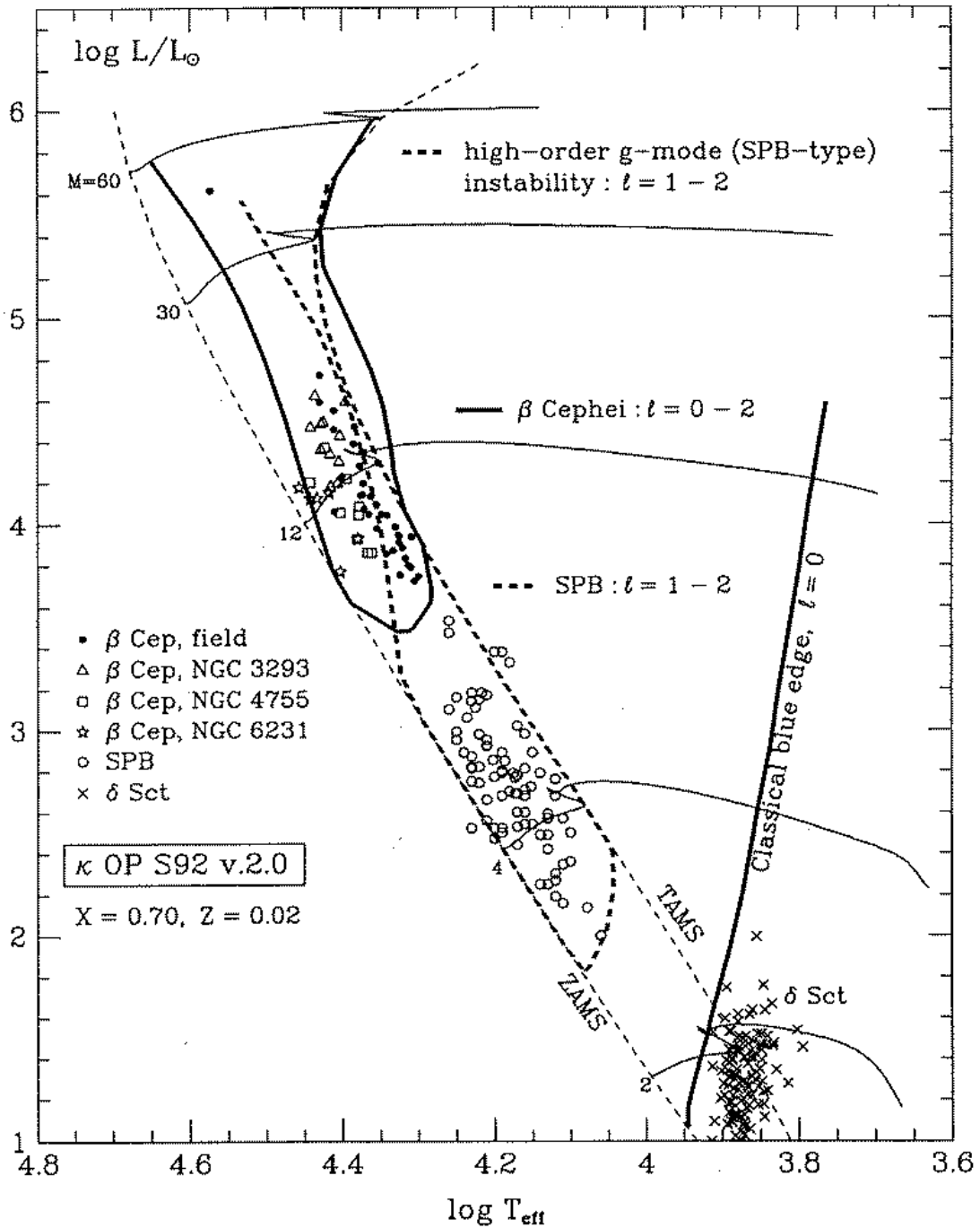


Abbildung 2.1: Instabilitätszonen im Hertzsprung-Russell-Diagramm für B-Sterne, die aufgrund von OP-Opazitäten berechnet wurden, und bekannte pulsierende Sterne (aus: Pamyatnykh, 1999)

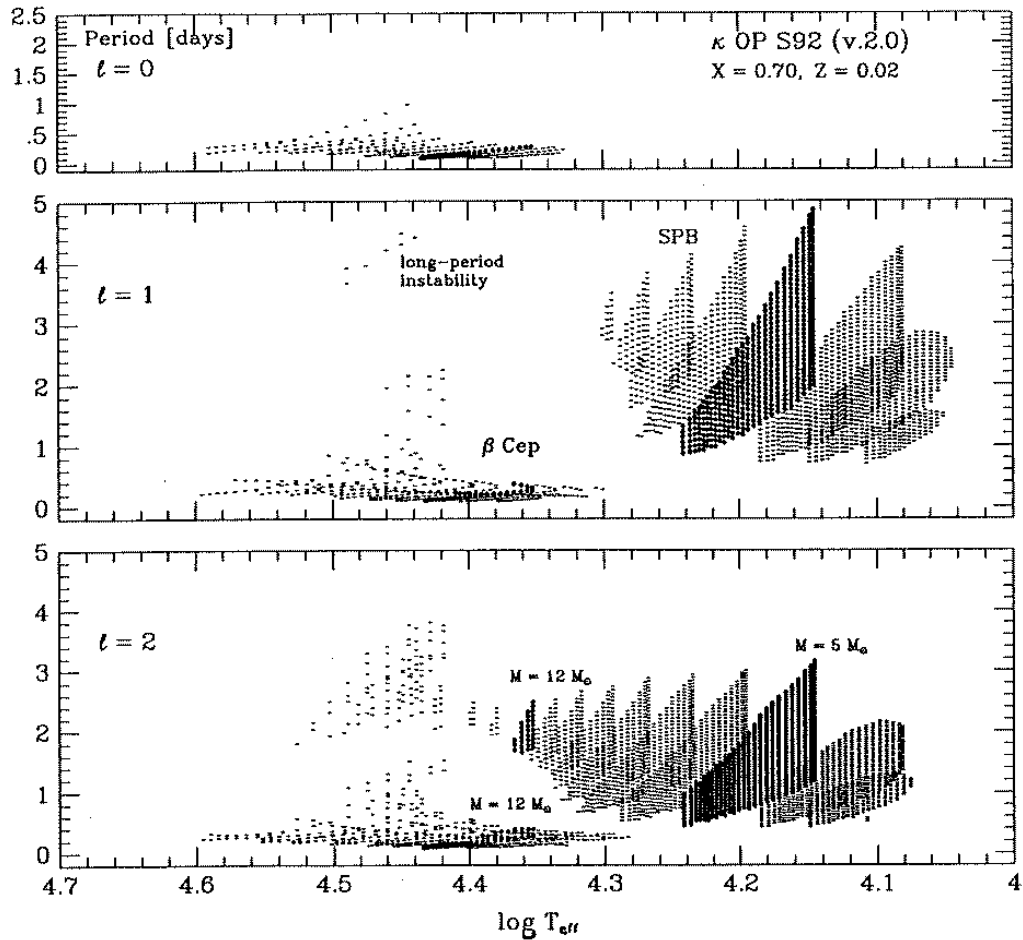


Abbildung 2.2: Perioden der Pulsationsmoden, die in den in Abb. 2.5 dargestellten Instabilitätszonen für β Cepheiden und langsam pulsierende B-Sterne (SPB) angeregt werden können (aus: Pamyatnykh, 1999)

nen definiert durch die Position des Intensitätsminimums im Linienprofil. Die Linienprofile variieren im Bezugssystem eines Beobachters nach einem typischen Muster (?): Bei prograder Ausbreitungsrichtung der Pulsationswelle bildet sich im blauen Bereich der Spektrallinie eine spitze Komponente aus, wandert in den roten Bereich, wird dabei flacher und verschwindet ganz, um nach einem Pulsationszyklus wieder im blauen Bereich zu erscheinen. Wenn die Pulsationsfrequenz sehr viel größer ist als die Rotationsfrequenz, dann verläuft diese Variation bei retrograder Ausbreitungsrichtung genau umgekehrt. Die von retrograden und prograden Pulsationsmoden verursachten Linienprofilvariationen verhalten sich jedoch nicht spiegelbildlich, da die Moden unterschiedlich von der Rotation beeinflusst werden (?). So unterscheiden sich die Vorzeichen der Geschwindigkeitsfelder, die zu den jeweiligen Moden gehören, aufgrund der unterschiedlich

umlaufenden Pulsationswellen. Dies führt dazu, daß sich die horizontalen und radialen Geschwindigkeitsfelder der Moden auf unterschiedliche Weise zur Rotationsgeschwindigkeit hinzuaddieren. Die resultierenden Gesamtgeschwindigkeiten können sich daher bei gleichem l und $|m|$ unterscheiden.

In der heißeren Kompressionsphase steigt die Kontinuumsintensität an und verringert sich in der Kompressionsphase entsprechend. Diese Temperaturstörungen bewirken eine Variation der Linienprofile. Des weiteren kann die Äquivalentbreite der Linien variieren. Geschwindigkeitsstörungen beeinflussen die Linienprofile, da verschiedene Gebiete auf der Sternoberfläche mit gleicher projizierter Geschwindigkeit zur Intensität derselben Wellenlänge beitragen. Wenn diese Geschwindigkeiten variieren, dann ändern sich auch deren Beiträge. Geometrische Störungen verändern den Strahlungsfluß, der von einem bestimmten Element der Oberfläche ausgeht.

Townsend (?) hat gezeigt, daß die Profile einzelner Spektrallinien bei gleichem l und m sehr unterschiedlich variieren können. Aufgrund der Gravitationsverdunkelung entstehen bestimmte Linien in unterschiedlichem Maße und in verschiedenen Bereichen eines schnell rotierenden Sterns (?). Die Linien haben ihre individuelle Temperaturabhängigkeit und ihre eigenen intrinsischen Profile. Es ist daher wahrscheinlich, daß für die Variationen der einzelnen Spektrallinien eines Sterns unterschiedliche Pulsationsparameter abgeleitet werden könnten. Wenn folglich die Pulsationsparameter bestimmt werden sollen, die die Variationen aller Linien eines Sterns erklären können, müssen möglichst viele Linien untersucht werden.

Kapitel 3

Simulationsprogramme

In den folgenden Kapiteln werden die beiden Simulationskodes, BRUCE und KYLIE, vorgestellt. Sie berechnen zeitaufgelöste Spektren für rotierende frühe Sterne, die nicht-radialer Pulsation unterliegen.

Um die Zeitauflösung zu erreichen, wird die Pulsationsperiode in beliebig viele Zeitschritte unterteilt. Die Spektren werden dann für jeden einzelnen dieser Zeitschritte berechnet.

Zuerst modelliert BRUCE die Photosphäre des ungestörten, d.h. nicht pulsierenden Sterns. Danach wird diese Gleichgewichts-Photosphäre aufgrund von einer oder mehrerer nicht-radialer Pulsationsmoden gestört. Dies führt zu Änderungen der Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung innerhalb der Photosphäre und verändert deren Oberflächengeometrie.

Die so errechneten Daten, die den Zustand der gestörten Photosphäre charakterisieren, dienen als Grundlage für KYLIE, das die Linienprofile der einzelnen Spektrallinien synthetisiert.

3.1 BRUCE

BRUCE modelliert die Photosphäre des Modellsterns mit Hilfe eines zweidimensionalen Gitters, das wie ein Netz um dessen Oberfläche herumgelegt wird. Die Größe des Gitters, d.h. die Gesamtzahl der Gitterpunkte wird durch die vom Benutzer definierte Anzahl N_{eq} der Gitterpunkte bestimmt, die äquidistant auf dem Äquator verteilt sind. Zwischen Äquator und Pol befinden sich parallel zur Äquatorialebene $N_{\text{eq}}/4$ derartiger Ringe mit je $N_{\text{eq}} \sin \theta$ Elementen entsprechend der Breite θ . Auf einem Meridian befinden sich folglich ebenfalls N_{eq} Punkte. Aufgrund der Gleichförmigkeit des Gitters kann jedem Gitterpunkt ein näherungsweise gleich großes Oberflächenelement zugeordnet werden, wenn eine Deformierung des Gitters durch Zentrifugalkräfte vernachlässigt wird. Es hat sich gezeigt, daß das Gitter optimal simuliert werden kann, wenn man für N_{eq} den Wert 400 wählt. Dies entspricht einer Gesamtzahl von etwa 51 000 Gitterpunkten.

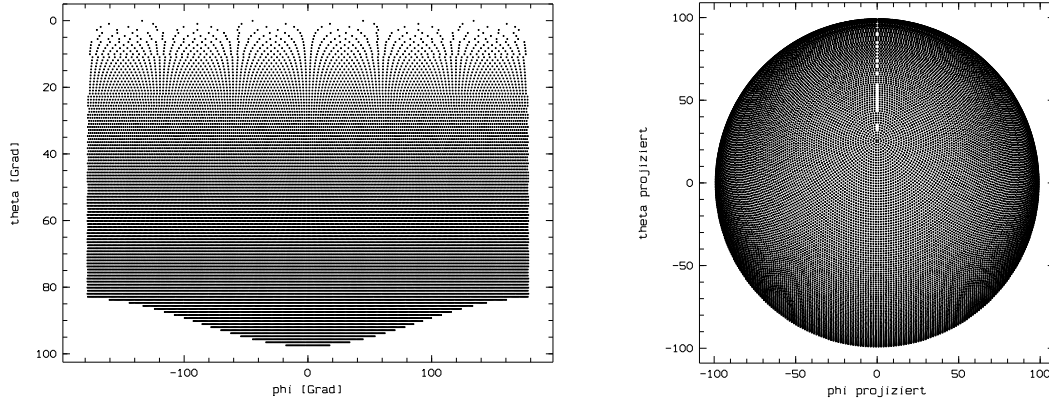


Abbildung 3.1: Teil des Oberflächengitters des Modellsterns, der für einen Beobachter sichtbar ist, in orthogonaler Darstellung und als Projektion auf eine Kugeloberfläche für einen fast polar gesehenen Stern

3.1.1 Gleichgewichts-Photosphäre

Zuerst wird ein Gleichgewichtsgitter modelliert, das die Oberfläche der Photosphäre des mit der Winkelgeschwindigkeit Ω rotierenden Sterns beschreibt, bevor er durch Pulsation gestört wird. Dabei wird berücksichtigt, daß Zentrifugalkräfte den Stern abplatteln und die Temperaturverteilung der Photosphäre beeinflussen. Dies führt zu einer Abhängigkeit der photosphärischen Größen von der Breite θ .

Folgende Parameter werden zur Berechnung des Gitters verwendet: polare Temperatur T_p , polare Gravitation g_p , polarer Radius R_p und azimutale Rotationsgeschwindigkeit am Äquator ν_{eq} . Aus diesen Größen werden nun für jeden einzelnen Gitterpunkt die lokalen von θ abhängigen Größen abgeleitet. Dies erfolgt durch die Berechnung der Äquipotentiallinien des effektiven Gravitationspotentials Φ_{eff} , welches im Roche-Modell gegeben ist durch

$$\Phi_{\text{eff}}(R_\theta) = -\frac{GM}{R_\theta} - \frac{1}{2}\Omega^2 \sin^2 \theta. \quad (3.1)$$

Daraus kann mit Hilfe des effektiven Gravitationspotentials an den Polen

$$\Phi_{\text{eff}}(R_p) = -\frac{GM}{R_p} = -g_p R_p \quad (3.2)$$

eine Gleichung hergeleitet werden, durch die die Sternoberfläche in Abhängigkeit von R_θ definiert wird:

$$-g_p R_p = -\frac{g_p R_p^2}{R_\theta} - \frac{1}{2}\Omega^2 \sin^2 \theta \quad (3.3)$$

Die Winkelgeschwindigkeit Ω läßt sich aufgrund der Identität $\Omega \equiv \nu_{\text{eq}}/R_{\text{eq}}$ errechnen. Gleichung (3.3) wird von BRUCE durch einen Newton-Raphson-Algorithmus

gelöst, der den Radius R_θ für jeden Gitterpunkt mit einer Genauigkeit von 10^{-6} bestimmt. Wenn $\Phi_{\text{eff}}(R_\theta)$ auf diese Weise berechnet worden ist, können der Betrag der lokalen Gravitationskraft

$$g_\theta = |\nabla\Phi_{\text{eff}}(R_\theta)| \quad (3.4)$$

und die lokale Oberflächennormale

$$\hat{\mathbf{n}}_\theta = \nabla\Phi_{\text{eff}}(\theta)/g_\theta \quad (3.5)$$

abgeleitet werden. Bei positivem Vorzeichen zeigt $\hat{\mathbf{n}}_\theta$ auf der Oberfläche nach außen.

Die lokale Temperatur T_θ wird aus g_θ mit Hilfe des Gravitationsverdunkelungsgesetzes bestimmt:

$$T_\theta = T_p \left(\frac{g_\theta}{g_p}\right)^\beta \quad (3.6)$$

Der Koeffizient β wird in Übereinstimmung mit der Strahlungscharakteristik der Photosphären früher Sterne gleich 0.25 gesetzt (?).

Jedem Gitterpunkt wird ein Oberflächenelement

$$d\mathbf{A} = \left(\frac{d\mathbf{R}}{d\theta} \times \frac{d\mathbf{R}}{d\phi}\right) d\theta d\phi \quad (3.7)$$

zugeordnet. Dabei ist \mathbf{R} der Positionsvektor des Gitterpunktes. Definitionsgemäß ist $d\mathbf{A}$ parallel zur Oberflächennormalen $\hat{\mathbf{n}}$.

Jeder Gitterpunkt der so berechneten Gleichgewichts-Photosphäre wird nun einer Störung durch nicht-radiale Pulsation unterworfen.

3.1.2 Störungen des Gleichgewichtsgitters

Die Störung kann aufgrund einer oder mehrerer vom Benutzer zu definierender nicht-radialer Pulsationsmoden erfolgen. Diese werden durch die Quantenzahlen der Schwingung, l und m , die Geschwindigkeitsamplitude V_0 und die Periode $\Pi = 2\pi/\sigma$ charakterisiert, wobei σ die Pulsationsfrequenz bezeichnet.

Die Pulsationsamplitude V_0 , die zur Skalierung der Geschwindigkeitsfelder auf der Sternoberfläche dient, ist physikalisch gesehen ein Maß für die kinetische Energie in der Photosphäre. Sie entspricht folglich eher einer mathematischen als einer meßbaren physikalischen Größe und kann daher alternativ durch eine maximale Geschwindigkeitsamplitude an der Sternoberfläche, V_{max} , definiert werden. Daraus wird dann der entsprechende Wert für V_0 berechnet.

Die Gesamtgeschwindigkeit eines Gitterpunktes, $\mathbf{v}_{\text{total}}$, setzt sich zusammen aus der Pulsationsgeschwindigkeit \mathbf{v} und der Rotationsgeschwindigkeit $\Omega \times \mathbf{R}$ des Sterns:

$$\mathbf{v}_{\text{total}} = \mathbf{v} + \Omega \times \mathbf{R} \quad (3.8)$$

Die Pulsationsgeschwindigkeit wird mit Hilfe des Verschiebungsvektors $\xi(\theta, \phi, t)$ berechnet, der die Auslenkung eines Gitterpunktes in radialer Richtung beschreibt und von der Pulsationsfrequenz σ abhängt. Dabei werden, wie oben gezeigt, die Coriolis-Kräfte berücksichtigt.

Die Geschwindigkeitsfelder auf der Oberfläche des Sterns lassen sich in einen radialen und zwei horizontale Anteile in Richtung von θ und ϕ zerlegen. Da das Oberflächengitter eines rotierenden Sterns aber von einer sphärischen Gestalt abweicht, zeigen auch die Oberflächennormalen nicht radial nach außen. Es stellt sich daher die Frage, in welche Richtung die radialen und horizontalen Geschwindigkeitsfelder orientiert sein sollen. BRUCE erlaubt eine Orientierung der Felder sowohl in Richtung der lokalen Oberflächennormalen als auch in Richtung des lokalen radialen Vektors, wobei letzteres allerdings nicht selbstkonsistent gerechnet wird.

Die Temperaturverteilung auf der Sternoberfläche wird durch pulsationsbedingte adiabatische Druckänderungen, δp , gestört. Die so hervorgerufenen Temperaturänderungen, δT , werden von BRUCE mit Hilfe einer modifizierten adiabatischen Näherung berechnet, in der nicht-adiabatische Effekte an der Oberfläche der Photosphäre berücksichtigt werden können. Diese Effekte können eine Veränderung der Variationsamplitude, Δ_T , und der Variationsphase, $e^{i\psi}$, hervorrufen:

$$\frac{\delta T}{T} = \Delta_T \left(\frac{d \ln T}{d \ln p} \right)_s \frac{\delta p}{p} e^{i\psi} \quad (3.9)$$

Nicht-adiabatische Effekte können in der Photosphäre auftreten, wenn die Zeitskalen für Wärmediffusion und Pulsation vergleichbar werden. Dann kann ein Wärmeaustausch zwischen benachbarten Gasvolumina erfolgen.

Die Oberflächengeometrie eines Sterns wird auf zweierlei Arten durch nicht-radiale Pulsation beeinflusst. Einerseits verändert sich die Größe der Fläche, die mit einem Gitterpunkt verknüpft ist, was zu einer zeitlichen Änderung des Strahlungsflusses durch diese Fläche führt. Andererseits variiert die Richtung, in welche die zugehörige Flächennormale zeigt. Das hat eine zeitliche Veränderung ihrer Projektion in Bezug auf einen Beobachter zur Folge. Mit der Variation der Normalen ist aber auch eine Variation des lokalen effektiven Gravitationspotentials Φ_{eff} verbunden, das für die Entstehung der Linienprofile mitverantwortlich ist. Alle diese Effekte bewirken, daß die Helligkeit eines Flächenelements zeitlichen Schwankungen unterworfen ist. Zusätzlich ändert sich der Sichtwinkel des Beobachters, was aufgrund der Randverdunkelung zusätzlich zu einer scheinbaren Helligkeitsvariation führt. Diese Variationen können berechnet werden, wenn man die Störung des Vektors $d\mathbf{A}$ untersucht, der Größe und Richtung eines Flächenelements charakterisiert:

$$\delta d\mathbf{A} = \left(\frac{d\delta\mathbf{R}}{d\theta} \times \frac{d\delta\mathbf{R}}{d\phi} \right) d\theta d\phi \quad (3.10)$$

Wenn die Linienprofile eines Sterns aufgrund von Geschwindigkeitsfeldern auf der Oberfläche variieren, dann ist zu erwarten, daß der Stern auch photometrische Schwankungen aufweist. Es läßt sich jedoch zeigen, daß dies nicht notwendigerweise der Fall sein muß. Die Auswirkungen der oben beschriebenen Temperatur- und Geometriestörungen können sich gegenseitig aufheben, wenn der Stern mit einer bestimmten Frequenz pulsiert. Dies kann dann nur sehr geringe oder überhaupt keine photometrischen Variationen bewirken (?).

Die so berechneten Größen der durch nicht-radiale Pulsation gestörten Photosphäre werden in eine Ausgabedatei geschrieben, wenn sie zu einem für den Beobachter sichtbaren Gitterpunkt gehören. Als Kriterium für diese Sichtbarkeit dient eine positiv projizierte Oberflächennormale. Die Ausgabedatei enthält folgende lokalen Parameter, die für die Synthese der Spektrallinien notwendig sind: die Temperatur T , den Betrag der Gravitationskraft g , die projizierte Gesamtgeschwindigkeit $\mathbf{v}_{\text{total}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_0$, das projizierte Oberflächenelement $d\mathbf{A} \cdot \hat{\mathbf{n}}_0$ und die projizierte Oberflächennormale $\hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_0$, wobei $\hat{\mathbf{n}}_0$ ein Einheitsvektor ist, der in Richtung des Beobachters zeigt. Diese Größen sind in Abb. 3.2 als Projektion auf die Kugeloberfläche dargestellt.

Die Abhängigkeit der Spektrallinien sowohl von der Temperatur als auch vom effektiven Gravitationspotential hat zur Folge, daß bestimmte Spektrallinien bevorzugt am Äquator oder an den Polen entstehen. Das kann von großer Bedeutung für die Stärke von Linienprofilvariationen sein, wenn die Pulsation z.B. durch Betrachtung sektoraler Moden ($l = |m|$) oder durch schnelle Rotation auf äquatoriale Regionen beschränkt wird.

3.2 KYLIE

Das Programm KYLIE stellt den eigentlichen Spektralsynthesekode dar. Es benutzt die von BRUCE berechneten lokalen Sternparameter zur Modellierung zeitaufgelöster synthetischer Spektren für jeden sichtbaren Punkt des durch Pulsation gestörten Photosphäengitters. Im Anschluß daran werden die lokalen Spektren zu einem Gesamtspektrum aufintegriert. Auf diese Weise entsteht ein über die gesamte sichtbare Sternoberfläche integriertes Spektrum, wie es ein Beobachter messen würde.

Im Vergleich zu den meisten anderen Syntheseprogrammen werden durch die Kombination von BRUCE und KYLIE bei der Spektralsynthese nicht nur Geschwindigkeitsfelder, sondern auch Störungen in der Temperaturverteilung und geometrische Effekte berücksichtigt. Sie beinhalten darüberhinaus auch Gravitationseffekte und Winkelabhängigkeiten.

Der Benutzer gibt an, für welchen Wellenlängenbereiche Spektren berechnet werden sollen. Diese Bereiche sind in eine diskrete Anzahl von Wellenlängenzentralpunkten unterteilt. Für einen gegebenen Gitterpunkt wird mit Hilfe einer Spektralsyntheseroutine die Intensität für jeden dieser Wellenlängenzentralpunkte bestimmt.

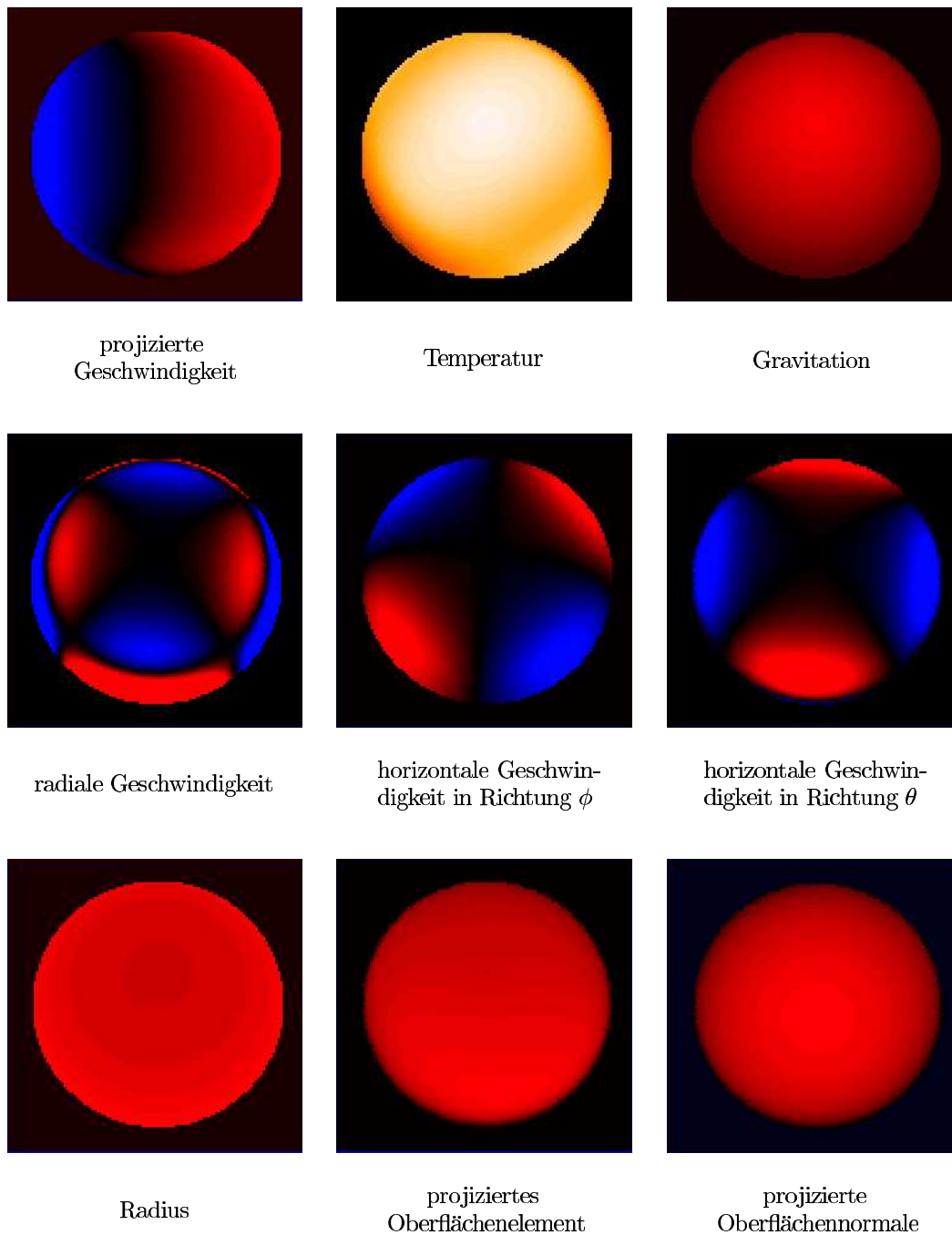


Abbildung 3.2: Zweidimensionale Projektion der mit BRUCE berechneten physikalischen Größen an der Oberfläche der Photosphäre für einen Zeitschritt und den in Tabelle 4.1 gegebenen Parametern. Positive Werte sind rot, negative Werte sind blau dargestellt. Für die projizierten Geschwindigkeit gilt, daß sich rot gekennzeichnete Gebiete vom Beobachter weg und blaue auf den Beobachter zu bewegen. Die Werte werden mit zunehmender Helligkeit größer.

Danach wird die so berechnete Intensität des Gitterpunktes gemäß seines zugehörigen projizierten Oberflächenelements gewichtet. Aus den gewichteten Intensitäten der einzelnen Gitterpunkte wird dann das Gesamtspektrum aufgebaut.

3.2.1 Randverdunkelung

Bei der Spektralsynthese muß der Effekt der Randverdunkelung berücksichtigt werden. Diese entsteht dadurch, daß nur bei radialer Blickrichtung die gesamte Intensität der Strahlung eines Oberflächenelements beobachtet werden kann. Äußere Bereiche strahlen nur einen Teil der maximalen Intensität in Richtung des Beobachters ab und erscheinen deshalb dunkler als zentralere Gebiete. Durch ein Randverdunkelungsgesetz der Form

$$I_\lambda(\mu) = I_\lambda(0)[1 - u(1 - \mu)] \quad (3.11)$$

wird die Winkelabhängigkeit der Linienprofile, die an unterschiedlichen Stellen des Photosphärgitters entstehen, bei der Spektralsynthese berücksichtigt. Mit $I_\lambda(0)$ wird die Intensität bezeichnet, die in Blickrichtung eines Beobachters und somit bei einem Winkel $\mu = 0$ für eine bestimmte Wellenlänge λ abgestrahlt wird. Dementsprechend stellt $I_\lambda(\mu)$ die Intensität dar, die unter dem Winkel $\mu = \hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_0$ abgestrahlt und dadurch verdunkelt wird. Mit $\hat{\mathbf{n}}$ wird die Oberflächennormale des zu einem Gitterpunkt gehörigen Flächenelements und mit $\hat{\mathbf{n}}_0$ ein Einheitsvektor in Blickrichtung des Beobachters bezeichnet. Der Koeffizient u wird für die Modellierung von Linienprofilen als konstant und damit als wellenlängenunabhängig angenommen und gleich 0.4 gesetzt. Er kann aber vom Benutzer verändert werden.

3.2.2 Spektralsynthese

Die Spektralsynthese ist von großer Bedeutung, weil Daten von aktueller Qualität eine Methodik erfordern, die der physikalischen Realität sehr nahe kommen muß. Es gibt drei prinzipiell verschiedene Methoden, mit denen Spektren simuliert werden können. KYLIE besteht aus drei Varianten, in denen jeweils eine dieser Methoden angewandt wird: KYLIE, FKYLIE und GKYLIE.

GKYLIE

In GKYLIE (G für "Gauß") werden Gaußprofile zur Modellierung der intrinsischen Linienprofile benutzt. Der Abhängigkeit der Gaußprofile von Temperatur und Gravitation wird, wenn überhaupt, Rechnung getragen, indem ihre Halbwertsbreiten und Linientiefen mit Hilfe eines Temperatur-Gravitations-Gitters bestimmt werden. Dieses Gitter wird üblicherweise durch Vermessen der Halbwertsbreiten und Linientiefen einzelner synthetischer Spektrallinien bestimmt, die in Flußgittern berechnet werden, wie sie von FKYLIE verwendet werden.

Die Gaußprofile haben also dieselben Halbwertsbreiten und Linientiefen wie die entsprechenden Linien im Flußgitter. Die Randverdunkelung wird mit Hilfe von Gleichung (3.11) berücksichtigt. Die Intensität $I_\lambda(0)$ entspricht dabei den Linienintensitäten der verwendeten Flußspektren.

Es stellt sich jedoch die Frage, inwieweit Gaußprofile intrinsische Linienbreiten überhaupt repräsentieren können, da im allgemeinen keine Temperatur- und Gravitationseffekte oder höchstens in parametrisierter Form berücksichtigt werden.

FKYLIE

Wie bereits angedeutet, verwendet FKYLIE (F für "Fluß") zur Spektralsynthese ein Gitter aus synthetischen Flußspektren. Diese Flußgitter stellen im Vergleich zu Gaußprofilen eine weitaus bessere Näherung für intrinsische Linienprofile dar. Die Gitter bestehen aus einer Serie von synthetischen Flußspektren, die individuell mit Hilfe von LTE- bzw. nonLTE-Atmosphärenmodellen in Abhängigkeit von Temperatur und Gravitation berechnet werden können. Das Problem der Bestimmung von intrinsischen Linienbreiten wird somit auf die Physik der Atmosphärenmodelle verlagert. Auch in diesem Falle muß ein Randverdunkelungsgesetz entsprechend der Gleichung (3.11) angewendet werden, um die Winkelabhängigkeit der Linienprofile der Punkte des Photosphärgitters zu berücksichtigen.

KYLIE

Im Gegensatz zu FKYLIE benutzt KYLIE Gitter aus synthetischen Intensitätsspektren. Die Intensitätsgitter werden auf die gleiche Weise berechnet wie die Flußgitter. Allerdings ist bei der Modellierung der Intensitätsspektren im Gegensatz zu den Flußspektren die Winkelabhängigkeit explizit enthalten. Der Vorteil dieser Methode gegenüber den beiden zuvor beschriebenen besteht darin, daß die Intensitätsspektren die Winkelabhängigkeit direkt beinhalten und diese nicht erst auf dem Umweg über ein Randverdunkelungsgesetz miteinbezogen werden muß. Damit umgeht man auch die Probleme, die auftauchen, da der Verdunklungskoeffizient u als konstant und wellenlängenunabhängig betrachtet wird. Für das Kontinuum eines Spektrums ist diese Annahme in einem nicht zu großen Wellenlängenbereich gerechtfertigt, so daß dieses zufriedenstellend reproduziert werden kann. Bei Linienprofilen ist das jedoch nicht der Fall. Der Wert von u ist verschieden für unterschiedliche Wellenlängen und kann im Linienzentrum sogar negative Werte annehmen. Es zeigt sich also, daß die winkelabhängigen Intensitätsspektren am besten geeignet sind, um Linienprofilvariationen zu simulieren. Für die Spektralsynthese müssen in diesem Fall keine unphysikalischen Näherungen der intrinsischen Linienbreiten gemacht werden. Jedoch ist der Schritt von Fluß- zu Intensitätsspektren weniger bedeutend als von Gaußprofilen zu Flußspektren (?).

Wie gezeigt wurde, lassen sich bei der Modellierung von Spektrallinien die Probleme bezüglich der intrinsischen Linienbreite umgehen, wenn anstelle von Gauß-

profilen synthetische Fluß- bzw. Intensitätsgitter verwendet werden. Die Bestimmung der intrinsischen Breite eines Linienprofils wird auf die Physik verlagert, die in den Atmosphärenmodellen steckt, mit denen die Fluß- bzw. Intensitätsspektren berechnet werden. Dies stellt hohe Anforderungen an die physikalischen Grundlagen dieser Modelle, vereinfacht aber die Modellierung der beobachteten Spektrallinien eines Sterns, da man sich nicht mehr um die Festlegung ihrer intrinsischen Breiten kümmern muß.

In dieser Arbeit wurde FKYLIE für die Modellierung der Linienprofile von ω (28) CMa verwendet, da an der Landessternwarte Königstuhl Programme zur Berechnung von Flußgittern zur Verfügung stehen und bereits derartige Gitter berechnet wurden (?). Die in dieser Arbeit verwendeten Atmosphärenmodelle, ATLAS und BHT, werden in (?; ?; ?) detailliert beschrieben.

Im folgenden werden die Simulationsergebnisse dargestellt.

Kapitel 4

Modellierung

Gegenstand dieser Arbeit ist die Modellierung des Be-Sterns $\omega(28)\text{CMA}$ ($m_V = 3.8^m$). Dieser Stern weist die stärkste kurzperiodische Linienprofilvariation aller bekannter Be-Sternen auf, die nachweislich seit Beginn der 70er Jahre stabil ist (?). Baade bestimmte die Periode, mit der sich das assymetrische Aussehen der Absorptionslinien und die Variation der Radialgeschwindigkeiten und des V/R-Verhältnisses der Emissionslinien wiederholen, zu 1.365 ± 0.007 Tagen. Harmanec (?) identifizierte einen Datumsfehler in dem Beobachtungslog von Baade und erhielt mit Hilfe aller veröffentlichter Messungen 1.371906 ± 0.000013 Tage. Dieser Wert ist mit den HEROS-Daten konsistent. Baade zeigte, daß sich die Variationen ähnlich wie bei β Cepheiden (?) durch nicht-radiale Pulsation erklären lassen, wenn man eine retrograde g-Mode voraussetzt, die durch $l = 2$ und $m = 2$ charakterisiert ist (?). Die Variation der Radialgeschwindigkeiten wird lediglich durch die Variation der Linienform verursacht, ohne daß eine zusätzliche Verschiebung der gesamten Spektrallinie zu einer anderen Zentralwellenlänge zu beobachten ist, was auf ein Doppelsternsystem oder radiale Pulsation hinweisen würde. Des weiteren stellte Baade eine sehr geringe photometrische Variabilität von $\Delta m \leq 0.03^m$ in den Strömgren-Bändern *uvby* fest (?), die, wie Stagg (?) zeigte, mit der spektroskopischen Periode von 1.37 Tagen verträglich ist.

Balona et al. (?) entdeckten bei ihrer Untersuchung einer Serie von photometrischen Daten aus den Jahren 1986 und 1987 eine weitere Variabilität mit einer Periode von 1.471 Tagen. Diese Periode konnte Harmanec (?) bei seiner Analyse von Datensätzen, die im Zeitraum von 40 Jahren über $\omega(28)\text{CMA}$ veröffentlicht wurden, jedoch nur für die Daten von 1986/87 bestätigen, in denen Balona et al. die Periode zuvor entdeckt hatten. Mit 1.4749 ± 0.0029 Tagen errechnete er allerdings einen leicht abweichenden Wert. Harmanec fand zusätzlich eine zeitliche Variabilität der von Baade entdeckten 1.37 Tage-Periode. Darüberhinaus entdeckte er zwei bis drei weitere Perioden, was ihn zu der Vermutung veranlaßte, daß $\omega(28)\text{CMA}$ kein Einzelstern, sondern ein Mitglied in einem Zwei- oder Mehrfachsystem sei.

In HEROS-Spektren aus den Jahren 1996 und 1997 wiesen Štefl et al. (?)

ebenfalls die von Baade entdeckte stabile Periode nach. In den im Jahre 1996 beobachteten Daten entdeckten sie eine weitere Periodizität von 1.49 Tagen, die hauptsächlich in den Flügeln der Spektrallinien zu beobachten ist, welche in der zirkumstellaren Scheibe entstehen. Dagegen war sie weder in den rein photosphärischen Linien noch in den Daten von 1997 zu sehen.

Štefl, Aerts und Balona (?; ?) werteten 275 hochaufgelöste Spektren von $\text{HeI}6678$ aus, die 1996 in sieben Januarnächten aufgenommen wurden. Zusätzlich untersuchten sie 1708 Beobachtungen, die zwischen 1981 und 1996 mit Strömgren- und Geneva-Photometrie gemacht wurden, und modellierten die Linienprofilvariationen mit nicht-radialer Pulsation und mit Sternflecken. Auch sie bestätigten die stabile Periode von 1.37 Tagen und fanden Anzeichen für das Vorhandensein der von Štefl et al. (?) entdeckten zeitlich vorübergehend auftretenden Periode von 1.49 Tagen in den Flügeln der Linienprofile. Sie fanden ebenso Anzeichen für das Auftreten beider Perioden in den photometrischen Daten. Die gemessenen Helligkeitsschwankungen lagen im Bereich von Millimagnituden. Daraus wurde eine Änderung der Effektivtemperatur in der Größenordnung von 5% abgeleitet. Es gelang ihnen, die Linienprofile durch Sternflecken mit verschwindend geringen Helligkeitsvariationen zu simulieren. Modellierungsversuche mit verschiedenen NRP-Modellen, darunter auch das Modell von Townsend (?), lieferten jedoch keine zufriedenstellenden Ergebnisse. Die Linien wurden mit Hilfe von Gaußprofilen simuliert, für die eine intrinsische Breite festgelegt wurde. Helligkeitsvariationen auf der Sternoberfläche wurden nur im Rahmen von Randverdunkelungseffekten bei einer festen Effektivtemperatur berücksichtigt. Sowohl pulsationsbedingte Temperaturschwankungen, die zu lokal unterschiedlichen intrinsischen Linienbreiten führen, als auch Gravitationseffekte wurden vernachlässigt. Den besten Fit erhielten die Autoren für retrograde Moden mit $m = +1$, allerdings für ansonsten unphysikalische Parameter. Weiterhin berichten die Autoren von schwachen Absorptionsmustern, die in Form von spitzen Komponenten in den Linienflügeln zu sehen sind. Die Intensität dieser Spikes, deren Entstehung sie jedoch nicht erklären können, variiert mit der 1.37 Tage-Periode, ihre Geschwindigkeit hingegen nicht. Ebenso unerklärt blieben die breiten variierenden Absorptionsflügel.

Sein im Vergleich zu anderen Be-Sternen extremes Verhalten macht ω (28) CMa zu einem interessanten Untersuchungsobjekt, dessen Erklärung richtungsweisend für das Verständnis anderer Be-Sterne und des Be-Phänomens sein kann. Die zum Teil widersprüchlichen Ergebnisse, mit denen dieses Verhalten erklärt werden soll, machen deutlich, daß sich trotz langjähriger intensiver Forschung immer noch kein allgemein akzeptierter Erklärungsansatz etablieren konnte. Wie sich während des 175. IAU-Kolloquiums 1999 gezeigt hat, stehen sich nicht-radiale Pulsation und die Theorie der Magnetfelder und ko-rotierenden Wolken als konkurrierende Modelle gegenüber. Neue und verbesserte Simulationsmethoden können hilfreich sein, um zwischen diesen Modellen zu unterscheiden. Mit Hilfe der in der Landessternwarte Königstuhl zur Verfügung stehenden Flußgitter und synthetischen Linienprofile (?) soll daher versucht werden, ob die Modellierung von ω (28) CMa

Tabelle 4.1: Stellare Parameter und Pulsationsparameter, die zur Modellierung von ω (28) CMa verwendet wurden

polarer Radius, R_p	6.0 R_\odot
polare Temperatur, T_p	22 000 K
Masse, M	9.0 M_\odot
äquatoriale Rotationsgeschwindigkeit, v_{eq}	350 km/s
Inklination, i	15 Grad
l	2
m	+2
Periode, P	-1.37 d
maximale Pulsationsamplitude, A_{max}	35 km/s

mit dem Simulationskode von Townsend unter Berücksichtigung der durch Pulsation verursachten Störungen zu Ergebnissen führt, welche nicht-radiale Pulsation als zugrundeliegendes Phänomen bestätigen.

Die zur Modellierung verwendeten Stern- und Pulsationsparameter sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt. Es wird vorausgesetzt, daß ω (28) CMa monoperiodisch mit der stabilen Periode von 1.37 Tagen nicht-radial pulsiert. Die Simulationsergebnisse werden mit 32 Spektren verglichen, die im Zeitraum vom 5. bis zum 21. Januar 1999 mit FEROS am ESO-1.52m-Teleskop auf La Silla aufgenommen wurden (Abb. 4.1).

4.1 Pulsationsperiode

Wie aus Gleichung (4.1) hervorgeht, wird das Vorzeichen der Phasengeschwindigkeit v_{Phase} sowohl durch das Vorzeichen der Pulsationsfrequenz σ als auch durch das Vorzeichen von m bestimmt. Eine positive Phasengeschwindigkeit und damit eine Ausbreitung in Rotationsrichtung ergibt sich folglich entweder durch eine prograde Mode (negatives m) und eine positive Periode oder durch eine retrograde Mode (positives m) und eine negative Periode:

$$v_{\text{Phase}} = -\frac{+\sigma}{-m} = -\frac{-\sigma}{+m} \quad (4.1)$$

Die im System des Beobachters gemessene Pulsationsperiode und damit auch die Pulsationsfrequenz (σ_{Beob}) werden gewöhnlich als positiv angesehen. Aus Gleichung (2.8), welche die Pulsationsfrequenz σ_{rot} im rotierenden System definiert, folgt jedoch, daß die Periode auch negativ werden kann. Dies wird ersichtlich, wenn man Gleichung (2.8) in folgender Form betrachtet:

$$\sigma_{\text{Beob}} = \sigma_{\text{rot}} - m\Omega \quad (4.2)$$

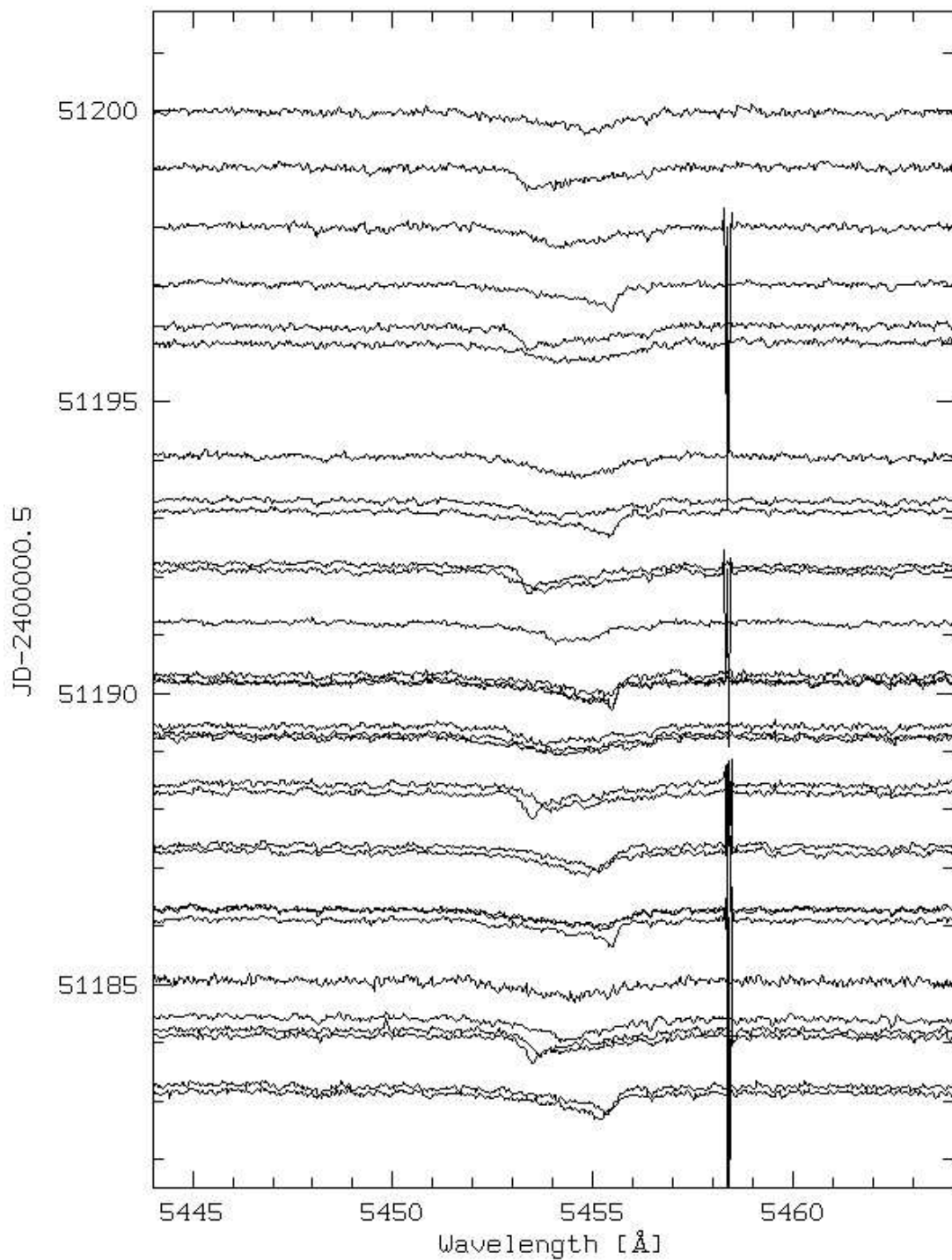


Abbildung 4.1: 32 FEROS-Spektren von ω (28) CMa, die als Grundlage für die Modellierung verwendet wurden im Bereich der Si II 5454-Linie. Die scheinbaren großen Emissionen und Absorptionen im Bereich von 5458 Å sind die Folge eines Fehlers im CCD.

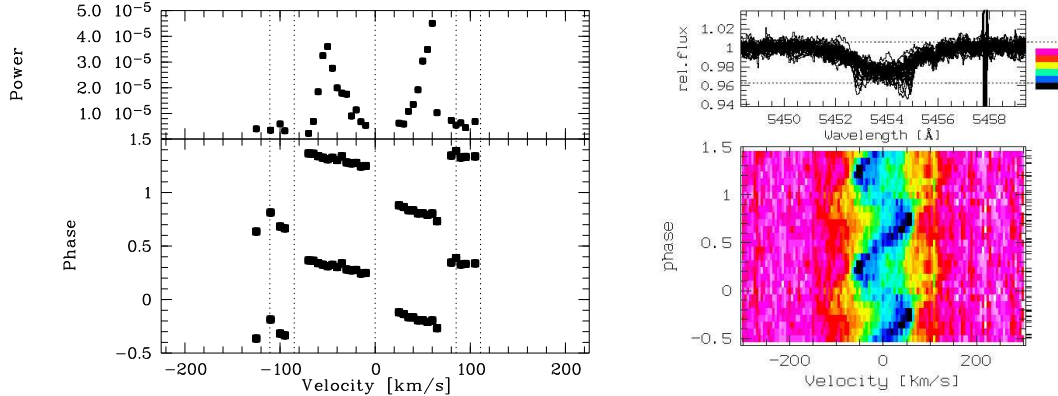


Abbildung 4.2: Stärkeverteilung, Phasenverlauf, Variationsmuster und Linienprofilvariation der nicht-radialen Pulsation von ω (28) CMa am Beispiel der einfach ionisierten Schwefellinie (SII) bei 5453.9 Å.

Die Pulsationsfrequenz σ_{rot} , die im rotierenden System gemessen wird, muß positiv sein, da die Pulsation selbst aus physikalischen Gründen zeitlich nur in positiver Richtung erfolgen kann. Sofern in einem retrograden Schwingungsmodus m das positive Vorzeichen annimmt, kann bei schneller Rotation der Subtrahend ($-m\Omega$) den Minuenden σ_{rot} überragen, so daß die Pulsationsfrequenz (σ_{Beob}) negativ wird.

Das Vorhandensein negativer Pulsationsperioden ist also eine Folge schneller Rotation und kann nur im Bezugssystem des Beobachters auftreten. Eine retrograde Welle kann sich mit einer positiven Phasengeschwindigkeit ausbreiten und scheinbar wie eine prograde Welle verhalten. Ob es sich um eine prograde Welle mit positiver Periode oder um eine retrograde Welle mit negativer Periode handelt, kann nur dann unterschieden werden, wenn das Vorzeichen der Pulsationsfrequenz im rotierenden System in einem dieser beiden Fälle negativ und damit unphysikalisch wäre. Das Auftreten negativer Perioden bei rotierenden Sternen vergrößert die Anzahl der möglichen Parameter, die untersucht werden müssen, um die richtige Pulsationsmode zu finden. Dies gilt in besonderem Masse für schnelle Rotatoren. Balona et al. (?) haben im Gegensatz dazu ihre Untersuchung auf positive Perioden beschränkt.

4.2 Pulsationsparameter

Im folgenden wird untersucht, durch welche Pulsationsparameter l und m die beobachteten Daten am besten reproduziert werden können. Dabei werden sowohl positive als auch negative Perioden berücksichtigt. Da vorausgesetzt wird, daß der Stern aufgrund einer g-Mode oszilliert, werden für l nur kleine Werte bis $l = 4$ untersucht. In Abbildung 4.2 ist die Stärkeverteilung (links oben), der Phasenver-

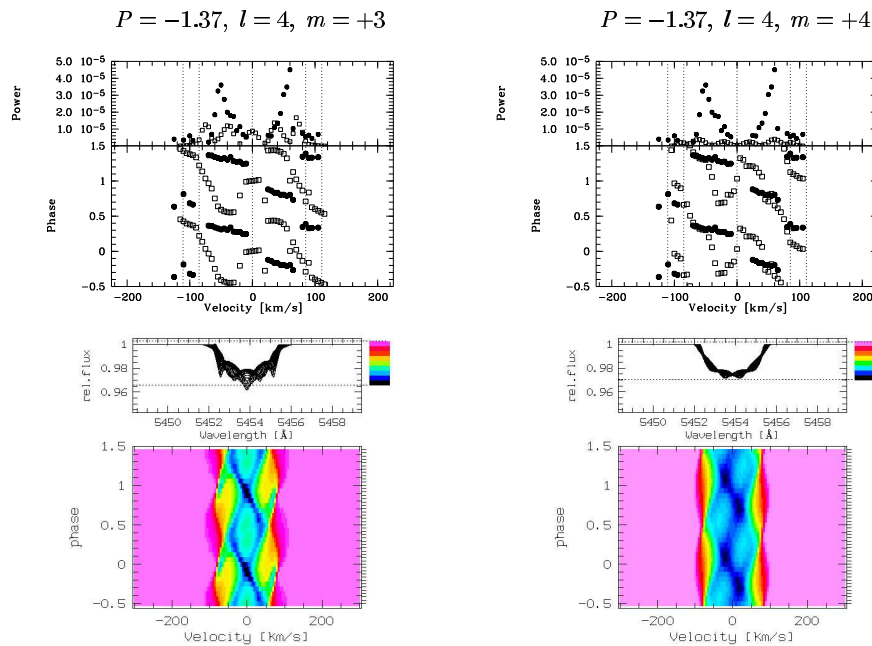


Abbildung 4.3: Simulationsergebnisse für die Stärkeverteilung, den Phasenverlauf, das Variationsmuster und die Linienprofilvariation der Pulsation für $l = 4$ am Beispiel der Schwefellinie bei 5453.9 \AA (offene Quadrate) im Vergleich zu den Originaldaten (gefüllte Kreise)

lauf (links unten) und das Variationsmuster (rechts unten) der Pulsation von ω (28)CMA am Beispiel der Schwefellinie bei 5453.9 \AA dargestellt. Die Werte wurden aus den Originalspektren mit Hilfe einer Zeitserienanalyse berechnet. Um die Linienprofilvariation zu veranschaulichen, wurden zusätzlich alle 32 Spektren im Wellenlängenbereich der untersuchten Linie übereinander aufgetragen (rechts oben).

Für die Modellierung wurde die Pulsationsperiode P in 24 Zeitschritte unterteilt. Für jeden dieser Zeitpunkte und für jede mögliche Kombination der Pulsationsparameter l , m und P wurde ein synthetisches Spektrum berechnet. Die pro Parametersatz simulierten 24 Spektren wurden analog den Originalspektren mit Hilfe einer Zeitserienanalyse untersucht. Die Simulationsergebnisse sind in Abb. 4.3 bis 4.6 dargestellt.

Die modellierten Daten werden durch offene Quadrate symbolisiert. Des Weiteren sind die Modellierungsergebnisse für die Variationsmuster der Pulsation und für die Linienprofilvariation dargestellt.

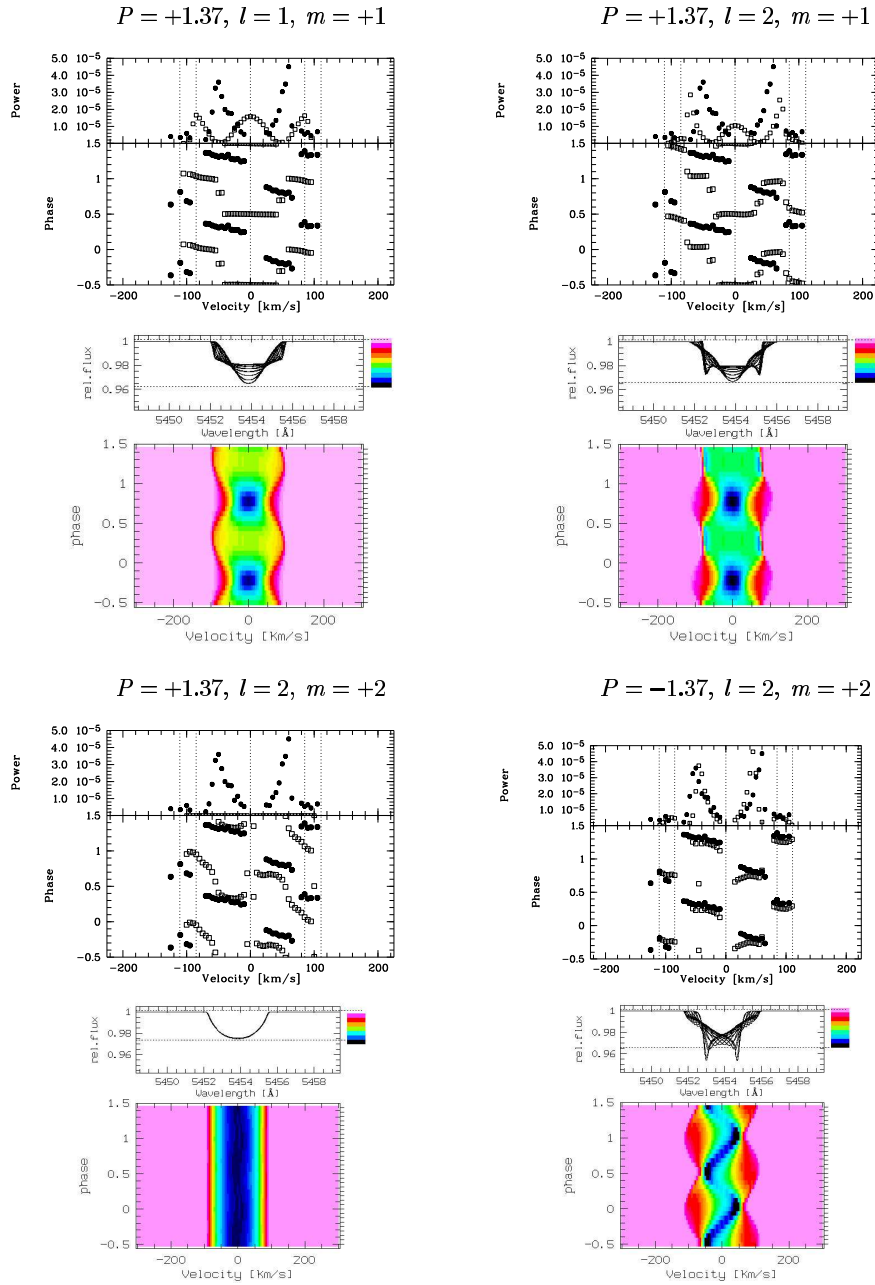


Abbildung 4.4: Wie Abb. 4.3 für $l = 1$ und $l = 2$ am Beispiel der Schwefellinie bei 5453.9 \AA (offene Quadrate) im Vergleich zu den Originaldaten (gefüllte Kreise)

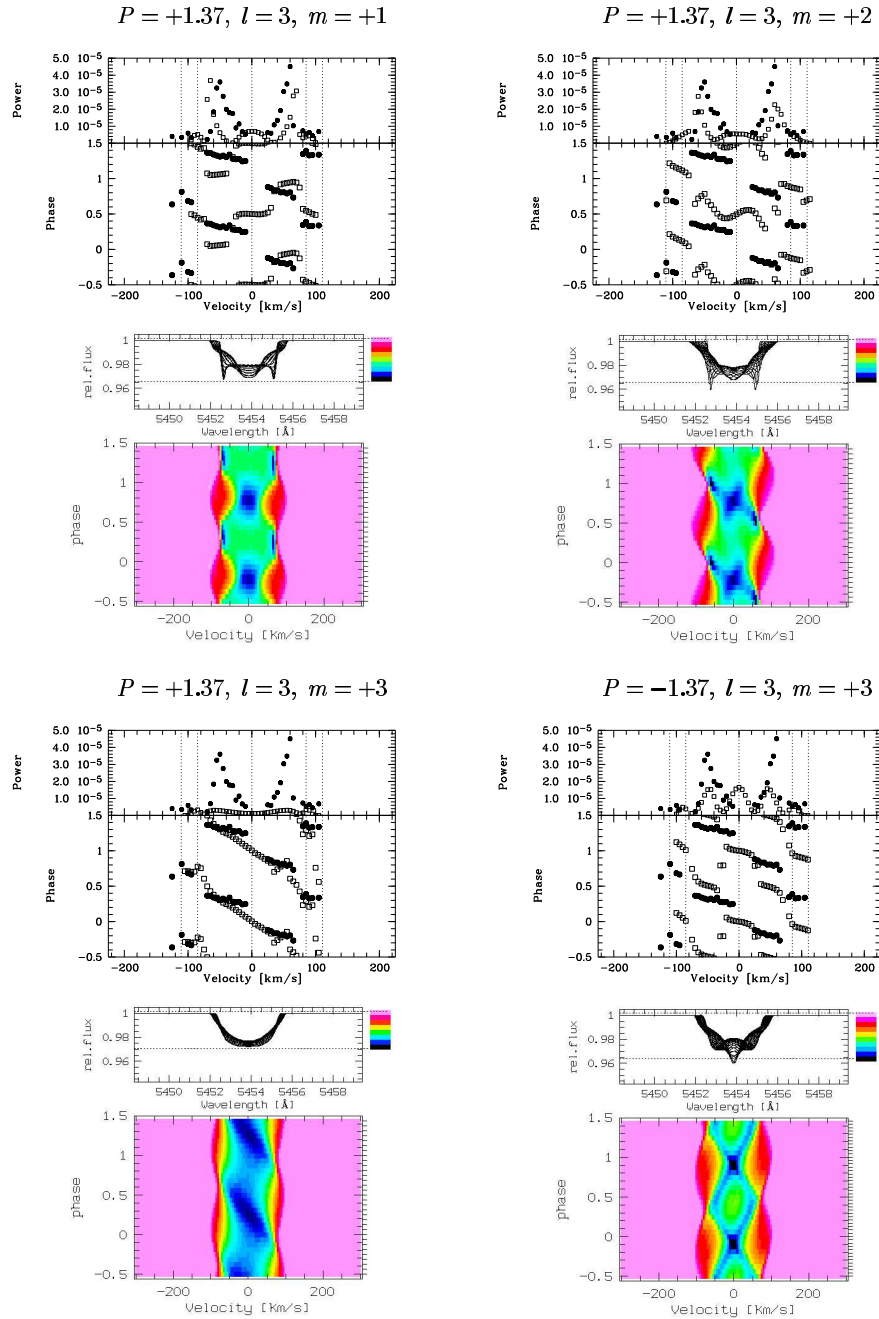


Abbildung 4.5: Wie Abb. 4.3 für $l = 3$ am Beispiel der Schwefellinie bei 5453.9 \AA (offene Quadrate) im Vergleich zu den Originaldaten (gefüllte Kreise)

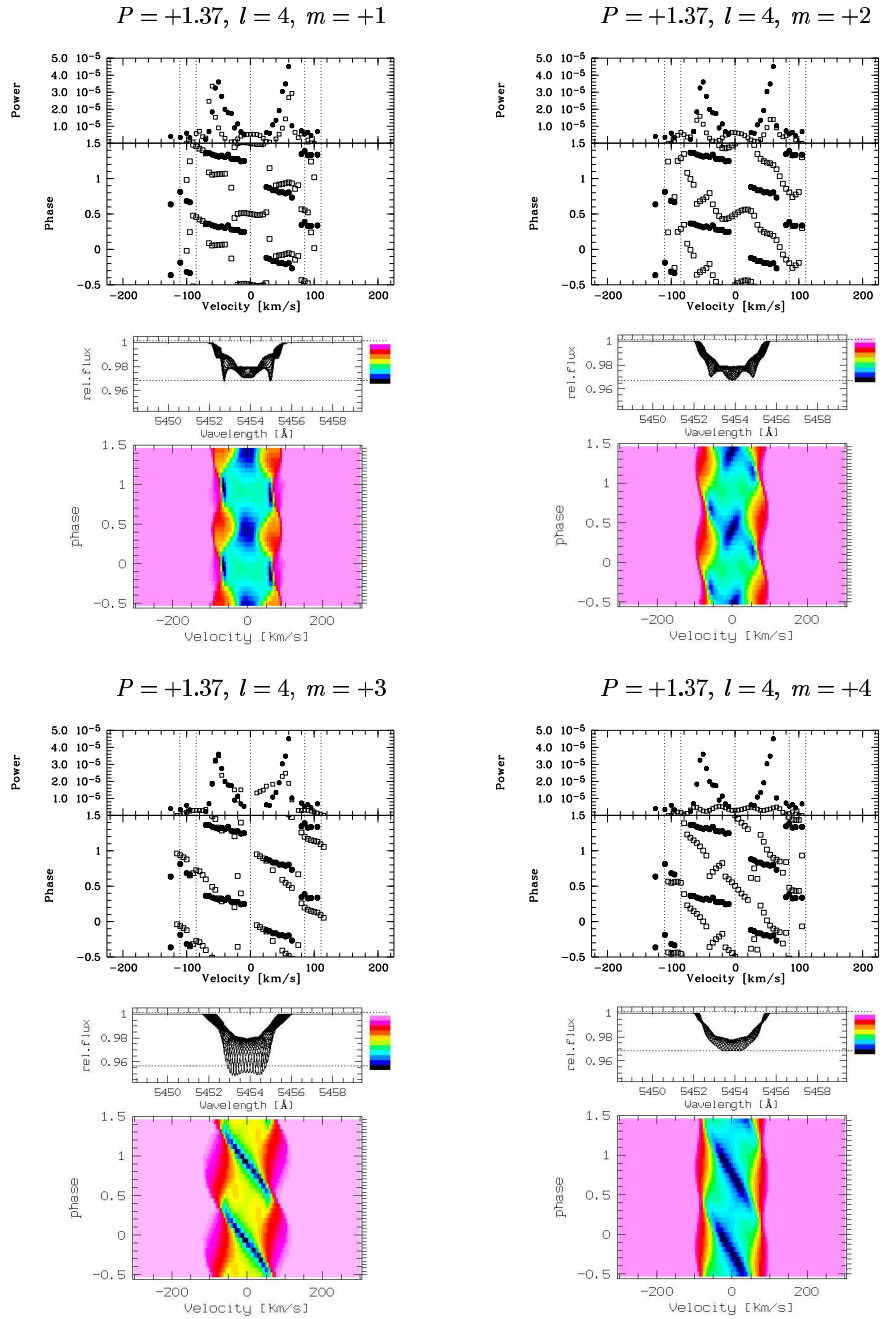


Abbildung 4.6: Wie Abb. 4.3 für $l = 4$ am Beispiel der Schwefellinie bei 5453.9 \AA (offene Quadrate) im Vergleich zu den Originaldaten (gefüllte Kreise)

Alle prograden Moden sowohl bei positiven als auch bei negativen Perioden können ausgeschlossen werden, da die Pulsationsfrequenz im rotierenden System bei negativem m ebenfalls negativ wird, was, wie oben dargelegt, nicht physikalisch ist. Auch die retrograden Moden bei negativen Perioden mit $l = m = +1$, $l = 2$ und $m = +1$, $l = 3$ und $m = +1$, $l = 3$ und $m = +2$, $l = 4$ und $m = +1$ sowie $l = 4$ und $m = +2$ entfallen, da die Temperaturunterschiede auf der Sternoberfläche zu groß und damit unphysikalisch werden. Die gefüllten Kreise geben die gemessenen Daten wieder.

Aus den Abbildungen wird ersichtlich, daß die Pulsation am besten durch eine negative Periode mit $l = 2$ und $m = +2$ reproduziert werden kann. Diese Werte für l und m stimmen mit den Werten überein, die Baade (?) für die Pulsationsmode von ω (28) CMa vorgeschlagen hat. Alle weiteren Simulationen wurden mit diesen Werten und negativer Periode durchgeführt.

4.3 Linienprofilvariation

Im folgenden wird die Linienprofilvariation am Beispiel einer Spektrallinie des einfach ionisierten Schwefels (SII) bei 5453.9 \AA untersucht. Dazu wurde die Pulsationsperiode in 16 Zeitschritte unterteilt. Mit den in Tabelle 4.1 angegebenen Parametern wurde für jeden dieser Zeitschritte die Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung auf der Sternoberfläche, die in Richtung des Beobachters projizierte Geschwindigkeit, die Gravitation, der Radius, das projizierte Oberflächenelement, die projizierte Flächennormale und ein synthetisches Spektrum berechnet. In Abb. 4.7 sind die projizierte Geschwindigkeit, die Geschwindigkeit in beiden horizontalen Richtungen und in radialer Richtung dargestellt.

Die horizontale Geschwindigkeit in Richtung θ ist dominierend. Dies ist zu erwarten, da die Rotationsachse von ω (28) CMa nur 15 Grad gegen die Sichtlinie geneigt ist. Die Auslenkung eines Gasvolumens in horizontaler Richtung beträgt weniger als 2% des Sternumfangs. Die radiale Auslenkung beträgt weniger als 4% des Radius. Die photometrischen Schwankungen im Modell betragen weniger als 6 Millimagnituden.

In Abb. 4.8 wird am Beispiel der extremen roten Absorptionsspitze, die dem Linienprofil zum Zeitpunkt des ersten Zeitschritts entspricht, qualitativ gezeigt, wie sich die unterschiedlichen pulsationsbedingten Störungen auf die Form der rotationsverbreiterten Linie des nicht pulsierenden Sterns auswirken. Aus der Abbildung folgt, daß die Linienprofilvariation durch die Änderungen der Geschwindigkeitsverteilung auf der Sternoberfläche dominiert wird.

Um den Einfluß der Störungen eingehender zu untersuchen, werden in Abb. 4.9 bis 4.12 die projizierte Geschwindigkeit, die Temperatur und das Linienprofil für jeden der 16 Zeitschritte dargestellt.

Das Profil der Schwefellinie variiert in charakteristischer Weise. Im roten Bereich der Spektrallinie bildet sich eine scharfe Komponente aus, die im Laufe eines

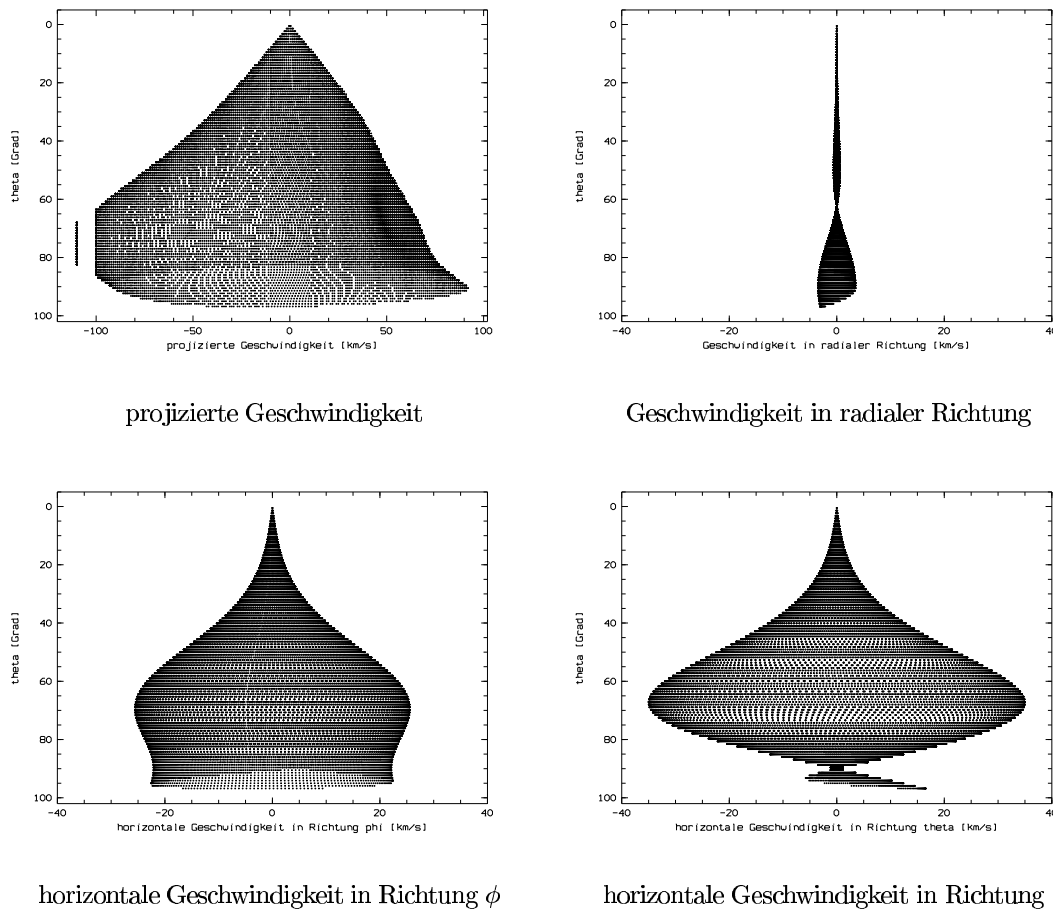


Abbildung 4.7: Projizierte Geschwindigkeit, Geschwindigkeit in radialer Richtung und horizontale Geschwindigkeiten in Richtung von ϕ und θ für den ersten Zeitschritt

Zyklus in den blauen Bereich hinüber und, allerdings schwächer ausgeprägt, wieder in den roten Bereich zurückschwingt. Diese Spitze wird mit fortschreitender Periode breiter und unschärfer. Gleichzeitig mit der Spitze entsteht im blauen Bereich eine sehr ausgeprägte Rampe, die sich im Verlauf der Schwingung mehr und mehr zurückbildet. Am blauen Ende dieser Rampe befindet sich eine schwach ausgeprägte spitze Komponente, die dann am schärfsten ist, wenn die schwingende Spitze, aus dem roten Bereich der Linie kommend, den Bereich der Zentralwellenlänge erreicht hat. Je weiter diese Komponente voranschreitet, desto mehr bildet sich ganz am roten Ende des Linienprofils eine kleine scharfe Komponente analog zu der kleinen spitzen Komponente im blauen Bereich aus. Wenn die große Spitze die Zentralwellenlänge passiert hat, dann laufen die gleichen Vorgänge umgekehrt ab: Die Komponente wird im Blauen wieder schärfer, eine Rampe bildet sich im roten Bereich der Linie aus, und die kleinen Spitzen bilden sich zurück.

Beim Zurückschwingen in den roten Bereich gehen nun die Variationen in um-

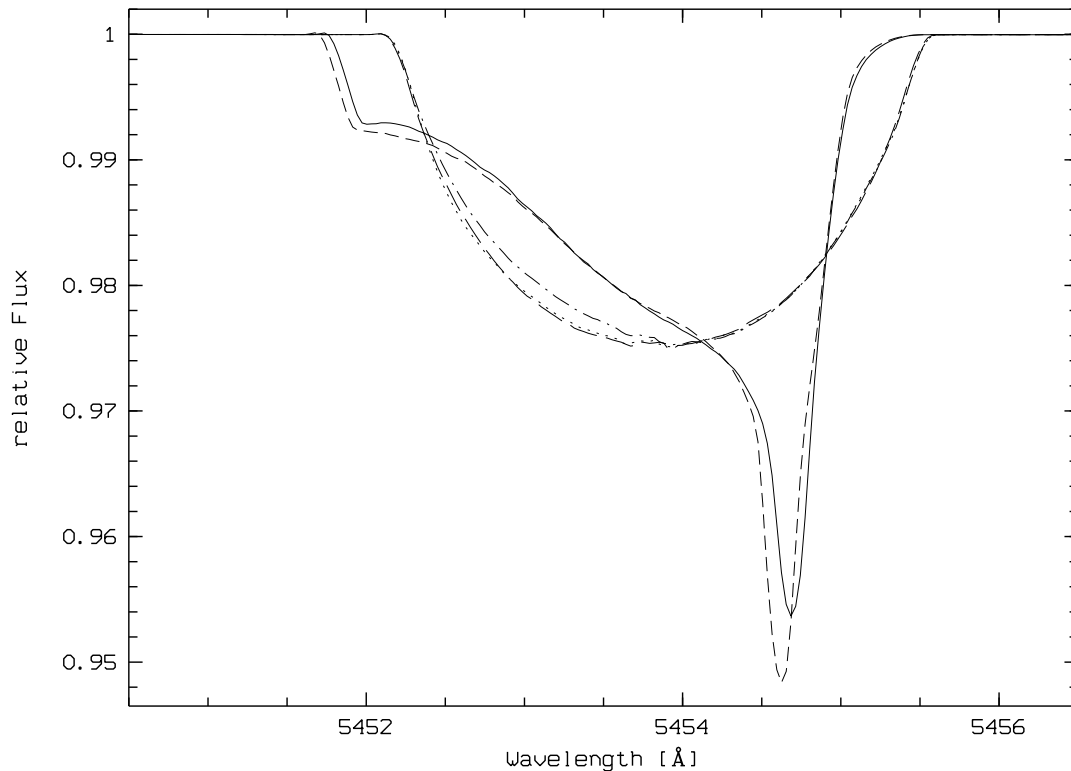


Abbildung 4.8: Auswirkungen der pulsationsbedingten Störungen auf das Linienprofil der Schwefellinie bei 5453.9 Å, dargestellt für den ersten Zeitschritt der in 16 Zeitschritte unterteilten Pulsationsperiode. Durchgezogene Linie: Linienprofil unter Berücksichtigung der Geschwindigkeits-, Temperatur- und Geometriestörungen; lange Striche: rotationsverbreitertes Linienprofil ohne Pulsationsstörungen; kurze Striche: nur Geschwindigkeitsstörungen; gestrichpunktete Linie: nur Temperaturstörungen; gepunktete Linie: nur geometrische Störungen

gekehrter Reihenfolge vor sich. Die große scharfe Komponente ist beim zweiten Durchgang durch den Bereich der Zentralwellenlänge jedoch deutlich schmaler, die zuvor im Roten und im Blauen ausgebildeten kleinen Spitzen sind fast ganz verschwunden. Wenn ein derartiger Zyklus beendet ist, dann befindet sich im roten Bereich wieder eine scharfe Spitze und im blauen eine ausgeprägte Rampe, an deren blauem Ende wieder die kleine spitze Komponente vorhanden ist.

Wie aus den Abbildungen 4.9 bis 4.12 ersichtlich wird, geht die Linienprofilvariation mit den Veränderungen der Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung der Photosphäre einher. Um dies zu verdeutlichen sind in Abbildung 4.13 zusammenfassend die Zeitschritte dargestellt, zu denen sich die schwingende Komponente scharf im roten bzw. blauen Bereich ausgebildet hat und zu denen sie im Bereich der Zentralwellenlänge angelangt ist.

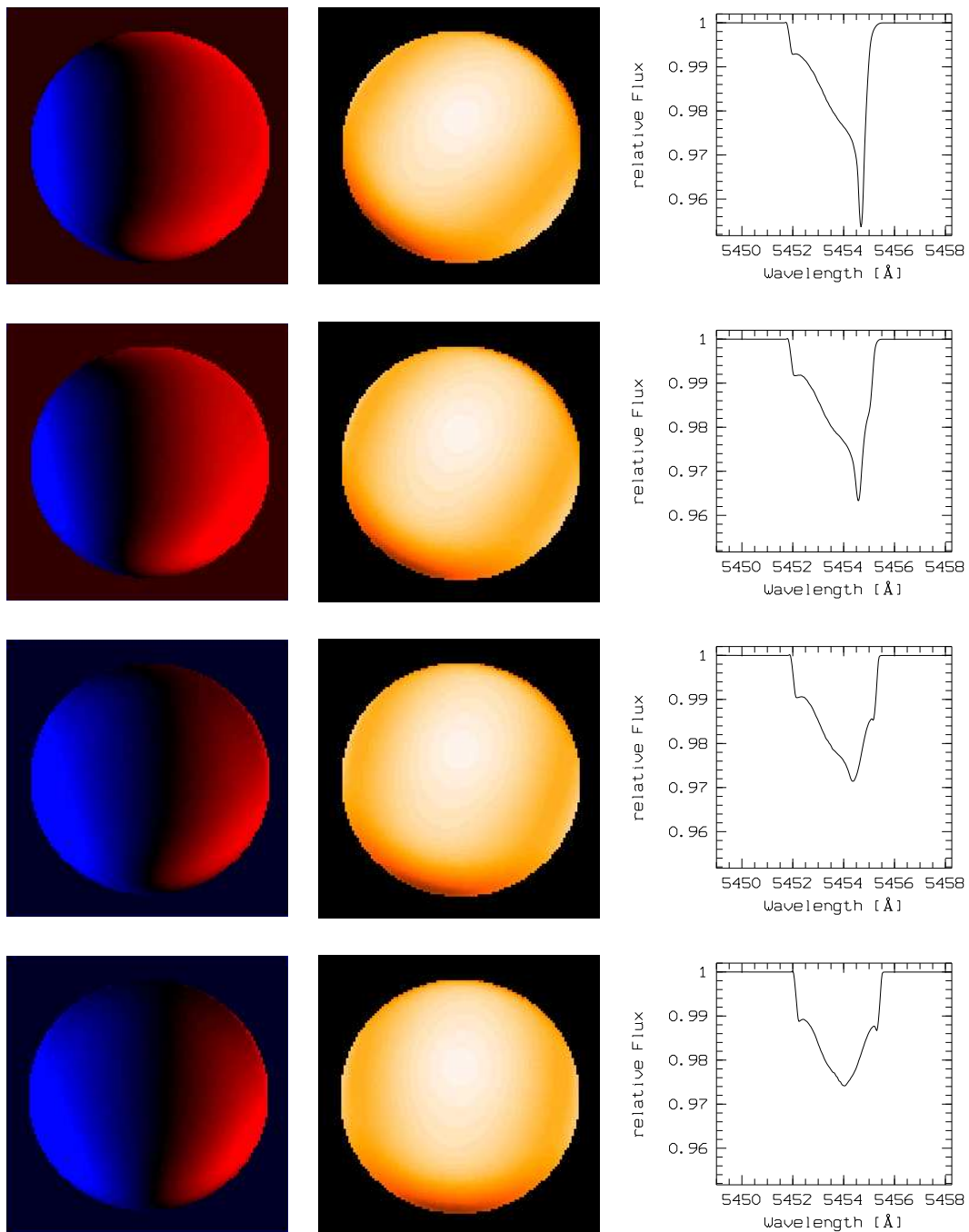


Abbildung 4.9: Von oben nach unten: jeweils projizierte Geschwindigkeit, Temperatur und Linienprofil für die Zeitschritte 1 bis 4. Gebiete auf der Sternoberfläche, die sich auf den Beobachter zubewegen, sind blau dargestellt. Entsprechend bewegen sich rot dargestellte Gebiete vom Beobachter weg. Je heller die Farbe, desto größer ist der jeweilige Wert für die Geschwindigkeit bzw. für die Temperatur.

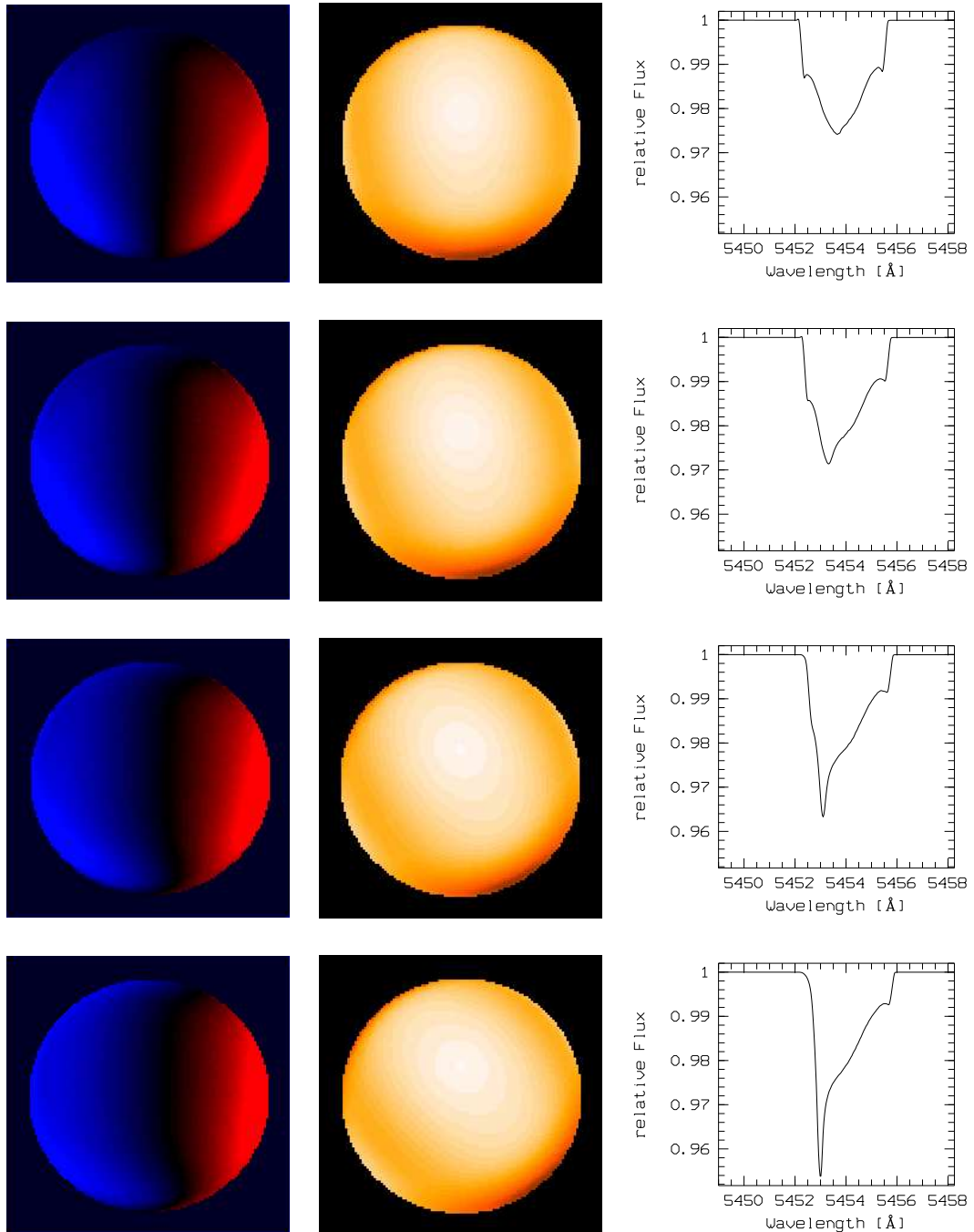


Abbildung 4.10: Wie Abb. 4.9 für die Zeitschritte 5 bis 8

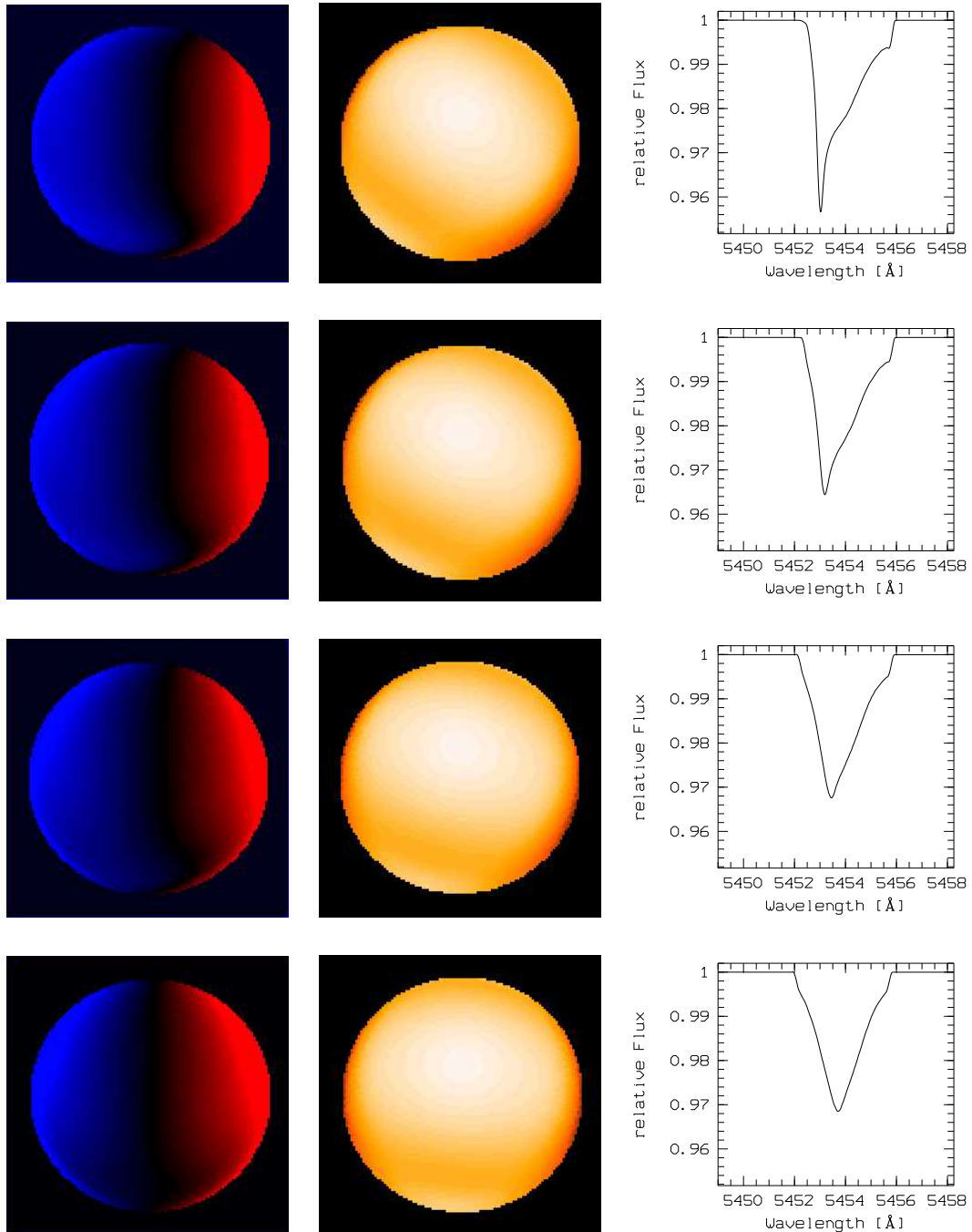


Abbildung 4.11: Wie Abb. 4.9 für die Zeitschritte 9 bis 12

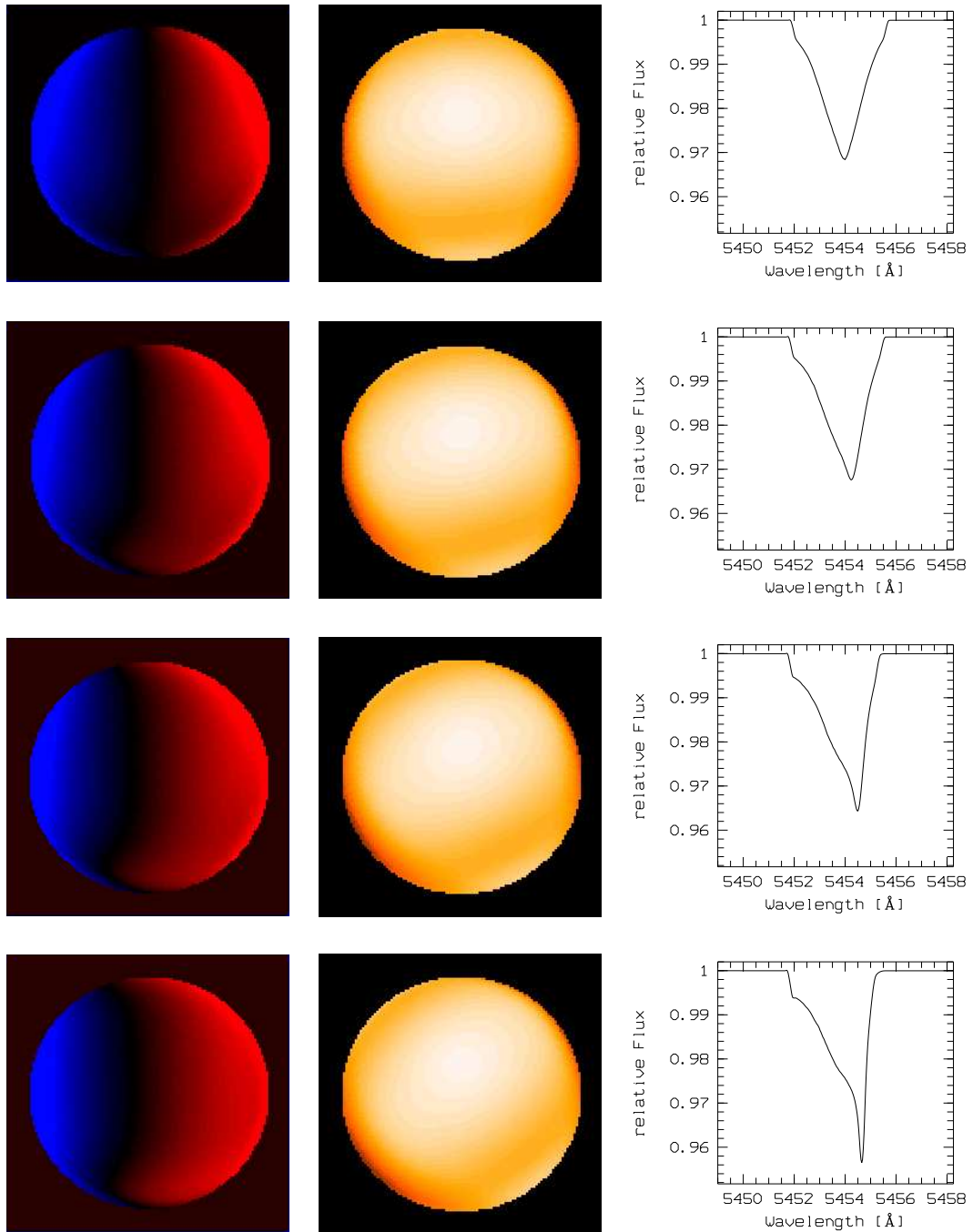


Abbildung 4.12: Wie Abb. 4.9 für die Zeitschritte 13 bis 16

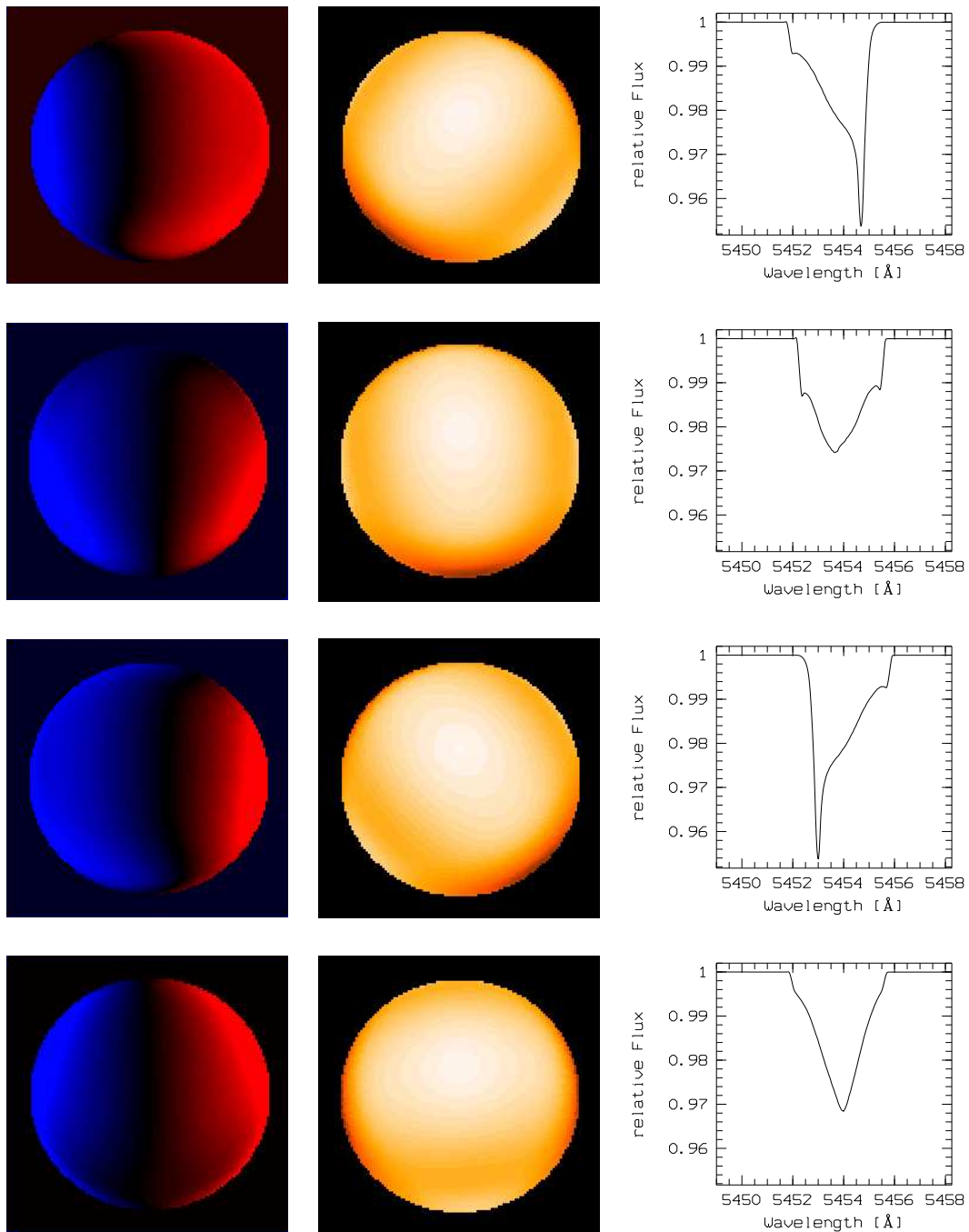


Abbildung 4.13: Zusammenfassende Darstellung der Abb. 4.9 bis 4.12. Gezeigt sind die extremen asymmetrischen Phasen (Zeitschritte 1 und 8) und die symmetrischen Phasen (Zeitschritte 5 und 13)

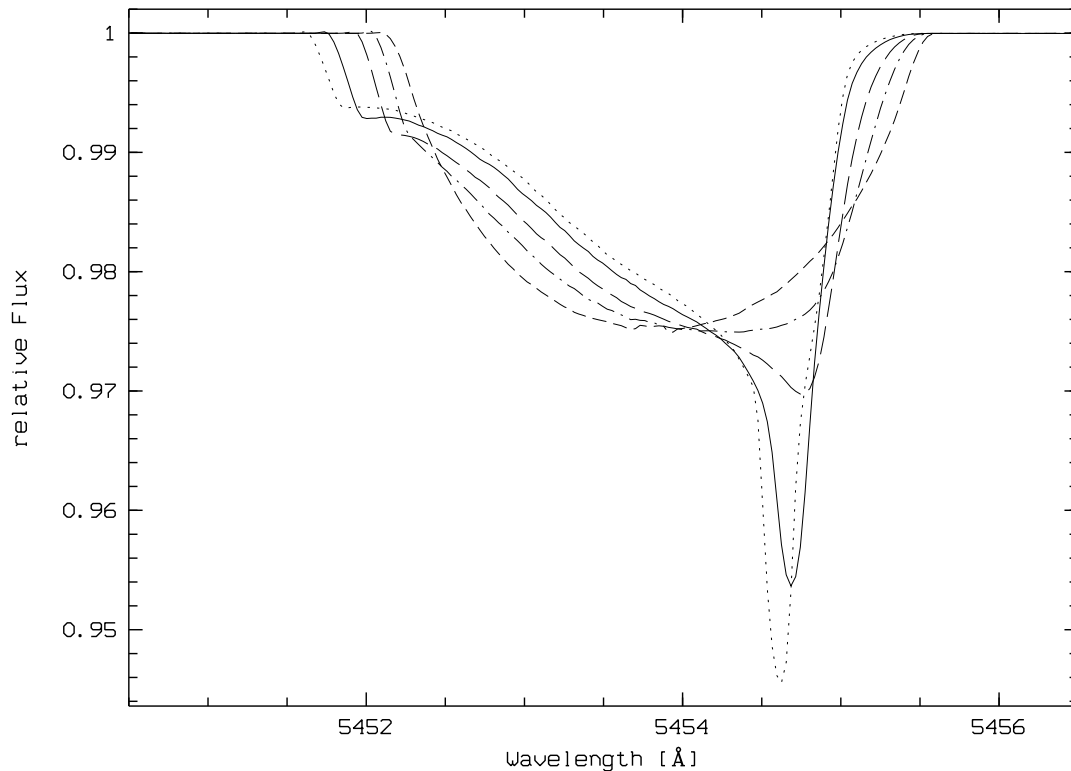


Abbildung 4.14: Geschwindigkeitsamplituden für $A = 0$ km/s (kurze Striche), $A = 10$ km/s (strichpunktierte Linie), $A = 20$ km/s (lange Striche), $A = 35$ km/s (durchgezogene Linie) und $A = 45$ km/s (gepunktete Linie)

Wenn die Absorptionsspitze im roten Bereich der Spektrallinie am schärfsten ausgebildet ist, dann füllt ein bestimmter Wert der projizierten Geschwindigkeit im rot dargestellten Bereich der Sternoberfläche eine maximale Fläche aus. Entsprechendes gilt für die scharfe Komponente, die sich zu einem späteren Zeitpunkt im blauen Geschwindigkeitsbereich ausbildet. Wenn sich die schwingende Spitze im Bereich der Zentralwellenlänge befindet, dann sind die Geschwindigkeiten gleichmäßig im rot- bzw. blauverschobenen Bereich der Photosphäre verteilt. Zu dem Zeitpunkt, zu dem sich die kleinen Spitzen am Ende des blauen bzw. roten Bereichs im Linienprofil am schärfsten ausbilden, ist diese Verteilung auf den Bereich des Sterns konzentriert, der dem Beobachter zugewandt ist. Im anderen Fall, wenn die kleinen Spitzen unscharf geworden sind, ist das Maximum der Pulsation jedoch vom Beobachter abgewandt. konzentriert sich die Verteilung der Geschwindigkeiten mehr auf den abgewandten Teil der Sternoberfläche. Die Ausbildung der Spitzen und Rampen kann folglich auf einen Projektionseffekt der Geschwindigkeitsverteilung zurückgeführt werden, was im folgenden Kapitel eingehender untersucht werden soll.

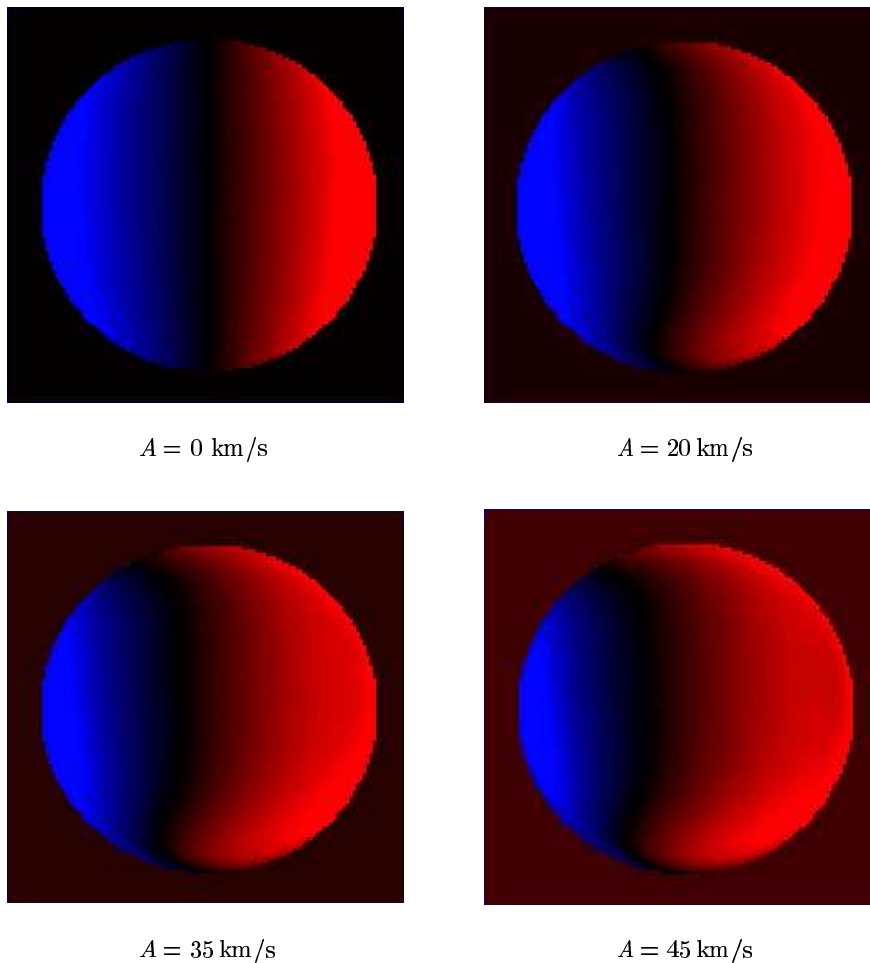


Abbildung 4.15: Projizierte Geschwindigkeit für unterschiedliche Geschwindigkeitsamplituden; $A = 0 \text{ km/s}$, 20 km/s , 35 km/s und 45 km/s

4.4 Spitzen und Rampen

Um die Entstehung der Spitzen und der Rampen zu klären, wurde die Schwefellinie für unterschiedliche Pulsationsamplituden modelliert. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.14 dargestellt. Mit zunehmender Pulsationsamplitude bildet sich eine immer schärfer werdende Spitze im roten Bereich der Spektrallinie und eine immer ausgeprägtere Rampe im blauen Bereich aus. Analog entsteht eine kleine Spitze im Blauen. In Abbildung 4.15 ist die projizierte Geschwindigkeit für diese Amplituden in Projektion auf die Sternoberfläche dargestellt.

Es zeigt sich, daß mit zunehmender Amplitude immer größere Teile der Sternoberfläche eine bestimmte Geschwindigkeit aufweisen, die in einen immer kleiner werdenden Wellenlängenbereich hineinprojiziert wird. In der Abbildung hat dies zur Folge, daß immer größere Flächen auf der Oberfläche des Sterns in einer Farbe

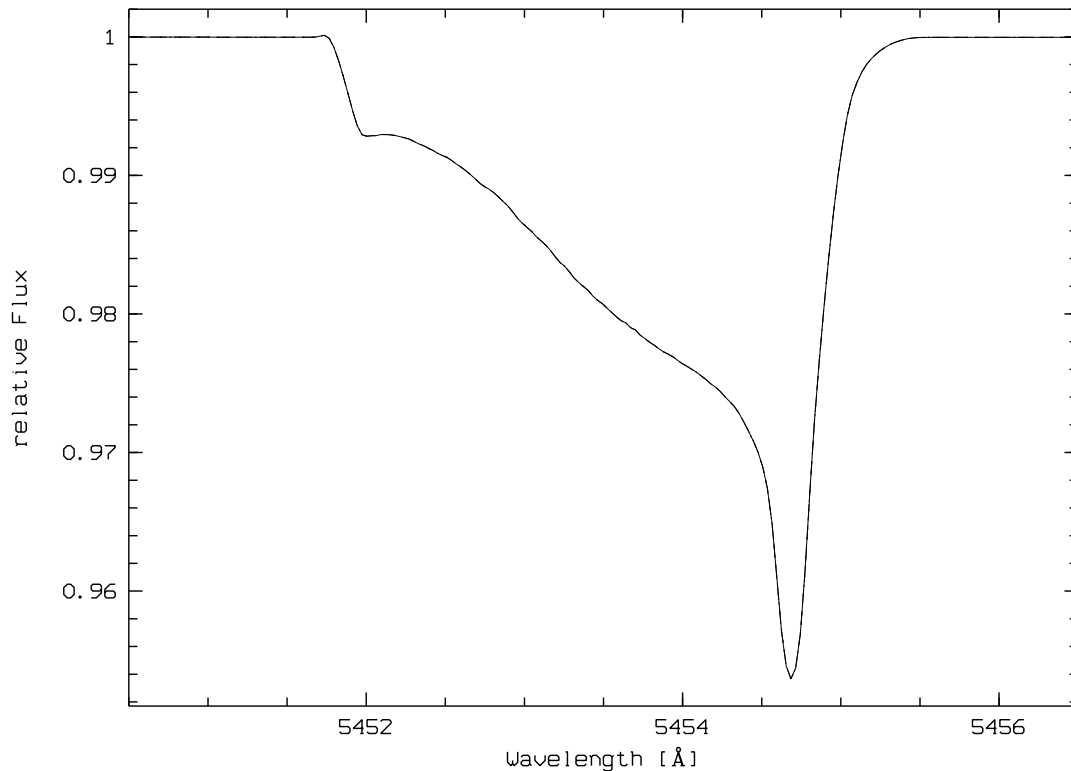


Abbildung 4.16: Linienprofilvariation für unterschiedliche Rotationsgeschwindigkeiten (300 km/s, 350 km/s, 400 km/s) bei konstantem $v \sin i$

erscheinen. Die Größen dieser Flächen spiegeln somit die Häufigkeit wieder, mit der eine bestimmte projizierte Geschwindigkeit auf dem Stern vertreten ist. Die großen einfarbigen Gebiete erscheinen in den Linienprofilen als Spitzen. Die Rampen spiegeln Geschwindigkeitsbereiche wieder, in denen im Gegensatz dazu ein Teil der Photosphäre in einen überproportional großen Geschwindigkeitsbereich projiziert wird.

In Abb. 4.16 ist die Schwefellinie für unterschiedliche Rotationsgeschwindigkeiten des Sterns unter Beibehaltung der projizierten Rotationsgeschwindigkeit $v \sin i$ dargestellt. Die verschiedenen Linien sind alle exakt übereinander aufgetragen. Die Rotation des Sterns scheint folglich keinen oder nur einen sehr geringen Einfluß auf die Ausbildung der Spitzen und Rampen zu haben. Diese sind offensichtlich eine direkte Auswirkung der Pulsation.

4.5 Modellierung verschiedener Linien

Im folgenden werden 15 Linien mit den Parametern $l = m = 2$ und $P = -1.37$ Tage modelliert, um zu sehen, ob mit diesen Parametern die wirklichen Pulsa-

tionsparameter von ω (28) CMa gefunden worden sind. Es ist wahrscheinlich, daß unterschiedliche Spektrallinien mit verschiedenen Sätzen von Parametern modelliert werden können, da jede Linie eine eigene Linienprofilvariation und eine unterschiedliche Temperaturempfindlichkeit aufweist. Wenn jedoch viele Linien durch dieselben Parameter zufriedenstellend simuliert werden können, dann kann davon ausgegangen werden, daß diese Parameter die Pulsation charakterisieren. Die Modellierungsergebnisse sind Abb. 4.17 bis 4.21 dargestellt. Ein Vergleich der dynamischen Spektren der gemessenen Linien mit den Modellen zeigt, daß alle modellierten Linien mit dem gefundenen Parametersatz reproduziert werden können. Diese stellen folglich die Parameter dar, durch die die Pulsation von ω (28) CMa charakterisiert ist.

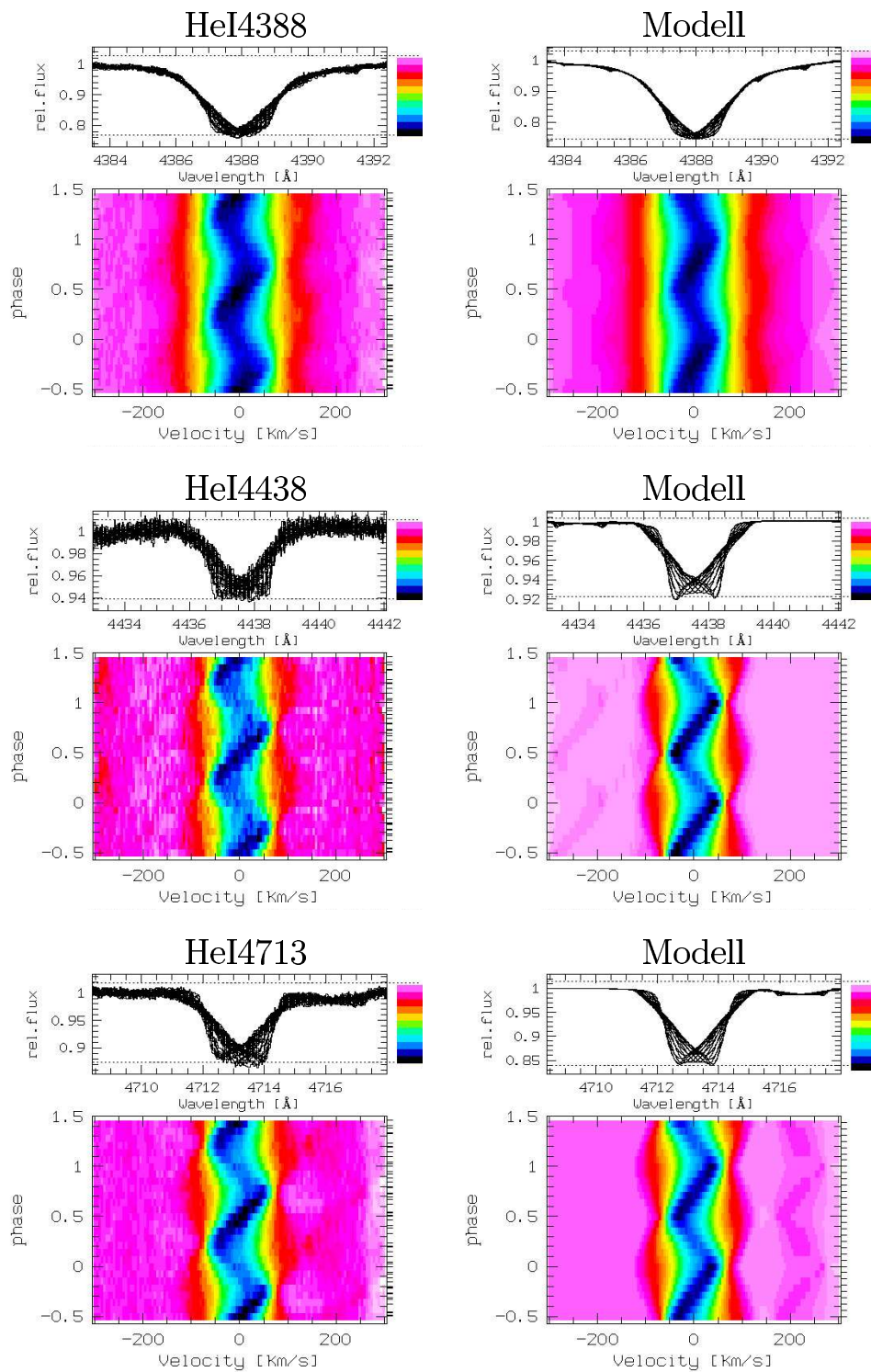


Abbildung 4.17: Dynamische Spektren und Linienprofile der Originalspektren und der modellierten Spektren für die Linien HeI4388, HeI4438 und HeI4713. Schwache Linien innerhalb der dargestellten Wellenlängenbereiche wurden zum Teil mitmodelliert.

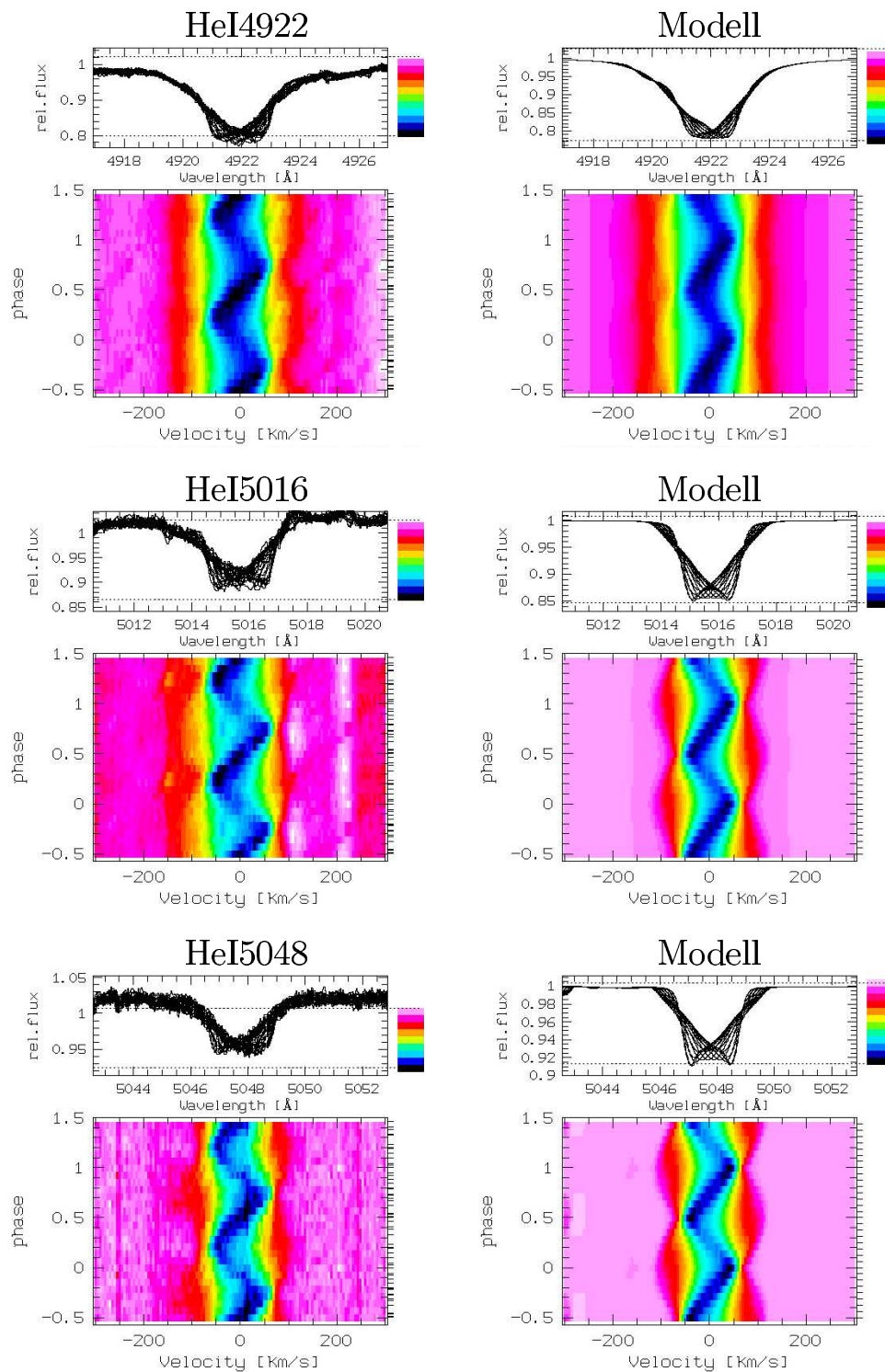


Abbildung 4.18: Wie Abb. 4.17 für die Linien HeI4922, HeI5016 und HeI5048

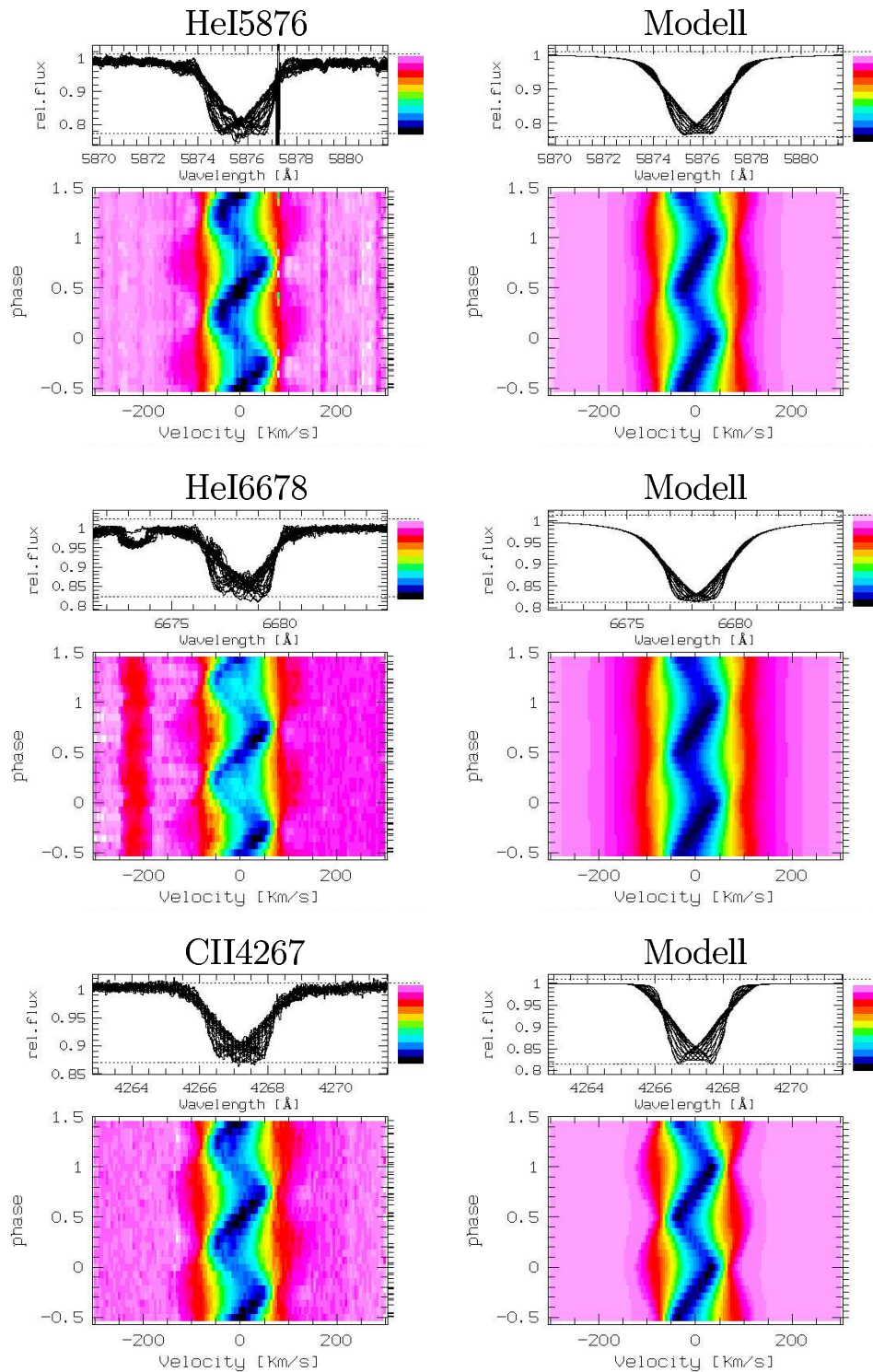


Abbildung 4.19: Wie Abb. 4.17 für die Linien HeI5876, HeI6678 und CII4267. Der blaue Bereich von HeI6678 ist durch CCD-Fehler beeinflusst.

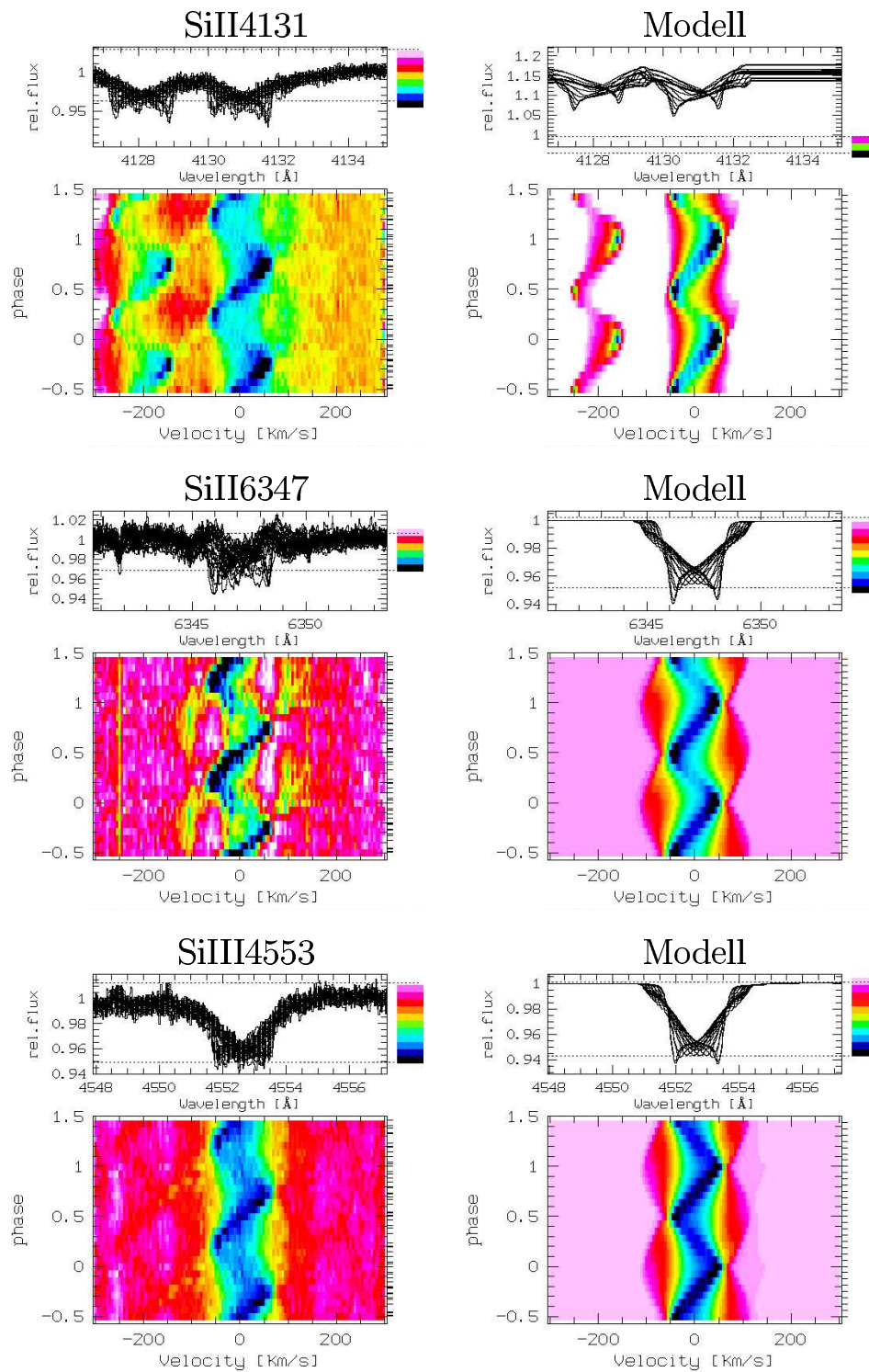


Abbildung 4.20: Wie Abb. 4.17 für die Linien SiII4131, SiII6347 und SiIII4553. Das seltsam anmutende Verhalten der SiII4131-Linie ist auf mangelhafte Normierung aufgrund der benachbarten SiII4128- und H δ -Linien zurückzuführen. Die SiII6347-Linie wird durch zirkumstellare Emission beeinflusst.

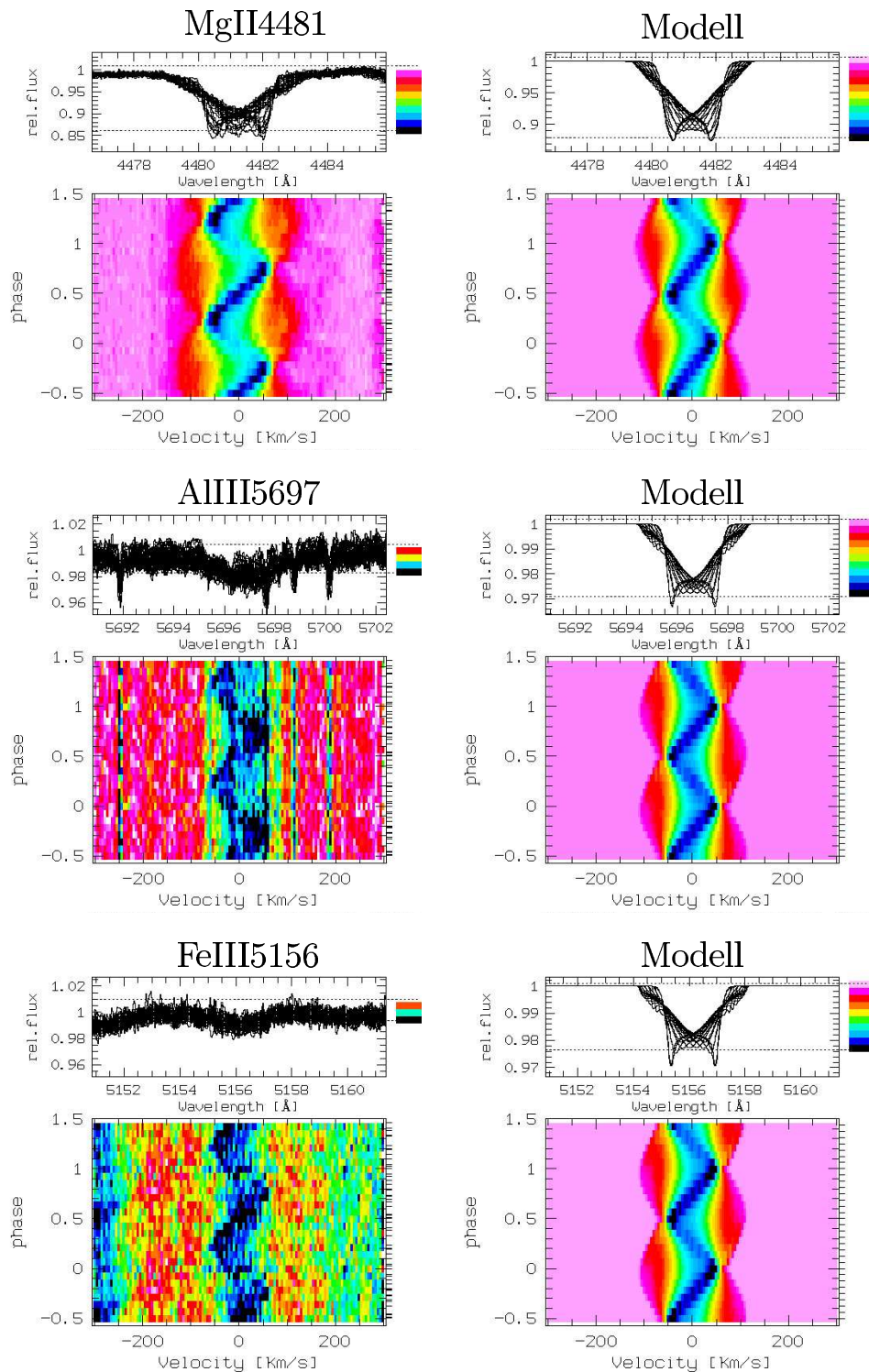


Abbildung 4.21: Wie Abb. 4.17 für die Linien MgII4481, AlIII5697 und FeIII5156

Kapitel 5

Diskussion

Mit Hilfe eines Gitters von Flußspektren wurde die Linienprofilvariation von ω (28) CMa durch nicht-radiale Pulsation modelliert. Die Gitter enthalten die intrinsischen Breiten und Flüsse der Spektrallinien für die verschiedenen Entstehungsbereiche im Stern. Diese Bereiche sind durch verschiedene Temperaturen und Gravitationskräfte charakterisiert, die sich unterschiedlich auf die intrinsische Linienbreite auswirken. Da die simulierte Linie aus den Beiträgen einzelner Bereiche zusammengesetzt wird, wird bei der Modellierung die Temperaturempfindlichkeit und das spezifische Verhalten des Linienprofils von vorne herein berücksichtigt. Die intrinsische Linienbreite muß nicht wie etwa bei Gaußprofilen gesondert festgelegt werden. Der Nachteil von Flußgittern gegenüber Intensitätsgittern, die mit Hilfe von synthetischen Intensitätsspektren berechnet werden, liegt darin, daß die Winkelabhängigkeit der Strahlungsintensität durch ein Randverdunkelungsgesetz nachträglich berücksichtigt werden muß. Der Koeffizient, der die Verdunkelung quantifiziert, wird als konstant angenommen, was genau genommen aber nur für das Kontinuum gilt. Der Übergang von Fluß- zu Intensitätsspektren erhöht die Genauigkeit der Modelle jedoch weit weniger als der Übergang von Gaußprofilen zu Flußspektren (?).

Die Modellierung wurde mit Hilfe der Simulationskodes BRUCE und KYLIE von Townsend (?) durchgeführt. Diese bauen auf allgemein akzeptierten Grundlagen der Theorie der nicht-radialen Pulsation auf und berücksichtigen Rotations- und Pulsationseffekte, die in früheren Modellen vernachlässigt wurden. Die Verwendung dieses NRP-Modells bei gleichzeitiger Benutzung von Fluß- oder Intensitätsgittern zur Spektralsynthese ermöglicht somit eine realistischere Simulation von Spektrallinien, als sie mit früheren Modellen möglich war.

Die Linienprofilvariationen von ω (28) CMa, die sich mit der stabilen Periode von 1.37 Tagen wiederholen, konnten trotz geringer photometrischer Variabilität im Bereich von Millimagnituden mit nicht-radialer Pulsation modelliert werden. Es besteht daher keine Notwendigkeit, diese Variationen durch eine ko-rotierende Wolkenstruktur zu erklären, die von Magnetfeldern festgehalten wird. Obwohl solche Strukturen in neuerer Zeit insbesondere von Balona in mehreren Sternen

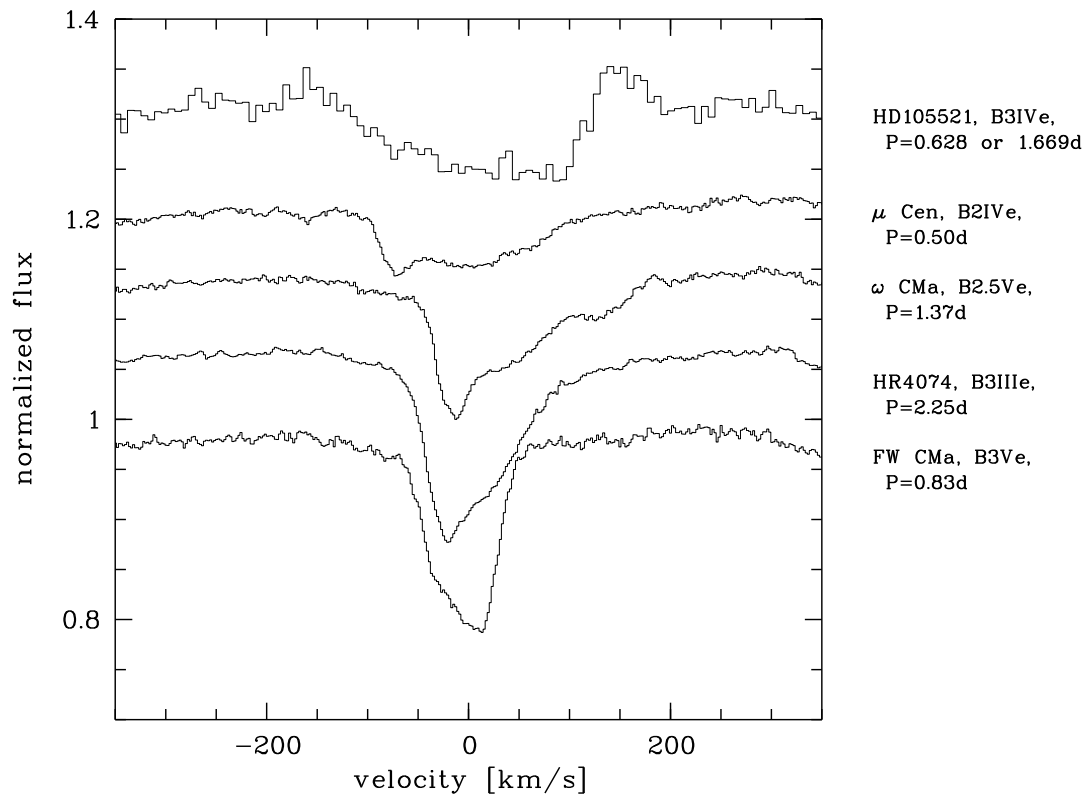


Abbildung 5.1: Linienprofile in extremen Variationsphasen anderer Be-Sternen im Vergleich zu ω (28) CMa am Beispiel der Magnesiumlinie (MgII) bei 4481 Å

scheinbar gefunden wurden (?; ?; ?; ?, ω (28) CMa, η Cen, ζ Tau und μ Cen), stellen die Ergebnisse von Rivinius et al. (?; ?) und Baade et al. (?) für μ Cen und diese Arbeit für ω (28) CMa eine derartige Interpretation stark in Frage. Es bleibt abzuwarten ob eine Interpretation im Sinne ko-rotierende Wolken für die verbleibenden Objekte bestätigt werden kann. Im Falle von η Cen existiert bereits ein umfangreicher Datensatz von HEROS Spektren zur Prüfung einer solchen Hypothese, für ζ Tau sind entsprechende Beobachtungen geplant.

Selbst feine Strukturen wie Absorptionsspitzen und Rampen konnten detailliert reproduziert und als Pulsationseffekt identifiziert werden, welcher infolge hoher Pulsationsamplituden und niederen Inklinationswinkeln entsteht. Dies wird durch den Vergleich von Linienprofilen verdeutlicht, die für unterschiedliche Pulsationsamplituden simuliert wurden. Die Spitzen entstehen dadurch, daß eine bestimmte Geschwindigkeit von einer großen Anzahl von Flächenelementen der Sternoberfläche in einen kleinen Wellenlängenbereich hineinprojiziert wird. Bei den Rampen kehrt sich dieser Effekt um. Eine kleine Gesamtfläche projiziert bestimmte Geschwindigkeiten in einen großen Wellenlängenbereich. Die Spitzen und Rampen stellen ein Maß für die Häufigkeit dar, mit der eine bestimmte projizierte Ge-

schwindigkeit auf der Sternoberfläche vertreten ist. Ihre Existenz kann folglich im Rahmen der nicht-radialen Pulsation erklärt werden.

Die Pulsation wird am besten durch die Parameter $l = 2$, $m = +2$ und die Periode $P = -1.37$ wiedergegeben. Insgesamt 16 Linien konnten mit diesen Werten zufriedenstellend modelliert werden. Daher ist davon auszugehen, daß diese Parameter die Pulsation von $\omega(28)\text{CMA}$ charakterisieren. Die von Baade (?) gefundene retrograde Mode wird durch die Simulationsergebnisse bestätigt.

Die negative Pulsationsperiode, die bei $\omega(28)\text{CMA}$ beobachtet wird, ist eine direkte Folge der schnellen Rotation. Die Pulsationsfrequenz im mitrotierenden System muß positiv sein, da die Pulsation zeitlich nur in einer Richtung ablaufen kann. Dies hat zur Folge, daß die im System des Beobachters gemessene Pulsationsperiode aufgrund der hohen Rotationsfrequenz negativ wird.

In Abb. 5.1 sind Linienprofile von Be-Sternen dargestellt, deren Formen der von $\omega(28)\text{CMA}$ ähneln. Im Profil von μCen sind die Absorptionsspitzen und Rampen deutlich zu erkennen. In den Profilen der anderen Sterne sind diese Strukturen weniger ausgeprägt. Der Vergleich legt nahe, daß $\omega(28)\text{CMA}$ die größte Pulsationsamplitude besitzt, die bisher bei einem Be-Stern nachgewiesen wurde, und ist daher für den Be-Mechanismus repräsentativ. Eine erfolgreiche Modellierung der Linienprofile der anderen hier dargestellten Be-Sterne mit derselben Methodik würde die Hypothese unterstützen, daß das Be-Phänomen mit nicht-radialer Pulsation in Zusammenhang steht.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Herrn Wolf für die Möglichkeit, diese Arbeit an der Landessternwarte durchzuführen, die Ermöglichung eines dreiwöchigen Beobachtungsaufenthalts auf La Silla und die gute Betreuung

Herrn Appenzeller für seinen angenehmen Führungsstil, mit dem er das Institut leitet und die Möglichkeit, an einem IAU-Kolloquium teilzunehmen

Thomas Rivinius für die sehr gute Betreuung und Hilfeleistung bei allen Arten von Problemen

der gesamten Arbeitsgruppe, die am Thema Heiße Sterne arbeitet

Eckhard Sutorius und Bernd Pistorius für's Korrekturlesen

Thomas Szeifert für einen netten gemeinsamen Aufenthalt auf La Silla

allen Mitarbeitern des Instituts für stets aufmunternde Worte und das gute Arbeitsklima

und ganz besonders Matthias Delbrück, der von Anfang an geglaubt hat, daß ich mein Physikstudium erfolgreich abschließen werde

Erklärung

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

Heidelberg, den 5. Oktober 1999

(Monika Maintz)