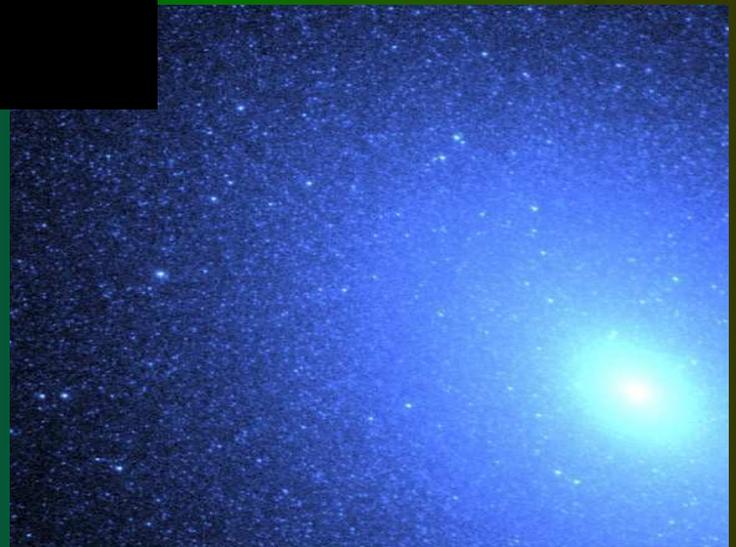
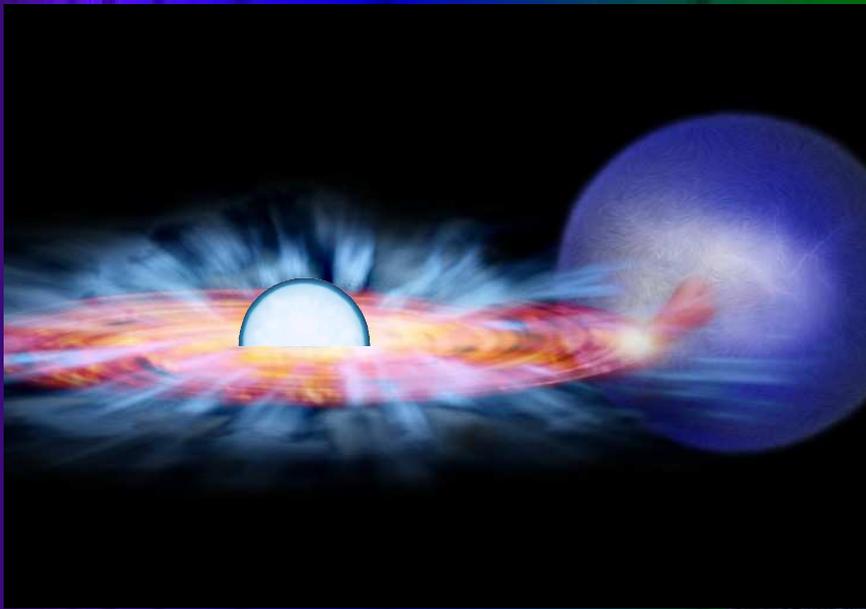


# Die heißen unterleuchtkräftigen Doppelsternsysteme HD 49798, AA Doradus und PG 1232-136



Diplomarbeit  
von Sebastian Müller

**Linkes Titelbild:** Künstlerische Darstellung eines akkretierenden sdO-Doppelsterns mit Weißem Zwerg als Begleiter

**Rechtes Titelbild:** Blaue Sterne der elliptischen Zwerggalaxie M 32 aufgenommen mit den Hubble Space Telescope

Quelle: NASA

# Die heißen unterleuchtkräftigen Doppelsternsysteme AA Doradus, HD 49798 und PG 1232-136

Diplomarbeit

vorgelegt von

**Sebastian Müller**

Dr. Remeis-Sternwarte Bamberg  
Astronomisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg  
Sternwartstraße 7  
96049 Bamberg

**Friedrich-Alexander-Universität  
Erlangen-Nürnberg**



ERLANGEN CENTRE  
FOR ASTROPARTICLE  
PHYSICS

Betreuer: Prof. Dr. Ulrich Heber

November 2009



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
1.1	Das Hertzsprung-Russell-Diagramm . . . . .	7
1.2	Sternentwicklung . . . . .	8
1.2.1	Sonnenähnliche Sterne . . . . .	8
1.2.2	Massereiche Sterne . . . . .	9
1.2.3	Sehr massereiche Sterne . . . . .	9
<b>2</b>	<b>Heiße unterleuchtkräftige Sterne</b>	<b>10</b>
2.1	Eigenschaften von heißen Unterzwerge . . . . .	10
2.2	Entstehungsszenarios für Einzelsterne . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Heiße Unterzwerge in Doppelsternsystemen</b>	<b>13</b>
3.1	Roche lobe overflow-Szenario (RLOF) . . . . .	13
3.2	Common envelope-Szenario (CE) . . . . .	14
3.3	Verschmelzen zweier Helium-Weißer Zwerge . . . . .	15
3.4	sdB-Doppelsternsysteme mit massereichen kompakten Begleitern . . . . .	16
3.5	Die Synchronisation von sdB-Doppelsternen . . . . .	18
3.5.1	Synchronisation aus theoretischer Sicht . . . . .	18
3.5.2	Synchronisation aus empirischer Sicht . . . . .	20
<b>4</b>	<b>Die Massenbestimmung für Doppelsternsysteme</b>	<b>21</b>
4.1	Lichtkurven von Doppelsternsystemen . . . . .	22
4.2	Die Radialgeschwindigkeitskurve von Doppelsternsystemen . . . . .	25
4.3	Quantitative Spektralanalyse . . . . .	27
4.3.1	Effektivtemperatur und Oberflächenbeschleunigung . . . . .	27
4.3.2	Die Rotationsgeschwindigkeit . . . . .	30
4.4	Der Spezialfall enger, heißer, unterleuchtkräftiger Doppelsternsysteme mit unsichtbarem Begleiter . . . . .	31
4.4.1	Nicht bedeckende sdB Doppelsterne . . . . .	31
4.4.2	Bedeckende sdB Doppelsterne (HW Vir-Systeme) . . . . .	32
4.5	Doppelsterne mit exzentrischen Bahnen . . . . .	33
<b>5</b>	<b>Die Doppelsternsysteme in dieser Arbeit</b>	<b>35</b>
<b>6</b>	<b>Das HW Virginis System AA Doradus</b>	<b>36</b>
6.1	Bisherige Arbeiten zu AA Dor . . . . .	36
6.2	Motivation für eine neue Analyse . . . . .	41

6.3	Datenanalyse . . . . .	42
6.3.1	Datenreduktion . . . . .	42
6.3.2	Die Radialgeschwindigkeitskurve . . . . .	43
6.3.3	Die Rotationsgeschwindigkeit . . . . .	44
6.3.4	Quantitative Spektralanalyse . . . . .	46
6.3.5	Atmosphärische Parameter . . . . .	48
6.3.6	Der spektrale Flußverlauf . . . . .	50
6.4	Systemparameter und Massen . . . . .	51
6.5	Diskussion . . . . .	53
6.5.1	Masse des Primärsterns . . . . .	53
6.5.2	Masse des Begleiters . . . . .	53
6.5.3	Ist AA Dor synchronisiert? . . . . .	54
<b>7</b>	<b>Der Röntgendoppelstern HD 49798</b>	<b>55</b>
7.1	Bisherige Arbeiten zu HD 49798 . . . . .	55
7.2	Motivation . . . . .	56
7.3	Datenreduktion . . . . .	56
7.4	Die Radialgeschwindigkeitskurve . . . . .	56
7.5	Quantitative Spektralanalyse und atmosphärische Parameter . . . . .	58
7.6	Die projizierte Rotationsgeschwindigkeit . . . . .	58
7.7	Systemparameter . . . . .	59
<b>8</b>	<b>PG1232-136</b>	<b>63</b>
8.1	Bisherige Arbeiten zu PG 1232-136 & Motivation für eine neue Analyse	63
8.2	Motivation . . . . .	64
8.3	Beobachtung und Datenreduktion . . . . .	65
8.4	Die Radialgeschwindigkeitskurve . . . . .	66
8.5	Die projizierte Rotationsgeschwindigkeit . . . . .	68
8.6	Quantitative Spektralanalyse und atmosphärische Parameter . . . . .	69
8.7	Die Massen der Komponenten . . . . .	72
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>73</b>
9.1	AA Doradus . . . . .	74
9.2	HD 49798 . . . . .	75
9.3	PG 1232-136 . . . . .	76
<b>A</b>	<b>Tabellen &amp; Abbildungen</b>	<b>77</b>
<b>B</b>	<b>Danksagung</b>	<b>83</b>
<b>C</b>	<b>Erklärung</b>	<b>86</b>
<b>D</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>87</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Astronomie ist eine der ältesten Wissenschaften der Menschheit überhaupt. Wandmalereien in der Höhle von Lascaux in Frankreich aus dem Zeitraum 17 000 bis 15 000 v. Chr., die möglicherweise den bekanntesten offenen Sternhaufen Plejaden zeigen, sind einer von vielen Belegen dafür. Eines der beeindruckendsten erhaltenen prähistorischen Zeugnisse der Beschäftigung mit der Astronomie ist das im heutigen England errichtete Stonehenge, das vermutlich etwa 2500 v. Chr. erbaut wurde. Zwar liegen über die dort praktizierten Kulte keine Informationen vor, jedoch wird auch hier ein starker Zusammenhang zur Astronomie vermutet. Die älteste konkrete Himmelsdarstellung ist die 1999 in Sachsen-Anhalt gefundene Himmelscheibe von Nebra. Sie gilt als eine der wichtigsten archäologischen Funde aus dieser Zeit und die Diskussion, wie die Darstellungen auf der Scheibe zu deuten sind, hält bis heute an. Kaum eine andere Wissenschaft konnte die Menschen bereits zu diesen Zeiten auf so starke Art und Weise beeinflussen.



Abbildung 1.1: Die Himmelscheibe von Nebra (Quelle: Wikipedia)

Bis heute hat die Astronomie nichts an ihrem Reiz einbüßen müssen. Große Fortschritte der technischen Möglichkeiten, das Licht von Himmelsobjekten einzufangen und zu analysieren, haben in den letzten Jahren und Jahrzehnten ungeahnte

Möglichkeiten für die Wissenschaft eröffnet. Mit der rasanten Entwicklung der Teleskope und ihrer Instrumentierung einerseits und der Weltraumfahrt andererseits sind Astronomen heute in der Lage, Licht aus allen Spektralbereichen - von der langwelligen Radiostrahlung bis hin zur kurzwelligen Gammastrahlung - zu untersuchen.

Aber auch für den Laien ist die Astronomie als die Wissenschaft der Superlative schlechthin von großem Interesse. Grundlegende Fragen nach der Natur und Entwicklung des Universums beispielsweise lassen sich nur aufgrund von Forschungsergebnissen der modernen Astronomie beantworten. Möglich wurde dies erst durch den Einsatz hoch empfindlicher Messinstrumente, mit denen sogar das Echo des Urknalls detektiert oder auch die entferntesten Galaxien erforscht werden können. Sogar ein erdähnlicher Planet wurde mittels höchstauflösender Spektroskopie als Begleiter einer fernen Sonne nachgewiesen. Die Entdeckung und Untersuchung exotischer Objekte wie Neutronensternen, deren Dichten sonst nur noch in den Kernen von Atomen vorkommen oder sogar Schwarzen Löchern führt zu einem tiefen Verständnis grundlegender Fragen der modernen Physik.

Um solch komplexe Gebilde wie Galaxien, Galaxienhaufen oder sogar das Universum selbst verstehen zu können, ist es überaus wichtig, auch die Einzelteile des Gesamtkomplexes zu verstehen. So ist die Entwicklung ganzer Galaxien eng mit der von Einzelsternen verknüpft. Galaxien bestehen zwar zu großen Teilen aus der sogenannten dunklen Materie, die bislang nur indirekt über gravitative Auswirkungen wie etwa der Rotationskurven von Spiralgalaxien nachgewiesen werden konnte, jedoch liefern Sterne und interstellares Material alle zur Verfügung stehenden Informationen. Die Antwort auf fundamentale Fragen der Astronomie ist daher nicht unbedingt in den fernen Tiefen des Weltalls zu finden, sondern oft auch direkt vor der kosmischen Haustüre: In den Sternen unserer Nachbarschaft.

Ein Beispiel für solche Objekte, die weitreichenden Einfluß auf viele andere Bereiche der Astronomie nehmen, sind die heißen unterleuchtkräftigen Sterne (hot subdwarfs). Dies sind weit entwickelte Sterne mit einem hohen Anteil blauer und ultravioletter Strahlung in ihren Spektren. Sie werden vor allem bei hohen galaktischen Breiten beobachtet. Himmelsdurchmusterungen wie etwa der Hamburg-Quasar-Survey (Hagen et al., 1995) oder der Sloan Digital Sky Survey (SDSS, York et al., 2000) förderten eine enorme Anzahl an heißen Unterzweigen zutage. Allerdings sind diese Sterne vor allem hinsichtlich ihrer Entwicklung noch lange nicht verstanden. Das Schließen dieser Wissenslücken wird großen Einfluß auf viele andere Felder der Astronomie haben.

Heiße Unterzweige sind direkte Vorgängersterne von Weißen Zwergen und spielen deshalb eine große Rolle im Verständnis der Sternentwicklung. Charpinet et al. (1996) zeigten, daß einige dieser Sterne nichtradiale Pulsationen aufweisen. Dies eröffnete eine ganz neue Möglichkeit, Kenntnisse über heiße Unterzweige zu erhalten: die Asteroseismologie. Damit lassen sich ähnlich wie bei der Analyse von Erdbebenwellen Rückschlüsse auf das Sterninnere ziehen.

Elliptische Galaxien bestehen hauptsächlich aus alten, überwiegend roten Sternen und zeigen in ihren Spektren oft Anstiege des Flusses im Ultravioletten. Dieser sogenannte UV-upturn war zunächst ein Rätsel, ist aber durch das Vorhandensein von heißen Unterzweigen erklärbar. Man könnte sogar aus der Entwicklung dieser

Sterne auf das Alter elliptischer Galaxien schließen, wenn die Entstehung der heißen unterleuchtkräftigen Sterne besser verstanden wäre. Der Schlüssel zum Verständnis der Entstehung der heißen Unterzwerge liegt bei den Doppelsternsystemen, da ein hoher Anteil dieses Sterntyps als solche vorkommen.

## 1.1 Das Hertzsprung-Russell-Diagramm

Eines der wichtigsten Werkzeuge zur Klassifikation von Sternen ist das Hertzsprung-Russell-Diagramm (HRD), das schematisch in Abb. 1.2 dargestellt ist.

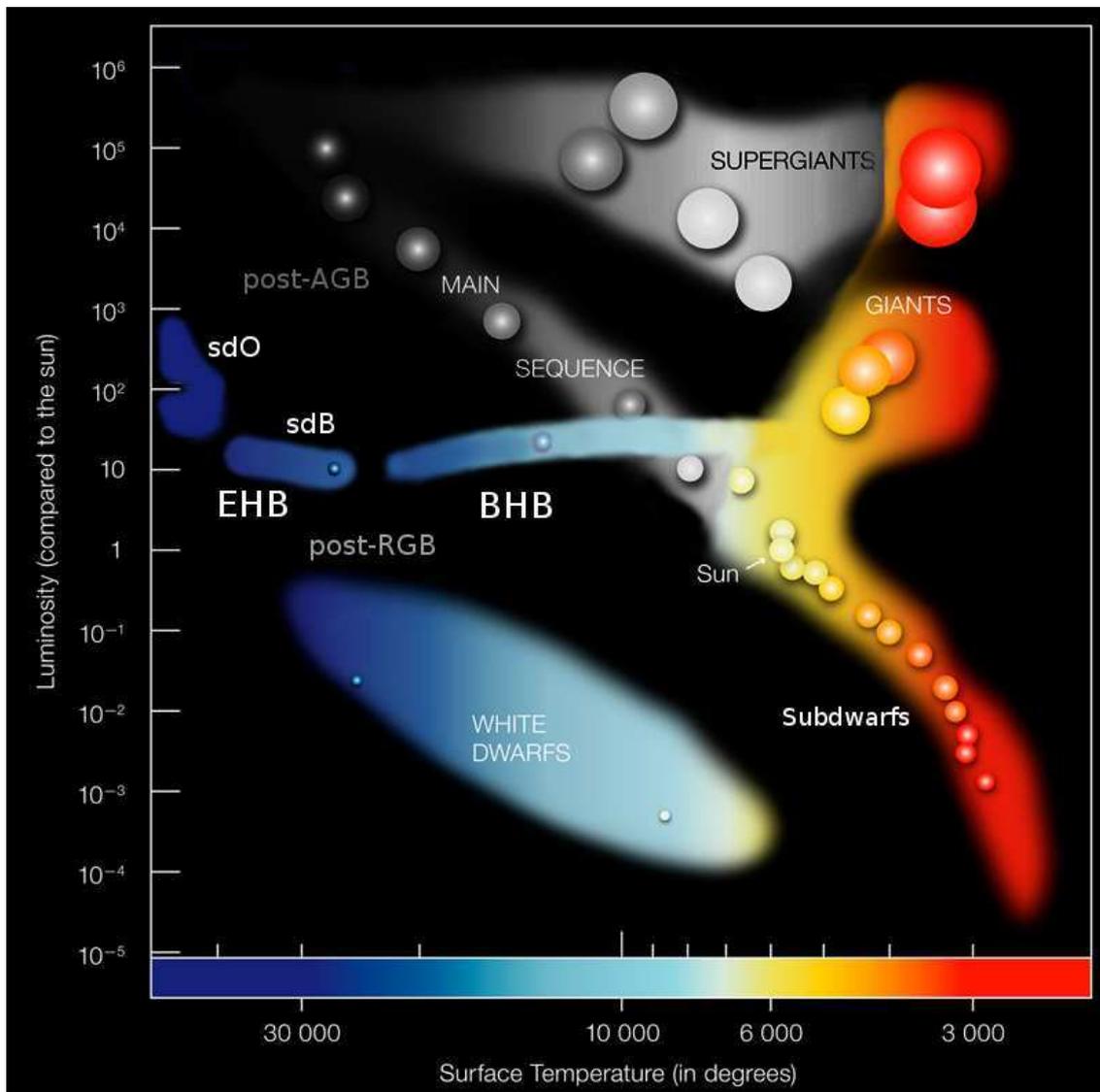


Abbildung 1.2: Hertzsprung-Russell-Diagramm aus Geier (2009)

Hier wird die Leuchtkraft eines Sterns  $L$  gegen die Effektivtemperatur  $T_{\text{eff}}$  bzw. den Spektraltyp des Sterns aufgetragen. Die Verteilung der Sterne in diesem Diagramm nicht gleichmäßig, sondern es gibt Bereiche, in denen sich die Sterne häufen.

Diese Bereiche repräsentieren verschiedene Entwicklungsstadien der Sternentwicklung. Sterne beginnen ihr Leben auf der Hauptreihe (engl. main sequence, MS), die dadurch charakterisiert ist, daß die Sterne in ihrem Kern Wasserstoff zu Helium verbrennen. Diese Phase der Sternentwicklung ist die längste in dem Leben eines Sterns. Wie lange diese dauert, hängt maßgeblich von der Masse des Sterns ab. Da die Leuchtkraft proportional zur 3.8ten Potenz der Sternmasse ist, haben massereichere Sterne ihren Wasserstoffvorrat schneller verbraucht als masseärmere. Die Lebensdauer der Sonne beträgt in etwa  $10^{10}$  Jahre, während ein Stern mit  $15 M_{\odot}$  bereits nach  $\sim 10^7$  Jahren die Hauptreihe verlässt um in das Entwicklungsstadium eines Roten Überriesen einzutreten.

## 1.2 Sternentwicklung

### 1.2.1 Sonnenähnliche Sterne

Sterne mit Massen von  $0.26 M_{\odot} \leq M \leq 1.5 M_{\odot}$  entwickeln sich nach der Hauptreihenphase durch Ausdehnung der Hülle zum Roten Riesen, wobei das Wasserstoffbrennen nicht mehr im Kern des Sterns, sondern in einer Schale um den Kern herum stattfindet. Im HRD wird der Bereich mit diesen Sternen auch Roter Riesenast (RGB) bezeichnet. Der Kern des Sterns besteht nur noch aus der „Asche“ des Wasserstoffbrennens: dem Helium. In dieser Phase kontrahiert der Kern, was eine Erhöhung der Kerntemperatur zur Folge hat. Allerdings ist die Temperatur zunächst noch nicht ausreichend, um das Heliumbrennen zu zünden. Während dieses Vorgangs beginnt das Elektronengas zu entarten, sodaß der Kern durch den Elektronendruck stabilisiert wird. Das hat zur Folge, daß Druck und Dichte nicht temperaturabhängig sind. Irgendwann jedoch ist die Temperatur im Kern so hoch, daß das Heliumbrennen starten kann. Da das Elektronengas nach wie vor entartet ist, bleiben trotz des Temperaturanstieges Druck und Dichte konstant, allerdings steigt wegen der höheren Temperatur die Effizienz des Heliumbrennens weiter an, was wiederum zu einer noch höheren Temperatur führt. Ein im ersten Blick nicht endend scheinender Teufelskreis, der allerdings bei Erreichen einer ausreichend hohen Temperatur durchbrochen wird. Bei dieser Temperatur wird die Entartung der Materie aufgehoben und der Kern kann sich ausdehnen und abkühlen. Danach stellt sich ein stationäres Heliumbrennen ein. Nach diesem sogenannten „Helium-Flash“ befindet sich der Stern im HRD auf dem Horizontalast (HB). Dieser Zustand hält so lange an, bis auch das Helium im Kern vollständig verbrannt ist. Erneut setzt ein weiteres Schalenbrennen ein, was dazu führt, daß sich der Stern unter Absenken der Effektivtemperatur aufbläht und wieder zum Roten Riesen wird. Im HRD wandert der Stern dabei in Bereiche höherer Leuchtkraft und niedrigerer Temperatur. Dieser Bereich, in denen die Sterne zwei brennende Schalen besitzen, wird asymptotischer Riesenast (AGB) genannt. Jedoch kann nun keine weitere Kernfusion noch schwererer Elemente gezündet werden. Der Stern wirft auf dem AGB seine äußeren Hüllen zu einem planetarischen Nebel ab und entwickelt sich weiter zu einem Weißen Zwerg, der sich im Laufe vieler Hubble-Zeiten zu einem Schwarzen Zwerg abkühlen wird.

### 1.2.2 Massereiche Sterne

Für Sterne mit Massen größer als  $2.5 M_{\odot}$  findet das Heliumbrennen nach der Phase des Wasserstoffbrennens unter nicht-entarteten, d.h. idealen Gasbedingungen statt. Der Stern befindet sich analog zum Wasserstoffbrennen dabei auf der He-Hauptreihe. Der Helium-Flash bleibt jedoch aus. Der aus dem Heliumbrennen entstandene Kohlenstoff im Kern wird im entarteten Zustand zünden. Der daraus resultierende Kohlenstoff-Flash sorgt vermutlich dafür, daß der Stern diese Phase nicht überlebt, sondern als Supernova explodiert. Dieser Vorgang hängt sehr stark von der Anfangsmasse des Sterns ab. In den meisten Fällen ist dazu eine Anfangsmasse von  $8-10 M_{\odot}$  erforderlich, was allerdings noch umstritten ist.

### 1.2.3 Sehr massereiche Sterne

Bei Sternen mit Geburtsmassen größer als  $8-10 M_{\odot}$  startet das Kohlenstoffbrennen im Kern noch bevor dieser entartet ist. Es schließen sich weitere thermonukleare Prozesse an bis sich das schwerste durch stellare Kernfusion zu erzeugende Element, Eisen, zu einem Kern zusammengeballt hat. Am Ende seines Lebens findet ein Kernkollaps statt und der Stern vergeht als Supernova. Bei sehr massereichen Sternen wird ein massereiches kompaktes Objekt wie beispielsweise ein Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch zurückbleiben.

# Kapitel 2

## Heiße unterleuchtkräftige Sterne

Hauptreihensterne werden üblicherweise als Zwergsterne bezeichnet. Daher liegen die traditionellen Unterzweige im HRD (s. Abb. 1.2) links bzw. unterhalb der Hauptsequenz. Diese Sterne lassen sich grob in die Spektraltypen F bis K einordnen und sind durch Wasserstoffbrennen im Kern und niedrige Metallizität charakterisiert. Allerdings hat diese Gattung von Sternen mit den in dieser Arbeit behandelten heißen Unterzweigen nur wenig zu tun. So liegen diese im HRD zwischen der Sequenz der Weißen Zwerge und der Hauptreihe. Da diese Sterne scheinbar eine Verlängerung des Horizontalastes hin zu hohen Temperaturen bilden, werden sie auch als „extreme Horizontalaststerne“ (engl. extreme horizontal branch, EHB) bezeichnet.

### 2.1 Eigenschaften von heißen Unterzweigen

Man kann heiße Unterzweige anhand ihres Spektraltyps weiter einteilen:

- **sdO-Sterne** („subdwarf type O“)

Die spektralen Merkmale sind äquivalent denen eines normalen O-Sterns. Dominiert wird das Spektrum durch HeII-Linien. Ist der Heliumgehalt so hoch, daß die Balmerlinien fast völlig durch die He II Pickeringserie überlagert werden, so spricht man auch von He-sdOs. Der Temperaturbereich solcher Sterne liegt in etwa bei  $40\,000\text{ K} \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 100\,000\text{ K}$ .

- **sdB-Sterne** („subdwarf type B“)

Auch hier entsprechen die spektralen Merkmale denen von gewöhnlichen B-Sternen. Im Spektrum finden sich einerseits neutrale Helium-Linien, andererseits auch breite Balmer-Linien. Deren Temperaturbereich liegt bei  $20\,000\text{ K} \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 40\,000\text{ K}$ .

Den Zwischenbereich von sdOs zu sdBs bezeichnet man auch als

- **sdOB-Sterne**

Diese zeigen He I-Linien und auch oft schwach die einfach ionisierte He II  $\lambda$  4686Å-Linie.

Heiße Unterzwerge sind Sterne mit sehr dünnen wasserstoffreichen Atmosphären, die in ihrem Inneren Helium verbrennen. Die wasserstoffreiche Außenschicht, die den Heliumkern umgibt, besitzt dabei weniger als  $0.02 M_{\odot}$ . Sie ist also so dünn, daß sich keine wasserstoffbrennende Schicht bilden kann. Da Sterne mit einer Wasserstoffhüllenmasse kleiner als  $0.05 M_{\odot}$  den AGB nicht mehr komplett durchlaufen, entwickeln sich heiße unterleuchtkräftige Sterne direkt zu den Weißen Zwergen. Dorman, Rood & O’Connell (1993) berechneten theoretische Evolutionswege und -zeitskalen für EHB-Objekte.

Die Frage nach dem Ursprung solcher Objekte ist nach wie vor offen. So stellt sich etwa die Frage, wie ein Vorgängerstern, der die RGB-Phase durchlaufen hat, in der Lage ist, seine komplette Wasserstoffhülle abzustößen. Ein Stern mit zwei Sonnenmassen muß beispielsweise seine Masse auf eine halbe Sonnenmasse verringern. So wählen etwa auch Dorman, Rood & O’Connell (1993) bei ihren Berechnungen der Evolutionswege von unterleuchtkräftigen Sternen als Startpunkt den EHB und lassen die Frage, was vorher passiert, außen vor.

## 2.2 Entstehungsszenarios für Einzelsterne

Um einen Einzel-Unterkwerg zu erhalten sind prinzipiell drei mögliche Szenarien denkbar:

- **Massenverlust durch Sternwinde**

Reimers (1975) beschrieb die Massenverluste  $\dot{M}$  von RGB-Sternen, die durch Wind auftreten mit der empirischen Formel

$$\dot{M} = -4 \cdot 10^{-13} \eta_{\text{R}} \frac{L}{gR} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}. \quad (2.1)$$

$\eta_{\text{R}}$  ist ein Parameter von der Größenordnung 1 und wird auch Reimersscher Masseverlustparameter genannt. Er ist also ein Maß dafür, wie effektiv der Sternwind in der Lage ist, die Masse auszudünnen.

D’Cruz et al. (1996) untersuchten die Abhängigkeit von  $\eta_{\text{R}}$  von der Metallizität des Sterns. Als Maximalmasse wählte man hier  $1.1 M_{\odot}$ . Die Rechnungen wurden so lange durchgeführt, bis eine Hüllenmasse kleiner als  $10^{-3} M_{\odot}$  erreicht war. Der Stern entwickelte sich anschließend entweder direkt zu einem Helium-Weißen Zwerg oder vollzog während dieser Entwicklung den „hot helium flash“, d.h. das Heliumbrennen wird gezündet und der Stern endet auf dem EHB. Damit aus diesem Szenario tatsächlich EHB-Sterne entstehen können, benötigt man jedoch ein weitaus höheres  $\eta_{\text{R}}$  von etwa  $0.8 - 1.1$  als es mit  $\eta_{\text{R}} = 0.25 - 0.5$  eigentlich typisch ist. Bei Sternen jenseits der  $1.1 M_{\odot}$  müsste  $\eta$  sehr groß sein, um eine so massereiche Hülle loszuwerden. Bei Kugelsternhaufen hingegen funktioniert dieses Szenario gut, da nur massearme Sterne vorhanden sind.

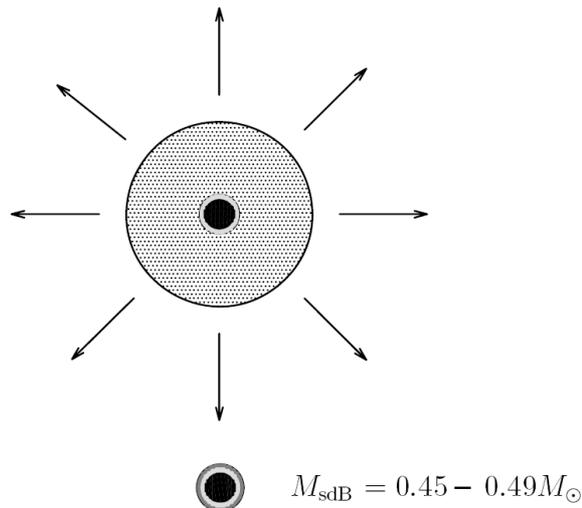


Abbildung 2.1: Entstehung von sdBs über Sternwinde (aus Han, Podsiadlowski & Lynas-Gray, 2007)

- **Helium-mixing und late hot flasher**

Sweigart (1997) zog den Fall starker Rotation in Betracht. So könne diese bei Sternen im RGB-Stadium zu einem sog. Helium-mixing führen, was wiederum eine höhere Heliumkernmasse zur Folge hätte. Eine Konsequenz daraus wäre eine höhere Leuchtkraft und somit auch ein stärkerer Wind, der mehr Hülle wegblasen würde.

Es besteht die Möglichkeit, daß das Heliumbrennen erst auf dem Abkühlweg zu Weißen Zwergen mit einem Flash beginnt, um dann auf dem EHB zu enden. Dieses Szenario wird auch „late hot flasher“ genannt. Ein sog. „dredge-up“ hätte zur Folge, daß Wasserstoff aus der Hülle in den heliumbrennenden Kern gelangt und dort fusioniert, wobei auch Helium und Kohlenstoff an die Oberfläche des Sterns gelangen würden. Sweigart (1997) zieht den Schluß, daß dieses Szenario eine wichtige Rolle bei der Entstehung heliumreicher EHB-Sterne spielen könnte.

- **Das Merger-Szenario**

Hierbei verschmelzen zwei Helium-Weiße Zwerge. In Kapitel 3.3 wird auf dieses Szenario näher eingegangen.

# Kapitel 3

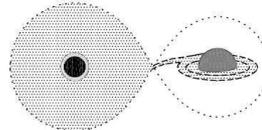
## Entstehung heißer Unterzwerge in Doppelsternsystemen

Der Anteil an sdBs in engen Doppelsternen ist mit etwa 40–70 % sehr hoch. Um den enormen Massenverlust, der für die Entstehung eines sdBs notwendig ist, erklären zu können, gibt es neben den eben geschilderten Einzelsternszenarien auch noch die Möglichkeit, daß die Hülle bei Prozessen in Doppelsternsystemen abgeworfen wird. Hierfür gibt es drei denkbare Evolutionsszenarien, die in Han et al. (2002, 2003) simuliert wurden.

### 3.1 Roche lobe overflow-Szenario (RLOF)

Im Falle des Roche lobe overflows hat der Vorläuferstern des heißen Unterzwergs das RGB-Stadium erreicht. Wenn nun seine Hülle größere Ausmaße erreicht als sein Roche-Radius im Doppelsternsystem, so führt dies zu einem stabilen Massentransfer vom Roten Riesen zu seinem Begleiter. Dabei nimmt der Begleiter Materie vom Roten Riesen auf. Dies ist allerdings nur so lange möglich, bis der Radius des Roten Riesen wieder unter den Roche-Radius schrumpft.

Stable RLOF near the tip of FGB



Wide hot subdwarf binary with MS companion



$$P_{\text{orb}} = 10 - 500 \text{ days}$$

$$M_{\text{sdB}} = 0.30 - 0.49 M_{\odot}$$

Abbildung 3.1: Entstehung von sdBs über RLOF (aus Han, Podsiadlowski & Lynas-Gray, 2007)

Übrig bleibt in diesem Fall ein System aus einem Hauptreihenstern und einem heißen Unterzwerg (s. Abb. 3.1) oder einem Helium-Weißen Zwerg. Die in diesem Kanal resultierenden Perioden sind mit etwa 10 bis 500 Tagen deutlich größer als im CE-Kanal (s. Kapitel 3.2). Voraussetzung für dieses Szenario ist ein Massenverhältnis nahe 1.

### 3.2 Common envelope-Szenario (CE)

In diesem Kanal findet wie im RLOF-Kanal ein Massentransfer statt, der jedoch instabil ist. Es müssen zwei Fälle bzgl. des Massenverhältnisses  $q := M_2/M_1$  unterschieden werden.

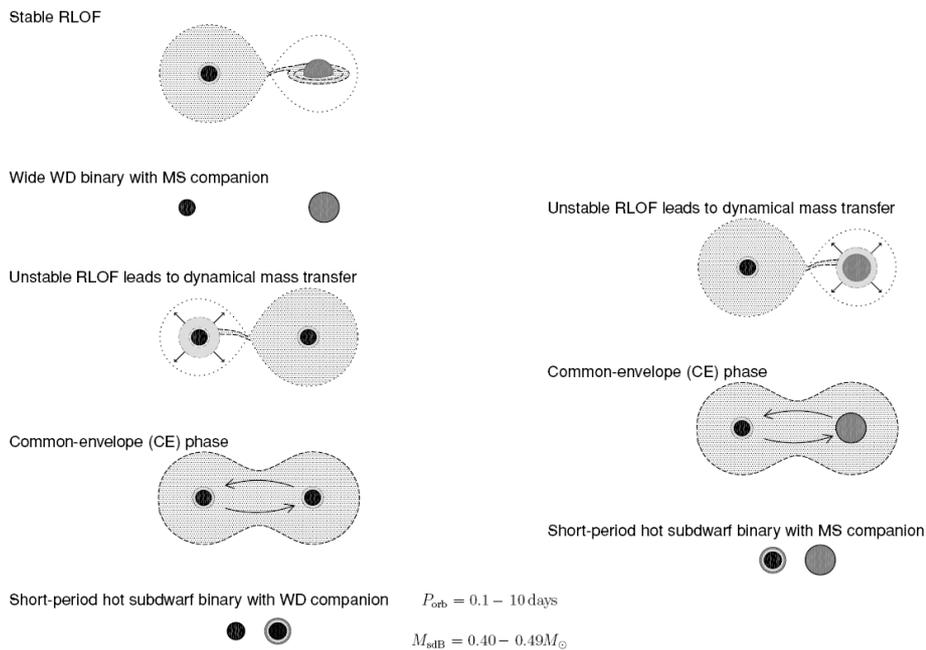


Abbildung 3.2: Entstehung von sdBs über CE (aus Han, Podsiadlowski & Lynas-Gray, 2007), links für den Fall  $q < 1.2 - 1.5$  und rechts für  $q > 1.2 - 1.5$

- Massenverhältnis  $q < 1.2 - 1.5$

In diesem Falle geht der CE-Phase eine Roche lobe overflow-Phase voraus. Im daraus resultierende System aus Weißem Zwerg und Hauptreihenstern wird dieser im Laufe der Zeit zum Roten Riesen. Es findet erneut ein Massentransfer zum Weißen Zwerg statt, der allerdings nicht stabil abläuft sondern dazu führt, daß sich um beide Sterne eine gemeinsame Hülle bildet: Die common envelope. Die Reibung innerhalb der Hülle, die beide Komponenten während ihrer Bewegung erfahren, führt zu einem Energietransfer vom System auf die Hülle. Die Sterne nähern sich dabei immer weiter an, während sich die Hülle bei ausreichendem Energietransfer vom System lösen wird. Übrig bleibt schließlich nur noch ein sehr enges, kurzperiodisches Doppelsternsystem bestehend aus dem heliumbrennenden Kern des ehemaligen Roten Riesen (d.h. dem sdB) und dem Weißen Zwerg.

- Massenverhältnis  $q > 1.2 - 1.5$

Für größere Massenverhältnisse ist der Massenaustausch instabil, sodaß kein stabiler RLOF möglich ist. Entwickelt sich der schwerere der beiden Sterne zum Roten Riesen entsteht eine CE. Die nun stattfindenden Mechanismen sind prinzipiell dieselben wie im Fall vorher.

In diesen Fällen kann in dem übrig gebliebenen Heliumkern noch der Helium-Flash stattfinden, was einen heißen Unterzwerg zur Folge hätte. Die daraus entstehenden engen Systeme haben Perioden in der Größenordnung einiger Stunden bis hin zu zehn Tagen. Maxted et al. (2001) fanden eine große Zahl kurzperiodischer sdBs, die wohl alle wahrscheinlich durch dieses Entwicklungsszenario entstanden sein müssen.

Han et al. (2002, 2003) simulierten diese Vorgänge und erhielten eine Massenverteilung wie sie in Abb. 3.3 zu sehen ist. Nach dieser Simulation gibt es nahezu keine sdBs schwerer als  $0.48 M_{\odot}$ . Es befindet sich ein Hauptmaximum an der Stelle bei  $0.46 M_{\odot}$ , ein zweites Maximum bei  $0.4 M_{\odot}$  und ein Nebenmaximum bei  $0.33 M_{\odot}$ . Die verschiedenen Linientypen stehen für unterschiedliche freie Parameter in der CE-Entwicklung bzgl. des Energietransportes.

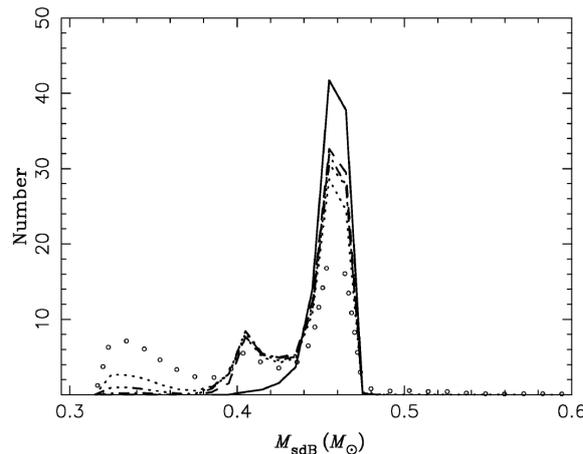


Abbildung 3.3: Simulierte Massenverteilung von sdBs, die ihre Hülle über das CE-Szenario verloren haben (aus Han et al., 2002)

### 3.3 Verschmelzen zweier Helium-Weißer Zwerge

Ein Doppelstern bestehend aus zwei Helium-Weißen Zwergen entsteht aus einem System bestehend aus zwei Hauptreihensternen, die zwei CE-Phasen durchlaufen haben. Dieses System zweier Weißer Zwerge verliert nun im Laufe der Zeit durch Aussendung von Gravitationswellen Energie, was zu einer Annäherung der beiden Komponenten führt. Ist das System eng genug, kann diese Annäherung am Ende zu einer Verschmelzung der beiden Weißer Zwerge führen. Unter der Voraussetzung, daß die Gesamtmasse des Systems groß genug ist, zündet im Kern das Heliumbrennen und ein sdB mit einer sehr dünnen Wasserstoffhülle ist geboren.



Abbildung 3.4: Künstlerische Darstellung der Verschmelzung zweier Weißer Zwerge (Quelle: NASA)

Ein weiteres denkbare Entstehungsszenario wurde von Politano et al. (2008) vorgeschlagen. Dabei verschmelzen ein Roter Riese und ein Hauptreihenstern niedriger Masse während einer CE-Phase, was zu einem schnell rotierenden sdB führt. Ein ähnliches Szenario wurde bereits von Soker (1998) vorgeschlagen, wobei hier der Begleiter ein Planet ist.

### 3.4 sdB-Doppelsternsysteme mit massereichen kompakten Begleitern

Neutronensterne und stellare Schwarze Löcher sind die Überreste massereicher Sterne, die am Ende ihres Lebens als Supernova explodiert sind. Beobachtbar sind diese Objekte nur, wenn sie sich in einem Doppelsternsystem mit einem anderen Stern befinden. Hier führt Massentransfer vom Stern zu dem kompakten Begleiter zu einer starken Aufheizung des akkretierten Materials, das unter diesen extremen Bedingungen Röntgenstrahlung aussendet. Da diese Phase jedoch nur eine sehr kurze in der stellaren Evolution darstellt, erwartet man viele solcher Systeme ohne Massentransfer, in denen der kompakte Begleiter unsichtbar ist. Die einzige Möglichkeit den Begleiter zu detektieren ist die periodischen Radialgeschwindigkeitsänderung des sichtbaren Sterns, die durch die Orbitalbewegung hervorgerufen wird.

Geier (2009) fand auf diese Weise eine erstaunlich große Anzahl an sdB-Doppelsternsystemen, die vermutlich einen schweren kompakten Begleiter haben könnten. Die Existenz solcher Systeme wirft die Frage nach deren Ursprung auf. Es muß einen Evolutionskanal speziell zur Bildung solcher Systeme geben. Dieser wurde von Geier et al. (2009) vorgeschlagen (s. Abb. 3.5).

Ausgangssystem ist ein Doppelstern, der aus einer Komponente ausreichender Masse zur Bildung eines Neutronensterns oder eines Schwarzen Lochs und eines Sterns typischerweise einiger Sonnenmassen besteht. Die Systemperiode sollte sich in der Größenordnung einiger Jahre befinden, da Massentransfer sonst schon in früheren Stadien der Entwicklung stattfinden könnte. Bläht sich der massereichere Stern zum Roten Überriesen auf, führt dies zu einer ersten CE-Phase. Danach bleibt ein Doppelsternsystem bestehend aus einem Hauptreihenstern und einem Heliumstern übrig. Die Orbitalperiode ist während der CE-Phase auf etwa 10 – 20 Tage zurückgegangen. Der He-Stern wird in einer Supernovaexplosion vergehen und dabei einen Neutronenstern oder ein stellares Schwarzes Loch bilden. Diese Explosion kann zu einem stark exzentrischen Orbit des Systems führen.

**Formation of subdwarfs with black holes**

*Initial binary:*  $M_1 = 30 M_\odot$ ,  $M_2 = 5 M_\odot$ ,  $P_{\text{orb}} \sim 10 \text{ yr}$ .

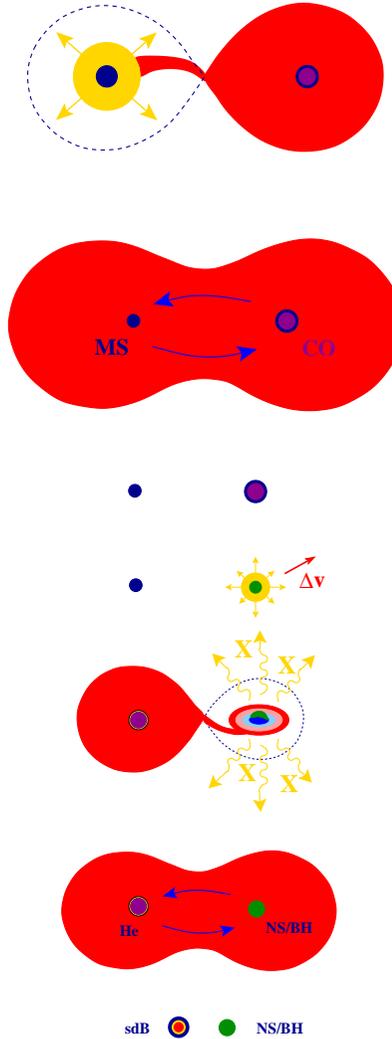
*First unstable mass transfer* (when the primary is a red supergiant; case C transfer) leading to a common-envelope and spiral-in phase.

Helium-star binary with  $M_{\text{He}} = 10 M_\odot$  and  $M_2 = 5 M_\odot$ ,  $P_{\text{orb}} = 20 \text{ d}$ .

*Supernova (Type Ib/c)* of the primary, producing a black hole with  $M_{\text{BH}} \sim 4 M_\odot$  and  $M_2 = 5 M_\odot$  in a highly eccentric orbit with  $P_{\text{orb}} \sim 1 \text{ yr}$ .

*Second unstable mass transfer* (when the secondary is a red giant; case B mass transfer) after a brief X-ray binary phase.

Helium-core burning hot subdwarf with  $M_{\text{sdb}} \simeq 0.5 - 1 M_\odot$  and a black hole in an ultracompact orbit with  $P_{\text{orb}} \simeq 10 \text{ hr}$ .



**Formation of subdwarfs with neutron stars**

*Initial binary:*  $M_1 = 15 M_\odot$ ,  $M_2 = 3 M_\odot$ ,  $P_{\text{orb}} \sim 4 \text{ yr}$ .

*First unstable mass transfer* (when the primary is a red supergiant; case C transfer) leading to a common-envelope and spiral-in phase.

Helium-star binary with  $M_{\text{He}} = 5 M_\odot$  and  $M_2 = 3 M_\odot$ ,  $P_{\text{orb}} = 10 \text{ d}$ .

*Supernova (Type Ib/c)* of the primary, producing a neutron star with  $M_{\text{NS}} \simeq 1.4 M_\odot$  and  $M_2 = 3 M_\odot$  in a highly eccentric orbit with  $P_{\text{orb}} \sim 0.5 \text{ yr}$ .

*Second unstable mass transfer* (when the secondary is a red giant; case B mass transfer) after a brief X-ray binary phase.

Helium-core burning hot subdwarf with  $M_{\text{sdb}} \simeq 0.5 M_\odot$  and a neutron star in an ultracompact orbit with  $P_{\text{orb}} \simeq 10 \text{ hr}$ .

Abbildung 3.5: Evolutionsszenarien für sdB Doppelsterne mit Neutronenstern oder Schwarzen Loch als Begleiter aus Geier et al. (2009)

Bläht sich der Hauptreihenstern zu einem Roten Riesen auf, dann findet ein instabiler Massenaustausch vom Stern zum kompakten Objekt statt. Durch Akkretionsprozesse entsteht für kurze Zeit Röntgenstrahlung. Eine weitere CE-Phase hinterlässt nun ein System bestehend aus dem kompakten Objekt und einem sdB mit einer Periode von etwa 10 Stunden.

Dieses Szenario sagt Schwarzlochbegleiter mit einer Masse von kleiner als 3 Sonnenmassen voraus. Allerdings wurden auch Systeme gefunden, bei denen die Massen anscheinend deutlich über dieser Grenze liegen. Es könnte nach den beiden CE-Phasen auch noch ein dritter Massentransfer hin zum kompakten Objekt stattfinden.

Die Massen der in diesem Szenario entstehenden heißen Unterzwerge können außerdem höher liegen als die Massen, die über die Standard-Entstehungsszenarios von Han et al. (2002, 2003) vorhergesagt werden. Unabhängige Verfahren zur Massenbestimmung wie etwa über die Parallaxen könnten eine wertvolle Hilfe sein, diese Szenarien zu verifizieren.

## 3.5 Die Synchronisation von sdB-Doppelsternen

Eine grundlegende Annahme in dieser Arbeit ist die der gebundenen Rotation von sdB-Doppelsternsystemen. Das bedeutet, daß sich die Orbitalperiode  $P_{\text{Orb}}$  zu der Rotationsperiode  $P_{\text{Rot}}$  des Sterns aufgrund Gezeitenwechselwirkungen wie  $mP_{\text{Orb}} = nP_{\text{Rot}}$  ( $m, n$  klein und  $m, n \in \mathbb{N}$ ) verhält. Ist  $m = n = 1$ , so spricht man von einfach gebundener Rotation. Das prominenteste Beispiel dafür ist der Erdmond, wo aus diesem Grunde von der Erde aus stets dieselbe Seite des Mondes zu sehen ist. Ansonsten spricht man von gebrochen gebundener Rotation, wie etwa bei Merkur, bei dem  $m/n = 2/3$  ist. Im Folgenden ist mit Synchronisation die einfach gebundene Rotation gemeint. Ein weiterer Mechanismus in Doppelsternsystemen ist die Zirkularisation. Diese hat zur Folge, daß im Laufe der Zeit die Bahnen der Körper immer weniger elliptisch und schließlich kreisförmig werden.

Es stellt sich zunächst die Frage, ob diese Annahmen überhaupt gerechtfertigt sind. Einerseits spielen theoretische Überlegungen dabei eine große Rolle, andererseits sind aber auch experimentelle Bestätigungen nötig. Problematisch bei diesen Berechnungen sind die sehr unterschiedlichen Ergebnisse bei verschiedenen vorgeschlagenen Synchronisationsmechanismen. Welche Mechanismen dafür verantwortlich sind, ist im Grunde genommen noch nicht verstanden.

### 3.5.1 Synchronisation aus theoretischer Sicht

Zahn (1977) berechnete theoretische Zeitskalen für Synchronisation und Zirkularisation für Hauptreihensterne mit radiativem Kern und konvektiver Hülle in engen Systemen. Die Hülle stellt eine Verbindung der inneren und äußeren Schichten eines solchen Sterns dar und ist recht gut geeignet, Drehimpuls, hervorgerufen durch die Gezeitenkräfte, zu transportieren. Die Zeitskalen sind allerdings zu lang, um auch die Synchronisation von Hauptreihensternen mit konvektivem Kern und radiativer Hülle erklären zu können. Tassoul & Tassoul (1992) schlugen daher als Drehimpulstransportmittel meridionale Strömungen vor. Die Synchronisationszeitskalen sind

hier  $t_{\text{sync}} \propto M_{\text{prim}}/M_{\text{sec}} = q^{-1}$  und  $\propto P^{2.75}$ . Diese Strömungen sind zwar zur Synchronisation hocheffizient, allerdings führte die Kontroverse über die Frage, ob beide Mechanismen oder einer davon gültig sind, bis heute zu keiner klaren Antwort.

So ist es auch offensichtlich ein schwieriges Unterfangen, diese Theorien auf heiße Unterzwerge anzuwenden. Selbst die einfache Annahme, daß Synchronisation schneller eintritt als Zirkularisation kann hier nicht getroffen werden, da die CE-Phasen der Systeme noch vor der Synchronisation zu einer Zirkularisation führen.

Um eine grobe Vorstellung der Synchronisationszeitskalen zu bekommen, kann man nun trotzdem die Formeln von Zahn (1977) und Tassoul & Tassoul (1992) verwenden. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.6 zu sehen, wo die Synchronisationszeitskalen für einige bekannte sdB-Systeme in Abhängigkeit ihrer Perioden berechnet wurden.

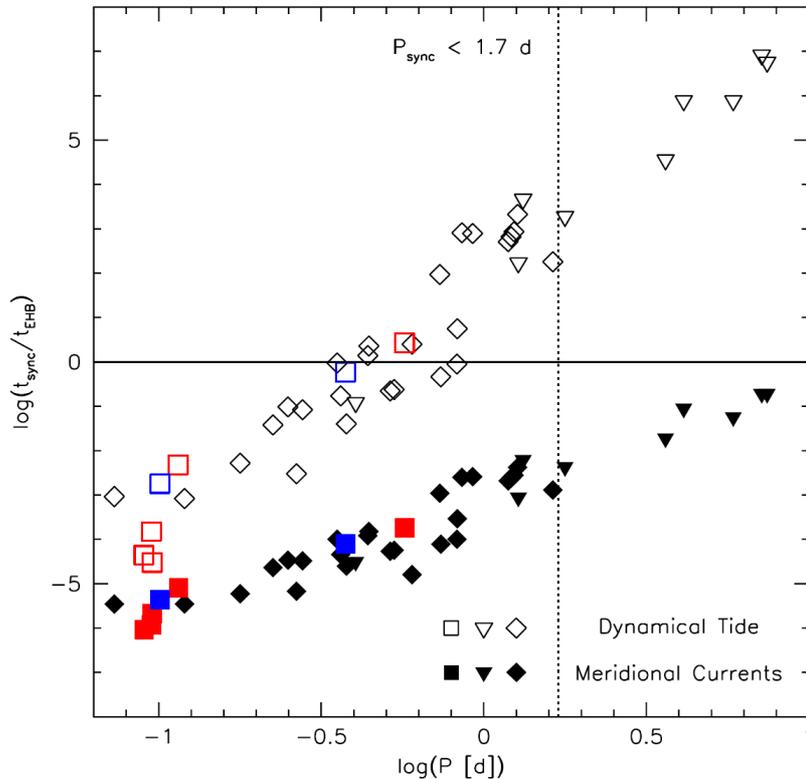


Abbildung 3.6: Synchronisationszeitskalen in Einheiten der durchschnittlichen Lebenszeit auf dem EHB nach Dorman, Rood & O’Connell (1993) ( $\sim 10^8$  yr) über der Systemperiode. Die ausgefüllten Symbole sind nach Tassoul & Tassoul (1992) und die offenen nach Zahn (1977) berechnet. Rote und blaue Quadrate markieren Systeme, bei denen die Synchronisation direkt experimentell nachgewiesen wurde. Dreiecke bezeichnen Systeme, die nachweislich nicht synchronisiert sind und die Rauten Systeme, die unter Annahme von Synchronisation eine konsistente Lösung liefern. Quelle: Geier (2009)

Ein Doppelsternsystem kann als synchronisiert angenommen werden, wenn die Lebenszeit auf dem EHB wesentlich größer ist als die Synchronisationszeitskala. Es ist erkennbar, daß die Synchronisation bei Zeitskalen kleiner als etwa 0.4 d laut beider Theorien eintritt. Für  $0.4 \text{ d} < P < 1.3 \text{ d}$  hingegen gibt es konsistente Lösungen, wenn der Mechanismus von Tassoul & Tassoul (1992) zugrunde gelegt wird, nicht

aber für den von Zahn (1977). Für noch längere Perioden gibt es keine konsistenten Lösungen mehr, obwohl diese von Tassoul & Tassoul (1992) vorhergesagt werden.

Zusammenfassend kann man festhalten, daß es beide Theorien nur erlauben, die Größenordnung der Synchronisationszeit abzuschätzen. Für genauere Aussagen sind empirische Befunde nötig.

### 3.5.2 Synchronisation aus empirischer Sicht

- Bedeckende Systeme

Bei bedeckenden Systemen kann man die Inklination direkt messen. Bei Kenntnis der projizierten Rotationsgeschwindigkeit ist es möglich, die Synchronisation des Systems zu verifizieren. Dies gelang für die Systeme PG 1336-018, HS 0705+6700 und HW Vir (siehe Geier, 2009). Aus diesen Sternen lässt sich mit 0.12 d eine Grenze geben, unter der höchstwahrscheinlich alle Systeme synchronisiert sind.

- Ellipsoidalverformungen

Ellipsoidalverformte Systeme zeigen Variabilitäten in ihren Lichtkurven. Diese haben bei Synchronisation eine Periode von genau einer halben Orbitalperiode. Orosz & Wade (1999) und Geier et al. (2007) zeigten Synchronisation für die Systeme KPD 0422+5421 und KPD 1930+2752, die jeweils eine Periode von etwa 0.1 d besitzen. Außerdem gelang Geier (2009) der Nachweis von Synchronisation für das System PG 0101+039. Dabei wurden die kleinsten durch Ellipsoidalverformungen hervorgerufenen Variationen in der Lichtkurve bis zu diesem Zeitpunkt gemessen. Da dieses System eine Periode von 0.567 d besitzt, läßt sich der Schluß ziehen, daß zumindest alle Systeme mit einer Periode von weniger als einem halben Tag synchronisiert sein müssen.

# Kapitel 4

## Die Massenbestimmung für Doppelsternsysteme

Etwa die Hälfte aller in der Milchstraße vorkommenden Sterne sind Doppelsterne. Um deren fundamentale Parameter, die Massen, zu bestimmen, ist es auch nötig, weitere Parameter des Systems wie die Separation  $a$  oder den Radius der Primärkomponente  $R_{\text{prim}}$  und der Sekundärkomponente  $R_{\text{sec}}$  abzuleiten. Eine andere wichtige Systemgröße ist die Inklination  $i$  (s. Abb 4.1).

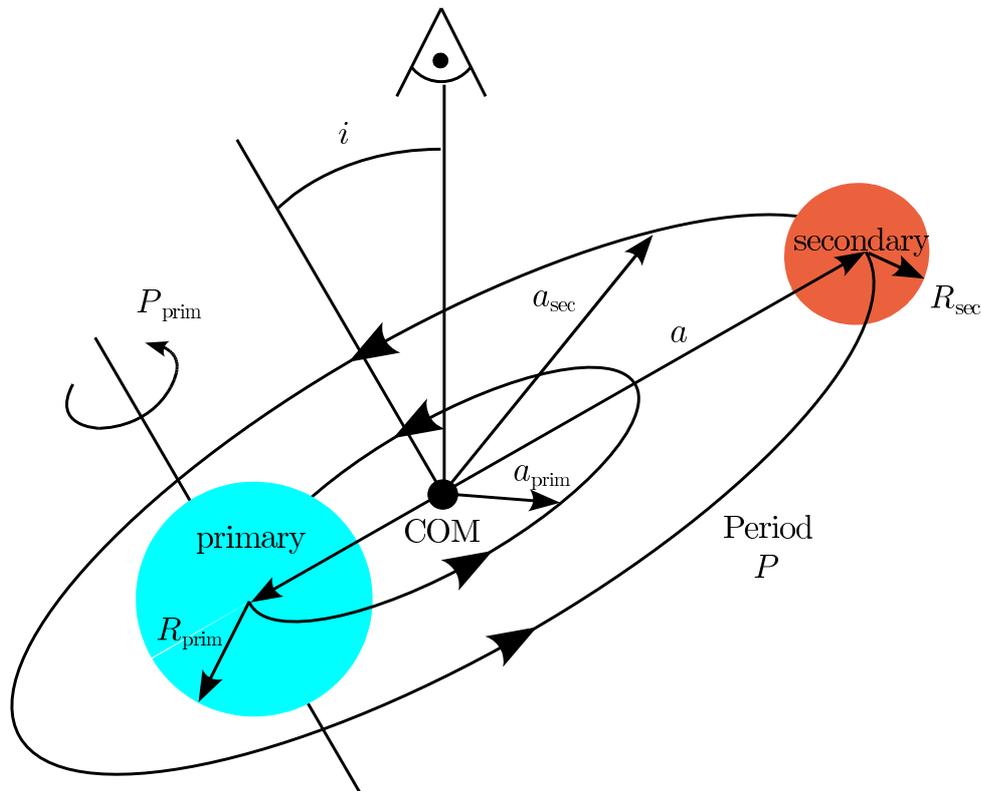


Abbildung 4.1: Wichtige Parameter eines Doppelsternsystems mit kreisförmigen Orbits, die den Massenschwerpunkt (COM) im Mittelpunkt haben.  $P_{\text{prim}}$  bezeichnet die Rotationsperiode des Primärsterns, während  $P$  die Orbitalperiode des Systems bezeichnet. Die Separation  $a$  ist definiert als Abstand der beiden Komponenten

Atmosphärische Parameter wie Effektivtemperatur  $T_{\text{eff}}$  und in hohem Maße die Oberflächenbeschleunigung  $\log g$  spielen eine große Rolle beim Lösen solcher Systeme. Um all diese Größen zu erhalten gibt es drei mögliche Informationsquellen.

- Die Lichtkurve
- Die Radialgeschwindigkeitskurve
- Die Profilformen der Spektrallinien

Diese drei wichtigen Werkzeuge zur Analyse solcher Systeme sollen nun im Folgenden genauer erläutert werden.

## 4.1 Lichtkurven von Doppelsternsystemen

Um aus der Lichtkurve eines Doppelsternsystems Informationen hinsichtlich orbitaler Parameter zu erhalten, muß diese periodische Variabilitäten aufweisen. Bedeckungen, Reflexionseffekte oder auch Ellipsoidalverformungen können die Ursache für diese Schwankungen in der Lichtkurve sein. Zur Veranschaulichung ist es sinnvoll von kreisförmigen Orbits auszugehen:

- Bedeckung

Bei der totalen Bedeckung ist die Inklination so hoch, daß sich eine Komponente für eine gewisse Zeitspanne komplett vor ihren Partner schieben kann. Da die Komponenten in der Regel nicht einzeln auflösbar sind, kann man hier nur den gesamten Strahlungsstrom messen. Während der Zeit der totalen Bedeckung bleibt der Strahlungsstrom näherungsweise konstant. In der Lichtkurve entstehen dabei Plateaus. In der Regel besitzen die beiden Komponenten nicht die gleiche Flächenhelligkeit, was zu unterschiedlichen Tiefen der Helligkeitseinbrüche führt. Das bei der Bedeckung des Primärsterns durch die dunklere Komponente auftretende Plateau ist demnach weniger tief als im umgekehrten Fall.

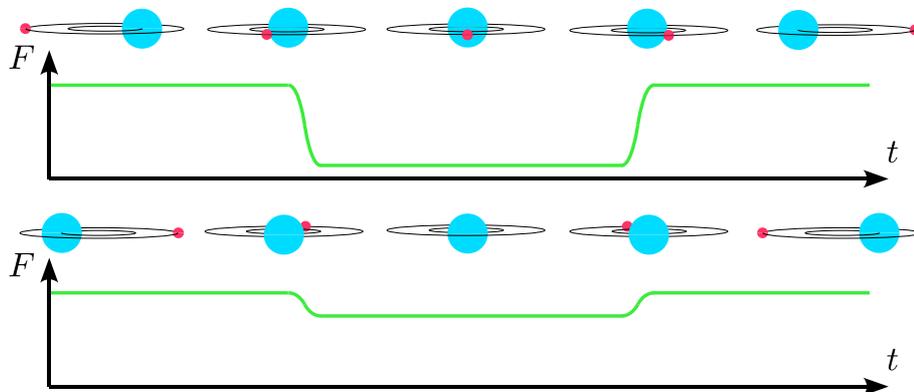


Abbildung 4.2: Lichtkurve bei totaler Bedeckung. Oben: Transit des Sekundärsterns. Unten: Bedeckung der Sekundärkomponente durch den Primärstern

Im Falle streifender Bedeckung weist die Lichtkurve während des Transits keine konstanten Bereiche auf. Da sich während dieser Art Bedeckung die sichtbaren Flächen stets ändern, treten hier keine Plateaus, sondern nur Einbrüche ohne konstante Bereiche auf. Auch hier läßt sich wieder lediglich der gesamte Strahlungsstrom des Systems messen. Die Einbrüche sind in der Regel wegen der unterschiedlichen Helligkeiten ebenfalls unterschiedlich tief.

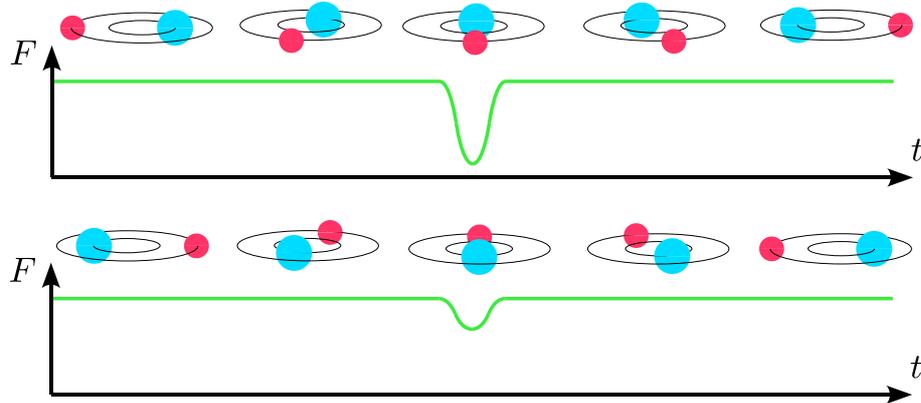


Abbildung 4.3: Lichtkurve bei streifender Bedeckung, analog Abb. 4.2

- Reflexionseffekte

Ist eine Komponente des Systems sehr viel heißer als die andere, so wird der kühlere Partner auf der der Primärkomponente zugewandten Seite aufgeheizt. Je nachdem welche Seite des Begleiters dem Beobachter zugewandt ist, erhält er unterschiedliche Gesamtflüsse.

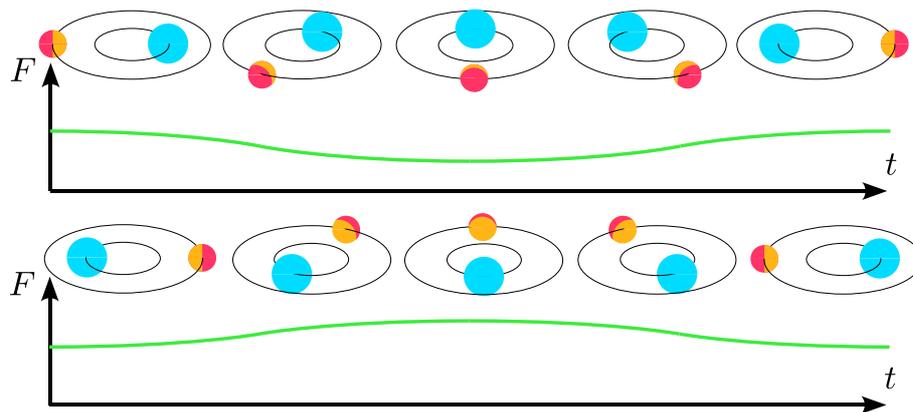


Abbildung 4.4: Lichtkurve bei Reflexion am kühlen Begleiter. Oben ist die Seite des Begleiters ohne Reflexion dem Beobachter zugewandt, unten die aufgeheizte

- Ellipsoidale Verformungen

Ist der Radius eines Sterns in der Größenordnung seines Roche-Radius, so weicht seine Gestalt stark von der einer Kugel ab. Je nachdem unter welchem Winkel ein Beobachter einen solchen Stern betrachtet, wird er unterschiedlich

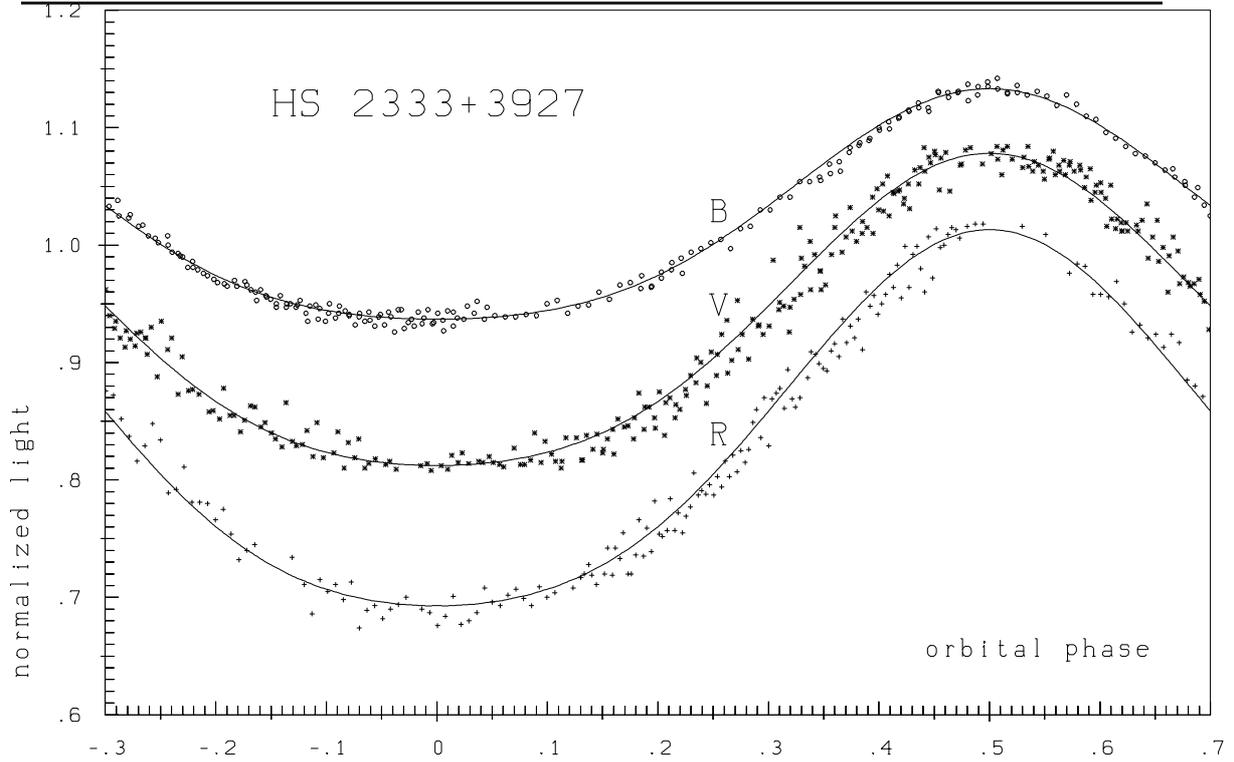


Abbildung 4.5: Beispiel für den Reflexionseffekt: HS 2333+3927 (Heber et al., 2004)

viel von der Fläche des Sterns sehen. Die Folge davon ist, daß auch der Strahlungsstrom von diesem Winkel abhängt. Ist bei einem Doppelsternsystem die Inklination hoch genug, so kann man diese durch die Abweichung von der Kugelgestalt resultierenden Schwankungen in der Lichtkurve messen. Dieser Effekt ist beispielsweise bei dem SN Ia-Vorläufersystems KPD 1930+2752 (Geier et al., 2007) in einer Größenordnung von nur wenigen Prozent. Im Vergleich mit dem Reflexionseffekt ist diese Helligkeitsschwankung vernachlässigbar.

Oft treten Fälle auf, in denen diese unterschiedlichen Arten von Variabilitäten in Kombination vorkommen. Wilson & Devinney (1971) haben beispielsweise für den Fall, daß Bedeckungen und Reflexionseffekt in Kombination auftreten, theoretische Lichtkurven berechnet. Mit Hilfe solcher synthetischen Lichtkurven können durch Fitten Parameter wie die Orbitalperiode  $P$  oder sogar der Inklinationswinkel  $i$  und die relativen Radien der einzelnen Komponenten  $\bar{R}$  bestimmt werden.  $\bar{R}$  ist durch den Abstand der Komponenten  $a$  und den Radien  $R$  zu

$$R = a\bar{R}, \quad (4.1)$$

definiert. Besonders wertvoll ist der Inklinationswinkel  $i$ , da ohne dieser Information ein System nicht vollständig gelöst werden kann.

## 4.2 Die Radialgeschwindigkeitskurve von Doppelsternsystemen

Bewegt sich eine Lichtquelle relativ zu einem Beobachter, so wird dieser gemäß dem Dopplereffekt eine Verschiebung der Wellenlänge feststellen. Bezeichnet  $v$  die Radialkomponente der Quellengeschwindigkeit relativ zum Beobachter, so berechnet sich die Verschiebung der Wellenlänge zu

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}, \quad (4.2)$$

wobei  $c$  die Lichtgeschwindigkeit bezeichnet. Bewegt sich die Quelle zum Beobachter hin, d.h. ist  $v < 0$ , so wird das Licht ins Blaue verschoben. Im Umkehrschluß treten Rotverschiebungen auf, wenn sich die Quelle vom Beobachter weg bewegt, d.h.  $v > 0$  ist. Dieser Effekt wird natürlich auch im Spektrum astronomischer Objekte wie etwa von Sternen festgestellt, die aufgrund ihrer Bewegungen eine Relativgeschwindigkeit zu uns besitzen.

Doppelsternsysteme haben die Eigenschaft, daß beide Begleiter sich in Keplerschen Bahnen um den Schwerpunkt des Gesamtsystems bewegen. Auch diese Bewegung hat natürlich eine meßbare periodische Dopplerverschiebung der Spektrallinien zur Folge.

Wird das Spektrum von einer Komponente dominiert, so nennt man diesen Fall auch einzelliges System. Das bedeutet, daß nur die Spektrallinien der Primärkomponente zu sehen sind, während der Begleiter im Spektrum unsichtbar ist.

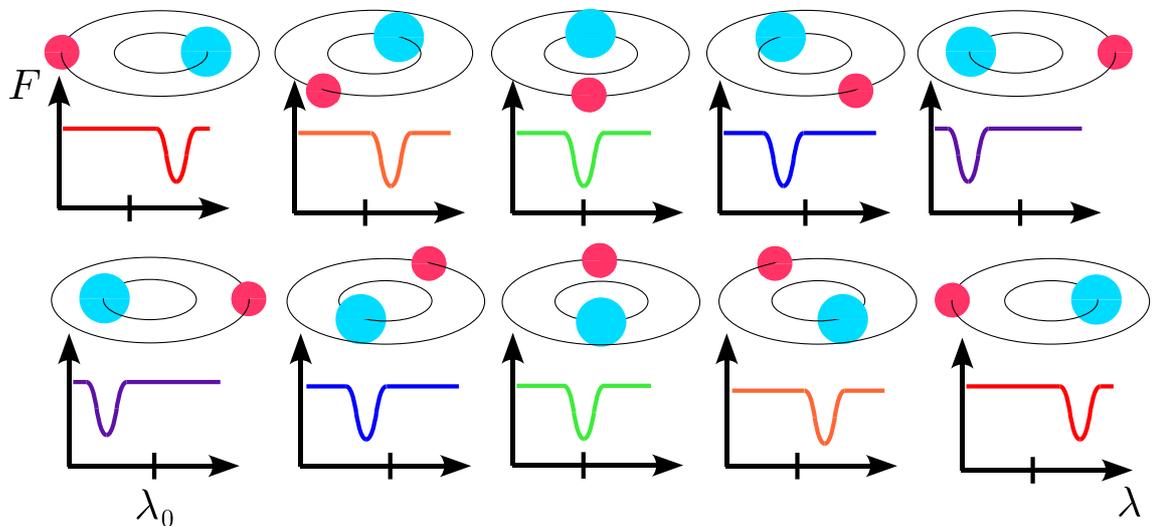


Abbildung 4.6: Dopplereffekt bei einzelligen Doppelsternsystemen

Durch Fitten eines Gauß- bzw. Lorentzprofils an Spektrallinien mit der Wellenlängenverschiebung als zusätzlichem Fitparameter lässt sich die Radialgeschwindigkeit des Objekts zu dem entsprechenden Zeitpunkt bestimmen. Liegen über eine oder mehrere Perioden eines Doppelsternsystems aufgenommene Spektren vor, so lässt sich für jedes dieser Einzelspektren auf diese Art die Radialgeschwindigkeit bestimmen. Für den Fall, daß sich die Komponenten auf Kreisbahnen um den Schwerpunkt bewegen, ist die Radialgeschwindigkeitskurve sinusförmig. Zuvor müssen die

Radialgeschwindigkeitswerte und die zugehörigen Zeiten heliozentrisch (bzw. baryzentrisch) korrigiert werden. Die Bewegung der Erde um die Sonne (bzw. um den Massenschwerpunkt) sowie die Erdrotation und die unterschiedlich lange Laufzeit des Lichts machen diese Korrekturen nötig. Als Referenzgröße der Zeit wird üblicherweise die Laufzeit, die das Licht des Sterns bis zum Zentrum unseres Sonnensystems braucht, verwendet.

Ein Beispiel für die Verschiebung spektraler Linien ist exemplarisch für PG 1232-136 (s. Kap. 8) in Abb. A.2 gezeigt.

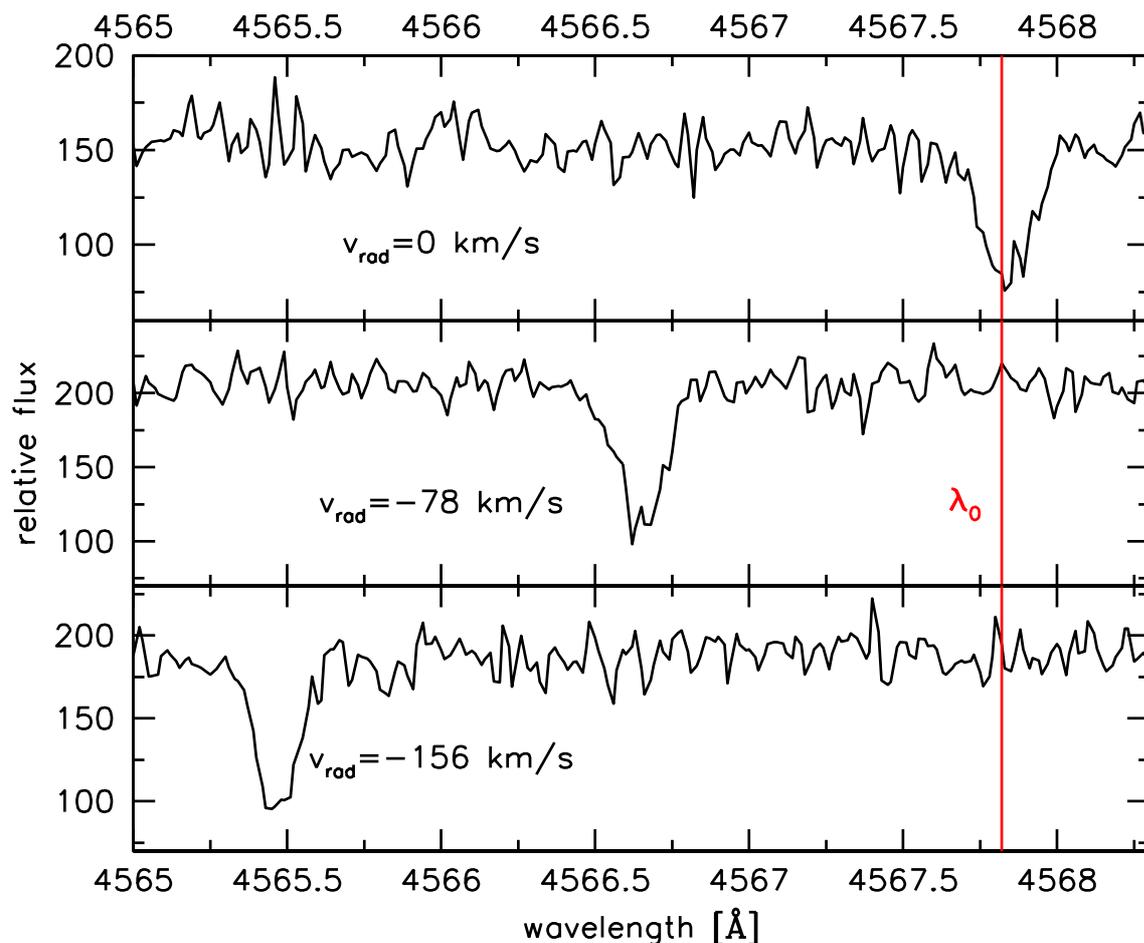


Abbildung 4.7: Linienverschiebung durch unterschiedliche Radialgeschwindigkeiten am Beispiel PG 1232-136 für Si III  $\lambda$  4567.8Å

Ein Problem, das bei diesem Verfahren auftreten kann, ist die Verbreiterung der Spektrallinien durch die Orbitalbewegung des Sterns, die auch „Smearing“ genannt wird. Ist die Belichtungszeit gegenüber der Periode nicht klein genug, so führt dies bei den Spektrallinien zu Verbreiterungen aufgrund der Bewegung der Linie während der Aufnahme. Je größer die Radialgeschwindigkeitsamplitude ist, desto stärker wird dieser Effekt. Aus der Toleranzvorgabe für die Radialgeschwindigkeit kann man für eine gegebene Amplitude und Periode die maximale Belichtungszeiten der Spektren berechnen.

Ergebnisse eines solchen Fits der Form

$$v_{\text{rad}}(t) = \gamma + K_{\text{prim}} \sin\left(\frac{2\pi}{P}(t - T_0)\right) \quad (4.3)$$

sind die Orbitalperiode  $P$ , die Amplitude der Radialgeschwindigkeit der sichtbaren Komponente  $K_{\text{prim}}$ , der Zeitpunkt des Nulldurchgangs des Sinus-Fits  $T_0$  sowie die Systemgeschwindigkeit  $\gamma$ .

Um die Massen des Systems zu berechnen, wird eine weitere Größe benötigt: Die Radialgeschwindigkeitsamplitude des Begleiters  $K_{\text{sec}}$ . Diese erhält man auf die gleiche Art und Weise wie das  $K_{\text{prim}}$ , vorausgesetzt man hat ein doppeltes System, d.h. das Spektrum ist nicht nur durch die Primärkomponente dominiert, sondern enthält auch Linien des Begleiters, die sich über die Phase gegenläufig zu den Linien des Primärsterns bewegen.

Ist aus der Lichtkurve der Inklinationswinkel bekannt, so lässt sich mit Hilfe der Massenfunktion

$$f(m) = \frac{PK_{\text{prim}}^3}{2\pi G} = \frac{M_{\text{sec}}^3 \sin^3 i}{(M_{\text{prim}} + M_{\text{sec}})^2} \quad (4.4)$$

und dem Schwerpunktsatz

$$\frac{M_{\text{prim}}}{M_{\text{sec}}} = \frac{K_{\text{sec}}}{K_{\text{prim}}} \quad (4.5)$$

ein analytischer Ausdruck zur Bestimmung der Primärmasse ableiten:

$$M_{\text{prim}} = \frac{P(K_{\text{sec}}^3 + 2K_{\text{prim}}K_{\text{sec}}^2 + K_{\text{prim}}^2K_{\text{sec}})}{2\pi G \sin^3 i} \quad (4.6)$$

Die Sekundärmasse kann dann mittels Formel 4.5 berechnet werden.

## 4.3 Quantitative Spektralanalyse

### 4.3.1 Effektivtemperatur und Oberflächenbeschleunigung

Eine zentrale Größe der Massenbestimmung ist die Oberflächenbeschleunigung  $\log g$ . Um diese Größe zu bestimmen, müssen außerdem die Effektivtemperatur  $T_{\text{eff}}$  und die Heliumhäufigkeit  $\log y$  mit bestimmt werden.

Um diese Parameter zu bestimmen, muß man sich synthetischer Modellspektren bedienen, die aus Modellen von Sternatmosphären berechnet werden. Die beobachtbare Strahlung eines Sterns stammt nicht direkt aus dem Inneren eines Sterns, wo die Energie durch Kernfusion erzeugt wird, sondern aus der äußersten Schicht des Sterns, die Atmosphäre genannt wird. Diese Schicht besteht aus einem Plasma, das die Strahlung aus tieferen Schichten stark beeinflusst. Materie ist in der Lage, Strahlung zu absorbieren. Dazu gibt es drei mögliche Übergänge:

- **frei-frei (Thomson-Streuung)**

Die Strahlung wird an freien Elektronen gestreut. Dabei findet kein Energieaustausch zwischen Strahlung und Materie statt, sondern die Photonen erfahren nur eine Richtungsänderung. Im Grunde genommen findet hier keine Absorption statt.

- **gebunden-frei (Photoionisation)**

Atome absorbieren elektromagnetische Strahlung und werden dabei ionisiert. Dieser Vorgang erfordert eine bestimmte Mindestenergie. Die Strahlung wird ab dieser sog. Ionisationsenergie kontinuierlich absorbiert.

- **gebunden-gebunden**

Elektromagnetische Strahlung regt die Elektronen der Atomhülle in höhere Energieniveaus an, ohne dabei das Atom zu ionisieren. Dieser Vorgang ist nur bei diskreten Energien möglich, was zu diskreten Spektrallinien führt.

Diese Absorptionsprozesse hängen stark von der Ionisation der beteiligten Atome ab. Da der Ionisationsgrad in erster Linie von der Umgebungstemperatur und dem Druck abhängt, wird auch das Spektrum des Sterns stark durch diese Parameter beeinflusst und gibt somit eine Möglichkeit zu ihrer Bestimmung.

Da Photonen im Plasma nur dann von Atomen oder Ionen absorbiert bzw emittiert werden können, wenn sie eine der Anregungsenergien entsprechenden Wellenlänge besitzen, entstehen auch nur bei diesen Wellenlängen Spektrallinien. Die Einsenktiefe der Linien hängt dabei stark von der Häufigkeit der entsprechenden Ionen und Atome ab.

Gibt es bei einfachen Elementen wie Wasserstoff oder Helium noch eine überschaubare Anzahl an Anregungszuständen und damit Linien, so wird das für schwere Elemente entsprechend kompliziert. So finden sich bei schwereren Metallen Zehn- oder gar Hunderttausende Linien, was die Modellierung synthetischer Modellspektren sehr zeit- und rechenaufwendig macht.

Ebenfalls wichtig zur Bestimmung der atmosphärischen Parameter ist die Form der Linien. Die Oberflächenbeschleunigung ist ein Maß für den im Plasma herrschenden Druck und somit für die Dichte. Je höher die Dichte eines Plasmas ist, desto öfter finden Stöße der Teilchen statt. Da diese überwiegend in Form von Ionen und Elektronen vorliegen und damit elektrisch geladen sind, treten bei diesen Stoßprozessen elektrische Felder auf, die aufgrund des Stark-Effektes zu einer Verbreiterung der Spektrallinien führen. Besonders sensitiv gegenüber dieser Verbreiterung ist das Wasserstoffatom, was zur Folge hat, daß vor allem Balmerlinien sehr empfindlich auf das  $\log g$  reagieren.

Ein weiterer Verbreiterungsmechanismus geht auf die Temperatur des Plasmas zurück. Da die Teilchen gemäß der Boltzmannverteilung unterschiedliche Geschwindigkeiten besitzen, führt dies zu einer weiteren Verbreiterung der Linien. Die Tiefe einer Linie dagegen ist vom Temperaturgradienten abhängig.

Die Opazität in Wellenlängenbereichen nahe des Linienkerns ist in den höheren Atmosphärenschichten vergleichsweise groß. Die mittlere freie Weglänge der Photonen ist für diese Wellenlängen geringer als anderswo. Deswegen stammt der beobachtete Fluß der Linienkerne in erster Linie aus hohen Schichten des Sterns. Die Linienflügel, für die die Opazität in hohen Schichten vergleichsweise gering ist, haben ihren Ursprung aus tieferen Schichten der Atmosphäre.

Sternatmosphären sind überaus komplexe Gebilde und es ist nahezu unmöglich, diese ohne Vereinfachungen quantitativ zu beschreiben. So geht man zum Beispiel davon aus, die chemischen Elemente seien homogen in der Sternhülle verteilt. Auch

die Annahme planparalleler Geometrie ist eine Vereinfachung. Da der Sternradius aber sehr viel größer ist als die Dicke der Atmosphäre, ist diese Vereinfachung durchaus legitim.

Um synthetische Sternspektren zu berechnen gibt es zwei prinzipiell verschiedene Annahmen:

- **LTE („Lokal Thermodynamical Equilibrium“)**

Beim lokalen thermodynamischen Gleichgewicht geht man davon aus, daß Strahlungsprozesse eher eine untergeordnete Rolle spielen. Die Atmosphäre wird in dünne Schichten aufgeteilt, die im thermodynamischen Gleichgewicht stehen. Das bedeutet, die Temperatur innerhalb einer solchen Schicht ist konstant. Anregungen und Ionisationen werden durch Elektronenstöße verursacht, wobei man die gewohnten Werkzeuge des Thermodynamischen Gleichgewichts verwenden kann. Sowohl die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung als auch Boltzmann- und Saha-Gleichung behalten ihre Gültigkeit.

- **non-LTE**

Die Sternatmosphäre ist in diesem Fall von Strahlungsprozessen dominiert und die Annahme des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts kann nicht mehr angewandt werden. An ihre Stelle tritt die Annahme der Stationarität, das heißt alle Besetzungszahldichten müssen zeitlich konstant bleiben. Das Strahlungsfeld wird simultan zu den Besetzungszahlen aus den Ab- und Zugängen der Energieniveaus berechnet. Dies muß für jede Ionisationsstufe eines jeden Elementes separat durchgeführt werden. Bei Berücksichtigung der zahlreichen Übergänge schwererer Elemente wird die Grenze des Machbaren sehr schnell erreicht sein. Diese sogenannten non-LTE-Simulationen sind daher um ein vielfaches aufwändiger durchzuführen als LTE-Verfahren, jedoch in vielen Fällen unumgänglich.

Das LTE wird sich also bei hohen Dichten und niedrigen Temperaturen einstellen. Bei Dichten, wie sie in sdB Atmosphären vorherrschen, empfehlen sich non-LTE Rechnungen ab ca. 35 000 K (Napiwotzki, 1997).

Die auf diesem Wege erhaltenen Modellgitter kann man nun mit Hilfe der  $\chi^2$ -Methode an das gemessene Sternspektrum anpassen und somit die atmosphärischen Parameter bestimmen.

Aber zurück zu den Doppelsternsystemen. Bei Kenntnis der Oberflächenbeschleunigung eröffnet sich nun ein zweiter Weg, die Massen des Systems zu bestimmen. Die Primärmasse kann aus der Masse-Radius-Relation (Newtonsches Gesetz)

$$M = \frac{R^2 g}{G} \quad (4.7)$$

berechnet werden. Hierfür wird zunächst die Separation  $a$  des Systems bestimmt, die sich aus den Formeln 4.4, 4.5 und  $K_{\text{prim/sec}} = 2\pi a_{\text{prim/sec}} \sin i P^{-1}$  zu

$$a = \frac{1}{2\pi} \left( 1 + \frac{M_{\text{prim}}}{M_{\text{sec}}} \right) \frac{K_{\text{prim}} P}{\sin i} \quad (4.8)$$

oder in der praktischeren Form

$$a[\text{R}_\odot] = \left(1 + \frac{M_{\text{prim}}}{M_{\text{sec}}}\right) \frac{K_{\text{prim}}[\text{km s}^{-1}]P[\text{d}]}{\sin i} \cdot 1.977 \cdot 10^{-2}$$

ergibt. Das Massenverhältnis in dieser Formel lässt sich mittels Beziehung 4.5 durch das Radialgeschwindigkeitsamplitudenverhältnis ersetzen. Daraus und aus dem relativen Radius kann man nun mittels  $R = a\bar{R}$  als nächsten Schritt die absoluten Radien der beiden Komponenten bestimmen. Als letzter Schritt wird über Formel 4.5 direkt die Sekundärmasse berechnet.

### 4.3.2 Die Rotationsgeschwindigkeit

Ein weiterer Parameter, der direkt durch Linienprofilanpassung bestimmt werden kann, ist die Rotationsgeschwindigkeit des Sterns. Aufgrund der Eigenrotation des Sterns werden Spektrallinien durch die Dopplerverschiebung zusätzlich verbreitert. In Abb. 4.8 ist ein Bereich auf der Sternscheibe mit konstanter Geschwindigkeit dargestellt. Durch Integration über die komplette Scheibe erhält man ellipsenförmige Linienprofile wie in Abb. 4.9 dargestellt.

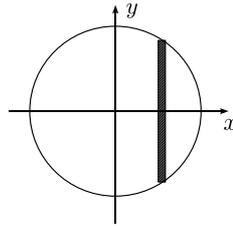


Abbildung 4.8: Bereich auf der Sternscheibe mit konstanter Geschwindigkeit relativ zum Beobachter

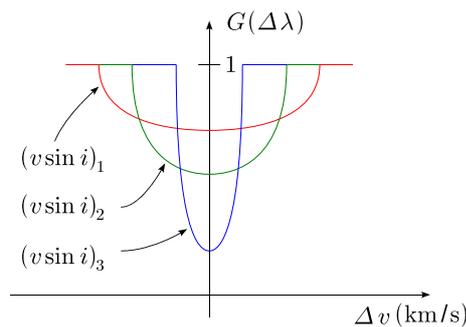


Abbildung 4.9: Rotationsprofil für  $(v_{\text{rot}} \sin i)_1 > (v_{\text{rot}} \sin i)_2 > (v_{\text{rot}} \sin i)_3$

Durch Fitten von rotationsverbreiterten synthetischen Spektren an die Beobachtungen kann die Rotationsgeschwindigkeit ermittelt werden. Aufgrund der Inklination des Systems ist die gefittete Größe allerdings nicht die absolute Rotationsgeschwindigkeit, sondern die projizierte  $(v_{\text{rot}} \sin i)$ .

Die besten Fitergebnisse resultieren unter Verwendung von Linien, deren intrinsische Verbreiterungen, wie etwa die thermische, möglichst gering ins Gewicht fallen.

Metalllinien sind deshalb besser geeignet als Linien von leichteren Elementen wie H oder He. Die thermische Geschwindigkeit der Teilchen ist proportional zu  $1/\sqrt{m}$ , wobei  $m$  die Kernmasse bezeichnet, ein. Die dadurch hervorgerufene Verbreiterung ist umso kleiner, je schwerer die Kerne sind.

Es gibt einen weiteren Weg, die Rotationsgeschwindigkeit aus den Linienprofilen zu bestimmen. So ergibt sich das Gesamtprofil einer Linie als Faltung der Einzelverbreiterungen, wie etwa der Rotationsverbreiterung, gegeben durch die Gleichung

$$G(\Delta\lambda) = C_1 \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_L}\right)^2} + C_2 \left[1 - \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_L}\right)^2\right] \quad (4.9)$$

( $C_{1/2}$ : Konstanten,  $\lambda_L$ : maximale Dopplerverschiebung am Rand der Sternscheibe), Mikro- oder Makroturbulenzverbreiterung oder auch der Gaußförmigen thermischen Verbreiterung. In Abb. 4.10 ist die Fouriertransformierte  $\mathcal{F}(G(\Delta\lambda)) =: g(\sigma)$  doppeltlogarithmisch dargestellt. Aufgrund der Tatsache, daß im Rotationsprofil Kanten vorhanden sind (s. Abb. 4.9), erhält man in der Fourierdarstellung Nullstellen.

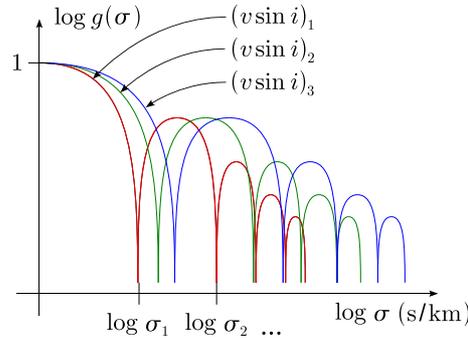


Abbildung 4.10: Fouriertransformierte des Rotationsprofils für  $(v_{\text{rot}} \sin i)_1 > (v_{\text{rot}} \sin i)_2 > (v_{\text{rot}} \sin i)_3$

Aus dem Faltungstheorem folgt, daß die Faltung von zwei Funktionen dem Produkt der Fouriertransformierten entspricht. Es bleiben also im Fouriertransformierten Gesamtprofil einer rotationsverbreiterten Linie die Nullstellen aus Abb. 4.10 bestehen. Anhand der Lage dieser Nullstellen kann man nun den Betrag der projizierten Rotationsgeschwindigkeit ablesen. Da sowohl das Gauß- als auch das Lorentzprofil stetig differenzierbar sind, d.h. keine Kanten besitzen, haben deren Fouriertransformierte auch keine Nullstellen.

## 4.4 Der Spezialfall enger, heißer, unterleuchtkräftiger Doppelsternsysteme mit unsichtbarem Begleiter

### 4.4.1 Nicht bedeckende sdB Doppelsterne

Da Doppelsternsysteme nur in Ausnahmefällen bedeckend sind und auch bei kompakten Begleitern wie Weißen Zwergen, Neutronensternen oder sogar schwarzen

Löchern kein Reflexionseffekt auftritt, lassen sich aus den Lichtkurven solcher Systeme meist Parameter wie Inklination oder relative Radien nicht ableiten. Es gibt einige Fälle, in denen aus der Variabilität der Lichtkurve durch Ellipsoidalverformung  $i$  berechnet werden konnte. Allerdings sind Systeme, bei denen dies möglich ist, die Ausnahme. Ein System ist ohne Kenntnis der Inklination jedoch nicht vollständig lösbar. Es muß eine zusätzliche Annahme getroffen werden. Da davon auszugehen ist, daß enge, heiße unterleuchtkräftige Doppelsternsysteme unter bestimmten Bedingungen synchronisiert sind (s. Kap. 3.5), kann daraus der Inklinationswinkel  $i$  abgeleitet werden. Die Rotationsgeschwindigkeit des heißen Unterzwergs berechnet sich zu

$$v_{\text{rot}} = \frac{2\pi R_{\text{sdB}}}{P}, \quad (4.10)$$

während sich der Radius aus der Masse-Radius-Relation

$$R_{\text{sdB}} = \sqrt{\frac{M_{\text{sdB}} G}{g}} \quad (4.11)$$

ergibt. An dieser Stelle kann die kanonische Masse aus Han et al. (2002) sowie die Oberflächenbeschleunigung  $\log g$  aus der Spektralanalyse verwendet werden, um den Radius und schließlich die Rotationsgeschwindigkeit zu berechnen. Der aus der Spektralanalyse der Rotationsprofile von Metallinien bestimmte Wert für  $v_{\text{rot}} \sin i$  wird dann herangezogen, die Inklination des Systems zu berechnen. Die Begleitermasse kann direkt durch numerisches Lösen von Formel 4.4 aus der Massenfunktion bestimmt werden. Beispiele für diese Vorgehensweise sind die Studien zu PG 1017-086 (Maxted et al., 2002) und HS 2333+3927 (Heber et al., 2004).

#### 4.4.2 Bedeckende sdB Doppelsterne (HW Vir-Systeme)

Menzies & Marang (1986) fanden ein bedeckendes Doppelsternsystem mit einer Periode von etwa 2 h 48 min: HW Virginis. Die Lichtkurve dieses Systems ist in Abb. 4.11 zu sehen.

Im Phasenbereich  $-0.1 \lesssim \varphi \lesssim +0.1$  wird die Primärkomponente vom Begleiter partiell bedeckt. Da diese eine höhere Flächenhelligkeit besitzt als die Sekundärkomponente ist der Einbruch der Helligkeit sehr stark. Anschließend ( $0.1 \lesssim \varphi \lesssim 0.4$ ) wird immer mehr der vom Primärstern bestrahlten Hemisphäre sichtbar. Der Reflexionseffekt führt also dazu, daß die Gesamthelligkeit des Systems in diesem Bereich kontinuierlich zunimmt, bis schließlich bei  $0.4 \lesssim \varphi \lesssim 0.6$  der Begleiter bedeckt wird. Die bestrahlte Seite des Begleiters ist teilweise unsichtbar, bis die Bedeckung vorbei ist. Der Einbruch ist weniger tief als bei der Bedeckung eine halbe Periode vorher. Bei  $0.6 \lesssim \varphi \lesssim 0.9$  nimmt der Reflexionseffekt nun langsam wieder ab bis bei  $\varphi \approx 0.9$  erneut der Primärstern bedeckt wird.

Berger & Fringant (1980) klassifizierten HW Vir als sdB-Doppelsternsystem. Für die Masse des heißen Unterzwergs kann der von Han et al. (2002) bestimmte kanonische Wert von  $\sim 0.47 M_{\odot}$  benutzt werden - eine für die Bestimmung der Sekundärmasse und somit zur Möglichkeit der Klassifikation des Sekundärobjekts außerordentlich nützliche Information. Liegt ein doppelliniges HW-Virginis System

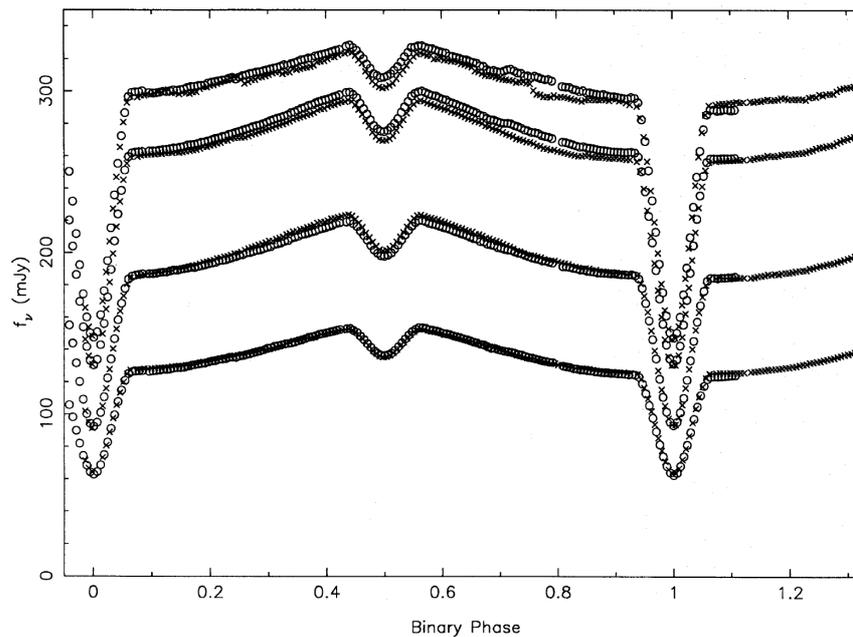


Abbildung 4.11: Lichtkurve von HW Vir, von oben nach unten in U, B, V und R aus Wood, Zhang & Robinson (1993)

vor, so müssen zum Lösen dieses Systems keine zusätzlichen Annahmen wie etwa Synchronisation getroffen werden, sondern können sogar verifiziert werden.

Kürzlich wurden bei HW Vir (Lee et al., 2009) und HS 0705+6700 (Qian et al., 2009) weitere Begleiter, vermutlich substellarer Natur, gefunden. Diese Erkenntnisse machen diese Systeme für die Planetenforschung hochinteressant.

Mittlerweile sind 8 solcher bedeckenden sdB Doppelsterne bekannt, die nach ihrem Prototyp „HW Virginis Systeme“ benannt wurden: HW Vir (Wood, Zhang & Robinson, 1993), AA Dor (diese Arbeit), HS 0705+6700 (Drechsel et al., 2001), BUL-SC 16 335 (Polubek et al., 2007), PG 1336-018 (Vučković et al., 2007), NSVS 14256825 (Wils, di Scala & Otero, 2007), HS 2331+2441 (Østensen et al., 2007, 2008) und NSVS07826147 (Zhu et al. in Vorb., For et al. in Vorb.).

## 4.5 Doppelsterne mit exzentrischen Bahnen

Bisher sind wir vereinfachend von dem Fall ausgegangen, beide Sterne würden sich auf Kreisbahnen um ihren gemeinsamen Schwerpunkt bewegen. Dies ist allerdings nur ein Spezialfall; im Allgemeinen werden sich beide Sterne auf Ellipsen mit dem gemeinsamen Massenschwerpunkt als Brennpunkt bewegen. Diese elliptischen oder auch exzentrischen Bahnen sind durch ihre Exzentrizität  $\epsilon$  charakterisiert, wobei  $\epsilon$  zwischen 0 und 1 liegen muß.  $\epsilon = 0$  entspricht der Kreisbahn.

Natürlich sind die Radialgeschwindigkeitskurven elliptischer Bahnen nicht mit einer gewöhnlichen Sinusfunktion zu beschreiben. Um einen solchen Fit durchzuführen benötigt man zwei weitere Bahnparameter: Die Exzentrizität  $\epsilon$  und die Länge des Periastrons  $\Omega$ .

Ein weiterer Unterschied in der Behandlung solcher Systeme zu kreisförmigen ist

die Massenfunktion, die sich zu

$$f(m) = \frac{P}{2\pi G} K_{\text{prim}}^3 (1 - \epsilon^2)^{3/2} = f(m)^{\epsilon=0} \cdot (1 - \epsilon^2)^{3/2} \quad (4.12)$$

ergibt. Allerdings sind die Exzentrizitäten, mit denen wir es in dieser Arbeit zu tun haben, kleiner als 0.06, was Abweichungen der Massenfunktion von weniger als 0.5% zur Folge hat. Dieser Faktor ist für die Zwecke dieser Arbeit vernachlässigbar.

# Kapitel 5

## Die Doppelsternsysteme in dieser Arbeit

Die in dieser Arbeit untersuchten heißen unterleuchtkräftigen Doppelsternsysteme könnten einen großen Beitrag zum prinzipiellen Verständnis der heißen Unterzwerge liefern. Wir betrachten drei Systeme, die, jedes für sich, einzigartig sind. AA Doradus ist das einzig bekannte doppelinige und bedeckende sdB-Doppelsternsystem. Diese Eigenschaften machen es möglich, die Massen beider Komponenten ohne weitere Annahmen zu bestimmen. Der sdO-Stern HD 49798 ist die einzige Röntgenquelle unter den heißen unterleuchtkräftigen Sternen. Als Begleiter wird ein massereicher Weißer Zwerg oder ein Neutronenstern vermutet. Der Begleiter von PG 1232-136 könnte ein schweres kompaktes Objekt wie etwa ein Neutronenstern oder sogar ein Schwarzes Loch sein. Könnte dies nachgewiesen werden, hätte das weitreichende Auswirkungen auf das Verständnis der Evolution solcher Doppelsternsysteme und würde außerdem ein Hinweis auf die Existenz einer bislang unbekannt Population solcher kompakten Objekte sein.

Im folgenden sollen nun diese drei Systeme anhand spektraler Analysen untersucht werden, um die Natur der unsichtbaren Begleiter aufzuklären.

# Kapitel 6

## Das HW Virginis System AA Doradus

Ein sehr interessantes Beispiel eines HW Vir Systems ist AA Doradus, der einen ungewöhnlich massearmen Begleiter besitzt. Die Kontroverse, ob es sich dabei um einen Braunen Zwerg oder einen späten M-Stern handelt, hält bis heute an. AA Dor taucht in der Literatur auch oft unter dem Namen LB 3459 auf.

AA Dor nimmt unter HW Vir-Sternen aufgrund seiner langen Umlaufperiode ( $\sim \frac{1}{4}$  d) eine Sonderstellung ein. Die relativ hohe Effektivtemperatur ( $\sim 40\,000$  K) bedeutet, daß AA Dor sich bereits über die EHB-Phase hinaus entwickelt hat, während sich die übrigen HW Vir-Sterne auf dem EHB befinden.

Bisher publizierte Arbeiten über AA Dor liefern widersprüchliche Oberflächenbeschleunigungen. Lichtkurvenlösungen liefern dafür einen höheren Wert als die Ergebnisse aus spektroskopischen Analysen. Außerdem finden sich zwei unterschiedliche Werte für die projizierte Rotationsgeschwindigkeit. So taucht neben dem Wert  $v_{\text{rot}} \sin i = 32 \text{ km s}^{-1}$  (Rauch, 2000; Fleig et al., 2008; Rucinski, 2009) auch noch ein höherer Wert von  $47 \text{ km s}^{-1}$  (Rauch & Werner, 2003) auf. Aus diesen Gründen wenden wir uns einer neuen Analyse von AA Dor zu.

### 6.1 Bisherige Arbeiten zu AA Dor

Kilkenny, Hilditch & Penfold (1978) fanden erstmals eine Variabilität in der Lichtkurve von AA Dor und klassifizierten das System als bedeckendes sdOB-Doppelsystem. Aus der Lichtkurve wurde die Systemperiode  $P$  zu  $\sim 0.26$  d bestimmt sowie der Inklinationwinkel  $i = 90^\circ$ .

Kudritzki et al. (1982) führten eine non-LTE Spektralanalyse durch und bestimmten daraus  $T_{\text{eff}} = 40\,000^{+3000}_{-2000}$  K und  $\log g = 5.3 \pm 0.2$ . Mit Hilfe der Masse-Radius-Relation leiteten sie  $M_{\text{prim}} = 0.3 M_\odot$  und  $M_{\text{sec}} = 0.04 M_\odot$  ab. Die Heliumhäufigkeit wurde zu  $y = 0.3^{+0.2}_{-0.1} \%$  bestimmt. Zur Erklärung dieser geringen Heliumhäufigkeit wurde Diffusion vorgeschlagen, was durch die Arbeit von Lynas-Gray et al. (1984) bekräftigt wurde. Durch die Analyse von hochaufgelösten IUE-Spektren wurde hier eine Unterhäufigkeit der Elemente C und Si um Faktoren 100 bzw. 10 gefunden. Einerseits führt die Diffusion zur Abreicherung leichterer Elemente wie etwa Kohlenstoff oder Silizium. Andererseits sorgt sie auch dafür, daß sich schwe-

re Elemente wie die Eisengruppe an der Oberfläche anreichern. Hervorgerufen wird dies durch den sehr viel höheren Strahlungsdruck, den schwerere Elemente erfahren.

Hilditch, Harries & Hill (1996) analysierten Echelle-Spektren und Lichtkurven von AA Dor. Das Ergebnis aus den Lichtkurven ist  $T_{\text{eff}} = 40\,000 \pm 3\,000$  K sowie  $\log g = 5.53 \pm 0.03$ , was erneut nicht mit der spektroskopisch bestimmten Oberflächenbeschleunigung in Einklang ist. Das Problem bei der Bestimmung der Sekundärmasse war, daß über die Primärmasse keine Informationen vorlagen. Deshalb wurde angenommen, die Primärmasse beträgt  $0.5 M_{\odot}$ . Die Sekundärmasse ergibt sich daraus zu  $M_{\text{sec}} = 0.086 \pm 0.005 M_{\odot}$ .

Tabelle 6.1: Ergebnisse der non-LTE Analyse von Rauch (2000)

$T_{\text{eff}}/\text{K}$	$42\,000 \pm 100$	$(n_{\text{He}}/n_{\text{He}}^{\odot})$	1/125
$\log(g/\text{cm s}^{-2})$	$5.21 \pm 0.1$	$(n_{\text{C}}/n_{\text{C}}^{\odot})$	1/265
$M_{\text{prim}}/M_{\odot}$	$0.330 \pm 0.006$	$(n_{\text{N}}/n_{\text{N}}^{\odot})$	1/33
$M_{\text{sec}}/M_{\odot}$	$0.066 \pm 0.01$	$(n_{\text{O}}/n_{\text{O}}^{\odot})$	1/12
$R_{\text{prim}}/R_{\odot}$	$0.236^{+0.031}_{-0.027}$	$(n_{\text{Si}}/n_{\text{Si}}^{\odot})$	1/6
$v_{\text{rot}} \sin i/\text{km s}^{-1}$	$34 \pm 10$	$(n_{\text{Fe}}/n_{\text{Fe}}^{\odot})$	1
		$(n_{\text{Ni}}/n_{\text{Ni}}^{\odot})$	1
		$(n_{\text{Mg}}/n_{\text{Mg}}^{\odot})$	6

Rauch (2000) führte eine weitere non-LTE Analyse von hochaufgelösten optischen und UV-Spektren durch. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. In dieser Arbeit wurde zum ersten Mal darauf hingewiesen, daß Metall-Linienblanketing in der spektralen Analyse dieses Systems wohl eine Rolle spielt. Auf diesen Effekt wird später in diesem Kapitel noch näher eingegangen.

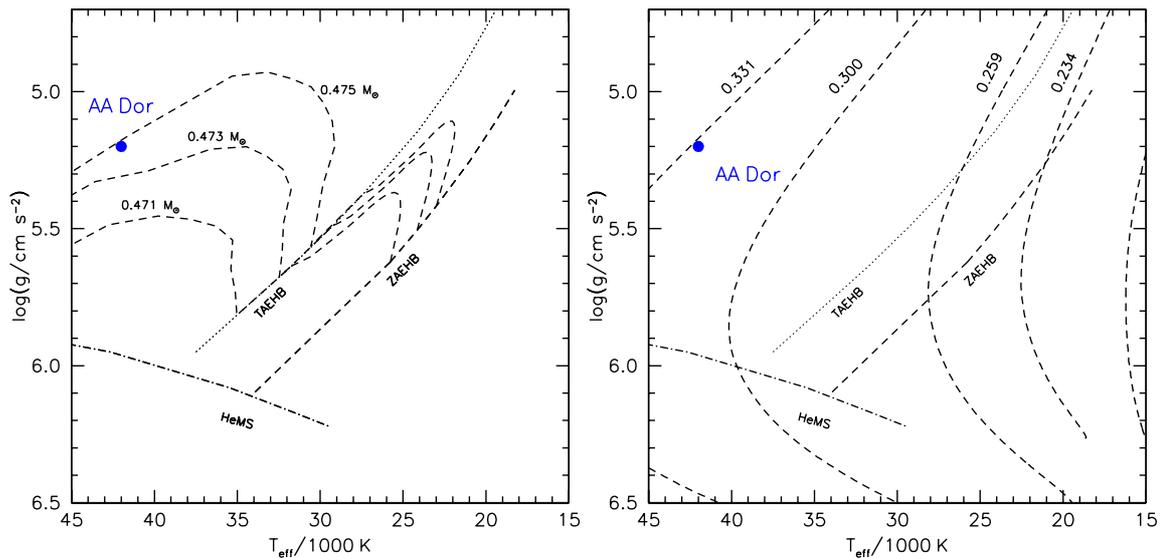


Abbildung 6.1: Position von AA Dor im  $\log g - T_{\text{eff}}$ -Diagramm zusammen mit Evolutionswegen. links: Post-EHB (Dorman, Rood & O’Connell, 1993). rechts: post-RGB (Driebe et al., 1998)

Die Werte für die Oberflächenbeschleunigung stehen wiederum im Widerspruch zu denen aus Hilditch, Harries & Hill (1996). In Abb. 6.1 sind die Werte für Oberflächenbeschleunigung und Effektivtemperatur in einem  $\log g$ - $T_{\text{eff}}$ -Diagramm zusammen mit den Evolutionswegen für sowohl post-EHB- als auch post-RGB-Sternen aufgetragen.

Aus dieser Graphik lässt sich die Masse der Primärkomponente ablesen. Dazu gibt es offenbar zwei Möglichkeiten: Entweder ist die Primärkomponente von AA Dor ein post-EHB-Objekt mit einer Masse von  $\sim 0.475 M_{\odot}$  oder es handelt sich um ein post-RGB-Stern mit einer Masse von  $\sim 0.331 M_{\odot}$ . Der Autor wählte in diesem Falle die Möglichkeit, daß die Primärkomponente ein post-RGB Stern ist, trotz der Tatsache, daß die Zeitskala dieses Evolutionsweges kürzer ist als die des post-EHB's. So liegt die Zeitskala für post-RGB-Objekte bei etwa  $10^6$  Jahren, während die für post-EHB-Objekte etwa  $10^7$  Jahren beträgt. Wie ist es dennoch zu rechtfertigen, die eher unwahrscheinliche Möglichkeit des post-RGB-Sterns zu wählen? Ein Blick auf die Masse-Radius-Relation (Abb. 6.2) ist für die Antwort hilfreich.

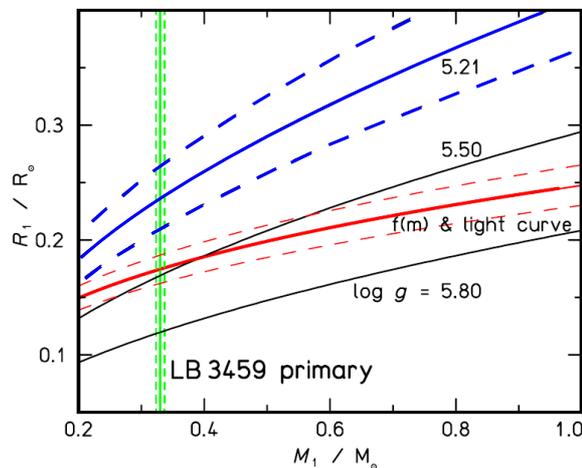


Abbildung 6.2: Masse-Radius-Relation der Primärkomponente von AA Dor (LB 3459) aus Rauch (2000). Die blaue Kurve zeigt die Lösung aus dem  $\log g$  dieser Arbeit. Die rote Kurve ist die Lichtkurvenlösung aus Hilditch, Harries & Hill (1996). Die grüne Kurve ist die anhand der Evolutionswege von Driebe et al. (1998) bestimmte Masse (s. Abb. 6.1)

Die blaue Kurve zeigt die Masse-Radius-Relation aus Beziehung 4.7 für  $\log g = 5.21$  zusammen mit den Fehlern (gestrichelte Linien). Es gibt nun eine zweite Möglichkeit, eine Masse-Radius-Relation aufzustellen, nämlich aus der von Hilditch, Harries & Hill (1996) analysierten Lichtkurve und der Massenfunktion. Diese Relation ist in Abb. 6.2 als rote Kurve dargestellt. Offensichtlich haben diese beiden Bänder keine Schnittfläche. Allerdings würde genau diese Schnittfläche die Lösung des Systems beschreiben. Die beiden Flächen liegen jedoch für  $M_{\text{prim}} = 0.331 M_{\odot}$  nicht so weit voneinander entfernt als dies für  $0.475 M_{\odot}$  der Fall wäre. Aus diesem Grund wurde für die Primärmasse  $0.331 M_{\odot}$  angenommen.

Um die beiden Kurven zum Schnitt zu bringen und somit eine konsistente Lösung zu erhalten wäre ein  $\log g$  von  $\sim 5.5$  erforderlich.

Eine weitere photometrische Analyse des Systems wurde von Hilditch et al.

(2003) durchgeführt. Dafür wurden Lichtkurven im  $V$ - und  $I_C$ -Band benutzt. Ein Beispiel ist in Abbildung 6.3 gezeigt. Hier ist auch aufgrund der Helligkeitsanstiege und -abfälle in den Phasen ohne Bedeckung deutlich das Auftreten des Reflexionseffektes erkennbar (vgl. Abb. 4.4 & 4.5). Die wichtigsten Ergebnisse dieser Analyse sind die relativen Radien  $\bar{r}_{\text{prim}} = 0.1419 \pm 0.0005$  und  $\bar{r}_{\text{sec}} = 0.0764 \pm 0.0003$  sowie die Inklination  $i = 89.21^\circ \pm 0.30^\circ$ . Diese mit sehr kleinen Unsicherheiten behafteten Werte führen zu einer Masse-Radius-Relation aus der Lichtkurve, an der nur noch kaum mehr Zweifel bleibt. Das  $\log g$ -Problem muß offenbar spektroskopisch gelöst werden.

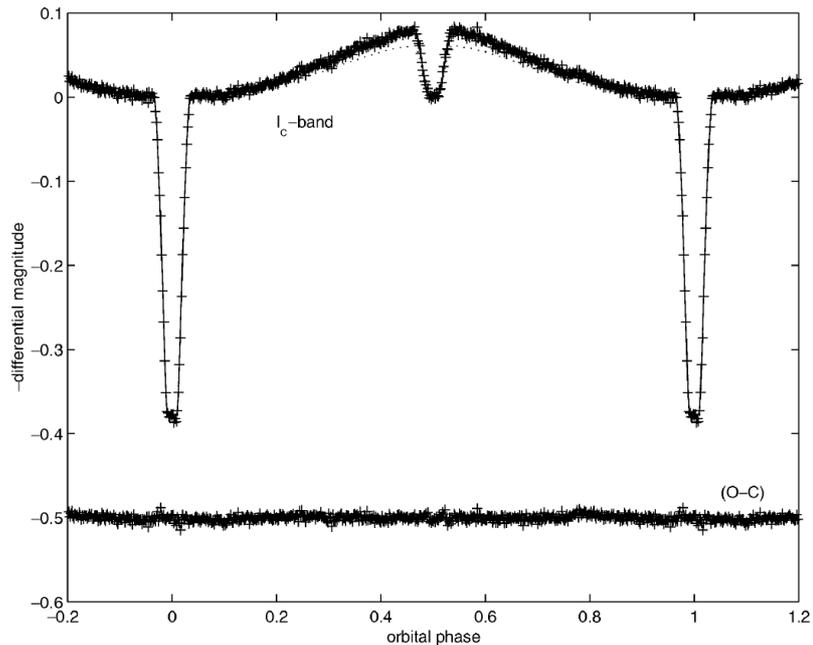


Abbildung 6.3: Lichtkurve von AA Dor im  $I_C$ -Band (Hilditch et al., 2003). Die Kreuze markieren die beobachteten Helligkeiten als Funktion der Phase. Die durchgezogene Linie ist der Modellfit für diese Daten, während die gepunktete Linie die Theoriekurve für konstantes Rückstrahlvermögen zeigt

Rauch & Werner (2003) untersuchten 107 hochaufgelöste ESO VLT UVES Spektren, die von ihnen über den Zeitraum einer kompletten Orbitalperiode mit sehr kurzer Belichtungszeit aufgenommen wurden. Die Radialgeschwindigkeitskurven verschiedener Spektrallinien sind in Abb. 6.4 dargestellt.

Im Nulldurchgang der Radialgeschwindigkeitskurven, in denen der Begleiter die Primärkomponente bedeckt, lässt sich gut der Rossiter-McLaughlin-Effekt beobachten. Diese Abweichungen in der Radialgeschwindigkeitskurve werden dadurch verursacht, daß der Begleiter in dieser Phase die Primärkomponente partiell bedeckt. Die Eigenrotation des Sterns führt dazu, daß die Bewegung der vom Beobachter sichtbaren, d.h. nicht bedeckten, Seite eine systematische Verschiebung der Radialgeschwindigkeit zur Folge hat. Ist überwiegend die sich auf uns zu bewegendende Seite sichtbar, wird man eine Blauverschiebung feststellen, andernfalls eine Rotverschiebung.

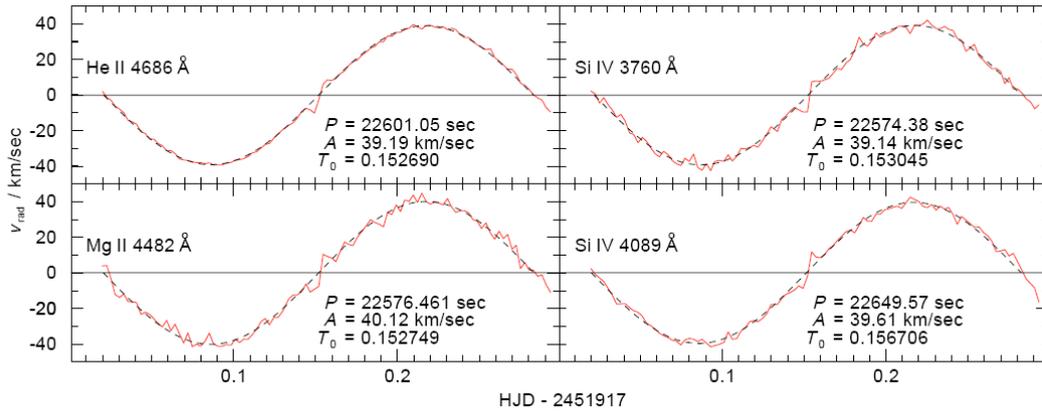


Abbildung 6.4: Radialgeschwindigkeitskurve von AA Dor (Rauch & Werner, 2003).

Ein Aspekt, der bislang vernachlässigt wurde, ist das Metall-Linienblanketing. Aufgrund des hohen Linienreichtums im Ultravioletten wird die Opazität in diesem Bereich erhöht, wodurch der Fluß reduziert wird. Da nun der Fluß über alle Wellenlängen konstant sein muß, steigt dieser im roten Bereich an. Dieser Effekt wurde erstmals von Fleig et al. (2008) berücksichtigt, indem non-LTE-Modellgitter verwendet wurden, die Linienopazitäten bis einschließlich Ni beinhalten. Für die Spektralanalyse wurden FUSE Spektren im fernen UV verwendet. Aufgrund der durch die Komplexität dieser Modelle verursachten langen Rechenzeiten wurde die Temperatur bei 42 000 K festgehalten, was zu einem Ergebnis der Oberflächenbeschleunigung von  $\log g = 5.3$  führte.

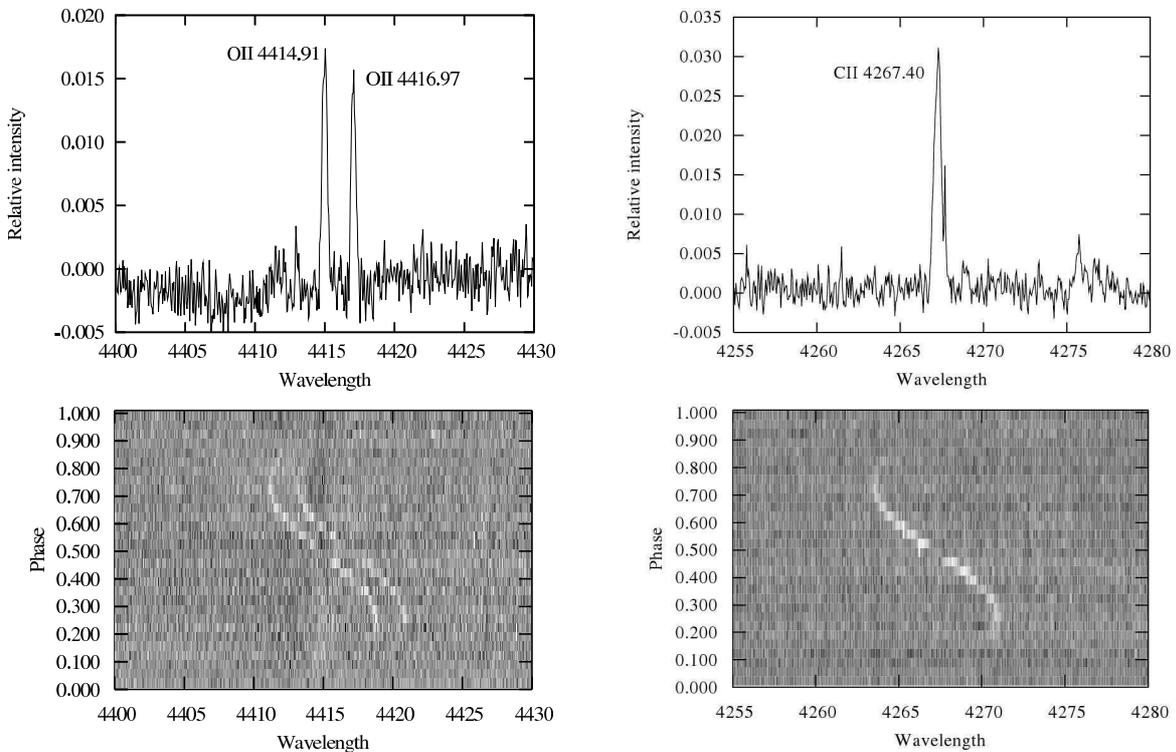


Abbildung 6.5: Emissionslinien im Spektrum von AA Dor (Vučković et al., 2008)

Vučković et al. (2008) gelang die Entdeckung von sehr schwachen Emissionslinien, die von der bestrahlten Oberfläche der Sekundärkomponente stammen. Dazu korrigierten sie zunächst 36 Spektren mit Hilfe der Radialgeschwindigkeitskurve aus Rauch (2000) und addierten sie auf. Dazu wurden nur Spektren, die während einer Phase mit niedrigem Reflexionseffekt aufgenommen wurden, verwendet. Dieses koaddierte Spektrum mit niedrigem Reflexionseffekt wurde nach entsprechender Radialgeschwindigkeitsanpassung von allen anderen Spektren subtrahiert. Dadurch wird der Primärstern quasi ausgeblendet und das Spektrum des beschienenen Begleiters bleibt übrig. In einem nächsten Schritt wurde die Radialgeschwindigkeitskurve in 30 Phasenintervalle unterteilt und für jeden dieser Abschnitte alle vorhandenen Begleiterspektren koaddiert. Die daraus gewonnenen Sauerstoff- und Kohlenstoffemissionslinien sind in Abb. 6.5 zu sehen. Außerdem sind in diesen Spektren deutlich breite Balmerlinien in Emission mit zentraler Selbstabsorption erkennbar. Aus den Emissionslinien lässt sich die Radialgeschwindigkeit des Begleiters bestimmen, woraus sich eine Untergrenze für die Geschwindigkeitsamplitude des Begleiters von  $K_{\text{sec}} \geq 230 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$  ergibt. Wir erhalten somit ein doppeltes System, das unter Verwendung dieser zusätzlichen Information mittels der Massenfunktion analytisch gelöst werden kann. Vučković et al. (2008) finden  $M_{\text{prim}} = 0.45 M_{\odot}$  und  $M_{\text{sec}} = 0.076 M_{\odot}$ .

Ein weiterer Versuch zur Lösung des Systems wurde von Rucinski (2009) mit Hilfe der Spektren von Rauch & Werner (2003) unternommen. Dabei wurde erneut die Rotationsgeschwindigkeit bestimmt (s. Kap. 6.3.3). Außerdem wurden zwei grundlegende Annahmen gemacht:

- (i) Der Primärstern kann als starrer Rotator betrachtet werden.
- (ii) Das System ist synchronisiert.

Die zweite Annahme tritt an Stelle der Geschwindigkeitsamplitude des Begleiters, um das System analytisch zu lösen. Vorausgesetzt diese beiden Annahmen sowie die Analyse von Vučković et al. (2008) sind korrekt, müssten beide Arbeiten konsistente Lösungen liefern. Die wichtigsten Ergebnisse aus Rucinski (2009) sind  $M_{\text{prim}} = 0.251 \pm 0.046 M_{\odot}$ ,  $M_{\text{sec}} = 0.054 \pm 0.010 M_{\odot}$ ,  $K_{\text{prim}} = 39.4 \pm 0.2 \text{ km s}^{-1}$  und  $K_{\text{sec}} = 184.7 \pm 12.3 \text{ km s}^{-1}$ .

Rucinski's Ergebnis widerspricht dem von Vučković et al. (2008), da das von ihm abgeleitete  $K_{\text{sec}}$  deutlich unter dem von Vučković et al. (2008) liegt. Auf die Frage, wie dieser Widerspruch zu lösen sei, werden wir in Abschnitt 6.5 zurückkommen.

## 6.2 Motivation für eine neue Analyse

Trotz umfangreicher Bemühungen besteht die Diskrepanz zwischen den Ergebnissen der Lichtkurven- und Spektralanalyse weiterhin. Dies bewog uns zu einer erneuten Analyse der 107 von Rauch & Werner (2003) aufgenommenen UVES-Spektren. Dabei beziehen wir zusätzlich zwei bislang vernachlässigte Aspekte mit ein:

- Der Einfluß des bestrahlten Begleiters auf die Bestimmung der atmosphärischen Parameter.

Es sind bereits mehrere Systeme wie z.B. HS 0705-6700 (Drechsel et al., 2001) oder HW Vir (Wood & Saffer, 1999) bekannt, bei denen der Einfluß des Reflexionseffekts über eine Phase Temperaturunterschiede bei der quantitativen Spektralanalyse von bis zu  $\sim 1500$  K und  $\log g$ -Unterschiede von maximal  $\sim 0.2$  hervorgerufen hat. Natürlich stellt sich die Frage, ob dies auch bei AA Dor eine wichtige Rolle spielen könnte.

- Die Berücksichtigung des Metall-Linienblanketings für Metalle bis hin zu Eisen.

O’Toole & Heber (2006) fanden für sdB-Sterne mit Temperaturen um 35 000 K starke Anreicherung bei schweren Elementen (Ni-Pb) um Faktoren 10–10 000, während leichtere Elemente abgereichert sind. Eine Abreicherung der leichteren Elemente wurde bereits von Rauch (2000) für AA Dor nachgewiesen.

## 6.3 Datenanalyse

### 6.3.1 Datenreduktion

Am 6. Januar 2001 wurden von Rauch & Werner (2003) zwei UVES Spektren mit einer Beobachtungszeit von 180 s aufgenommen. Der Run musste unterbrochen werden und wurde dann zwei Tage später, am 8. Januar 2001, in einer teilweise bewölkten Nacht fortgesetzt. Die 105 dann aufgenommenen Spektren überdecken eine komplette Periode von AA Dor.

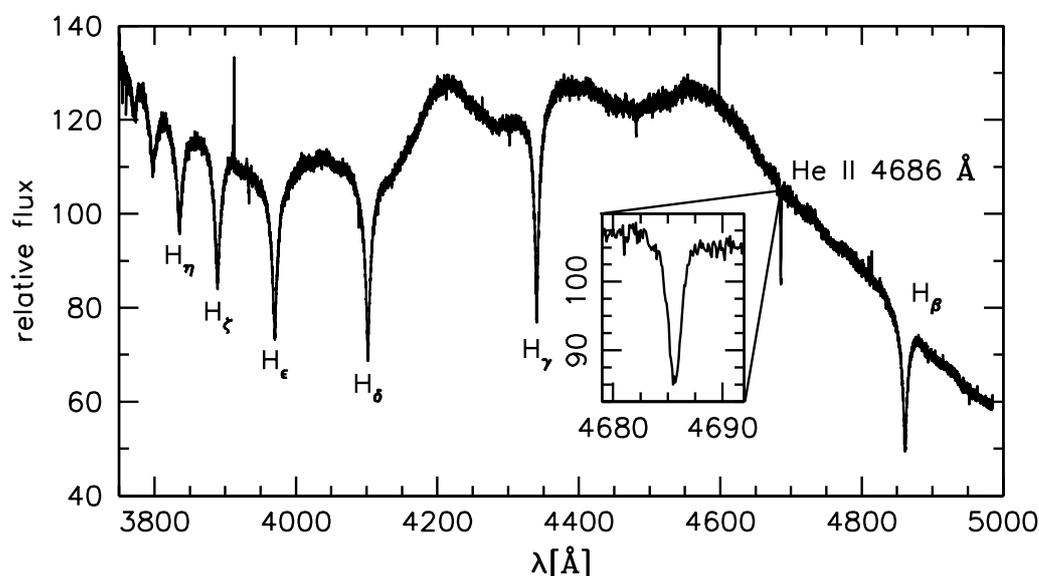


Abbildung 6.6: Beispiel für ein reduziertes Einzelspektrum von AA Doradus vor der Normierung

Die Spektren wurden mit Hilfe der neuesten ESO UVES Pipeline reduziert und besitzen eine Auflösung von 35 000 bei einem S/N-Verhältnis von  $\sim 60 - 70$ . Die Normierung wurde per Hand durchgeführt und erweist sich als unproblematisch, da die Analyse der normierten Spektren zu den gleichen Ergebnissen führt wie die

der unnormierten. Ein Beispiel für ein reduziertes Einzelspektrum ist in Abb. 6.6 gezeigt.

### 6.3.2 Die Radialgeschwindigkeitskurve

Zur Bestimmung der Systemparameter  $P$ ,  $K_{\text{prim}}$  und  $\gamma$  wurde die Radialgeschwindigkeitskurve durch Fitten von Gauß- bzw. Lorentzprofilen an Metalllinien erstellt. Dazu wurden die Linien Si IV  $\lambda$  4088 Å, O III  $\lambda$  3759 Å und O III  $\lambda$  3754 Å benutzt. Man kann einen einfachen Sinusfit der Form 4.3 anwenden und erhält die in Tabelle 6.2 zusammengefassten Ergebnisse.

Beim Anpassen der Sinusfunktion ist der Rossitter-McLaughlin-Effekt zu beachten. Dieser ist zwar, vorausgesetzt die Rotationsachse des Sterns steht senkrecht auf der Bahnebene des Begleiters, symmetrisch und müsste demnach auf das Fitergebnis keinen Einfluß haben, jedoch wird diese Symmetrie durch die geringe Zahl der Datenpunkte in diesem Bereich gebrochen. Aus diesem Grunde wurden für den Fit die von diesem Effekt betroffenen Phasen ausgelassen.

Es taucht nun die Frage auf, ob möglicherweise eine Exzentrizität vorliegen könnte. Edelman et al. (2005) fanden bei ihrer Untersuchung von 15 sdB Doppelsystemen bei circa einem Drittel eine leichte Exzentrizität von etwa 0.02-0.06. Daher führten wir einen erneuten Fit der Radialgeschwindigkeitskurve mittels einer ISIS-Routine durch, die die Exzentrizität mit berücksichtigt. ISIS („Interactive Spectral Interpretation System“) ist eine zur Analyse von Spektren entwickelte Software (s. z.B. Houck & Denicola, 2000), die zum Fitten von Radialgeschwindigkeitskurven mit Exzentrizität modifiziert wurde (Hanke, priv. Komm.).

Die Ergebnisse des Fits mit Exzentrizität sind in Tab. 6.2 zusammengefaßt. Offenbar ist hier eine leichte Exzentrizität von 0.02 vorhanden.

Tabelle 6.2: Ergebnisse des Radialgeschwindigkeitsfits für AA Dor ohne und mit Exzentrizität

Orbits	$P$ [d]	$\gamma$ [km s <sup>-1</sup> ]	$K_{\text{prim}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\epsilon$	$\Omega$ [°]
kreisförmig	$0.2619 \pm 0.0002$	$1.47 \pm 0.09$	$40.12 \pm 0.11$	-	-
exzentrisch	$0.2614 \pm 0.0002$	$1.57 \pm 0.09$	$40.15 \pm 0.11$	$0.020^{+0.003}_{-0.004}$	$291^{+7}_{-11}$

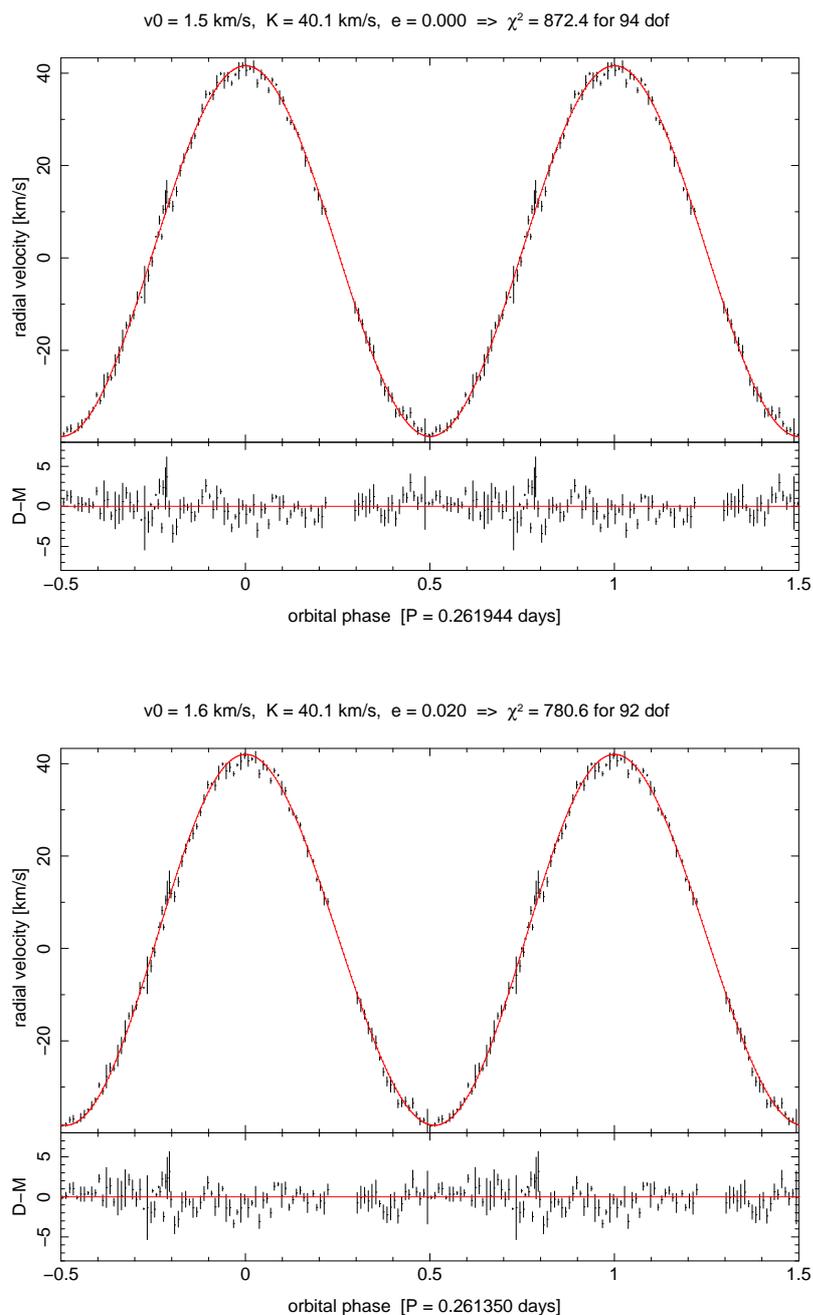


Abbildung 6.7: Radialgeschwindigkeitskurve für AA Dor ohne (oben) und mit Exzentrizität (unten)

### 6.3.3 Die Rotationsgeschwindigkeit

Die Rotationsgeschwindigkeit der Primärkomponente von AA Dor wurde bereits viele Male bestimmt, was teils wie bereits erwähnt zu recht widersprüchlichen Ergebnissen geführt hat.

In Rauch (2000) wurde mit CES-Spektren die projizierte Rotationsgeschwindigkeit zu  $v_{\text{rot}} \sin i = 34 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$  bestimmt. Das Hauptproblem dieser Bestimmung war zum einen die lange Belichtungszeit dieser Spektren von etwa 3600 s. Solche langen Belichtungszeiten führen zu einer weiteren Linienverbreiterung bis hin zu

$\sim 35 \text{ km s}^{-1}$ , was allerdings korrigiert wurde. Zum anderen, daß die für diesen Fit benutzte He II  $\lambda 4686\text{\AA}$ -Linie problematisch ist und eigentlich Metalllinien für diesen Fit besser geeignet wären. Die Schwierigkeiten mit dieser Linie waren zum damaligen Zeitpunkt noch nicht bekannt und wurden erst von O'Toole & Heber (2006) aufgezeigt.

Rauch & Werner (2003) bestimmten die Rotationsgeschwindigkeit ebenfalls anhand der He II  $\lambda 4686\text{\AA}$ -Linie unter Berücksichtigung der Feinstruktur zu  $v_{\text{rot}} \sin i = 47 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$ . Die Werte für die Effektivtemperatur und die Oberflächenbeschleunigung wurden von Rauch (2000) übernommen.

Fleig et al. (2008) bestimmte die Rotationsgeschwindigkeit unter Benutzung der C III  $\lambda\lambda 1174\text{-}1177\text{\AA}$  Linien zu  $v_{\text{rot}} \sin i = 35 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$ .

Eine bislang für AA Dor noch nicht angewandte Methode zur Bestimmung von  $v_{\text{rot}} \sin i$  wurde von Rucinski (2009) verwendet. Dazu wurden die Linienprofiländerungen während der Bedeckungen analysiert. Bei He II  $\lambda 4686\text{\AA}$  zeigte sich, daß dieser Effekt nicht mit den theoretischen Modellen übereinstimmt, was dafür spricht, daß die Verbreiterung dieser Linie hauptsächlich durch andere Effekte und nicht durch Rotation des Sterns hervorgerufen wird. Als am besten geeignet stellte sich die Mg II  $\lambda 4481\text{\AA}$  Linie heraus, welche zu einem Ergebnis von  $v_{\text{rot}} \sin i = 31.8 \pm 1.8 \text{ km s}^{-1}$  führte. Dieser Wert für die projizierte Rotationsgeschwindigkeit ist deutlich niedriger als der von Rauch (2000) und Rauch & Werner (2003).

Das Mittel, das wir in dieser Arbeit zur Bestimmung der projizierten Rotationsgeschwindigkeit verwenden, ist das auf einem LTE-Gitter basierende LINFOR (vgl. Geier et al. in Vorb.). Hierzu wurden die Metalllinien Si IV  $\lambda\lambda 4088, 4116\text{\AA}$ , O III  $\lambda\lambda 3759, 3754\text{\AA}$  und Mg II  $\lambda 4481\text{\AA}$  für den Fit verwendet (s. Abb. 6.8). Das Ergebnis von  $v_{\text{rot}} \sin i = 30 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$  mit konservativer Fehlerabschätzung ist im Einklang mit allen bisherigen Ergebnissen, die nicht auf der He II  $\lambda 4686\text{\AA}$ -Linie beruhen.

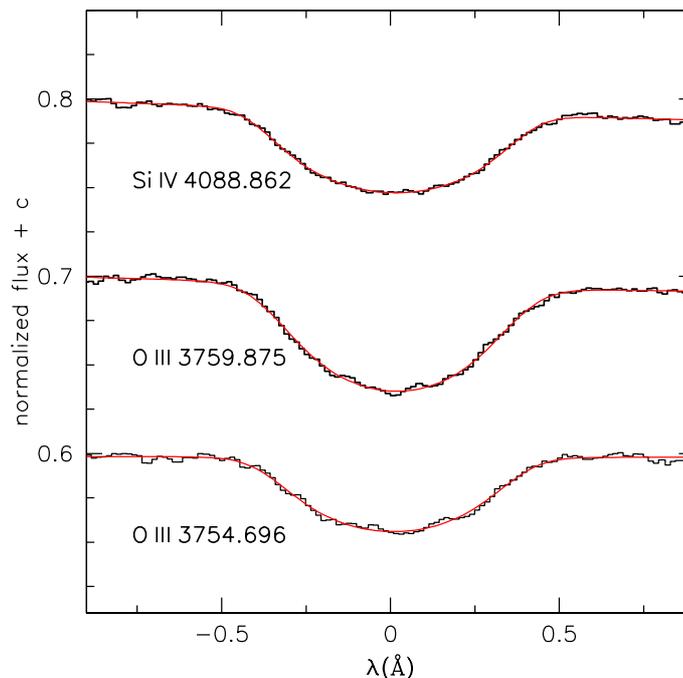


Abbildung 6.8: Fit der projizierten Rotationsgeschwindigkeit für AA Dor

Auch durch die vorher beschriebene Methode, die Rotationsgeschwindigkeit über die Fouriertransformation zu bestimmen (s. Kap. 4.3.2), wurde das Ergebnis bestätigt. So wurden die entsprechenden Linien mit einer selbst entworfenen FORTRAN-Routine mittels Beziehung 4.2 vom Wellenlängen- in den Geschwindigkeitsraum überführt. Die Fouriertransformation wurde mit der Software FAMIAS<sup>1</sup> (Zima, 2008), die eigentlich für Zwecke der Asteroseismologie programmiert wurde, durchgeführt.

### 6.3.4 Quantitative Spektralanalyse

Zur Bestimmung der atmosphärischen Parameter wurden die Linien  $H_\beta - H_{11}$  sowie He II  $\lambda 4686\text{\AA}$  herangezogen.

Wie bereits erwähnt möchten wir zwei bisher vernachlässigte Effekte untersuchen. Zum einen werden wir das Metall-Linienblanketing bis hin zu den Eisen-gruppenelementen berücksichtigen. Wir benutzen für den Fit die LTE-Gitter von O’Toole & Heber (2006) mit zehnfach solarer Metallizität. Es ist zu betonen, daß die tatsächliche Metallizität des Sterns nicht zehnfach sein muß, sondern vermutlich das Metall-Linienblanketing bisher aufgrund der großen Zahl an Metallinien im Ultravioletten unterschätzt wurde. Möglicherweise sind die Linienlisten (z.B. Kurucz, 1992) nicht vollständig. Zum anderen untersuchen wir den Einfluß der Rückstrahlung der aufgeheizten Begleiterhemisphäre.

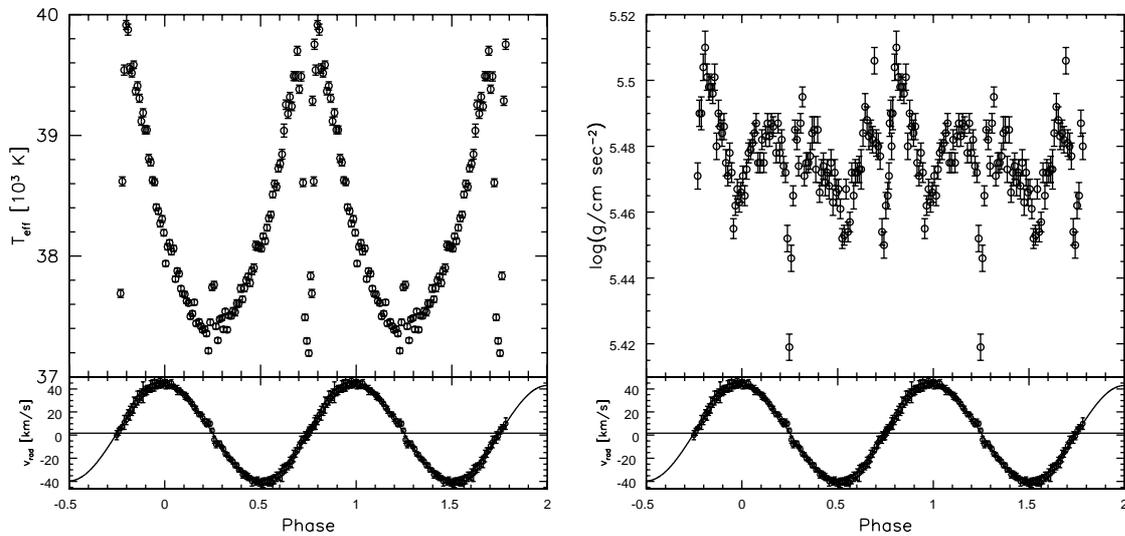


Abbildung 6.9: Verlauf von  $T_{\text{eff}}$  (links) und  $\log g$  (rechts) über eine komplette Periode, bestimmt anhand von LTE-Modellen mit zehnfach solarem Metallgehalt

Zu diesem Zweck wurden zunächst für jedes Einzelspektrum der UVES-Spektren die atmosphärischen Parameter bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.9 zu sehen. Es ist eine deutliche Variation der Atmosphärenparameter mit der Phase erkennbar, was für die weitere Betrachtung des Systems von großer Wichtigkeit ist. So

<sup>1</sup>Mode identification results obtained with the software package FAMIAS developed in the framework of the FP6 European Coordination Action HELAS (<http://www.helas-eu.org/>)

scheint sich die Effektivtemperatur  $T_{\text{eff}}$  um  $\sim 3000$  K zu ändern, während die Oberflächenbeschleunigung  $\log g$  um  $\sim 0.1$  schwankt. Wie sind aber nun diese Schwankungen zu erklären?

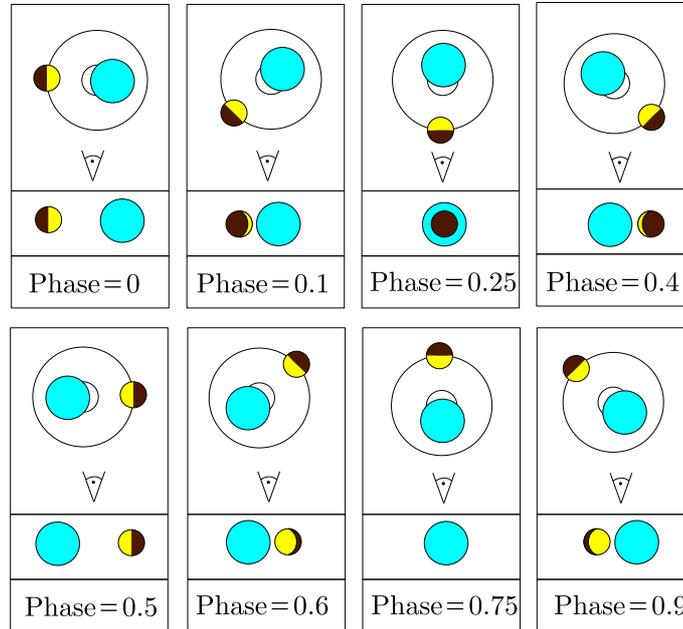


Abbildung 6.10: Reflexionseffekt während eines kompletten Umlaufs. Oben: Draufsicht. Unten: Vorderansicht

Steigt der Reflexionseffekt, so ist im Spektrum mehr kontaminierende Kontinuumsstrahlung des Begleiters enthalten (s. Abb. 6.10). Dies führt dazu, daß die Tiefe der Balmerlinien abnimmt. Der Fit wird dadurch dahingehend beeinflusst, daß die Effektivtemperatur höher wird. Genau dies beobachten wir auch in Abb. 6.9. Von  $\varphi = 0$  bis  $\varphi = 0.25$  nimmt der Reflexionseffekt stetig ab, so auch die Temperatur. Für  $0.25 \leq \varphi \lesssim 0.75$  steigt wiederum der Reflexionseffekt an, was auch einen Anstieg der Effektivtemperatur nach sich zieht. Für  $\varphi \approx 0.75$  wird der Begleiter vollständig von dem Primärstern bedeckt. Der Reflexionseffekt verschwindet also schlagartig und somit bricht auch das gemessene  $T_{\text{eff}}$  in diesem Bereich ein, bevor der Begleiter wieder mit maximalem Reflexionseffekt erscheint und die Temperatur somit wieder sprunghaft ansteigt, um dann bis zu  $\varphi = 0.25$  wieder zu fallen.

Die Änderung der Oberflächenbeschleunigung ist ebenfalls durch den Reflexionseffekt erklärbar. Ist im Spektrum ein großer Fremdanteil des Kontinuums vorhanden, so führt dies, wie erwähnt, wegen der geringeren Linientiefe zu einer Änderung des Fitergebnisses in der Effektivtemperatur. Damit auch die Linienflügel reproduziert werden können, muß sich auch die Schwerebeschleunigung entsprechend anpassen.

Wie bereits mehrfach erwähnt bereitet die Analyse der He II  $\lambda 4686\text{\AA}$ -Linie Probleme. Dies ist in Abb. 6.11 illustriert, indem wir non-LTE Linienprofile für die Parameter  $T_{\text{eff}}$  und  $\log g$  aus Rauch (2000) und Fleig et al. (2008) mit dem beobachteten Profil vergleichen. Die Rotationsgeschwindigkeit wurde zu  $v_{\text{rot}} \sin i = 30 \text{ km s}^{-1}$  gewählt (s. Kap. 6.3.3).

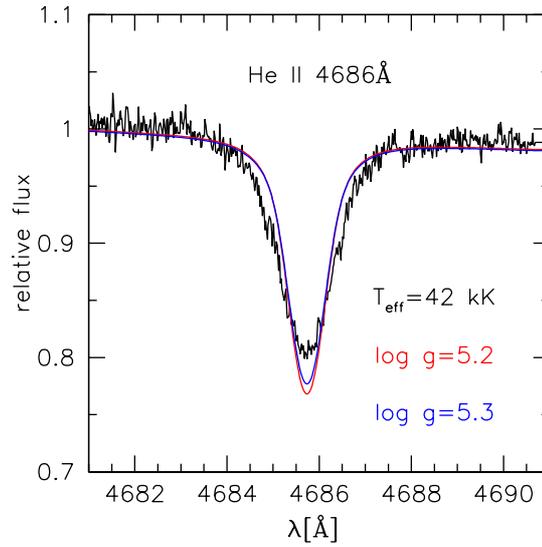


Abbildung 6.11: Vergleich der beobachteten Spektrallinie He II  $\lambda$  4686Å mit synthetischen Profilen, die berechnet wurden für  $v_{\text{rot}} \sin i \stackrel{\text{fix}}{=} 30 \text{ km s}^{-1}$

Man sieht, daß die gemessene He II  $\lambda$  4686 Å-Linie nicht mit den Modellen übereinstimmt. Die Modelle ergeben eine schärfere Linie als beobachtet. Diese Diskrepanz kann verkleinert werden, indem man die Rotationsgeschwindigkeit erhöht (vgl. Rauch & Werner, 2003,  $v_{\text{rot}} \sin i = 47 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$ ), was allerdings nicht mit dem Metalllinienfit der Rotationsgeschwindigkeit in Einklang ist. Die Verbreiterung dieser Linie muß demnach eine andere Ursache als die Rotation haben.

### 6.3.5 Atmosphärische Parameter

In Abb. 6.9 wird deutlich, daß die atmosphärischen Parameter nur aus den Spektren bestimmt werden dürfen, bei denen der Reflexionseffekt keine Rolle spielt. Zu diesem Zweck haben wir nun die vier Einzelspektren, bei denen der Begleiter vollständig bedeckt ist ( $\varphi \approx 0.75$ ), koaddiert und den Fit mit zehnfacher solarer Metallizität durchgeführt. Da der Linienkern von  $H_{\beta}$  von einer Emission überlagert ist, blieb er für die Fits unberücksichtigt. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.12 und Tabelle 6.3 zusammengefaßt; zusammen mit den Ergebnissen der Fits aller koaddierten Spektren sowie des non-LTE Gitters mit solarer Metallizität.

Tabelle 6.3: Ergebnisse des quantitativen Spektralanalyse für AA Dor mit  $v_{\text{rot}} \sin i \stackrel{\text{fix}}{=} 30 \text{ km s}^{-1}$

Fit Nr.	Spektren	$z$	$T_{\text{eff}}$ [K]	$\log g$
1	alle	$z_{\odot}$	$40\,500 \pm 500$	$5.38 \pm 0.05$
2	alle	$10z_{\odot}$	$39\,700 \pm 500$	$5.50 \pm 0.05$
3	Bedeckung	$z_{\odot}$	$39\,200 \pm 500$	$5.44 \pm 0.05$
<b>4</b>	<b>Bedeckung</b>	<b><math>10z_{\odot}</math></b>	<b><math>37\,800 \pm 500</math></b>	<b><math>5.51 \pm 0.05</math></b>

Das LTE-Gitter umfasst einen Bereich in  $T_{\text{eff}}$  von 35 000–40 000 K ( $\Delta T_{\text{eff}} = 2500$  K) und in  $\log g$  von 5–6.25 dex ( $\Delta \log g = 0.25$  dex). Das non-LTE-Gitter hingegen von 32 000–48 000 K ( $\Delta T_{\text{eff}} = 2000$  K) und 4.8–6.4 dex ( $\Delta \log g = 0.2$  dex).

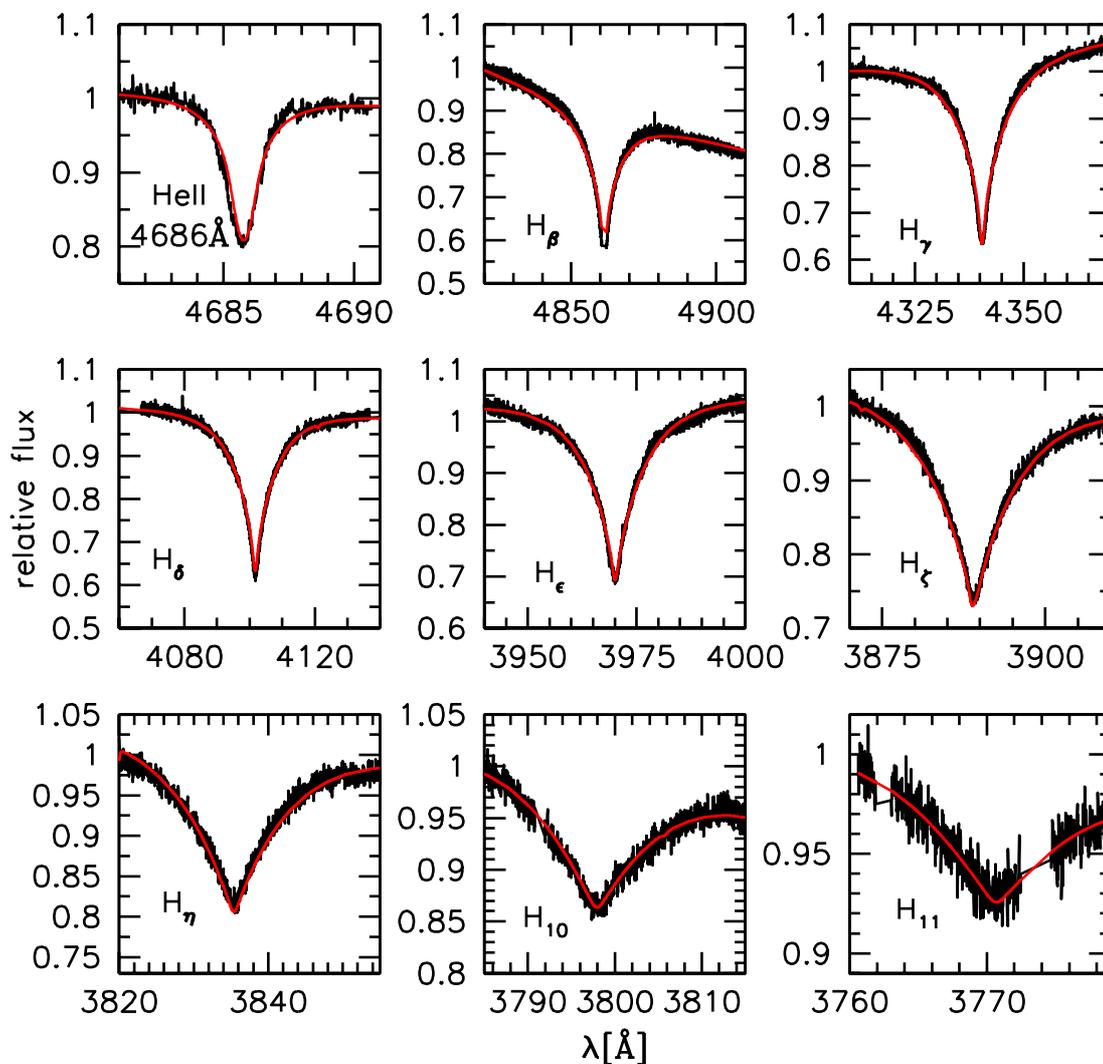


Abbildung 6.12: Quantitative Spektralanalyse für AA Dor (zehnfach solare Metallizität) während der Bedeckung des Begleiters

Prinzipiell fällt auf, daß zum einen die Effektivtemperatur  $T_{\text{eff}}$  sehr empfindlich darauf reagiert, mit welchen synthetischen Spektren die Analyse durchgeführt wird. Sowohl der Reflexionseffekt als auch die erhöhte Metallizität scheinen hier eine große Rolle zu spielen. Vergleicht man Fit 1 mit Fit 3, so fällt auf, daß die Bedeckung einen Temperaturabfall von etwa 1300 K hervorruft. Vergleicht man hingegen Fit 1 mit Fit 2, so stellt man einen Abfall von ca. 800 K fest, was auf das Metall-Linienblanketing zurückzuführen ist. Beide Effekte sind in derselben Größenordnung, wobei der Reflexionseffekt einen etwas höheren Anteil zum Temperaturabfall beiträgt.

Besonders wichtig ist das Verhalten der Schwerebeschleunigung. Sie scheint stär-

ker durch das Linienblanketing als durch den Reflexionseffekt beeinflusst zu werden. Alle Resultate sind deutlich größer als der Wert von Rauch (2000)  $\log g = 5.21$ . Daher wollen wir die Analysestrategie von Rauch (2000) näher betrachten. Die damals für den Fit benutzten CASPEC- und EMMI-Spektren haben eine schlechtere Qualität als die UVES-Spektren unseres Fits. Außerdem konnte Rauch (2000) für den  $\log g$ -Fit nur die drei Linien  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$  und  $H_\epsilon$  benutzen. Benutzen wir bei unserem Fit nur diese drei Linien, stellen wir ebenfalls eine systematische Abweichung der Schwerebeschleunigung um  $\sim 0.1$  dex zu niedrigeren Werten fest.

Für den Fit der Effektivtemperatur konnte sogar nur die  $H_\epsilon$ -Linie benutzt werden. Der daraus resultierende Wert von  $T_{\text{eff}} = 42\,000$  K wurde mit Hilfe von H+He Modellen verifiziert, bei denen Effektivtemperatur und Oberflächenbeschleunigung konstant gehalten wurden. Die dazu benutzten Linien waren He I  $\lambda\lambda$  4471, 5876Å und He II  $\lambda\lambda$  1640, 4686Å, wobei He I  $\lambda$  4471Å so gut wie nicht nachweisbar war. He II  $\lambda$  1640Å ist wegen des großen Spiels im Kontinuum auch nicht sonderlich gut geeignet. Es bleiben nur noch He I  $\lambda$  5876Å und He II  $\lambda$  4686Å übrig, die aufgrund unterschiedlicher Kontinua wegen des Metall-Linienblanketings auch zu Problemen bei der Parameterbestimmung führen.

Wir sehen in Abb. 6.12 für Modelle zehnfacher solarer Metallizität und koadierten Spektren aus der Bedeckungsphase, daß die Fits sowohl die Balmerlinien als auch die bisher problematische He II  $\lambda$  4686Å alle gleichzeitig bei konsistenter Rotationsgeschwindigkeit nahezu perfekt wiedergeben.

### 6.3.6 Der spektrale Flußverlauf

Eine direkte Konsequenz des Metall-Linienblanketings ist die Verlagerung von spektralem Fluß vom Ultravioletten in den roten Bereich. Möglicherweise lässt sich die bisherige Unterschätzung des Metall-Linienblanketings durch einen Vergleich der theoretischen Flüsse für solare und 10-fach solare Metallizität mit den Beobachtungen verifizieren.

Die dazu benötigten IUE-Spektren im UV wurden vom „Multimission Archive at STScI“ heruntergeladen. Die Helligkeiten im optischen und jenseits davon erhielten wir von der Vizier Datenbank und sind in Tabelle 6.4 zusammengefaßt.

Tabelle 6.4: Helligkeiten von AA Dor in verschiedenen Filtern

	$\lambda$ [Å]	$m_\lambda$	aus
<i>U</i>	3600	$9.744 \pm 0.004$	Mermilliod (1991)
<i>B</i>	4400	$10.852 \pm 0.004$	Mermilliod (1991)
<i>V</i>	5500	11.13	Mermilliod (1991)
<i>R</i>	6400	11.1	DENIS
<i>I</i>	7900	11.391	DENIS
<i>J</i>	12510	$11.795 \pm 0.028$	2MASS
<i>H</i>	16280	$11.965 \pm 0.029$	2MASS
<i>K</i>	22030	$12.046 \pm 0.029$	2MASS

Üblicherweise läßt sich die interstellare Rötung anhand der Karten von Schlegel,

Finkbeiner & Davis (1998) bestimmen. Im Falle AA Dor ist dies nicht möglich, da der Stern vor der Großen Magellanschen Wolke (LMC) steht. Die Vordergrundextinktion zur LMC ist jedoch vernachlässigbar. Die beobachtete spektrale Flußverteilung wurde mit einer synthetischen verglichen. Dazu mussten zunächst einmal die Modellspektren auf die experimentellen Daten normiert werden. Dies wurde mit dem Meßpunkt bei  $\lambda = 4400\text{\AA}$  ( $B$ -Filter) gemacht. Das Ergebnis ist in Abb. 6.13 zu sehen. Als Ordinate wurde nicht nur der Fluß, sondern  $F \cdot \lambda^3$  gewählt, um einen flacheren Verlauf zu erzielen.

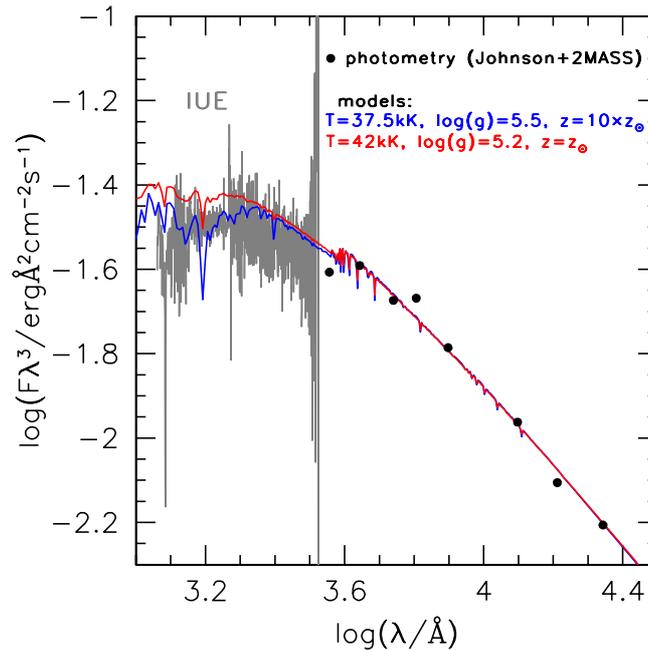


Abbildung 6.13: Spektrale Flußverteilung von AA Dor im Vergleich zu zwei synthetischen Modellen ( $E(B - V) = 0$ )

Die Unterschiede der Modelle sind in Abb. 6.13 deutlich erkennbar. Jedoch ist die Datenqualität nicht ausreichend, um eine Aussage treffen zu können, zu welchem Modell sie besser passen.

Ein weiteres Problem sind die Bedeckungen von AA Dor. Ob die vorliegenden Daten während einer Bedeckung aufgenommen wurden oder nicht, spielt natürlich für den Fluß eine große Rolle. Informationen darüber liegen allerdings nicht vor.

Als Ergebnis bleibt festzuhalten, daß die Analyse der spektralen Flußverteilung von AA Doradus nicht aussagekräftig ist.

## 6.4 Systemparameter und Massen

Mit Hilfe der Formeln 4.5, 4.7 und 4.8 lassen sich die unbekannt Parameter des Systems berechnen. Hierzu brauchen wir die Werte für  $K_{\text{prim}}$  und  $P$ , die wir aus dem Sinusfit an die Radialgeschwindigkeitskurve gewonnen haben. Darüber hinaus benötigen wir noch die Inklination und relativen Radien des Systems. Diese Werte können aus Hilditch et al. (2003) übernommen werden. Eine weitere Größe, die

benötigt wird, ist die Geschwindigkeitsamplitude des Begleiters  $K_{\text{sec}}$ . Um diese zu erhalten, knüpfen wir an die Arbeit von Vučković et al. (2008) an, die eine Untergrenze für diesen Wert gefunden haben.

Aus diesem Minimum für  $K_{\text{sec}}$  lässt sich der Wert des Bahnradius des äußersten Randes berechnen, der sich zu  $a_{\text{sec}} - R_{\text{sec}}$  ergibt.  $R_{\text{sec}}$  entnehmen wir der Arbeit von Rauch (2000). Mittels  $v = U/P$  ( $U$ : Umfang der Orbits) kann der Wert für die Radialgeschwindigkeit in der Mitte des Begleiters, also den maximal möglichen Wert für das tatsächliche  $K_{\text{sec}}$  abgeschätzt werden. Dieser ergibt sich zu  $K_{\text{sec}} = 250 \text{ km s}^{-1}$ . Aus diesen Unter- und Obergrenzen für die Radialgeschwindigkeitsamplitude des Begleiters folgt der tatsächliche Wert  $K_{\text{sec}} = 240 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ .

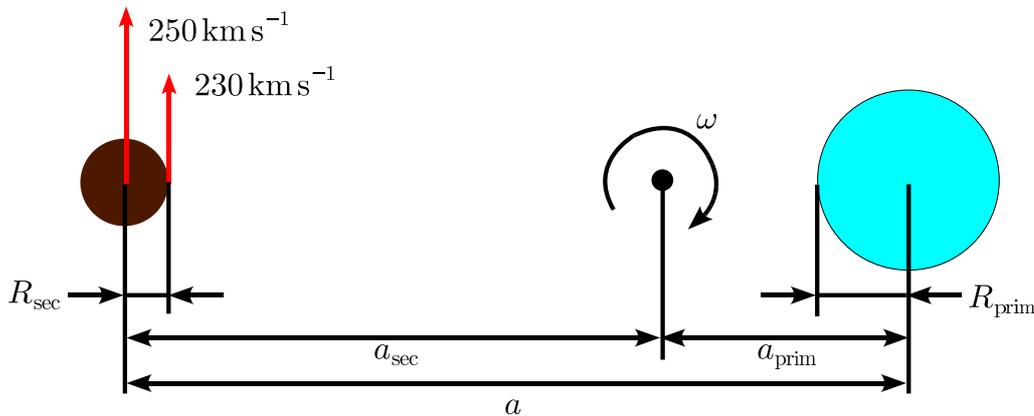


Abbildung 6.14: Bestimmung der Radialgeschwindigkeit des Begleiters

Allerdings hat diese Vorgehensweise drei Schwachpunkte:

- Der in dieser Rechnung ermittelte Sekundärradius wird von dem aus Rauch (2000) abweichen.
- Durch die intensive Bestrahlung wird sich die auf ca. 20 000 K aufgeheizte Atmosphäre der Sekundärkomponente ausdehnen. Dies hätte zur Folge, daß die Form des Begleiters von einer Kugel abweicht.
- Die Unsicherheit der Untergrenze für  $K_{\text{sec}}$  beträgt etwa  $10 \text{ km s}^{-1}$  (Vučković & Østensen, priv. Komm.)

Aus diesen Gründen sollte für  $K_{\text{sec}}$  ein etwas weniger optimistischer Fehler angenommen werden. Daher wird für alle weiteren Berechnungen in dieser Arbeit  $K_{\text{sec}} = 240 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$  verwendet werden.

Es gibt nun wie in Kap. 4 beschrieben einen zweiten Weg, die Primärmasse zu bestimmen, nämlich über die Massenfunktion 4.4. Das Ergebnis  $M_{\text{prim}}^{f(m)}$  bestätigt den über die Oberflächenbeschleunigung bestimmten Wert der Primärmasse  $M_{\text{prim}}^{\log g}$ , da er innerhalb von dessen Fehlergrenzen liegt. Zur Bestimmung der Sekundärmasse wird also dieser Wert  $M_{\text{prim}}^{f(m)}$  benutzt. Alle in dieser Arbeit bestimmten und übernommenen Werte sind in Tabelle 6.5 zusammengefasst.

Tabelle 6.5: Parameter von AA Dor, ohne Quellenangabe bedeutet diese Arbeit

Parameter		Quelle
$P$	$0.2614 \pm 0.0002$ d	
$K_{\text{prim}}$	$40.15 \pm 0.11$ km s $^{-1}$	
$K_{\text{sec}}$	$240 \pm 20$ km s $^{-1}$	Vučković et al. (2008) und eigene Überlegungen
$\gamma$	$1.57 \pm 0.09$ km s $^{-1}$	
$\epsilon$	$0.020^{+0.003}_{-0.004}$	
$\Omega$	$291^{+7}_{-11}$ °	
$\bar{r}_{\text{prim}}$	$0.1419 \pm 0.0005$	Hilditch et al. (2003)
$\bar{r}_{\text{sec}}$	$0.0764 \pm 0.0003$	Hilditch et al. (2003)
$i$	$89.21^\circ \pm 0.30^\circ$	Hilditch et al. (2003)
$v_{\text{rot}} \sin i$	$30 \pm 5$ km s $^{-1}$	
$T_{\text{eff}}$	$37\,800 \pm 500$ K	
$\log g$	$5.51 \pm 0.05$	
$a$	$1.447 \pm 0.105$ R $_{\odot}$	Formel 4.8
$R_{\text{prim}}$	$0.205 \pm 0.016$ R $_{\odot}$	Formel 4.1
$R_{\text{sec}}$	$0.111 \pm 0.009$ R $_{\odot}$	Formel 4.1
$M_{\text{prim}}^{\log g}$	$0.496^{+0.151}_{-0.116}$ M $_{\odot}$	Formel 4.7
$M_{\text{prim}}^{f(m)}$	$0.510^{+0.125}_{-0.108}$ M $_{\odot}$	Formel 4.6
$M_{\text{sec}}$	$0.085^{+0.031}_{-0.023}$ M $_{\odot}$	Formel 4.5

## 6.5 Diskussion

### 6.5.1 Masse des Primärsterns

Wir wollen überprüfen, ob die Primärmasse  $M_{\text{prim}} = 0.510^{+0.125}_{-0.108}$  M $_{\odot}$  mit den vorgeschlagenen Entwicklungswegen im Einklang ist. Dazu tragen wir in Abb. 6.15 analog zu Abb. 6.1 die neue Position von AA Dor in zwei  $\log g$ - $T_{\text{eff}}$ -Diagramme, wobei einerseits die Evolutionswege von post-EHB- und andererseits die von post-RGB-Sternen nach Dorman, Rood & O'Connell (1993) und Driebe et al. (1998) mit eingezeichnet sind.

Das Ergebnis unserer Massenbestimmung passt offenbar eher zu den Evolutionswegen der Post-EHBs.

### 6.5.2 Masse des Begleiters

Eine der spannendsten Fragen dieser Analyse ist die Frage nach der Natur des Begleiterobjekts, die in erster Linie von dessen Masse abhängt, die hier zu  $M_{\text{sec}} = 0.085^{+0.031}_{-0.023}$  M $_{\odot}$  bestimmt wurde. Chabrier & Baraffe (1997) haben in ihrer Arbeit über die Entwicklung von massearmen Sternen gezeigt, daß sich die Grenzmasse zwischen Braunen Zwergen und späten M Sternen im Bereich  $0.075 - 0.085$  M $_{\odot}$  befindet. Zwar liegt unser  $M_{\text{sec}}$  an der Obergrenze dieses Bereichs, jedoch kann man aufgrund des Fehlers für  $M_{\text{sec}}$  den Begleiter nach wie vor nicht eindeutig klassifizieren.

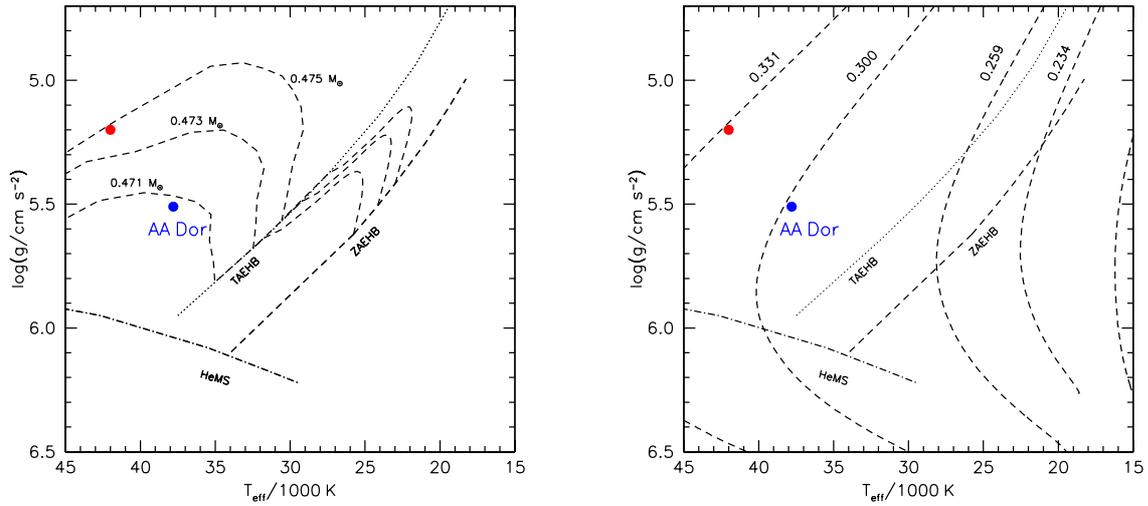


Abbildung 6.15: Neue Position (blau) von AA Dor im  $\log g$ - $T_{\text{eff}}$ -Diagramm sowie alte Position (rot, nach Rauch, 2000) im Vergleich mit Evolutionswegen. links: Post-EHB. rechts: post-RGB

### 6.5.3 Ist AA Dor synchronisiert?

Im Gegensatz zu anderen Arbeiten (z.B. Rucinski, 2009) haben wir keinen Gebrauch von der Annahme gemacht, daß AA Dor synchronisiert sei. Allerdings kann dies anhand unserer Ergebnisse überprüft werden. So können wir mit Hilfe des Radius  $R_{\text{prim}} = 0.205 \pm 0.016 R_{\odot}$  und der Periode  $P = 0.2614 \pm 0.0002$  d den Wert  $v_{\text{rot}} = U/P$ , wenn das System synchron wäre, bestimmen.  $U = 2\pi R_{\text{prim}}$  bezeichnet den Umfang des Sterns. Man bekommt also mittels Formel 4.10 das Ergebnis  $v_{\text{rot}} = 39.7 \pm 3.0 \text{ km s}^{-1}$ . Bei Vergleich dieses Wertes mit der gemessenen Rotationsgeschwindigkeit  $v_{\text{rot}} \sin i = 30 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$  ( $\sin i = 0.9999$ ) wird erkennbar, daß das System wahrscheinlich nicht synchron ist. Dies erklärt die Diskrepanz zwischen unseren Ergebnissen und denen von Rucinski (2009).

Bei einigen Systemen wurde bereits Synchronisation direkt nachgewiesen. So zeigte z. B. Geier et al. (2008), daß das sdB Doppelsternsystem PG 0101+039 mit einer Periode von  $P = 0.567$  d synchronisiert ist. Dabei wurde unter Annahme ellipsoidaler Verformung und Synchronisation eine theoretische Lichtkurve vorhergesagt, die von den Beobachtungen bestätigt wurde. Einen weiteren Nachweis zur Synchronisation eines sdB-Doppelsternsystems gelang van Grootel et al. (2008). In dieser Arbeit wurde die Rotationsgeschwindigkeit des pulsierenden sdB-Systems Feige 48 ( $P = 0.38$  d) mittels einer Analyse nicht-radialer Pulsationen bestimmt.

AA Dor hat mit  $P \sim 0.26$  d eine noch kürzere Periode als diese beiden Beispiele und ist dennoch offenbar nicht synchron. Um dieses Paradoxon zu verstehen muß man die Theorien der Synchronisation (s. Kap. 3.5.1) zu Rate ziehen. So sind die Synchronisationszeitskalen zwar nach Tassoul & Tassoul (1992) proportional zu  $P^{2.75}$ , allerdings geht zusätzlich das reziproke Massenverhältnis mit ein. Dies ist bei AA Dor etwa 7-9 mal so klein wie bei PG 0101+039 und Feige 48. Die Zeitskala zur Synchronisation ist daher bei AA Dor deutlich länger als bei den beiden anderen Beispielen, sodaß AA Dor noch nicht synchronisiert wurde.

# Kapitel 7

## Der Röntgendoppelstern HD 49798

### 7.1 Bisherige Arbeiten zu HD 49798

Feast, Thackeray & Wesselink (1957) fanden erstmals eine Variabilität in der Radialgeschwindigkeit bei HD 49798 und klassifizierten den Stern als O6 Typ. Eine Analyse der Radialgeschwindigkeitskurve wurde von Thackeray (1970) durchgeführt, wobei eine Periode von 1.5477 d gefunden wurde. Stickland & Lloyd (1994) verbesserten die Radialgeschwindigkeitskurve anhand von UV-Spektren.

Eine non-LTE Analyse des Spektrums wurde von Kudritzki & Simon (1978) durchgeführt. Die Ergebnisse waren  $T_{\text{eff}} = 47\,500 \pm 2000 \text{ K}$ ,  $\log g = 4.25 \pm 0.2$ ,  $y = 50_{-7}^{+10} \%$  und  $v_{\text{rot}} \sin i = 45 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$ . Unter Annahme gebundener Rotation konnte man die Massen zu  $M_{\text{sdO}} = 1.75 \pm 1.00 M_{\odot}$  und  $M_{\text{X}} \geq 0.8 M_{\odot}$  bestimmen. Der große Fehler wird durch die hohe Unsicherheit in der Schwerebeschleunigung verursacht.

Eine gute Möglichkeit, etwas über die Natur des Begleiters zu erfahren, ist die Tatsache, daß HD 49798 auch eine weiche Röntgenquelle ist. Bisher konnte bei keinem anderen heißen Unterzwerg Röntgenstrahlung detektiert werden. Hamann et al. (1981) zeigten, daß HD 49798 eine hohe Massenverlustrate durch den Sternwind besitzt. Die Röntgenstrahlung entsteht bei der Akkretion von Materie aus diesem Sternwind auf den Begleiter. Um die Natur des Begleiters entwickelte sich in der Literatur eine Kontroverse. So schlossen etwa Bisscheroux et al. (1997) aus dem Röntgenspektrum, daß der Begleiter ein massereicher Weißer Zwerg sein müsste, hingegen vermuteten Israel et al. (1997) eher einen Neutronenstern als Begleiter.

In einer aktuellen Arbeit fanden Mereghetti et al. (2009) Bedeckungen im Röntgenlicht von HD 49798. Aus dieser Lichtkurve und aus dem in Kudritzki & Simon (1978) abgeschätzten Radius kann man die Inklination berechnen, die sich zu  $79^{\circ} \leq i \leq 84^{\circ}$  ergibt. Bei Kenntnis beider Massenfunktionen  $f_{\text{opt}}(m)$  (aus Kudritzki & Simon, 1978) und  $f_{\text{X}}(m)$  (aus dem Röntgenlicht) ist das System also lösbar. Die Massen des Systems wurden demnach zu

$$\begin{aligned} M_{\text{sdO}} &= 1.50 \pm 0.05 M_{\odot} \text{ und} \\ M_{\text{X}} &= 1.28 \pm 0.05 M_{\odot} \end{aligned}$$

bestimmt. Selbst unter Annahme des Extremfalles  $i = 90^\circ$  ergäbe dies noch eine Begleitermasse von  $1.2 M_\odot$ . Folglich ist der Begleiter von HD 49798 einer der massereichsten bekannten Weißen Zwerge überhaupt.

## 7.2 Motivation

Aufgrund der Tatsache, daß HD 49798 mit  $m_v = 8.3$  der hellste heiße Unterzweig ist, wurde es in den verschiedensten Beobachtungsprogrammen als Standardobjekt verwendet. Die entsprechenden optischen Spektren sind im ESO-Archiv der Öffentlichkeit zugänglich und werden in dieser Arbeit dazu verwendet, einerseits die Radialgeschwindigkeitskurve neu zu bestimmen und andererseits die atmosphärischen Parameter durch eine erneute quantitative Spektralanalyse zu verbessern. Die größte Unsicherheit in den bisherigen Arbeiten ist die Bestimmung des Radius des sdO-Sterns (vgl. Kudritzki & Simon, 1978). Diese wirkt sich auf die Genauigkeit der Inklination aus. Das Ziel unserer Untersuchung muß es also sein, die Inklination genau zu bestimmen.

## 7.3 Datenreduktion

Etwa 75 UVES-Einzelspektren aus den Jahren 2001 und 2002 erwiesen sich als brauchbare Quellen zur Bestimmung der Radialgeschwindigkeit. Die vorliegenden Spektren wurden mit der aktuellen Version der vollautomatischen UVES-Reduktionspipeline reduziert und umfassten die verschiedensten Wellenlängenbereiche im Optischen und darüber hinaus: Von  $3300 \text{ \AA}$  bis hin zu  $10\,000 \text{ \AA}$ . Mit demselben Setup aufgenommene Spektren wurden zudem koaddiert und daraus die atmosphärischen Parameter durch quantitative Spektralanalyse bestimmt.

## 7.4 Die Radialgeschwindigkeitskurve

Zur Bestimmung der Radialgeschwindigkeiten der Einzelspektren war es aufgrund der unterschiedlichen Wellenlängenbereiche nicht möglich, stets denselben Satz an Linien für den Fit zu benutzen. Stattdessen wurden für jedes Spektrum separat die am besten geeigneten Linien ermittelt. Dies waren in den meisten Fällen Linien von neutralem und einfach ionisiertem Helium, aber auch mehrfach ionisierte Metalle wie etwa Stickstoff, Sauerstoff, Schwefel oder Silizium. Die Ergebnisse sind im Anhang in Tabelle A.1 zu finden. Für den Fit wurden außerdem die Radialgeschwindigkeitswerte von Thackeray (1970) und Stickland & Lloyd (1994) mit verwendet. Die Ergebnisse sind in Abb. 7.1 dargestellt. Die Parameter der Radialgeschwindigkeitskurve ergeben sich zu  $P = 1.547665 \pm 0.000025 \text{ d}$ ,  $\gamma = 21.0 \pm 0.6 \text{ km s}^{-1}$  und  $K_{\text{sdO}} = 118.1 \pm 0.9 \text{ km s}^{-1}$ .

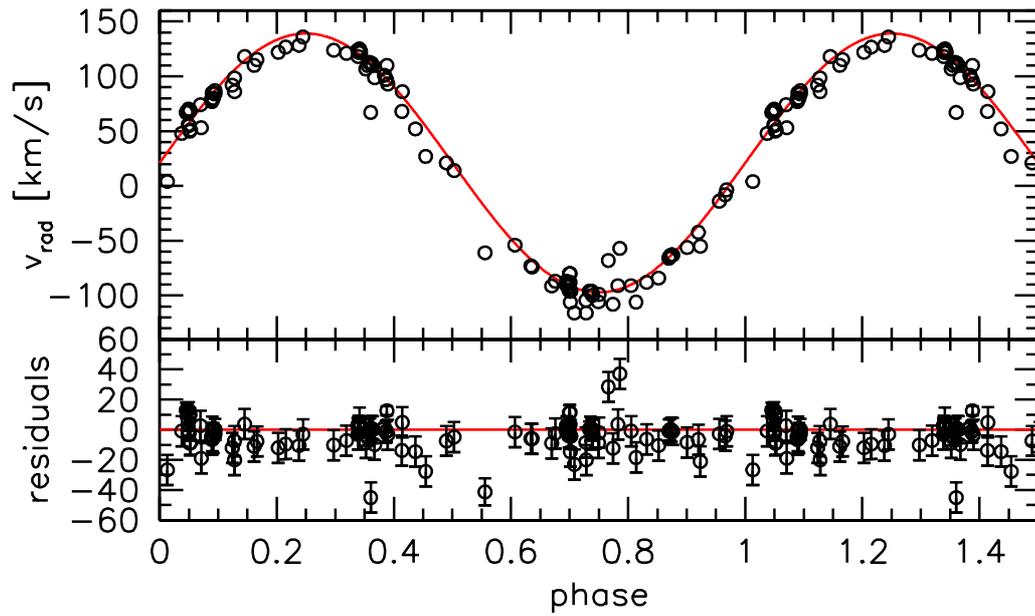


Abbildung 7.1: Radialgeschwindigkeitsfit von HD 49798. Unsere Werte zusammen mit denen aus Thackeray (1970) und Stickland & Lloyd (1994)

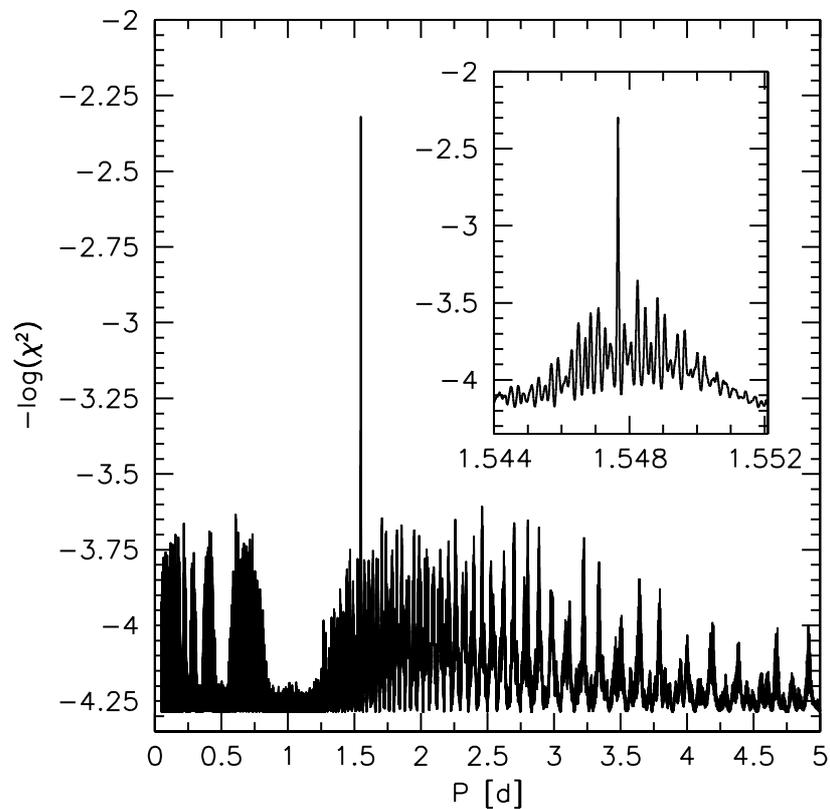


Abbildung 7.2: Powerspektrum des Periodenfits

## 7.5 Quantitative Spektralanalyse und atmosphärische Parameter

Die quantitative Spektralanalyse wurde von N. Przybilla durchgeführt, wobei neben Effektivtemperatur, Schwerebeschleunigung, Heliumhäufigkeit und projizierter Rotationsgeschwindigkeit auch die Mikro- und Makroturbulenzen  $\xi$  und  $\zeta$  mit berücksichtigt wurden. Die Ergebnisse sind in den Abb. A.1 und A.2 dargestellt. Der Atmosphärenfit wurde mit zwei verschiedenen non-LTE-Modellgittern durchgeführt. Der Unterschied dieser Gitter liegt in der Berücksichtigung des Sternwindes. Während die mit ATLAS9 (Kurucz, 1993) und Detail/Surface (Giddings, 1981; Butler & Giddings, 1985) berechneten Gitter (kurz: ADS-Gitter) den Wind außen vor lassen, wird dieser von den Fastwind-Gittern (Puls et al., 2005) mit berücksichtigt (kurz: FW-Gitter). Dazu ist die Massenverlustrate  $\dot{M}$  von  $10^{-9.3}$  bis  $10^{-8.0} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  aus Hamann et al. (1981) nötig. Welches Gitter benutzt wird, hat auf die Ergebnisse keinen Einfluß. Unterschiede sind lediglich in der Reproduzierbarkeit der Linien festzustellen. Die Ergebnisse der quantitativen Spektralanalyse betragen, unabhängig davon, welches der beiden Gitter benutzt wurde,  $T_{\text{eff}} = 46\,500 \pm 500 \text{ K}$ ,  $\log g = 4.35 \pm 0.1$ ,  $\log y = -0.30$ ,  $v_{\text{rot}} \sin i = 42 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\xi = 5 \text{ km s}^{-1}$  und  $\zeta = 30 \text{ km s}^{-1}$ .

## 7.6 Die projizierte Rotationsgeschwindigkeit

Die projizierte Rotationsgeschwindigkeit des Primärsterns wurde zunächst simultan mit den atmosphärischen Parametern bestimmt. Das Ergebnis beträgt  $v_{\text{rot}} \sin i = 42 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$ . Alternativ wurde die projizierte Rotationsgeschwindigkeit mit der Fouriermethode bestimmt (s. Kap. 4.3.2). Hierfür wurden vier He I-, eine N III- und eine Ne II-Linie Linien benutzt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.1 dargestellt.

Tabelle 7.1: Ergebnisse des  $v_{\text{rot}}$ -Fits von HD 49798 für verschiedene Linien mit der Fouriermethode

Linie	He I 4120Å	4388Å	4922Å	5015Å	N III 4379Å	Ne II 3397Å
$v_{\text{rot}} \sin i$ [km s <sup>-1</sup> ]	46	45	43	41	32	32

Wir haben dieselben Heliumlinien verwendet wie zur Bestimmung der atmosphärischen Parameter in Kap. 7.5. Die durch die Fouriermethode gewonnenen Resultate bestätigen diese Ergebnisse. Darüber hinaus wurden außerdem bisher für die  $v_{\text{rot}} \sin i$ -Bestimmung zwei noch nicht verwendete Metalllinien benutzt. Die Ergebnisse daraus sind systematisch niedriger als die Ergebnisse der Heliumlinien. Wie ist das zu interpretieren? Vermutlich kommt die Diskrepanz dadurch zustande, daß die Qualität der Metalllinien um ein wesentliches schlechter war als die der Heliumlinien. So war es im Fourierraum auf Grund des Rauschens sehr schwer, die Nullstellen zu erkennen. Wesentlich vertrauenswürdiger war das Fourierspektrum der Heliumlinien, wie beispielsweise in Abb. 7.3 zu erkennen.

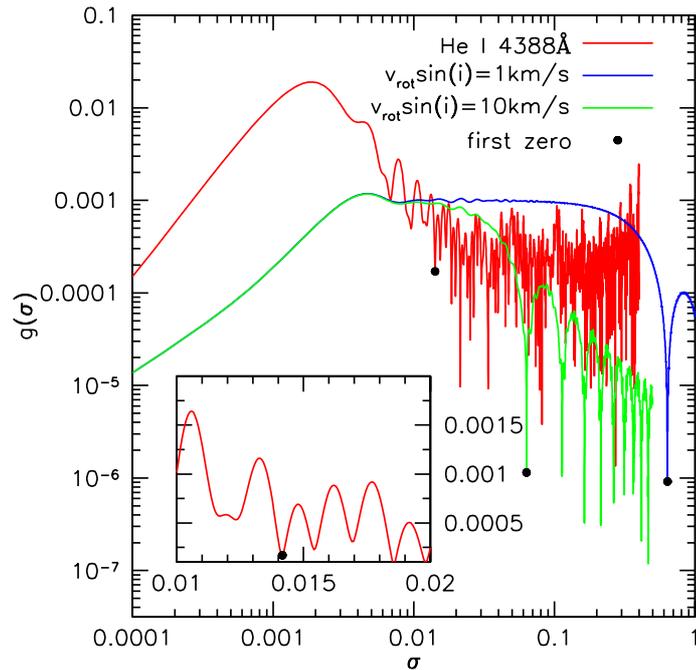


Abbildung 7.3: Fourierspektrum einer rotationsverbreiterten Linie von HD 49798 am Beispiel He I  $\lambda$  4388Å zusammen mit Fourierspektren einer Modelllinie, die synthetisch um  $1 \text{ km s}^{-1}$  und  $10 \text{ km s}^{-1}$  verbreitert wurde.

## 7.7 Systemparameter

Aus den von Mereghetti et al. (2009) gefundenen Bedeckungen lässt sich die Inklination des Systems berechnen. Dazu wird die Beziehung

$$\left(\frac{R_{\text{sdO}}}{a}\right)^2 = \cos^2 i + \sin^2 \Theta \sin^2 i, \quad (7.1)$$

wobei  $\Theta$  den Bedeckungs-Halbwinkel bezeichnet (für den Fall  $i = 90^\circ$ : s. Abb. 7.4), nach der Inklination aufgelöst zu

$$i = \arcsin \left[ \sqrt{\frac{1 - \Lambda^2}{1 - \sin^2 \Theta}} \right] \quad \text{mit} \quad \Lambda := \left(\frac{R_{\text{sdO}}}{a}\right). \quad (7.2)$$

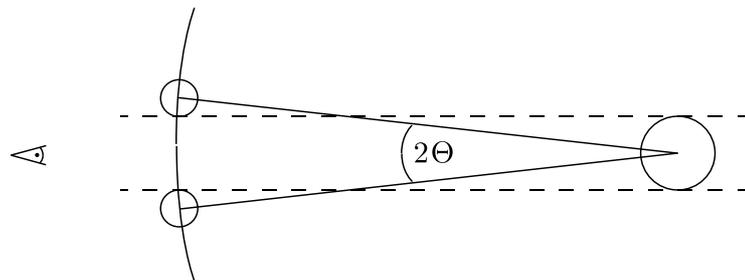


Abbildung 7.4: Definition des Bedeckungs-Halbwinkels für  $i = 90^\circ$

Der Wert für  $\Theta$  ergibt sich zu

$$\Theta = \frac{1}{2} \frac{t_{\text{Ecl}}}{P} \cdot 360^\circ = 6.3^\circ \pm 1.0^\circ, \quad (7.3)$$

wobei  $t_{\text{Ecl}} = 1.3 \pm 0.2$  h (Mereghetti, priv. Komm.) die Bedeckungsdauer bezeichnet. Um  $\Lambda$  zu bestimmen, wird die Separation  $a$  durch Formel 4.8 ersetzt und der Radius  $R_{\text{sdO}}$  unter Annahme gebundener Rotation durch den Ausdruck  $v_{\text{rot}}P/2\pi$  ersetzt. Es ergibt sich

$$\Lambda = \left( \frac{v_{\text{rot}} \sin i}{(1 + 1/q) K_{\text{prim}}} \right). \quad (7.4)$$

Damit Formel 7.2 lösbar ist, muß  $\Lambda \geq \sin \Theta$  gelten. In Abb. 7.5 ist erkennbar, daß dies im Rahmen der Fehlergrenzen für die gemessene projizierte Rotationsgeschwindigkeit  $42 \pm 5$  km s<sup>-1</sup> stets gilt.

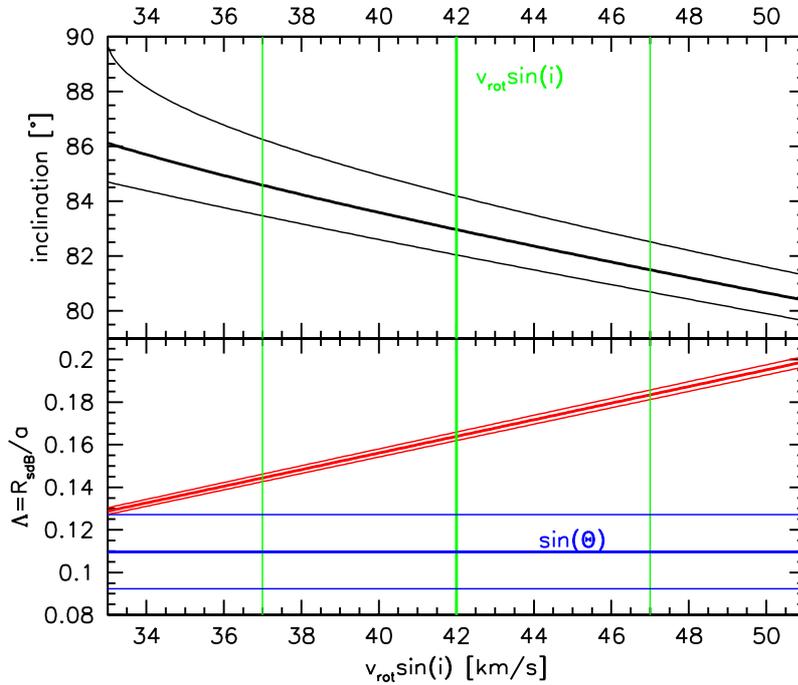


Abbildung 7.5: Unten:  $\Lambda$  vs.  $v_{\text{rot}} \sin i$ . Die blauen Linien markieren den Wertebereich für  $\sin \Theta$ , während der grüne die gemessene projizierte Rotationsgeschwindigkeit repräsentiert. Die Forderung  $\Lambda \geq \sin \Theta$  ist im gemessenen Bereich von  $v_{\text{rot}} \sin i$  stets erfüllt. Oben: Inklination  $i$  vs. projizierte Rotationsgeschwindigkeit  $v_{\text{rot}} \sin i$

Der Bereich, in dem sich die Inklination befinden muß, ist

$$81^\circ \leq i \leq 86^\circ.$$

Mit Hilfe von Formel 4.4 und dem Massenverhältnis  $q = M_2/M_1$  aus Mereghetti et al. (2009) können die Massen des Systems berechnet werden. Die resultierenden Massenbereiche (s. Abb. 7.6) ergeben sich zu

$$\begin{aligned} 1.41 M_\odot &\leq M_{\text{sdO}} \leq 1.54 M_\odot \text{ und} \\ 1.21 M_\odot &\leq M_X \leq 1.32 M_\odot. \end{aligned}$$

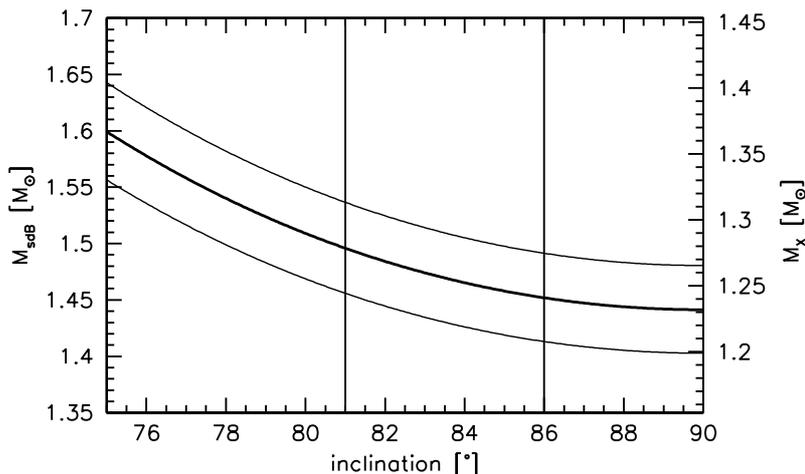


Abbildung 7.6: Die Massen der Systemkomponenten in Abhängigkeit des Inklinationwinkels. Der mögliche Bereich für  $i$  ist durch die senkrechten Linien markiert.

Der Begleiter von HD 49798 ist demnach einer der massereichsten bekannten Weißen Zwerge. Iben & Tutukov (1994) berechneten die weitere Entwicklung eines solchen Systems. Der sdO-Stern wird sich ausdehnen, seine Roche-Fläche ausfüllen und Masse mit einer Rate von  $10^{-6}$  bis  $10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  an den Weißen Zwerg abgeben. Dies könnte die Masse des Weißen Zwerges über die Chandrasekhar-Grenze steigen lassen, was eine Supernova Ia-Explosion zur Folge hätte.

Bisher sind die ADS-Modelle noch nicht auf sdO-Sterne angewendet worden, die viel höhere Temperaturen und Heliumhäufigkeiten aufweisen, als die Sterne der Spektraltypen A und B (incl. sdB-Sterne), die bisher analysiert wurden. Daher ist eine unabhängige Überprüfung der Ergebnisse wünschenswert.

Bei HD 49798 sind wir in der Lage, die Oberflächenbeschleunigung ohne Verwendung quantitativer Spektralanalysen zu bestimmen. Aus den Formeln 4.7, 4.8 und 7.1 ergibt sich die Oberflächenbeschleunigung zu

$$\log g = \log \left[ \frac{400\pi^2 M_{\text{sdO}} G \sin i}{(1 + 1/q)^2 K_{\text{sdO}}^2 P^2 (\cos^2 i + \sin^2 \Theta \sin^2 i)} \right]. \quad (7.5)$$

Die Primärmasse  $M_{\text{sdO}}$  ist eine Funktion der Inklination  $i$ . Die Oberflächenbeschleunigung kann nun in Abhängigkeit der Inklination berechnet werden. Das Resultat ist in Abb. 7.7 gezeigt. Es ist erkennbar, daß die Ergebnisse der quantitativen Spektralanalyse denen der Lichtkurvenlösung nicht widersprechen. Man ist sogar in der Lage, aus der gemessenen Oberflächenbeschleunigung den Bereich für die Inklination weiter eingrenzen zu

$$81^\circ \leq i \leq 85^\circ.$$

Dies hat allerdings auf den Massenbereich des sdOs und des Begleiters nur wenig Einfluß:

$$\begin{aligned} 1.42 M_{\odot} &\leq M_{\text{sdO}} \leq 1.54 M_{\odot} \\ 1.21 M_{\odot} &\leq M_{\text{X}} \leq 1.32 M_{\odot} \end{aligned}$$

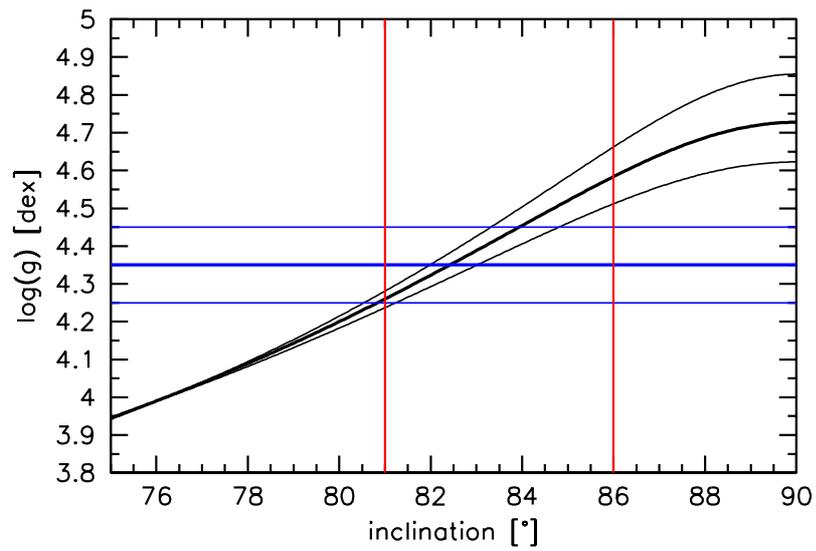


Abbildung 7.7: Oberflächenbeschleunigung vs. Inklination. Die roten Linien begrenzen den in dieser Arbeit bestimmten Bereich für die Inklination. Die blauen Linien zeigen das Ergebnis der quantitativen Spektralanalyse.

# Kapitel 8

## PG 1232-136 - Ein sdB mit massereichem kompakten Begleiter

### 8.1 Bisherige Arbeiten zu PG 1232-136 & Motivation für eine neue Analyse

Green, Schmidt & Liebert (1986) fanden in ihrem Palomar Green Survey von Objekten mit Ultraviolettexzess einige hundert heiße unterleuchtkräftige Sterne, darunter auch das Objekt PG 1232-136. Edelmann et al. (2005) stellten bei 15 hellen heißen Unterzwerge Variabilitäten der Radialgeschwindigkeitskurve mit kurzer Periode fest. Auffallend war vor allem PG 1232-136, der mit knapp  $130 \text{ km s}^{-1}$  eine verhältnismäßig hohe Radialgeschwindigkeitsamplitude zeigt. Die Lösung ist in Abb. 8.1 gezeigt.

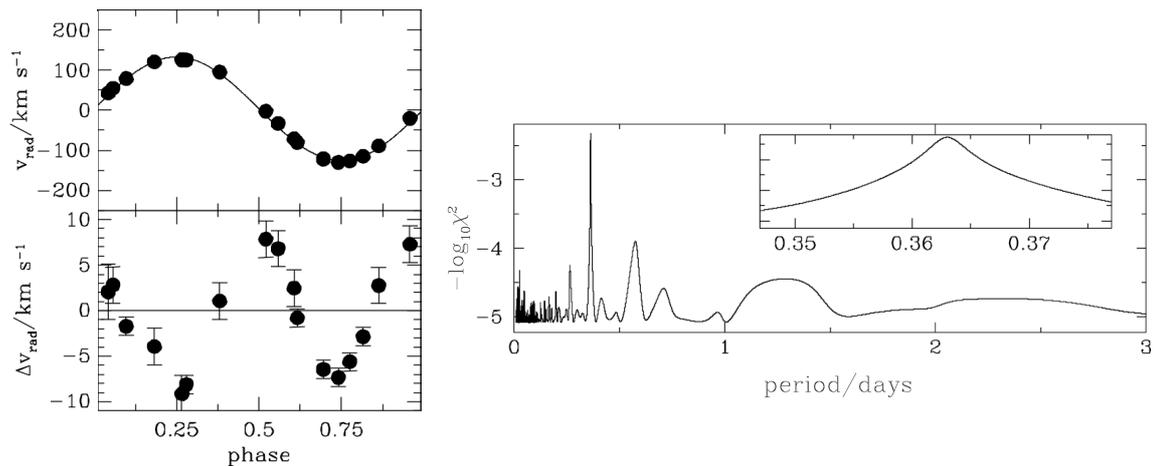


Abbildung 8.1: Anpassung einer Sinuskurve an die Radialgeschwindigkeitskurve (links) mit Powerspektrum (rechts) aus Edelmann et al. (2005) mit Exzentrizität  $\epsilon = 0$

Augenfällig sind die Residuen der Radialgeschwindigkeit. Die Umlaufbahn ist

offensichtlich exzentrisch. In der Tat ergibt sich, wie auch in etwa einem Drittel des gesamten Samples, eine leichte Exzentrizität von  $\epsilon = 0.06$  (Abb. 8.2).

Die Belichtungszeit für diese Spektren war jedoch so groß, daß sie stark durch das Orbital Smearing beeinflusst sind. Für den Atmosphärenfit wurden daher nur die Spektren während der Phase, in der sich die Radialgeschwindigkeit möglichst wenig ändert, benutzt. Die Ergebnisse waren  $T_{\text{eff}} = 27\,500\text{ K}$  und  $\log g = 5.62$  (Edelmann, priv. Komm.).

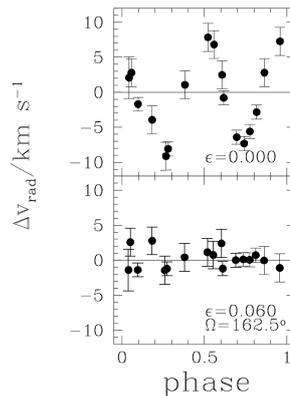


Abbildung 8.2: Residuen der Radialgeschwindigkeitskurve ohne (oben) und mit Exzentrizität (unten) (Edelmann et al., 2005)

## 8.2 Motivation

Geier (2009) fand unter Verwendung der FEROS-Spektren von Edelmann et al. (2005) bei PG 1232-136 eine projizierte Rotationsgeschwindigkeit von nur  $v_{\text{rot}} \sin i = 6.2 \pm 0.8\text{ km s}^{-1}$ . Falls die Rotation von PG 1232-136 gebunden ist, lässt sich die Rotationsgeschwindigkeit aus Orbitalperiode und Sternradius berechnen, was zu einer kleinen Bahnneigung  $i$  führt. Da die Massenfunktion  $f(m) = 0.0818(8)\text{ M}_{\odot}$  (Edelmann et al., 2005) vergleichsweise groß ist, muß der Begleiter sehr massereich sein. Da das Spektrum von PG 1232-136 einzellig ist, handelt es sich bei dem Begleiter um ein unsichtbares Objekt. Es kann also ausgeschlossen werden, daß es sich dabei um einen Hauptreihenstern handelt, da dieser den sdB überstrahlen würde. Da die Begleitermasse die Chandrasekhar-masse übersteigt, kann es auch kein Weißer Zwerg sein, sondern es muß sich entweder um einen Neutronenstern oder um ein Schwarzes Loch handeln. PG 1232-136 wäre der erste sdB-Doppelstern, bei dem der Nachweis eines solchen Objekts gelingen würde.

Die für die damalige Radialgeschwindigkeits- und quantitative Spektralanalyse verwendeten FEROS-Spektren waren durch die relativ lange Belichtungszeit stark verschmiert. Dieser Effekt kann negative Auswirkungen auf die Bestimmung der stellaren Parameter und besonders der projizierten Rotationsgeschwindigkeit haben, die zur Bestimmung der Inklination maßgeblich ist. Darüber hinaus kann auch die gefundene Exzentrizität auf diesen Qualitätsmangel zurückzuführen sein.

Diese Gründe bewogen uns zu einer erneuten Analyse des Systems unter Verwendung neuer, besserer Daten.

### 8.3 Beobachtung und Datenreduktion

Anfang Februar 2009 wurden am VLT im Paranal-Observatorium in drei Nächten jeweils über einen Zeitraum einer knappen Stunde insgesamt 59 hochaufgelöste Spektren des Systems aufgenommen. Die Spektren besitzen eine sehr hohe Auflösung von etwa 80 000 und wurden mit der neuesten UVES-Pipeline reduziert. Die hohe Auflösung wurde durch die Wahl eines sehr engen Spalts von  $0.5''$  erreicht. Der Effekt des Smearings ist hier aufgrund der gegenüber der Orbitalperiode kurzen Belichtungszeit von 120 s vernachlässigbar.

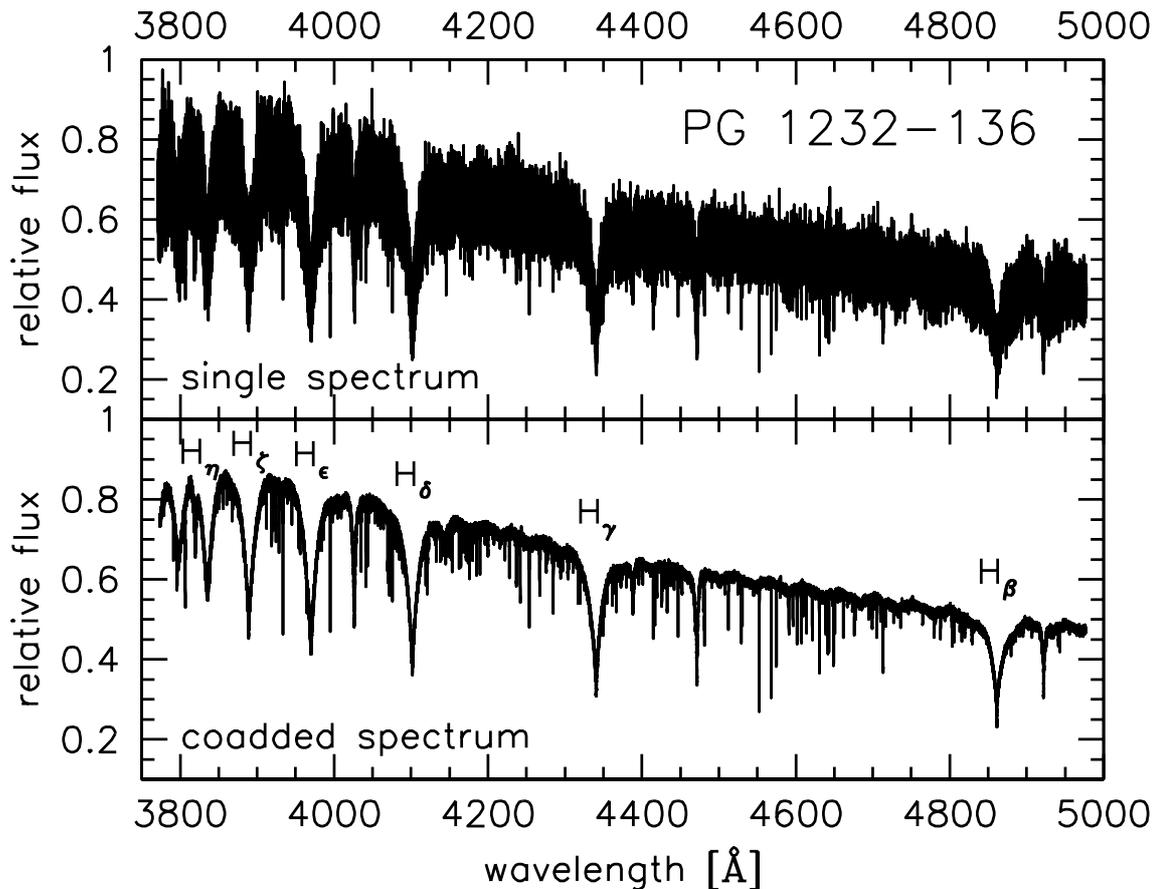


Abbildung 8.3: Beispiel für ein normiertes Einzelspektrum von PG 1232-136 mit einem Verhältnis  $S/N \approx 15$  (oben) und das koaddierte Spektrum mit  $S/N \approx 120$  (unten)

Die Qualität der Einzelspektren ist mit einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von etwa 10-20 zwar nicht sonderlich hoch, reicht jedoch zur Bestimmung der Radialgeschwindigkeiten völlig aus. Die atmosphärischen Parameter wurden aus dem koaddierten Gesamtspektrum gewonnen. Bei der Koaddition wurden die Einzelspektren anhand ihres  $S/N$  gewichtet und das resultierende Gesamtspektrum hat mit  $S/N \approx 130$  eine wesentlich bessere Qualität. Die Normierung geschah hier mit Hilfe eines mit demselben Setup aufgenommenen Weißen Zwerges mit kontinuierlichem Spektrum (WD 1055-072, DC-Typ), indem sämtliche Spektren durch dieses kontinuierliche Spektrum dividiert wurden. Zuvor wurde das WD-Spektrum geglättet.

Ein Beispiel für ein normiertes Einzelspektrum ist in Abb. 8.3 gezeigt.

## 8.4 Die Radialgeschwindigkeitskurve

Eine gute Möglichkeit zur Darstellung der Dopplerverschiebung von Linien während einer Periode ist den Abbildungen 8.4 und 8.5 gezeigt. Dabei wird die Zeit gegen die Wellenlänge aufgetragen, wobei der relative Fluß in dieser Darstellung farbcodiert ist.

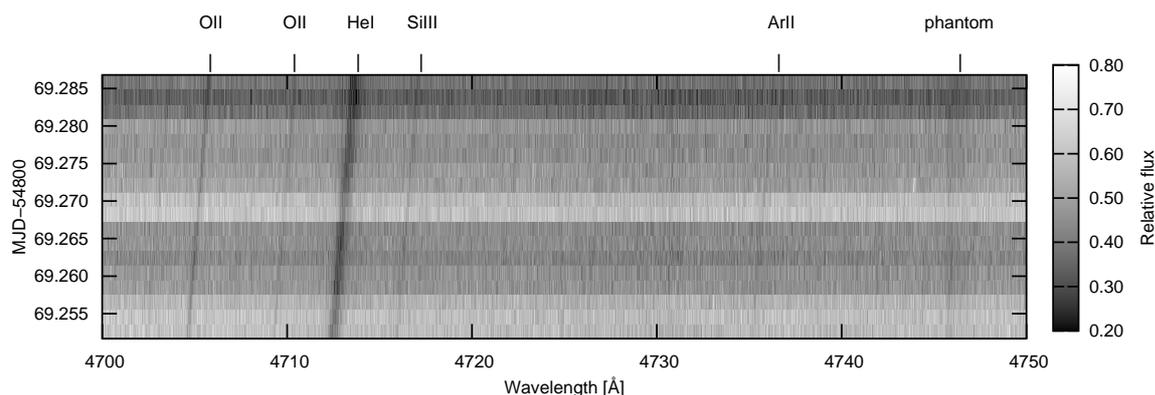


Abbildung 8.4: Hintereinander aufgenommene Spektren während ansteigendem  $v_{\text{rad}}$

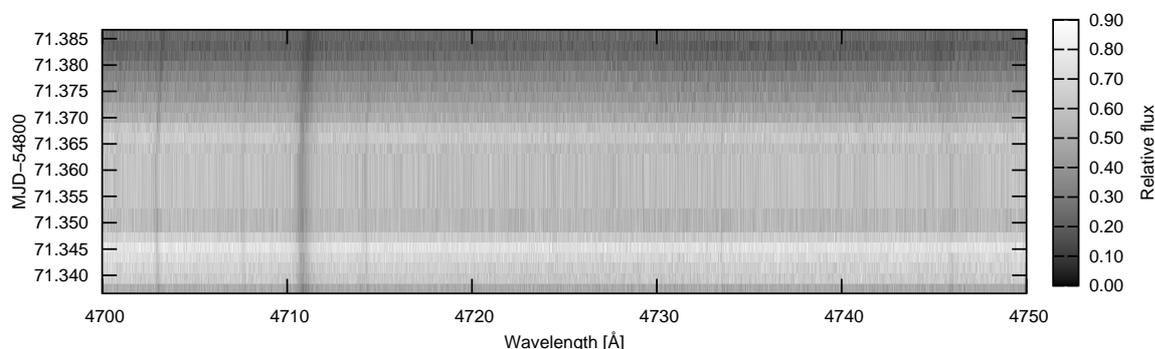


Abbildung 8.5: Hintereinander aufgenommene Spektren bei maximalem  $\Delta v_{\text{rad}}$

In dieser Darstellung ist auch gut zu erkennen, daß die Intensitäten im Kontinuum von Spektrum zu Spektrum variieren können. Dieser Effekt wird durch den engen Spalt hervorgerufen. Verschlechtert sich das Seeing kurzzeitig, hat das zur Folge, daß nicht mehr die komplette Sternscheibe im Spalt ist und deswegen Licht verloren geht. Aber auch eine nicht exakte Nachführung kann die Ursache dafür sein.

Bei  $\sim 4747 \text{ \AA}$  ist eine Geisterlinie zu sehen, die nicht identifiziert werden kann. Vermutlich wird dieses Artefakt durch einen Instrumentenfehler verursacht. Ist der CCD-Chip an einer Stelle fehlerhaft und wandert der Stern im Laufe der Beobachtung ein bißchen im Spalt auf und ab, so entsteht an dieser Stelle eine sich verschiebende Linie.

Zur Bestimmung der Orbitalparameter der Primärkomponente wurde zunächst ein Sinusfit durchgeführt. Die Radialgeschwindigkeiten wurden anhand der in Tabel-

le A.3 aufgeführten Metalllinien ermittelt. Da einerseits die Ergebnisse aus Edelmann et al. (2005) und andererseits der Verlauf der Residuen unseres Fits Hinweis auf eine möglicherweise vorhandene Exzentrizität geben, wurde derselbe Fit nochmals mit  $\epsilon > 0$  durchgeführt. Die Ergebnisse der beiden Fits sind in den Abbildungen 8.6 und 8.7 sowie Tabelle 8.1 zu sehen, wobei für den Fit in dieser Arbeit sowohl die eigenen Radialgeschwindigkeitswerte, als auch die von Edelmann et al. (2005) verwendet wurden.

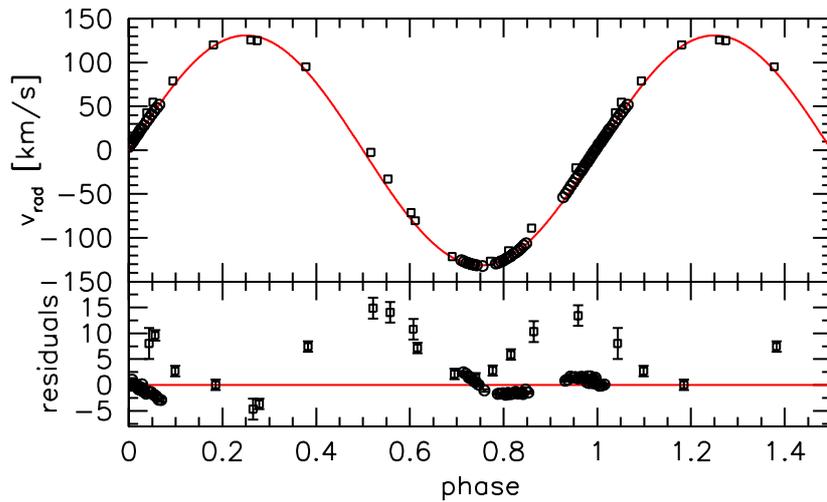


Abbildung 8.6: Radialgeschwindigkeitsfit ohne Exzentrizität (Kreise: diese Arbeit, Quadrate: Edelmann et al. (2005))

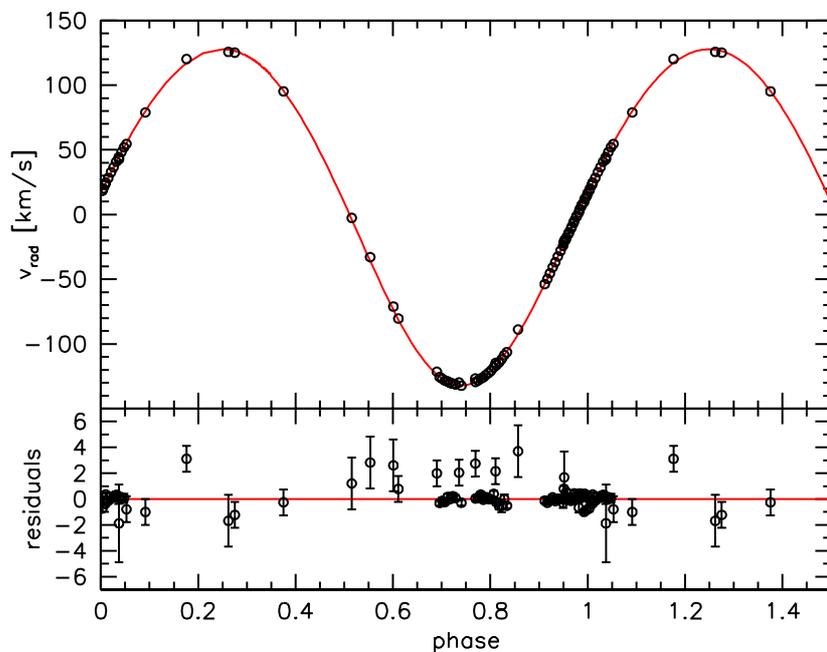


Abbildung 8.7: Radialgeschwindigkeitsfit mit Exzentrizität

Tabelle 8.1: Ergebnisse des  $v_{\text{rad}}$ -Fits für PG 1232-136

	$P$ [d]	$\gamma$ [km s $^{-1}$ ]	$K$ [km s $^{-1}$ ]	$\epsilon$	$\Omega$ [°]
ohne Exzentrizität	0.3631156	$-0.21 \pm 0.12$	$131.2 \pm 0.1$	-	-
mit Exzentrizität	0.3630256 $\pm 0.0000001$	$5.47^{+0.13}_{-0.20}$	$130.0 \pm 0.2$	$0.0589^{+0.0010}_{-0.0014}$	164.51

## 8.5 Die projizierte Rotationsgeschwindigkeit

Zur Bestimmung der projizierten Rotationsgeschwindigkeit wurden alle Einzelspektren für ihre Radialgeschwindigkeit korrigiert und koaddiert. 64 Metalllinien und -multipletts (s. Tab. A.4) wurden für den Fit, den Stephan Geier durchführte, herangezogen.

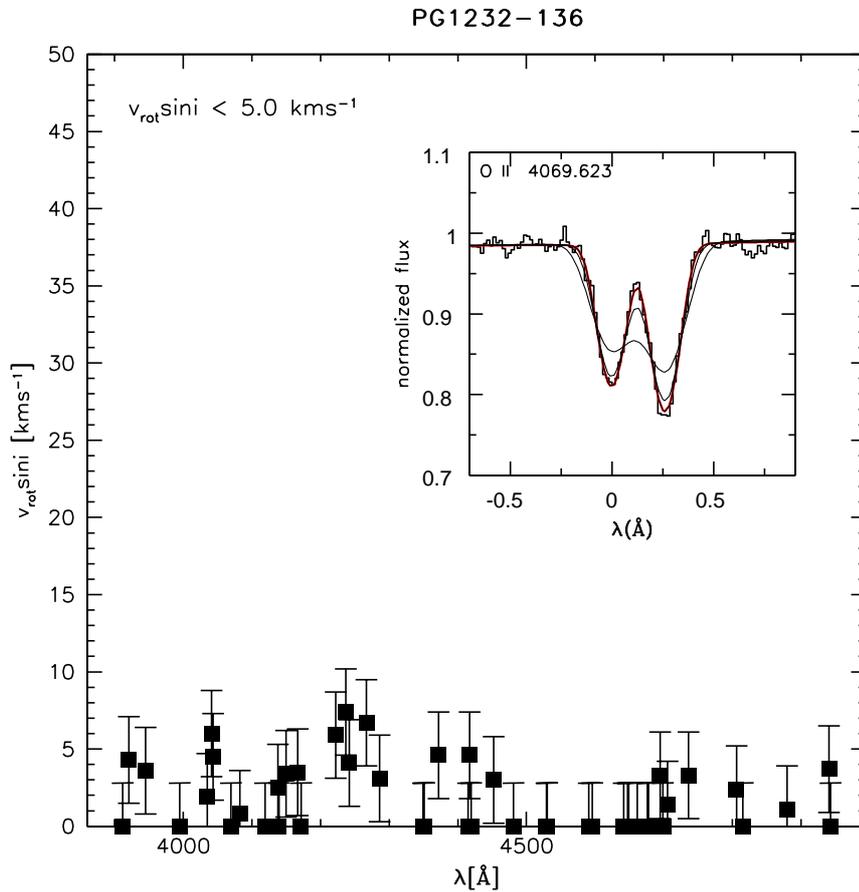


Abbildung 8.8: Ergebnisse des Rotationsgeschwindigkeitsfits von PG 1232-136. Im kleinen Graphen ist exemplarisch ein Liniendublett im Vergleich mit Modellspektren für  $v_{\text{rot}} \sin i = 0, 5, 10 \text{ km s}^{-1}$  gezeigt.

Dennoch waren wir lediglich in der Lage, eine Obergrenze von  $v_{\text{rot}} \sin i \leq 5 \text{ km s}^{-1}$  anzugeben. Durch Erzeugen synthetischer Modellspektren mit Rotationsverbreiterungen konnten wir unseren Fitalgorithmus testen. Für Werte  $v_{\text{rot}} \sin i < 5 \text{ km s}^{-1}$

lieferten die Fits nur noch für Spektren mit hervorragendem S/N richtige Ergebnisse. Da wir bei PG 1232-136 ein geringeres S/N vorliegen haben, können wir also diesen Wert als Obergrenze angeben. Die tatsächliche projizierte Rotationsgeschwindigkeit liegt also demnach sogar unter dieser Nachweisgrenze. Die für alle Einzellinien bestimmten projizierten Rotationsgeschwindigkeiten und ein Beispiel für eine gefittete Linie ist in Abb. 8.8 zu sehen. Auch die Fouriermethode war für diesen Fall nicht geeignet, bessere Ergebnisse zu liefern.

Man sieht im unteren Bereich des Bildes für jede Linie das gefittete  $v_{\text{rot}} \sin i$ . Im kleinen Bild ist das O II  $\lambda\lambda$  4069.6Å, 4069.9Å-Dublett mit Modellen für verschiedene Rotationsgeschwindigkeiten gezeigt.

Die niedrige projizierte Rotationsgeschwindigkeit ist die Besonderheit dieses Systems. Da man davon ausgehen kann, daß das System synchronisiert ist, muß die Inklination sehr niedrig sein. Die daraus resultierende absolute Radialgeschwindigkeit des sdBs ist daher umso höher und die Masse des Begleiters muß deswegen zwangsläufig sehr groß sein.

## 8.6 Quantitative Spektralanalyse und atmosphärische Parameter

Zur quantitativen Spektralanalyse wurden LTE-Gitter solarer Metallizität von Heber, Reid & Werner (2000) verwendet. Die Ergebnisse des Fits sind in Abbildung 8.9 zu sehen.

Die Ergebnisse der quantitativen Spektralanalyse für PG 1232-136 sind  $T_{\text{eff}} = 26\,900 \pm 500$  K,  $\log g = 5.71 \pm 0.05$  und  $\log y = -1.5$ .

Im Vergleich zu den Werten von Edelman (priv. Komm.) wird die Effektivtemperatur im Rahmen der Fehlergrenzen bestätigt und die Oberflächengravitation ist hier um etwa 0.1 dex höher.

Es stellt sich die Frage, ob es wie im Fall von AA Doradus sinnvoll wäre, Gitter mit höherer Metallizität zu benutzen. Da allerdings die Temperatur mit knapp 27 000 K rund 10 000 K niedriger liegt als bei AA Dor, ist erfahrungsgemäß davon auszugehen, daß das Metall-Linienblanketing weniger stark ins Gewicht fällt (s. O'Toole & Heber, 2006).

Möglicherweise werden auch bei PG 1232-136 die Fitresultate durch den Reflexionseffekt beeinflusst werden. Handelt es sich bei dem Begleiter jedoch wirklich um ein massives Objekt wie einen Neutronenstern oder ein schwarzes Loch, so sind keine Reflexionen zu erwarten. Um dies zu verifizieren wurde für jedes Einzelspektrum noch einmal separat ein Atmosphärenfit durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abb. 8.10 zu sehen.

Leider ist hier im Gegensatz zu AA Dor keine vollständige Phasenabdeckung gegeben. Dennoch wäre beim Reflexionseffekt ein Lichtwechsel mit dem Lauf der Periode zu erwarten. Schwankungen finden in dieser jedoch auf viel kürzeren Zeitskalen statt.

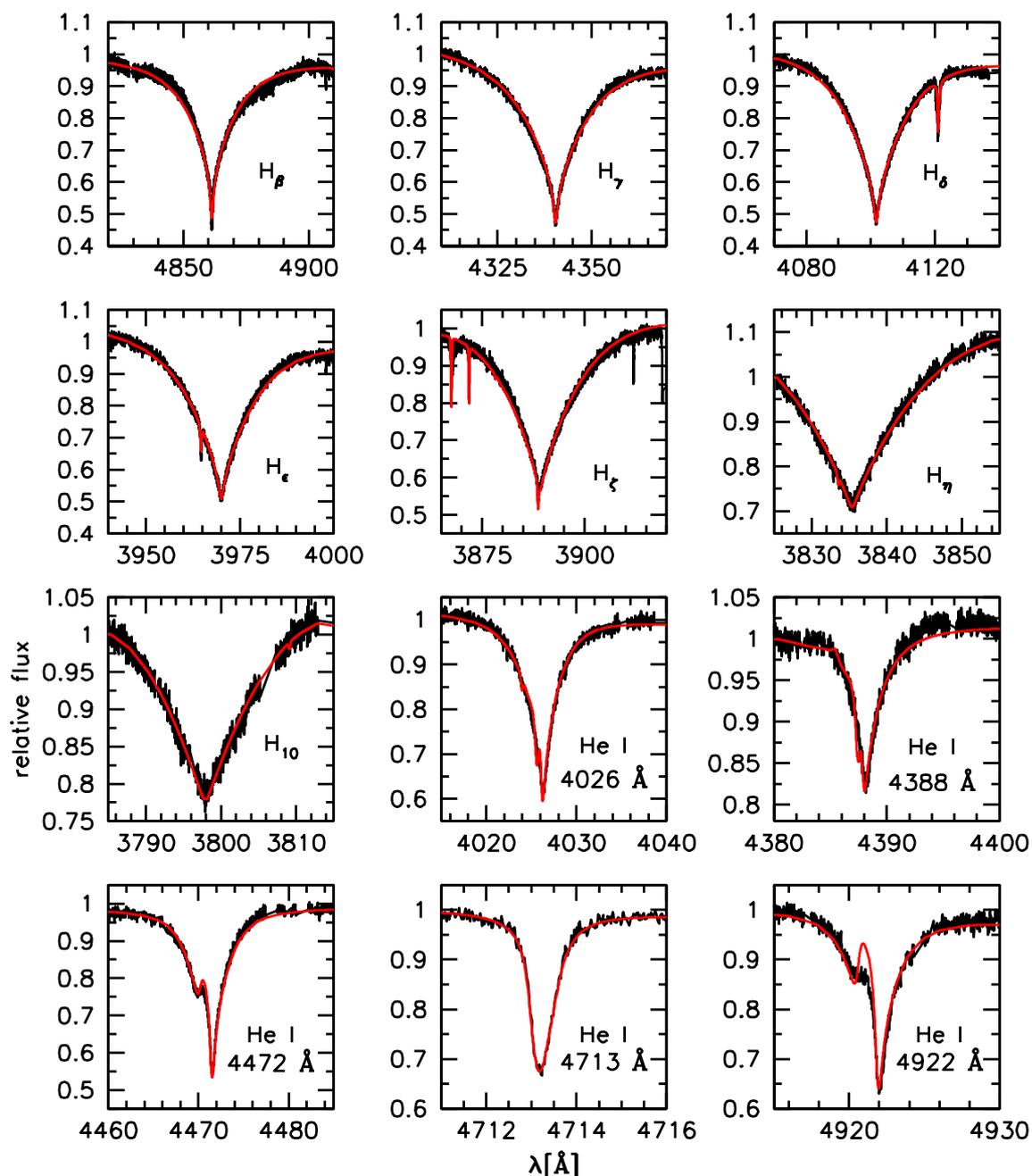


Abbildung 8.9: Spektrellinien des koaddierten Spektrums von PG 1232-136. Der kurzwellige Flügel von He I  $\lambda$  4922Å wird von dem benutzten Modell aufgrund mangelhafter Atomdaten für die verbotene Linie nicht richtig reproduziert.

Bei  $\varphi \approx 0.825$  ist ein Anstieg in  $T_{\text{eff}}$  und  $\log g$  augenfällig, der im ersten Moment nicht erklärbar ist. Allerdings fallen in diesem Bereich höhere Fehlerbalken auf, die auf die schlechtere Qualität der Spektren in diesem Bereich hindeuten. Der Anstieg der atmosphärischen Parameter ist also möglicherweise auf das niedrigere S/N-Verhältnis der betroffenen Einzelspektren zurückzuführen (s. Abb. 8.11).

Um dies zu überprüfen, wurden nun die betroffenen 6 Spektren koaddiert und der Atmosphärenfit erneut durchgeführt. Die Ergebnisse sind  $T_{\text{eff}} = 27\,800\text{ K}$  und

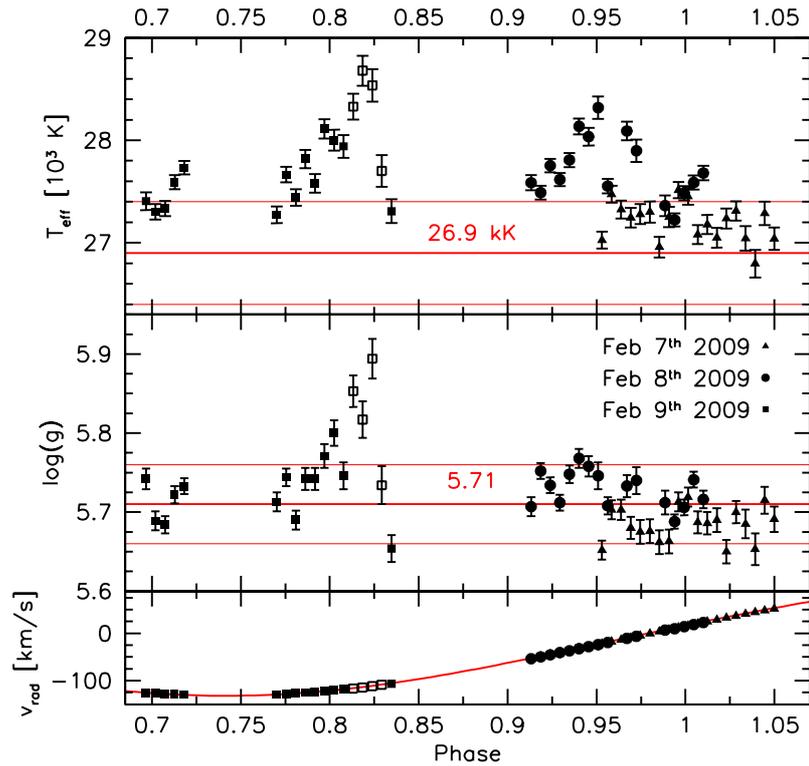


Abbildung 8.10: Atmosphärenfit für alle Einzelspektren von PG 1232-136 zusammen mit dem Ergebnis des Fits des koaddierten Spektrums (rot). Die offenen Symbole markieren Spektren mit  $S/N < 11$ . Der untere Plot zeigt die Radialgeschwindigkeitskurve.

$\log g = 5.73$ , was wieder in einem Bereich innerhalb der Fehlergrenzen des Atmosphärenfits aller koaddierter Spektren liegt. Es liegt also die Vermutung nahe, daß hier der Anstieg der Parameter nicht durch einen echten physikalischen Prozeß hervorgerufen wird, sondern sich die Beobachtungsbedingungen (Wolken, Seeing, etc.) zum Zeitpunkt als die betroffenen Spektren aufgenommen wurden verschlechtert hatten.

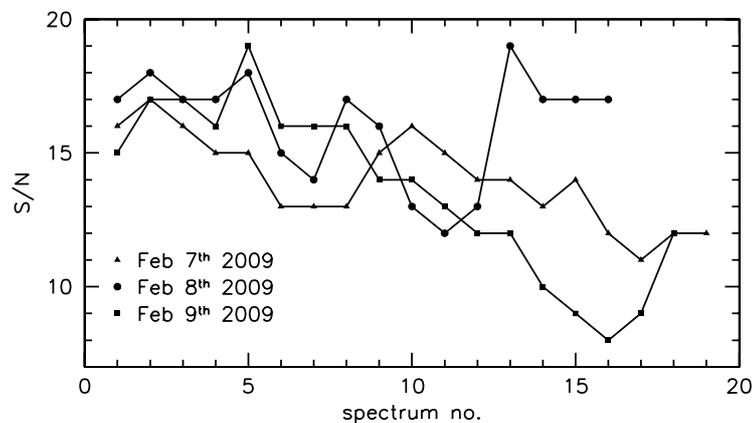


Abbildung 8.11:  $S/N$  für jedes Einzelspektrum aller 3 Beobachtungsnächte.

## 8.7 Die Massen der Komponenten

Erschwert wird die Massenbestimmung für PG 1232-136 dadurch, daß nur eine Obergrenze der projizierten Rotationsgeschwindigkeit bekannt ist. Gehen wir nun von dem Extremfall aus,  $v_{\text{rot}} \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$ . Mittels Formel 4.10 und 4.11 berechnet sich der Inklinationwinkel des Systems aus der Annahme von Synchronisation und dem Wert der Schwerebeschleunigung. Die Massenfunktion 4.4 liefert nun die Sekundärmasse als Funktion der Primärmasse. Diese Korrelation der Massen ist in Abb. 8.12 gezeigt. Liegt eine geringere projizierte Rotationsgeschwindigkeit vor, so würde sich die gesamte Kurve systematisch nach oben verschieben. Das heißt, die Sekundärmasse befindet sich im Bereich oberhalb der Kurve. Wir können also die Minimalmasse  $M_{\text{sec}} \geq 3.5 M_{\odot}$  angeben, die sich aus der Minimalmasse der Primärkomponente  $M_{\text{prim}} = 0.3 M_{\odot}$  ergibt. Nach Lattimer & Prakash (2007) ist die Begleitermasse in diesem Falle wohl wahrscheinlich eher ein schwarzes Loch als ein Neutronenstern. Geht man von der wahrscheinlichsten Primärmasse  $0.47 M_{\odot}$  aus, so ergibt sich  $M_{\text{sec}} = 6.7 M_{\odot}$ , was mit Sicherheit ein schwarzes Loch wäre.

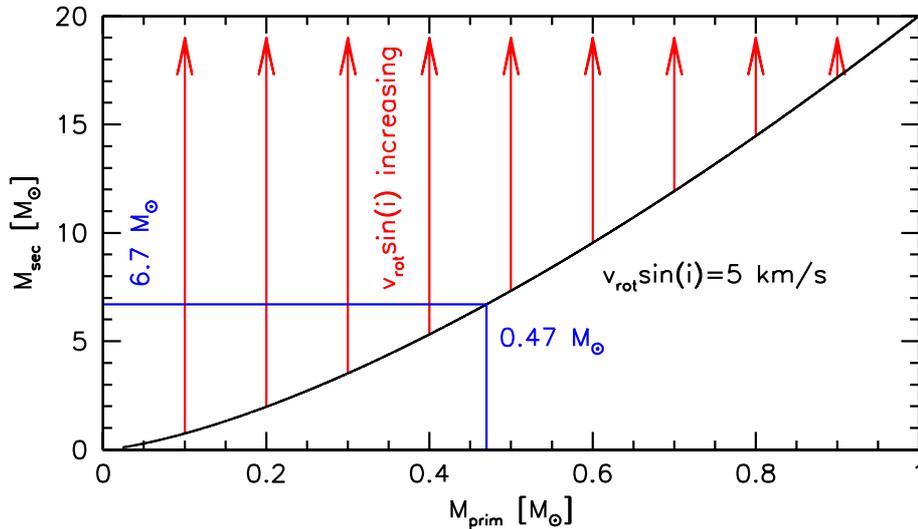


Abbildung 8.12:  $M_{\text{sec}}$  als Funktion von  $M_{\text{prim}}$  für  $v_{\text{rot}} \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$ . Die Kurve verschiebt sich für kleinere Werte der projizierten Rotationsgeschwindigkeit nach oben. Die Annahme der kanonischen Masse  $M_{\text{prim}} = 0.47 M_{\odot}$  führt zu einer minimalen Sekundärmasse von  $M_{\text{sec}} = 6.7 M_{\odot}$ .

# Kapitel 9

## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Natur der Doppelsternsysteme AA Doradus, HD 49798 und PG 1232-136. Diese drei Systeme sind sdOB-Doppelsterne, deren Begleiter unsichtbar sind. Anhand der orbitalen und atmosphärischen Parameter der Primärsterne soll die Natur der unsichtbaren Komponente aufgeklärt werden.

Die Parameter eines Doppelsternsystems lassen sich nur dann vollständig bestimmen, wenn das Spektrum doppelartig und die Inklination so hoch ist, daß Bedeckungen in der Lichtkurve auftreten. Aus den Spektrallinien der Sekundärkomponente lässt sich die Radialgeschwindigkeitsamplitude des Begleiters bestimmen. Bedeckungen in der Lichtkurve machen es möglich, den Inklinationswinkel des Systems zu berechnen. Die Doppelsterne HD 49798 und PG 1232-136 sind einzellig und nicht bedeckend. Um diese Systeme dennoch lösen zu können, wird zusätzlich von gebundener Rotation ausgegangen, das heißt die Rotationsperiode des Sterns entspricht der Orbitalperiode. Diese Annahme ist aus empirischer Sicht durchaus gerechtfertigt. Da AA Dor ein doppelartiges und bedeckendes System ist, lässt sich die Synchronisation verifizieren.

Für AA Dor und PG 1232-136 wurden die atmosphärischen Parameter anhand von LTE-Modellatmosphären bestimmt, wobei im Falle von AA Dor das verstärkte Metall-Linienblanketing mit berücksichtigt wurde. Für HD 49798 wurden non-LTE-Modelle verwendet. Die quantitative Spektralanalyse liefert die atmosphärischen Parameter des Primärsterns, nämlich die Effektivtemperatur, die Oberflächenschwerebeschleunigung, die Heliumhäufigkeit und die projizierte Rotationsgeschwindigkeit. Sämtliche vorliegenden Spektren wurden zur Analyse herangezogen, nachdem sie radialgeschwindigkeitskorrigiert und aufsummiert wurden. Es wurden sowohl die Balmerlinien des Wasserstoffs als auch ausgewählte Heliumlinien verwendet. Eine Schlüsselrolle spielen die Größen Oberflächenschwerebeschleunigung und projizierte Rotationsgeschwindigkeit. Aus theoretischen Evolutionsszenarien wurden mögliche Massebereiche für heiße Unterzwerge bestimmt. Über die Masse-Radius-Relation kann nun unter Benutzung der Oberflächenschwerebeschleunigung der Radius des Sterns bestimmt werden. Daraus kann die Inklination des Systems mit Hilfe der Orbitalperiode und der projizierten Rotationsgeschwindigkeit berechnet werden.

Die orbitalen Parameter dieser Systeme wurden anhand ihrer Radialgeschwindigkeitskurven ermittelt. Im Falle von Kreisbahnen sind sie sinusförmig; es wurden

aber auch exzentrische Bahnen zugelassen.

## 9.1 AA Doradus

Die Lichtkurve von AA Dor weist Bedeckungen auf. Daher ist das System einer von nur sieben bekannten bedeckungsveränderlichen sdB-Doppelsternen (sog. HW Vir Typen). Aus den periodischen Helligkeitseinbrüchen lässt sich direkt die Inklination des Systems bestimmen. Darüber hinaus wurden Emissionslinien des Begleiters im Spektrum gefunden, aus denen die Geschwindigkeitsamplitude des Begleiters berechnet werden konnte. Mit Hilfe des Schwerpunktsatzes  $K_{\text{prim}}/K_{\text{sec}} = M_{\text{sec}}/M_{\text{prim}}$  kann das Massenverhältnis des Systems berechnet werden. Die Besonderheit von AA Dor liegt im Gegensatz zu allen anderen sdB-Systemen darin, daß es mit diesen Parametern auch ohne weitere Annahmen wie etwa der Synchronisation lösbar ist.

Das Manko der bisherigen Arbeiten zu AA Dor ist ein Problem bei der Oberflächenschwerebeschleunigung. Dieser Wert kann in Abhängigkeit von der Primärmasse einerseits durch die Lichtkurven gewonnen werden, andererseits anhand der quantitativen Spektralanalyse. Die gemeinsame Lösung dieser beiden Kurven führt zu einer Primärmasse, die weit unter dem sinnvollen Bereich liegt. Um eine adäquate Lösung zu erhalten, fordert die Lichtkurve ein  $\log g$  von etwa 5.5 während die quantitative Spektralanalyse einen Wert liefert, der etwa 0.2 – 0.3 dex niedriger ist.

Ein weiteres Problem sind zwei unterschiedliche Werte für die projizierte Rotationsgeschwindigkeit, die in der Literatur auftauchen. Sie unterscheiden sich um etwa 40%.

Diese beiden Schwierigkeiten sind die Motivation für eine erneute Analyse des Systems. In dieser Arbeit werden zwei bislang unberücksichtigte Aspekte mit einbezogen:

- **Verstärktes Metall-Linienblanketing**

Die verhältnismäßig hohe Temperatur führt zu einer Anreicherung schwerer Elemente an der Sternoberfläche, was eine Umverteilung des ultravioletten und blauen Anteils des Spektrums ins Rote zur Folge hat. Dieser Effekt des Metall-Linienblanketings wird in dieser Arbeit durch Verwendung entsprechender metallreicher Modellspektren in der quantitativen Spektralanalyse mit berücksichtigt.

- **Reflexionseffekt**

Der kühlere Begleiter wird auf der von der Primärkomponente beschienenen Seite aufgeheizt und strahlt daher auf dieser Hemisphäre stärker. Durch die Orbitalbewegung des Systems sieht der Beobachter phasenabhängig unterschiedliche Seiten der Sekundärkomponente. Die Spektren enthalten deswegen im Laufe der Phase unterschiedliche Flußbeiträge des Begleiters. Ob diese Unterschiede auch Einfluß auf die Bestimmung der atmosphärischen Parameter nehmen, wurde durch Atmosphärenfits für jedes Einzelspektrum untersucht. Tatsächlich fallen hier starke Unterschiede in den atmosphärischen Parametern auf. Die Größenordnung dabei liegt bei etwa 3000 K für die Effektivtemperatur

und bei  $\sim 0.1$  dex für die logarithmische Schwerebeschleunigung. Die Schwankungen dieser Parameter sind keine realen Variationen, sondern nur durch Verfälschung der Daten durch den Begleiter vorgetäuscht. Die tatsächlichen atmosphärischen Parameter des sdBs müssen daher während der Bedeckung des Begleiters gemessen werden.

Die Ergebnisse unseres Atmosphärenfits  $T_{\text{eff}} = 37\,800 \pm 500$  K,  $\log g = 5.51 \pm 0.05$ ,  $\log y = -2.3$  und  $v_{\text{rot}} \sin i = 30 \pm 5$  km s $^{-1}$  sind in hervorragender Übereinstimmung mit der Lichtkuvenlösung. Die gemessene projizierte Rotationsgeschwindigkeit bestätigt den niedrigeren der beiden in der Literatur beschriebenen Werte. Die Ursache für die Abweichung konnten wir in der He II  $\lambda$  4686Å-Linie finden.

Die Primärmasse des Systems ergibt sich zu  $M_{\text{prim}} = 0.510_{-0.108}^{+0.125} M_{\odot}$ . Dieses Ergebnis ist mit den theoretischen Evolutionsszenarien für post-EHB Objekte konsistent. Die Sekundärmasse beträgt demnach  $M_{\text{sec}} = 0.085_{-0.023}^{+0.031} M_{\odot}$ , entsprechend der Erwartung für einen späten M-Stern. Der Fehlerbereich schließt jedoch auch einen Braunen Zwerg nicht aus.

Durch unsere Ergebnisse sind wir in der Lage, die Synchronisation des Systems zu falsifizieren. Die Rotation von AA Dor ist nicht gebunden. Zwar könnte man aufgrund der relativ kurzen Periode von  $\sim \frac{1}{4}$  d annehmen, AA Dor müsste erst recht synchronisiert sein, allerdings spielt hier wohl das niedrige Massenverhältnis die ausschlaggebende Rolle.

## 9.2 HD 49798

HD 49798 ist der hellste aller bekannten heißen Unterzwerge ( $m_v = 8.3$  mag). Darüber hinaus wurde auch noch bei keinem anderen sdOB Röntgenstrahlung nachgewiesen. In der Regel wird beobachtbares Röntgenlicht von Systemen erzeugt, bei denen Material des Primärsterns um den Begleiter akkretiert wird. Die Separation von HD 49798 ist allerdings zu groß als daß Massentransfer als Ursache für die Röntgenstrahlung in Frage kommen würde. Viel mehr wird diese durch akkretierten Wind des Primärsterns um den Begleiter erzeugt.

Wegen der Helligkeit von HD 49798 wurde dieser Stern bei vielen Beobachtungen als Standardstern aufgenommen. Diese Spektren sind im ESO-Archiv der Allgemeinheit zugänglich und wurden in dieser Arbeit dazu verwendet, Radialgeschwindigkeitswerte und atmosphärische Parameter zu bestimmen.

Analysen der Röntgenstrahlung in früheren Arbeiten ergaben, daß es sich bei seinem Begleiterobjekt entweder um einen Weißen Zwerg oder um einen Neutronenstern handelt. Kürzlich wurden sogar Bedeckungen im Röntgenlicht entdeckt, aus denen man einen möglichen Bereich für die Inklination des Systemen bestimmen kann.

Unter Verwendung der orbitalen Parameter, der projizierten Rotationsgeschwindigkeit und der Inklination aus der Röntgenlichtkurve bestimmten wir die Inklination zu  $81^{\circ} \leq i \leq 86^{\circ}$ . Mit Hilfe der Schwerebeschleunigung konnten wir die Obergrenze für die Inklination auf  $i = 85^{\circ}$  weiter einschränken. Die resultierenden Massenbereiche des Systems ergeben sich zu  $1.42 M_{\odot} \leq M_{\text{sdB}} \leq 1.54 M_{\odot}$  und  $1.21 M_{\odot} \leq M_{\text{X}} \leq 1.32 M_{\odot}$ . Der Begleiter ist demnach einer der schwersten bekann-

ten Weißen Zwerge überhaupt und ist aufgrund des Massentransfers vom sdB zum Begleiter ein möglicher Vorläuferkandidat für eine Supernova des Typs Ia.

### 9.3 PG 1232-136

Das Besondere des sdB-Doppelsterns PG 1232-136 ist der Begleiter, der vermutlich ein schweres kompaktes Objekt wie etwa ein Neutronenstern oder sogar ein Schwarzes Loch sein könnte. Aufgrund der großen Separation findet kein Massentransfer statt und es ist deswegen auch keine durch Akkretionsprozesse um den Begleiter erzeugte Strahlung sichtbar. Das Sekundärobjekt dieses Systems ist also unsichtbar und nur durch Analyse der Primärkomponente zu entlarven. Gelänge hier der Nachweis, daß die Sekundärkomponente ein Neutronenstern oder Schwarzes Loch ist, würde das ein starkes Indiz dafür sein, daß sich in der Milchstraße viele Neutronensterne und Schwarze Löcher in nicht-akkretierenden Doppelsternsystemen verstecken. Bislang ist der direkte Nachweis eines solchen Systems noch nicht gelungen.

Die projizierte Rotationsgeschwindigkeit der Primärkomponente besitzt einen sehr niedrigen Wert, der unter der Nachweisgrenze liegt. Das System muß deswegen einen sehr kleinen Inklinationwinkel besitzen. Da periodische Variabilitäten in der Radialgeschwindigkeit nachgewiesen wurden, muß die Amplitude außergewöhnlich hoch sein. Solch hohe Radialgeschwindigkeitswerte eines sdB's können nur von einem massiven Objekt mit mehreren Sonnenmassen verursacht werden. Ein normaler Stern ist auszuschließen, da er im Spektrum sichtbar wäre.

Aus 59 hochaufgelösten VLT-UVES-Spektren wurden sowohl die Orbital- als auch die Atmosphärenparameter bestimmt. Obwohl AA Dor trotz einer sehr kurzen Periode nicht synchronisiert ist, können wir im Falle von PG 1232-136 wegen der hohen Begleitermasse von gebundener Rotation ausgehen. Die Obergrenze der projizierten Rotationsgeschwindigkeit liegt bei  $5 \text{ km s}^{-1}$ . In diesem Falle würde sich bei der kleinstmöglichen Primärmasse von  $0.3 M_{\odot}$  eine Begleitermasse von  $3.5 M_{\odot}$  ergeben. Dieses Objekt liegt ziemlich dicht an der Grenzmasse zwischen Neutronenstern und Schwarzem Loch. Nimmt man eine noch kleinere projizierte Rotationsgeschwindigkeit an, würde das zu einer entsprechend höheren Begleitermasse führen. Dasselbe gilt für die Annahme einer größeren Primärmasse. Für den wahrscheinlichsten Fall von  $M_{\text{prim}} = 0.47 M_{\odot}$  erhält man  $M_{\text{sec}} = 6.7 M_{\odot}$ . Falls der sdB synchronisiert ist, ist der Begleiter von PG 1232-136 also mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit ein Schwarzes Loch.

# Anhang A

## Tabellen & Abbildungen

Tabelle A.1: Werte für die Radialgeschwindigkeit von HD 49798

HJD-52000	$v_{\text{rad}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	HJD-52000	$v_{\text{rad}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	HJD-52000	$v_{\text{rad}}$ [km s <sup>-1</sup> ]
563.86051083	-63 ± 9	283.51888850	-96 ± 7	199.87889255	-90 ± 4
563.85642627	-63 ± 8	283.52096468	-100 ± 10	199.88329378	-92 ± 5
563.85332246	-64 ± 7	282.51891839	80 ± 10	199.88491378	-92 ± 5
563.85038814	-66 ± 8	282.51634660	79 ± 9	199.88630565	-80 ± 5
584.72095488	110 ± 6	282.52310432	87 ± 7	199.88809879	-80 ± 5
584.72382634	113 ± 8	282.52302177	84 ± 3	199.87857396	-87 ± 6
584.72713931	112 ± 8	282.51662674	85 ± 8	199.88034650	-88 ± 6
584.73115511	112 ± 8	282.51405410	79 ± 4	199.88472936	-95 ± 8
584.73516687	110 ± 9	198.87329473	67 ± 5	199.88637327	-95 ± 9
396.44120738	-88 ± 3	198.87540945	68 ± 5	199.88778796	-96 ± 8
284.52393044	97 ± 7	198.87929853	70 ± 5	199.88955920	-96 ± 8
284.52776384	93 ± 10	198.88149054	68 ± 5	200.87482156	124 ± 5
284.51866995	101 ± 3	198.88323913	69 ± 4	200.87678100	122 ± 5
284.52257388	97 ± 7	198.87888164	56 ± 5	200.87837989	123 ± 5
284.52540700	110 ± 3	198.88075734	55 ± 5	200.88036715	123 ± 5
283.51285672	-96 ± 5	198.88289422	50 ± 8	200.87629180	123 ± 7
283.51556398	-96 ± 8	198.88467209	51 ± 8	200.87825198	122 ± 6
283.51867423	-97 ± 7	199.87711988	-90 ± 4	200.87985103	123 ± 5
				200.88183838	122 ± 6

Tabelle A.2: Werte für die Radialgeschwindigkeit von PG 1232-136

HJD-54800	$v_{\text{rad}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	HJD-54800	$v_{\text{rad}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	HJD-54800	$v_{\text{rad}}$ [km s <sup>-1</sup> ]
69.75607353	-21.82	70.83068263	-53.73	71.84114597	-125.58
69.75803033	-17.73	70.83263166	-49.74	71.84309535	-126.89
69.75997892	-13.83	70.83458475	-45.35	71.84505780	-128.29
69.76193723	-9.44	70.83654316	-40.85	71.84701332	-129.00
69.76389124	-4.84	70.83850053	-36.86	71.84896478	-130.10
69.76584745	-0.75	70.84046137	-32.36	71.85092157	-130.61
69.76779475	3.75	70.84240971	-28.07	71.85288322	-131.31
69.76974714	7.94	70.84436198	-24.07	71.85735382	-132.23
69.77169595	12.24	70.84631194	-19.48	71.86783150	-129.36
69.77364441	16.23	70.84826376	-14.99	71.86977972	-128.26
69.77560456	20.13	70.85021846	-10.89	71.87172875	-126.77
69.77756089	24.72	70.85216842	-6.40	71.87367547	-125.77
69.77950981	28.32	70.85411479	-2.10	71.87563630	-123.98
69.78146996	32.71	70.85606337	1.49	71.87758256	-122.38
69.78341968	36.61	70.85802050	6.59	71.87953425	-120.49
69.78537856	40.80	70.85996768	9.68	71.88149034	-118.00
69.78732586	44.40	70.86192748	14.08	71.88344783	-116.40
69.78927307	48.29	70.86387953	18.37	71.88539755	-114.31
69.79122196	51.99	70.86583389	22.86	71.88734543	-111.81
				71.88929631	-108.62
				71.89125622	-106.32

Tabelle A.3: Für den Radialgeschwindigkeitsfit von PG 1232-136 benutzte Linien

N II $\lambda$ 3995.0Å	Si III $\lambda$ 4285.0Å	Si III $\lambda$ 4567.8Å	O II $\lambda$ 4649.1Å
N II $\lambda$ 4035.1Å	O II $\lambda$ 4414.9Å	Si III $\lambda$ 4574.8Å	O II $\lambda$ 4650.8Å
N II $\lambda$ 4043.5Å	O II $\lambda$ 4417.0Å	N II $\lambda$ 4601.5Å	O II $\lambda$ 4661.6Å
O II $\lambda$ 4072.2Å	N II $\lambda$ 4447.0Å	N II $\lambda$ 4630.5Å	H $_{\beta}$ (Kern)
O II $\lambda$ 4132.8Å	Al III $\lambda$ 4512.6Å	O II $\lambda$ 4641.8Å	
N II $\lambda$ 4241.8Å	Si III $\lambda$ 4552.6Å	N II $\lambda$ 4643.1Å	

Tabelle A.4: Für den Rotationsgeschwindigkeitsfit von PG 1232-136 benutzte Linien

C II $\lambda$ 3920.681 Å	N II $\lambda$ 4694.642 Å	O II $\lambda$ 4661.633 Å	Fe III $\lambda$ 4139.350 Å
C II $\lambda$ 4267.001 Å	O II $\lambda$ 3911.959 Å	O II $\lambda$ 4676.235 Å	Fe III $\lambda$ 4166.840 Å
4267.261 Å	3912.107 Å	O II $\lambda$ 4699.003 Å	Fe III $\lambda$ 4222.271 Å
C III $\lambda$ 4647.418 Å	O II $\lambda$ 3945.038 Å	4699.220 Å	Fe III $\lambda$ 4286.091 Å
N II $\lambda$ 3994.997 Å	O II $\lambda$ 4069.623 Å	O II $\lambda$ 4705.352 Å	Fe III $\lambda$ 4372.038 Å
N II $\lambda$ 4035.081 Å	4069.886 Å	O II $\lambda$ 4941.069 Å	4372.096 Å
N II $\lambda$ 4041.310 Å	O II $\lambda$ 4119.215 Å	O II $\lambda$ 4943.003 Å	4372.134 Å
N II $\lambda$ 4043.532 Å	O II $\lambda$ 4349.426 Å	Mg II $\lambda$ 4481.126 Å	4372.268 Å
N II $\lambda$ 4082.270 Å	O II $\lambda$ 4351.262 Å	Al III $\lambda$ 4149.913 Å	4372.306 Å
N II $\lambda$ 4171.595 Å	O II $\lambda$ 4414.905 Å	4149.968 Å	4372.459 Å
N II $\lambda$ 4236.927 Å	O II $\lambda$ 4416.974 Å	Al III $\lambda$ 4528.945 Å	4372.497 Å
4237.047 Å	O II $\lambda$ 4452.375 Å	S II $\lambda$ 4815.552 Å	4372.517 Å
N II $\lambda$ 4241.755 Å	O II $\lambda$ 4590.972 Å	Ar II $\lambda$ 4735.906 Å	4372.536 Å
4241.786 Å	O II $\lambda$ 4596.175 Å	Ar II $\lambda$ 4806.021 Å	4372.784 Å
N II $\lambda$ 4530.410 Å	O II $\lambda$ 4641.810 Å	Ar II $\lambda$ 4879.863 Å	4372.823 Å
N II $\lambda$ 4678.135 Å	O II $\lambda$ 4649.134 Å	Fe III $\lambda$ 4137.764 Å	Fe III $\lambda$ 4419.596 Å

Tabelle A.5: Werte für die Radialgeschwindigkeit von AA Dor (Werte für MJD nicht  $T_{\text{exp}}$ - und heliozent. korrigiert)

MJD-51917	$v_{\text{rad}}$ [km s $^{-1}$ ]	MJD-51917	$v_{\text{rad}}$ [km s $^{-1}$ ]	MJD-51917	$v_{\text{rad}}$ [km s $^{-1}$ ]
0.01918326	0.0±0.2	0.11067955	34.7±1.5	0.20354911	-33.5±1.1
0.02178630	2.1±0.2	0.11328649	34.1±0.8	0.20614785	-35.9±0.6
0.02439674	5.1±0.6	0.11590618	30.1±0.4	0.20875275	-37.4±0.8
0.02699381	4.6±0.6	0.11851772	29.3±0.5	0.21136012	-37.2±0.5
0.02959967	12.0±2.6	0.12112091	28.3±0.5	0.21397124	-38.1±3.3
0.03221691	11.9±1.0	0.12373800	26.7±0.5	0.21658359	-38.3±0.2
0.03481464	11.2±1.1	0.12636517	23.8±0.5	0.21919307	-38.1±0.4
0.03744172	14.4±1.0	0.12896688	21.0±1.2	0.22179068	-37.1±0.6
0.04004464	18.9±1.2	0.13289697	18.9±0.4	0.22439783	-36.9±0.8
0.04266546	21.6±1.0	0.13550974	14.9±0.4	0.22700553	-37.6±0.2
0.04529413	23.5±0.4	0.13811148	13.4±0.9	0.22962492	-36.6±0.9
0.04790249	24.9±1.2	0.14072674	10.8±1.4	0.23222889	-35.9±0.9
0.05050912	26.4±0.6	0.14333782	10.1±0.7	0.23483342	-34.9±0.2
0.05310861	29.5±0.8	0.14594077	8.8±0.8	0.23743054	-34.0±0.9
0.05571011	32.4±0.9	0.14854597	10.9±0.4	0.24003940	-32.7±0.4
0.05830971	35.4±0.8	0.15115779	4.2±2.4	0.24264791	-29.6±0.5
0.06091453	35.6±0.3	0.15376186	-7.8±2.0	0.24525178	-30.9±0.7
0.06353136	35.3±1.1	0.15637528	-8.7±1.1	0.24786396	-27.7±2.5
0.06614017	38.0±1.5	0.15898509	-7.0±0.6	0.25047567	-25.8±1.0
0.06874501	39.9±0.3	0.16158147	-8.2±0.4	0.25308030	-26.0±0.5
0.07136000	38.4±1.7	0.16417839	-10.7±1.3	0.25591565	-23.2±2.3
0.07396472	39.2±1.0	0.16679483	-12.3±1.4	0.25852909	-21.0±1.8
0.07657543	37.8±0.5	0.16941895	-14.3±1.0	0.26114563	-17.9±2.3
0.07918690	39.7±0.3	0.17203078	-17.2±1.3	0.26375182	-14.6±0.7
0.08179033	40.5±1.8	0.17463582	-18.7±1.5	0.26636806	-13.5±1.2
0.08439457	41.7±0.6	0.17747020	-20.4±1.5	0.26898039	-12.3±0.9
0.08699755	40.6±1.2	0.18008228	-23.8±0.4	0.27159357	-8.6±1.3
0.08960738	41.0±0.3	0.18269565	-26.7±0.9	0.27420326	-8.5±0.1
0.09221868	41.4±1.3	0.18528987	-28.8±1.0	0.27680450	-5.8±4.0
0.09482063	37.8±0.9	0.18790124	-29.5±1.6	0.27941887	-3.8±1.3
0.09765583	39.7±1.0	0.19050675	-30.2±1.0	0.28202440	-0.8±1.0
0.10025745	39.1±0.6	0.19311286	-33.6±0.9	0.28463319	4.6±0.1
0.10286580	36.3±0.6	0.19571984	-33.4±0.9	0.28724374	8.2±0.9
0.10547177	38.5±0.5	0.19832711	-33.1±1.0	0.28985053	10.5±0.9
0.10807147	37.5±0.2	0.20093932	-34.5±0.6	0.29245677	14.3±2.5

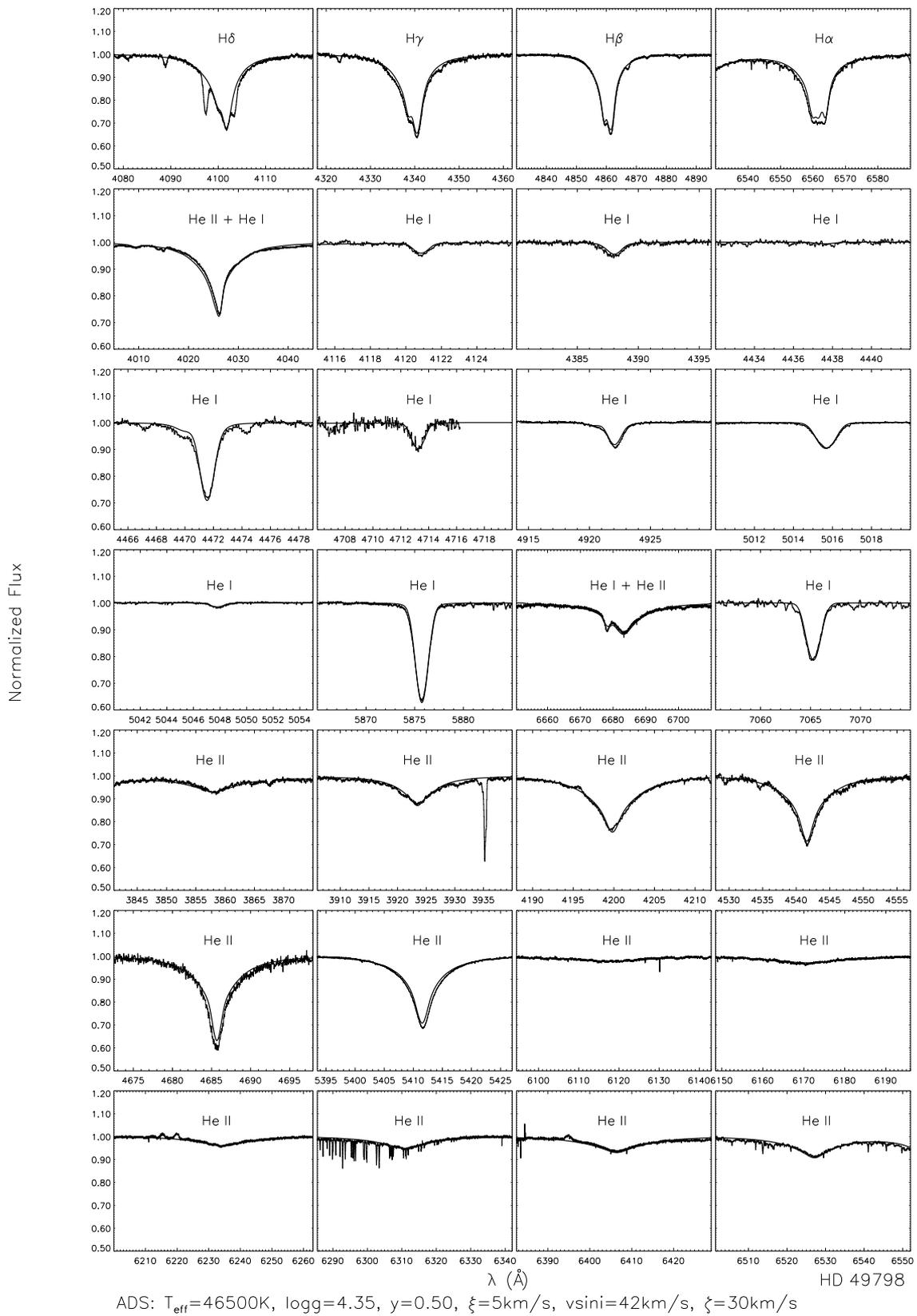


Abbildung A.1: Atmosphärenfit von HD 49798 mittels des ADS-Modellgitters (Przybilla, priv. Mitteilung)

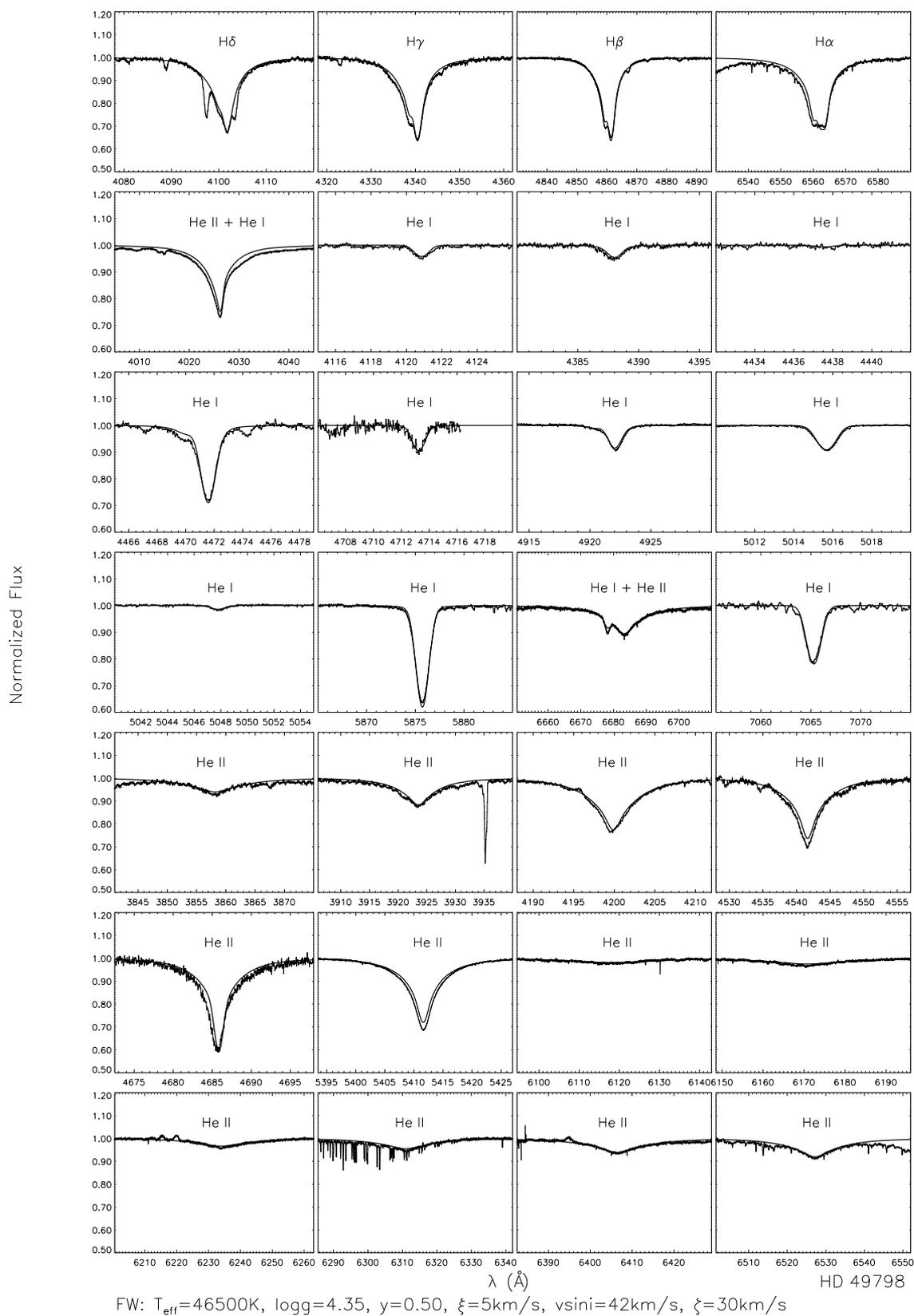


Abbildung A.2: Atmosphärenfit von HD 49798 mittels des Fastwind-Modellgitters (Przybilla, priv. Mitteilung)

# Anhang B

## Danksagung

Mein Problem beim Verfassen dieser Danksagung ist die Tatsache, daß ich wohl nicht in der Lage sein werde, alle die meinen Dank verdient hätten hier aufzuzählen. Ich werde dennoch mein Bestes tun, euch so vollständig wie möglich hier aufzuführen.

Zu Beginn möchte ich festhalten, daß die Arbeit an der Sternwarte zu den schönsten und interessantesten Zeiten meines gesamten Studiums zählt. Nicht nur das überaus angenehme Arbeitsklima, sondern auch die Tatsache hier nicht nur Kollegen kennengelernt, sondern Freunde gefunden zu haben, ist hierfür der Grund.

An aller erster Stelle möchte ich mich bei meinem Betreuer Uli Heber bedanken. Zum einen schulde ich ihm Dank dafür, daß er mir die Möglichkeit gegeben hat, an der Sternwarte meine Diplomarbeit auf dem interessanten Gebiet der heißen unterleuchtkräftigen Sterne zu schreiben. Zum anderen auch für die wertvollen Erfahrungen, auf dem Calar Alto beobachten und nicht zuletzt in Shanghai am 4<sup>th</sup> *Meeting on Hot Subdwarfs and Related Objects* teilnehmen zu können.

Bei den Teilnehmern dieser Konferenz möchte ich mich dafür bedanken, daß ich so herzlich in deren Reihen aufgenommen wurde. Die Diskussionen besonders mit Roy Østensen und Maja Vučković, aber auch mit Thomas Rauch waren überaus hilfreich.

Ebenfalls besonderen Dank verdient mein Zimmerkollege Stephan Geier. Er war einer der ersten Ansprechpartner - nicht nur für fachliche Fragen, sondern auch für die Einführung in kulturelle Veranstaltungen wie Bockbieranstiche oder den von mir so heiß geliebten Weihnachtsmarkt auf dem Maxplatz.

Auch das Kniggezimmer-Urgestein Heiko Hirsch hat Anspruch auf herzlichsten Dank. Für seine Leiden, meine zugegebenermaßen teilweise unterirdischen Kalauer ertragen zu müssen, muß ich mich wohl entschuldigen. Trotzdem war Heiko sowohl für fachliche, als auch im besonderen Maße für informationstechnische Probleme stets hilfsbereit.

Ebenfalls zu danken habe ich meinem Zimmergenossen und Landsmann Thomas Kupfer aus Happurg. Seine sympathisch aufmunternde Art ist in jedem Falle eine große Bereicherung für das Knigge-Zimmer, auch wenn seine Ansichten in Sachen Fußball wohl etwas merkwürdig sind ;)

Leider durfte ich meine Zimmerkollegin Viktoria Lohmann nur ein paar Monate zu Beginn meiner Diplomarbeit kennenlernen. Nichts desto trotz scheute sie nicht, auch nach ihrer Zeit an der Sternwarte, mir ihre FORTRAN-Routinen zur Analyse

von Sternspektren mit kühlen Begleitern zu erklären. Vielen Dank dafür!

Wertvolle Hilfe bei der Analyse des Systems HD 49798 hat mir durch seine Atmosphärenfits Norbert Przybilla geleistet. Auch dafür, mich gemeinsam mit dem Kollegen Andreas Irrgang nach Erlangen zu fahren und uns dort in die Geheimnisse der Sternatmosphären einzuweihen, bedanke ich mich herzlichst. Ich möchte es an dieser Stelle auch nicht versäumen, Norbert zusammen mit seiner Frau Maria Fernanda mit Tochter Carina alles erdenklich Gute zu wünschen.

Bedanken möchte ich mich auch bei Horst Drechsel. Seine Tür stand jederzeit offen und er war stets bereit bei Problem hilfreich zur Seite zu stehen.

Auch Alfred Tillich, ein nicht nur in Sachen 1. FCN hoch versierter Kollege, verdient meinen Dank für die vielen Diskussionen und die Gaudi, die wir hatten.

Meinen ersten Kontakt mit der professionellen Astronomie hatte ich im Grundstudium in der Einführungsvorlesung bei Frau Bues. Noch heute bereichert sie das Knigge-Zimmer und das ganze Institut durch ihre motivierenden Konversationen. Aber auch ihre Ratschläge allgemein und im speziellen für meine Diplomarbeit waren eine wertvolle Hilfe. Vielen Dank dafür!

Auch die Kollegen Markus Firnstein, Andreas Irrgang, Veronika Schaffenroth, Florian Schiller und Klaus Unglaub verdienen für die zahlreichen aufmunternden und aufschlußreichen Diskussionen meinen herzlichsten Dank.

Einen nicht unwesentlichen Beitrag für die angenehme Arbeitsatmosphäre am Institut leisten natürlich unsere Kollegen der Röntgenastronomie. Hier wären im einzelnen Laura Barragan, Johannes Bauer, Moritz Böck, Thomas Dauser, Refiz Duro, Felix Fürst, Viktoria Grinberg, [Manfred Hanke](#), Sebastian Harl, Johannes Hölzl, Matthias Kadler, Ingo Kreykenbohm, Anne Lohfink, Daniel Michalik, Ivica Miskovicova, Cornelia Müller, Maria Obst, Stefan Pirner, Christian Schmid sowie Jörn Wilms zu nennen.

Besonders bedanken möchte ich mich an dieser Stelle bei Manfred Hanke, der stets als erster Ansprechpartner für die unterschiedlichsten Computerprobleme wertvolle Hilfe leistete. Auch für das Bereitstellen einer ISIS-Routine zum Fitten von Radialgeschwindigkeitskurven mit Exzentrizitäten und für die ausführlichen Erklärungen dazu habe ich mich ganz herzlich zu bedanken.

Ebenfalls danken möchte ich unserer Sekretärin Edith Day, die stets keine Scheu hatte, sich verwaltungstechnischen Angelegenheiten wie diversen Reisekostenerstattungsanträgen oder Arbeitsverträgen mit Hingabe zu widmen.

Die Diskussionen mit Sandro Mereghetti über HD 49798 waren sehr fruchtbringend. Danke dafür!

An dieser Stelle sollte ich es auch nicht vergessen, mich bei meinen engsten Freunden zu bedanken, die mir während meines Studiums zur Seite gestanden haben. Sicherlich ist es schwierig alle namentlich zu erwähnen, allerdings möchte ich zumindest den harten Kern hier aufzählen. Da wären Thorsten Bloem, Biene und Bernd Braun mit Lucki und Katinka, Benni Brecht, Christopher Hattel, Florian Hauenstein, Uli Jungbauer, Helga Kammerer und Robert Kammerer † sowie deren Töchter Michelle, Jasmin und Celine, Nadine Lang, Michael März, Eva Pahler, Tanja und Alex Rautenberg mit Nathalie, Stefanie und Tobias, Christian Schindler, Matthias Schindler, Thomy und Abdi Sehm, Markus Spanner, Stefanie Wagner, Anita und Horst Weigel sowie Maria Wildensinn. Vielen Dank an euch alle!

Abschließen möchte ich diese Danksagung bei meiner Familie. Meinen Paten Hans und Sonja Pesel, sowie meine Cousins Steffie und Flo Pesel schulde ich nicht nur Dank für die zahlreichen geselligen Familienfeste, die wir zusammen feiern durften und hoffentlich auch noch feiern werden. Erna Menz † und Dieter Menz möchte ich ebenfalls danken. Sowohl meine Großeltern Anna und Christoph Pesel als auch mein Onkel Gerhard Pesel und im besonderen Maße meine Eltern Renate Müller-Döge und Karl-Heinz Döge haben mir stets nicht nur finanzielle Unterstützung geleistet. Danke dafür!

# Anhang C

## Erklärung

Hiermit erkläre ich, Sebastian Müller, diese Diplomarbeit selbstständig bearbeitet und verfaßt zu haben, sowie nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben.

Bamberg, den 16. November 2009

# Anhang D

## Literaturverzeichnis

- Berger, J., & Fringant, A.-M., 1980, *A&A*, 85, 367
- Bisscheroux, B. C., Pols, O. R., Kahabka, P., Belloni, T., & van den Heuvel, E. P. J., 1997, *A&A*, 317, 815
- Butler, K., & Giddings, J., 1985, *Newsletter on Analysis of Astronomical Spectra*, No. 9 (London: Univ. London)
- Chabrier, G., & Baraffe, I., 1997, *A&A*, 327, 1039
- Charpinet, S., Fontaine, G., Brassard, P., & Dorman, B., 1996, *Astrophys. J., Lett.*, 471, L103+
- D’Cruz, N. L., Dorman, B., Rood, R. T., & O’Connell, R. W., 1996, *ApJ*, 466, 359
- Dorman, B., Rood, R. T., & O’Connell, R. W., 1993, *ApJ*, 419, 596
- Drechsel, H., et al., 2001, *A&A*, 379, 893
- Driebe, T., Schoenberner, D., Bloecker, T., & Herwig, F., 1998, *A&A*, 339, 123
- Edelmann, H., Heber, U., Altmann, M., Karl, C., & Lisker, T., 2005, *A&A*, 442, 1023
- Feast, M. W., Thackeray, A. D., & Wesselink, A. J., 1957, *MNRAS*, 117, 579
- Fleig, J., Rauch, T., Werner, K., & Kruk, J. W., 2008, *A&A*, 492, 565
- Geier, S., 2009, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg
- Geier, S., Heber, U., Edelmann, H., Kupfer, T., Napiwotzki, R., & Podsiadlowski, P., 2009, *Journal of Physics Conference Series*, 172, 012008
- Geier, S., Nesslinger, S., Heber, U., Przybilla, N., Napiwotzki, R., & Kudritzki, R.-P., 2007, *A&A*, 464, 299
- Geier, S., Nesslinger, S., Heber, U., Randall, S. K., Edelmann, H., & Green, E. M., 2008, *A&A*, 477, L13

- Giddings, J. R., 1981, Ph.D. thesis, Univ. London
- Green, R. F., Schmidt, M., & Liebert, J., 1986, *ApJS*, 61, 305
- Hagen, H., Groote, D., Engels, D., & Reimers, D., 1995, *A&AS*, 111, 195
- Hamann, W., Gruschinske, J., Kudritzki, R. P., & Simon, K. P., 1981, *A&A*, 104, 249
- Han, Z., Podsiadlowski, P., & Lynas-Gray, A. E., 2007, *MNRAS*, 380, 1098
- Han, Z., Podsiadlowski, P., Maxted, P. F. L., & Marsh, T. R., 2003, *MNRAS*, 341, 669
- Han, Z., Podsiadlowski, P., Maxted, P. F. L., Marsh, T. R., & Ivanova, N., 2002, *MNRAS*, 336, 449
- Heber, U., et al., 2004, *A&A*, 420, 251
- Heber, U., Reid, I. N., & Werner, K., 2000, *A&A*, 363, 198
- Hilditch, R. W., Harries, T. J., & Hill, G., 1996, *MNRAS*, 279, 1380
- Hilditch, R. W., Kilkeny, D., Lynas-Gray, A. E., & Hill, G., 2003, *MNRAS*, 344, 644
- Houck, J. C., & Denicola, L. A., 2000, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems IX*, ed. N. Manset, C. Veillet, D. Crabtree, 591
- Iben, I. J., & Tutukov, A. V., 1994, *ApJ*, 431, 264
- Israel, G. L., Stella, L., Angelini, L., White, N. E., Kallman, T. R., Giommi, P., & Treves, A., 1997, *ApJ*, 474, L53+
- Kilkenny, D., Hilditch, R. W., & Penfold, J. E., 1978, *MNRAS*, 183, 523
- Kudritzki, R. P., & Simon, K. P., 1978, *A&A*, 70, 653
- Kudritzki, R. P., Simon, K. P., Lynas-Gray, A. E., Kilkenny, D., & Hill, P. W., 1982, *A&A*, 106, 254
- Kurucz, R. L., 1992, in *The Stellar Populations of Galaxies*, ed. B. Barbuy & A. Renzini, Vol. 149, 225
- Kurucz, R. L., 1993, Kurucz CD-ROM 13, ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s Grid (Cambridge: SAO)
- Lattimer, J. M., & Prakash, M., 2007, *Phys. Rep.*, 442, 109
- Lee, J. W., Kim, S.-L., Kim, C.-H., Koch, R. H., Lee, C.-U., Kim, H.-I., & Park, J.-H., 2009, *Astron. J.*, 137, 3181
- Lynas-Gray, A. E., Heber, U., Kudritzki, R. P., & Simon, K. P., 1984, in *Fourth European IUE Conference*, ed. E. Rolfe, Vol. 218, 285

- Maxted, P. f. L., Heber, U., Marsh, T. R., & North, R. C., 2001, *MNRAS*, 326, 1391
- Maxted, P. F. L., Marsh, T. R., Heber, U., Morales-Rueda, L., North, R. C., & Lawson, W. A., 2002, *MNRAS*, 333, 231
- Menzies, J. W., & Marang, F., 1986, in *Instrumentation and Research Programmes for Small Telescopes*, ed. J. B. Hearnshaw, P. L. Cottrell, Vol. 118, 305
- Mereghetti, S., Tiengo, A., Esposito, P., La Palombara, N., Israel, G. L., & Stella, L., 2009, *Science*, 325, 1222
- Mermilliod, J. C., 1991, *Homogeneous Means in the UBV System. VizieR On-line Data Catalog: II/168* (Lausanne: Institut d'Astronomie, Universite de Lausanne)
- Napiwotzki, R., 1997, *A&A*, 322, 256
- Orosz, J. A., & Wade, R. A., 1999, *MNRAS*, 310, 773
- Østensen, R., Oreiro, R., Drechsel, H., Heber, U., Baran, A., & Pigulski, A., 2007, in *15th European Workshop on White Dwarfs*, ed. R. Napiwotzki & M. R. Burleigh, Vol. 372, 483
- Østensen, R. H., Oreiro, R., Hu, H., Drechsel, H., & Heber, U., 2008, in *Hot Subdwarf Stars and Related Objects*, ed. U. Heber, C. S. Jeffery, & R. Napiwotzki, Vol. 392, 221
- O'Toole, S. J., & Heber, U., 2006, *A&A*, 452, 579
- Politano, M., Taam, R. E., van der Sluys, M., & Willems, B., 2008, *Astrophys. J., Lett.*, 687, L99
- Polubek, G., Pigulski, A., Baran, A., & Udalski, A., 2007, in *15th European Workshop on White Dwarfs*, ed. R. Napiwotzki & M. R. Burleigh, Vol. 372, 487
- Puls, J., Urbaneja, M. A., Venero, R., Repolust, T., Springmann, U., Jokuthy, A., & Mokiem, M. R., 2005, *A&A*, 435, 669
- Qian, S.-B., et al., 2009, *Astrophys. J., Lett.*, 695, L163
- Rauch, T., 2000, *A&A*, 356, 665
- Rauch, T., & Werner, K., 2003, *A&A*, 400, 271
- Reimers, D., 1975, *Memoires of the Societe Royale des Sciences de Liege*, 8, 369
- Rucinski, S. M., 2009, *MNRAS*, 395, 2299
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M., 1998, *ApJ*, 500, 525
- Soker, N., 1998, *Astron. J.*, 116, 1308
- Stickland, D. J., & Lloyd, C., 1994, *The Observatory*, 114, 41

- Sweigart, A. V., 1997, *ApJ*, 474, L23+
- Tassoul, J., & Tassoul, M., 1992, *ApJ*, 395, 259
- Thackeray, A. D., 1970, *MNRAS*, 150, 215
- van Grootel, V., Charpinet, S., Fontaine, G., & Brassard, P., 2008, *A&A*, 483, 875
- Vučković, M., Aerts, C., Østensen, R., Nelemans, G., Hu, H., Jeffery, C. S., Dhillon, V. S., & Marsh, T. R., 2007, *A&A*, 471, 605
- Vučković, M., Østensen, R., Bloemen, S., Decoster, I., & Aerts, C., 2008, in *Hot Subdwarf Stars and Related Objects*, ed. U. Heber, C. S. Jeffery, R. Napiwotzki, Vol. 392, 199
- Wils, P., di Scala, G., & Otero, S. A., 2007, *Inf. Bull. Variable Stars*, 5800, 1
- Wilson, R. E., & Devinney, E. J., 1971, *ApJ*, 166, 605
- Wood, J. H., & Saffer, R., 1999, *MNRAS*, 305, 820
- Wood, J. H., Zhang, E.-H., & Robinson, E. L., 1993, *MNRAS*, 261, 103
- York, D. G., et al., 2000, *Astron. J.*, 120, 1579
- Zahn, J.-P., 1977, *A&A*, 57, 383
- Zima, W., 2008, *Communications in Asteroseismology*, 157, 387