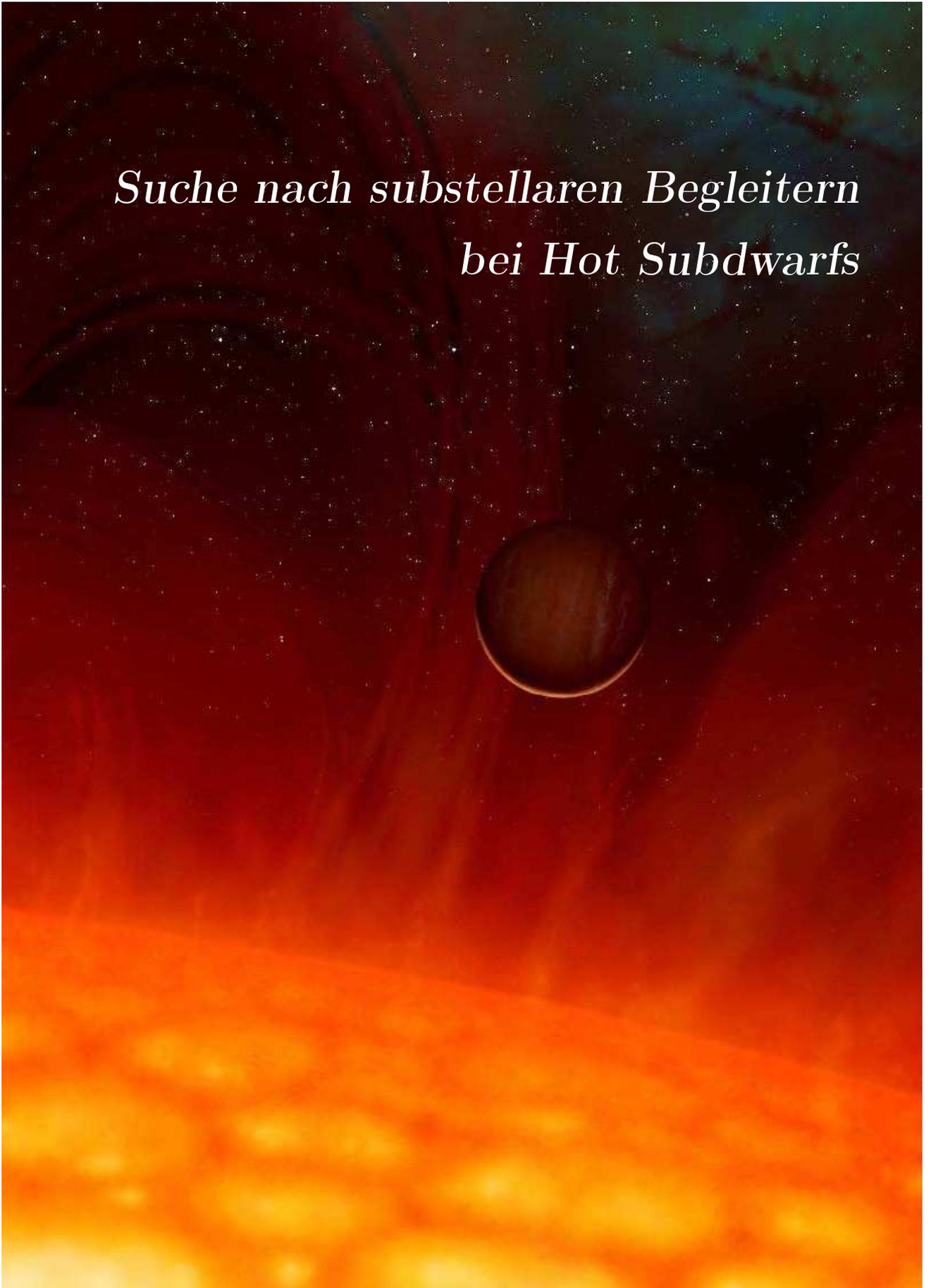


*Suche nach substellaren Begleitern
bei Hot Subdwarfs*



Die Umschlagsillustration zeigt eine künstlerische Darstellung von V 391 Peg (Silvotti et al. 2007).

Suche nach substellaren Begleitern bei Hot Subdwarfs

DIPLOMARBEIT

von

Lew Classen

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

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



ERLANGEN CENTRE
FOR ASTROPARTICLE
PHYSICS

betreut von
Prof. Dr. Ulrich Heber

März 2011

Zusammenfassung

Heiße Unterzwerg (hot subdwarfs) sind blaue unterleuchtkräftige Sterne, die im Hertzsprung-Russell-Diagramm unterhalb der Hauptreihe, auf dem sogenannten Extremen Horizontalast, zu finden sind. Die Population unterteilt sich, der Spektralklasse der Objekte entsprechend, in Subdwarf O- und Subdwarf B-Sterne. Sie gelten als wahrscheinlichste Kandidaten für den UV-Exzess in der Flussverteilung alter elliptischer Galaxien und kommen darüber hinaus als Standardkerzen in Frage.

Ungeachtet ihrer immensen Bedeutung, liegt der Entstehungsmechanismus von Subdwarfs weitgehend im Dunkeln. Die Tatsache, dass es sich bei diesen Sternen, im Wesentlichen, um nackte Heliumkerne handelt, wirft Fragen nach Mechanismen des Hüllenverlustes auf. Sowohl Einzelsternszenarien als auch unterschiedliche Arten der Wechselwirkung zwischen Komponenten von Doppelsternsystemen stehen für die Erklärung zur Debatte. Insbesondere die Vorhersagen des sogenannten Common-Envelope-Kanals stimmen gut mit den tatsächlich beobachteten Eigenschaften der Doppelsternpopulation innerhalb der Subdwarfs überein. In diesem Szenario überschreitet die massereichere Komponente eines Hauptreihendoppelsternsystems im Verlauf der Riesenastentwicklung ihre Roche-Grenze, was zu instabilem Massentransfer auf den Begleiter und schließlich zur Ausbildung einer gemeinsamen Hülle führt. Anschließend trägt die, an die gemeinsame Hülle übertragene, potenzielle und kinetische Energie des Begleiters dazu, bei den Hüllenverlust zu bewerkstelligen.

Ein Problem stellt die Entstehung von Unterzweigen ohne bisher nachgewiesene Begleiter dar. Angesichts der Erfolge des Common-Envelope-Kanals wurde von Soker (1998) ein modifiziertes Szenario für die Lösung vorgeschlagen. Es wurden theoretische Untersuchungen zur Möglichkeit eines Hüllenabwurfs als Folge von Wechselwirkungen mit substellaren Begleitern, also Braunen Zwergen oder Planeten, durchgeführt. Bei entsprechendem Abstand und Masse sollte ein derartiger Begleiter in der Lage sein die Common-Envelope-Phase zu überleben. Die Annahme impliziert, dass die beobachteten einzelnen Unterzwerg in vielen Fällen enge massearme Begleiter besitzen die, aufgrund unzureichender Genauigkeit der Messverfahren, bisher unentdeckt geblieben sind. Mit HD 149382 b wurde in jüngster Zeit ein massearmer Begleiterkandidat entdeckt, dessen Eigenschaften perfekt in das prognostizierte Muster passen (Geier et al. 2009).

Hauptanliegen der vorliegenden Arbeit ist die Suche nach einer möglichen Population enger substellarer Begleiter bei Heißen Unterzweigen zur Überprüfung des Soker-Szenarios. Zu diesem Zweck wurde ein geeignetes Verfahren, basierend auf präzisen Radialgeschwindigkeitsmessungen von Metalllinien einer gut untersuchten Auswahl von Objekten, die bei bisherigen Untersuchungen keine zeitliche Variation der Radialgeschwindigkeit zeigten, entwickelt. Durch die Einbeziehung tellurischer Linien konnte der systematische Fehler abgeschätzt und ein hoher Grad an Präzision erreicht werden. Die so ermittelten Fehler lagen im Bereich von $< 1 \text{ km s}^{-1}$. Die Datengrundlage bilden hochaufgelöste archivierte Spektren. Für aussichtsreiche Kandidaten wurden, zur Verbesserung der Phasenabdeckung und Bestimmung der Begleiterparameter, Nachbeobachtungen mit modernen hochauflösenden Spektrografen (CYCLOPS, FEROS) durchgeführt.

Das Verfahren erwies sich als bestens geeignet für den Nachweis substellarer Begleiter, was in der Detektion von drei Kandidaten für massearme Begleiter resultierte.

Für eine letztgültige Überprüfung des Soker-Szenarios werden eine Vergrößerung der Datenmenge sowie präzisere Prognosen benötigt. Die laufende theoretische Verfeinerung des Szenarios und neue Ansätze hinsichtlich der Massenverlustmechanismen lassen diese

für die nahe Zukunft erwarten. Dennoch konnten, bereits aus den im Verlauf der Untersuchung gewonnenen Daten, wichtige Schranken für die Parameter von möglichen Begleitern bestimmt werden.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	I
Inhaltsverzeichnis	III
1 Vorwort	1
2 Einleitung	2
2.1 Geschichtlicher Überblick, Begriffsklärung, Bedeutung	2
2.2 Eigenschaften	3
2.2.1 Subdwarf B-Sterne (sdB)	4
2.2.2 Subdwarf O-Sterne (sdO)	6
2.3 Entstehung heißer Unterzwerge	6
2.3.1 Einzelsternszenarien	8
2.3.2 Doppelsternszenarien	10
2.4 Substellare Begleiter	14
2.5 Ziel der Untersuchung	19
3 Spektroskopische Grundlagen	21
3.1 Spektren	21
3.2 Spektroskopische Doppelsterne	25
4 Datenaufnahme und -reduktion	28
4.1 Echelle-Spektrograf	28
4.2 FEROS	31
4.3 Beobachtung mit FEROS	34
4.4 CYCLOPS/UCLES	35
5 Untersuchung	38
5.1 Sternsample/Datensatz	38
5.2 Analysewerkzeuge	39
5.3 Präzise Radialgeschwindigkeitsmessung	40
5.4 Fehlerdiskussion	42
5.5 Fehlerbestimmung	46
5.5.1 Test der Wellenlängenkalibration	46
5.5.2 Test anhand synthetischer Spektren	49
5.6 Spektroskopische Nachbeobachtung ausgewählter Objekte	50
6 Ergebnisse	53
6.1 Subdwarf O-Sterne	53
6.2 Subdwarf B-Sterne mit Hauptreihenbegleitern	54
6.3 „Einzelne“ Subdwarf B-Sterne	54
6.4 Systeme mit massearmen Begleitern	57
6.4.1 Albus 1	59
6.4.2 CPD-64° 481	60
6.4.3 PHL 457	62
7 Diskussion der Ergebnisse	68

7.1	Qualität des Messverfahrens	68
7.2	Subdwarf O-Sterne	69
7.3	Variabler Doppelsternanteil bei Einzel-sdBs	69
7.4	Doppelinige Systeme	72
7.5	Kandidaten für massearme Begleiter	73
8	Ausblick	75
9	Literaturverzeichnis	76
	Abbildungsverzeichnis	80
	Tabellenverzeichnis	82
A	Linienlisten	83
A.1	Wasserstoff und Helium	83
A.2	Metalle	83
A.3	Tellurische Linien	85
B	Messwerte	86
B.1	sDBs Metalllinien	86
B.2	Tellurische Linien	93
B.3	sdO	95
B.4	sdB+MS	97
C	Danksagung	98
D	Erklärung	99

1 Vorwort

Sind wir allein im Universum?, Ist unsere Erde einzigartig?, Gibt es noch andere Sonnensysteme? Fragen wie diese haben die Menschen schon seit Urzeiten begeistert, fasziniert und ihre Fantasie beflügelt. Seit der Entdeckung der ersten extrasolaren Planeten durch Wolszczan & Frail (1992) hat die Astronomie erstaunliche Fortschritte auf diesem Gebiet gemacht. Im Zeitraum der Entstehung dieser Arbeit wurde durch die Veröffentlichung von rund 1000 neuen Kandidaten die Anzahl der bekannten Exoplaneten verdreifacht. Heute scheint die Entdeckung der zweiten Erde nicht mehr Science-Fiction, sondern nur noch eine Frage der Zeit zu sein (Arbesman & Laughlin 2010).

Doch Planeten müssen nicht unbedingt sonnenähnliche Sterne umkreisen und lebensfreundliche Bedingungen bieten um interessant zu sein. In der Regel wird das Leben eines Planeten durch sein Zentralgestirn dominiert. Der Stern bestimmt, direkt oder indirekt, die Größe, die Zusammensetzung und die Entfernung des Planeten und schafft unter Umständen die Voraussetzungen für Leben.

Wenn sich das Zentralgestirn am Ende seiner Hauptreihenphase zum Roten Riesen aufbläht, kommt es zu gravierenden Veränderungen in der Struktur eines Planetensystems. Die Oberflächentemperatur naher Begleiter steigt drastisch an, Ozeane verdampfen, etwaiges Leben wird ausgelöscht. Unter dem Einfluss von Gezeitenkräften, Sternwind und Massenverlust des Sterns verlassen Planeten ihre ursprünglichen Bahnen. Während äußere Planeten durch gegenseitige Wechselwirkung, unter bestimmten Umständen das System verlassen können, stürzen weiter innen gelegene auf die Oberfläche des Sterns und werden vernichtet.

In seltenen Fällen jedoch kann sich das Blatt am Lebensabend des Sterns wenden und der Planet bestimmt das weitere Schicksal seines Sterns, David besiegt Goliath. Um einen solchen Fall handelt es sich bei den sogenannten „heißen Unterzwerge“, Sternen die im Wesentlichen aus einem heißen Kern bestehen, der auf rätselhafte Art und Weise seine Hülle verloren hat.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Möglichkeit, dass ein substellarer Begleiter, also ein brauner Zwerg oder sogar ein Planet, für den notwendigen Massenverlust verantwortlich ist.

2 Einleitung

Dieses Kapitel liefert Informationen über den Forschungsgegenstand. Der Typus des „Hot Subdwarfs“ wird eingeführt und seine Eigenschaften erläutert. Daneben findet eine Abgrenzung der Unterklassen statt. In Abschnitt 2.3 werden Entstehungsszenarien diskutiert. Abschnitt 2.5 formuliert die Fragestellung dieser Arbeit.

2.1 Geschichtlicher Überblick, Begriffsklärung, Bedeutung

Bereits in den 1950er Jahren wurden leuchtkraftschwache blaue Objekte beobachtet. 1968 führten Sargent und Searle den Begriff des „heißen Unterzwergsterns“ (hot subdwarf) als Bezeichnung für unterleuchtkräftige B Sterne mit stark verbreiterten Balmerlinien ein. 1974 erfolgte nach genauerer Bestimmung der stellaren Parameter die Einordnung in das Hertzsprung-Russell-Diagramm (Greenstein & Sargent 1974).

Die Zahl dieser heißen Unterzwerge blieb überschaubar, bis in den 1980er Jahren im Zuge der Palomar-Green Durchmusterung zahlreiche neue Subdwarf-Kandidaten entdeckt wurden (Green et al. 1986). Es zeigte sich, dass Subdwarfs die häufigste Spezies der blauen unterleuchtkräftigen Sterne bis zu einer Grenzhelligkeit von $m_V = 18$ mag darstellen und die bis dahin dominierenden Weißen Zwerge zahlenmäßig weit übersteigen.

Mit Beginn von Beobachtungen im ultravioletten Wellenlängenbereich wurde bei elliptischen Galaxien ein unerwartet starker Fluss, der sogenannte UV-Exzess, festgestellt (Yi 2008). Nach der gängigen Vorstellung sollte der ultraviolette Anteil von jungen heißen Sternen herrühren. Da es sich bei einer elliptischen Galaxie jedoch um eine sehr alte Population handelt, sollten diese Sterne nicht mehr existieren (O’Connell 1999). Dieser Widerspruch stellte zeitweise galaktische Entwicklungsmodelle in Frage. Eine konsistente Lösung des Problems wurde durch Subdwarfs ermöglicht. Durch ihr Alter und ihre Häufigkeit (vgl. Kapitel 2.2) stellen sie ideale Kandidaten für die Erklärung des UV-Exzess dar (Brown et al. 1997, 2000).

Eine weitere Tatsache macht heiße Unterzwerge auch in anderer Hinsicht interessant. Simulationen konnten zeigen, dass enge Doppelsternsysteme aus Subdwarfs und Weißen Zwergen, in galaktisch relevanten Zeiträumen, unter Abstrahlung von Gravitationswellen verschmelzen und eine Supernova vom Typ Ia (SN Ia) erzeugen können (Webbink 1984; Tutukov & Yungelson 1981). Es existieren auch Beobachtungen von möglichen Vorläufersystemen (Maxted et al. 2000; Geier et al. 2007). In der Astronomie stellen diese wichtige Standardkerzen zur Entfernungsbestimmung weit entfernter Galaxien dar. Darüber hinaus sind SN Ia wichtige Quellen schwerer Elemente, insbesondere des Eisens.

Ein besseres Verständnis von heißen Unterzwergsternen wirkt sich also entscheidend auf andere Bereiche der Astronomie aus.

Eine komplette Übersicht über den aktuellen Forschungsstand des Feldes findet sich in einem Review-Artikel von Heber (2009).

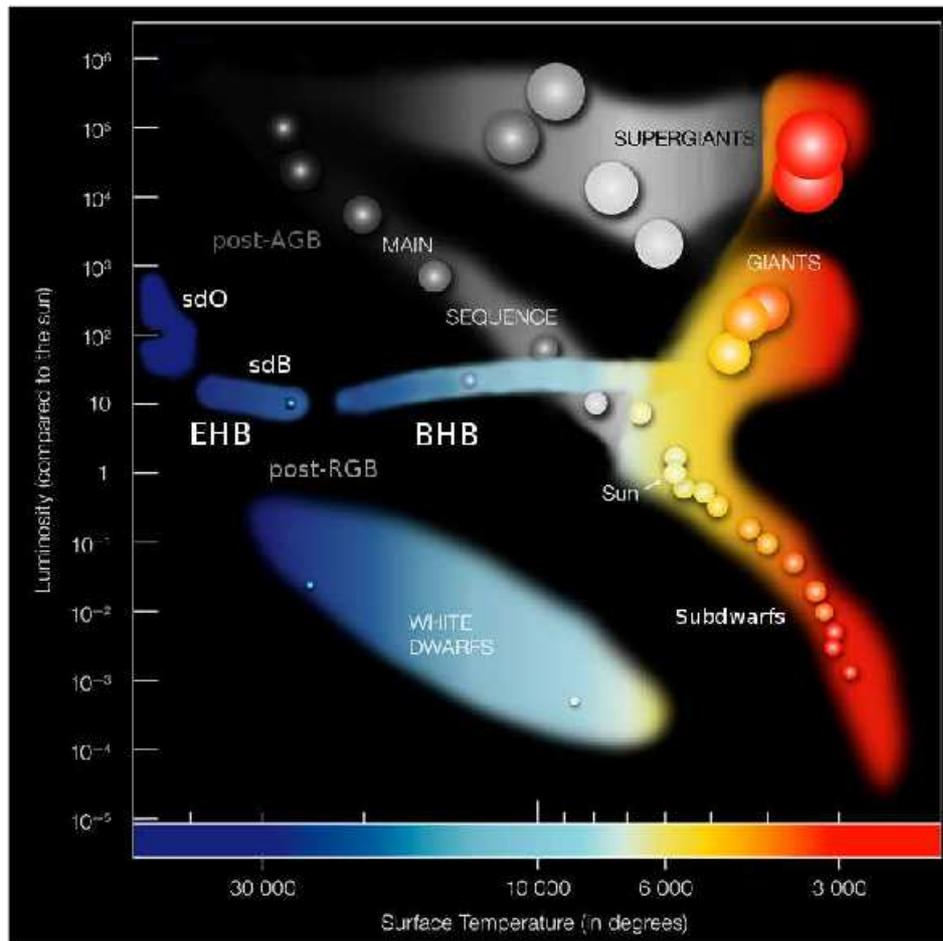


Abbildung 2.1: Lage der heißen Unterzweige im Hertzsprung-Russell-Diagramm (Geier 2009)

2.2 Eigenschaften

Heiße Unterzweige sind blaue Sterne, die durch ihre Farbe, Effektivtemperatur und das Erscheinungsbild ihrer Spektren den Spektralklassen O und B zugeordnet werden. Von gewöhnlichen Hauptreihensternen dieser Spektralklassen unterscheiden sie sich durch ihre niedrigere Leuchtkraft und den entsprechend kleineren Radius. Die Bezeichnung „Unterzweige“ bezieht sich auf den Vergleich zu Hauptreihensternen, die ihrerseits (im Vergleich zu Riesen) als Zwerge gelten. Im Hertzsprung-Russell-Diagramm befinden sich Subdwarfs deshalb unterhalb der Hauptreihe auf dem sogenannten „Extremen Horizontalast“ (Extreme Horizontal Branch, EHB), einer Verlängerung des Blauen Horizontalastes (Blue Horizontal Branch, BHB) in den Bereich höherer Temperaturen (siehe Abbildung 2.1). Sie befinden sich in einer Spätphase der Sternentwicklung. Eine Lücke zwischen BHB und EHB lässt auf unterschiedliche Entstehungsmechanismen beider Populationen schließen. Hot Subdwarfs werden entsprechend ihrer Spektralklasse in Subdwarf O- und Subdwarf B-Sterne (sdO beziehungsweise sdB) eingeteilt. Daneben existieren Zwischenstufen (sdOB) sowie heliumreiche Varianten beider Klassen (He-sdO beziehungsweise He-sdB). Die Eigenschaften der beiden Hauptklassen werden im Folgenden näher erläutert.

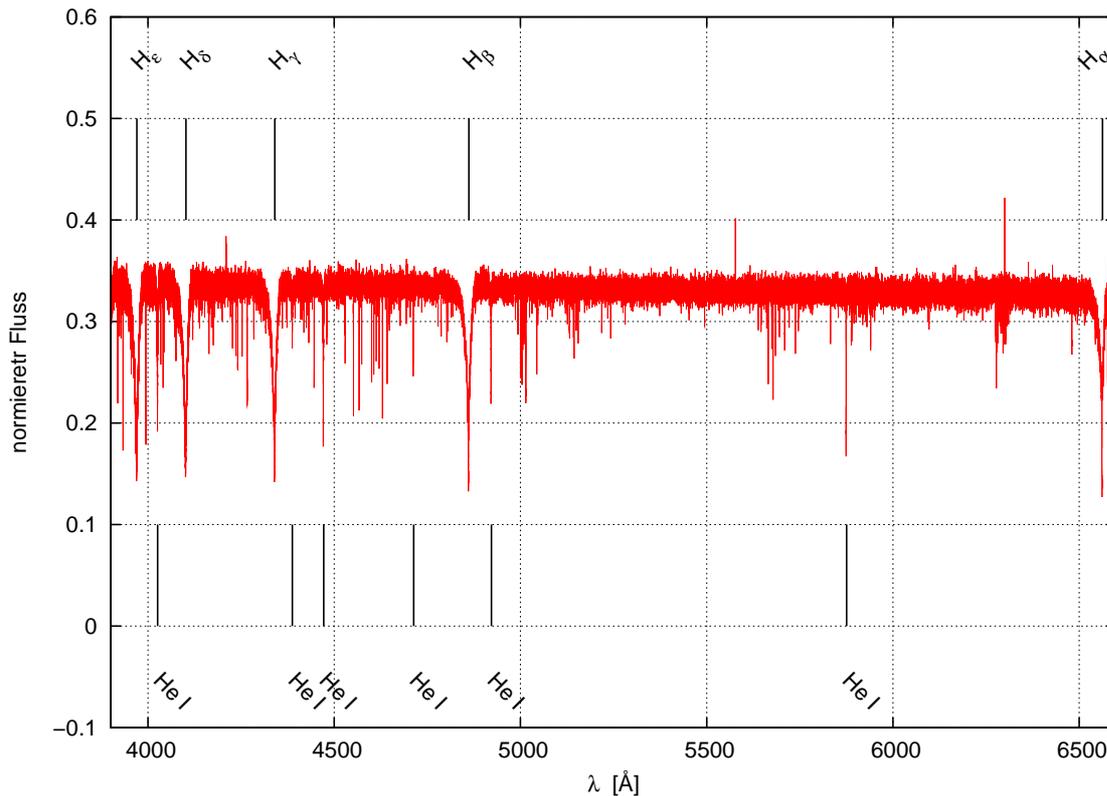


Abbildung 2.2: Spektrum des Subdwarf B-Sterns HD 205805. Das Objekt ist ein typischer Vertreter der Klasse. Die Balmerlinie des Wasserstoffs sowie Linien des neutralen Heliums sind entsprechend markiert. Ein (zur besseren Sichtbarkeit von Metalllinien) vergrößerter Ausschnitt ist in Abbildung 5.2 dargestellt.

2.2.1 Subdwarf B-Sterne (sdB)

SdB-Sterne sind die bei weitem häufigere und besser erforschte Subspezies der heißen Unterzwerge. Sie bilden eine sehr homogene Spektralklasse und bevölkern mit Temperaturen im Bereich zwischen 20 000 und 40 000 K das kühlere Ende des EHB. Die Spektren zeichnen sich durch verbreiterte Balmerlinien und einen frühen Abbruch der Balmerreihe aus (Moehler et al. 1990). Daneben finden sich Absorptionslinien von He I sowie schwache scharfe Metalllinien (Heber et al. 2000). Anzahl und Dichte der Metalllinien nehmen mit abnehmender Wellenlänge zu. Dadurch sind der optische und der nah-ultraviolette Wellenlängenbereich besonders gut für spektrale Untersuchungen geeignet. In diesen Bereichen liegen Linien bereits in ausreichender Anzahl vor, bei noch kürzeren Wellenlängen kommt es zu Überlappungen (O'Toole & Heber 2006). Ein typisches Spektrum eines sdBs ist in Abbildung 2.2 zu sehen.

Als Energiequelle dient, bis auf wenige Ausnahmen, die Fusion von Helium im Kern (Heber et al. 1984; Heber 1986). Der Transport der Energie erfolgt in den äußeren Schichten durch Strahlung (radiative Atmosphäre). Elementhäufigkeiten an der Oberfläche werden daher von Diffusion bestimmt. Die Atmosphären zeichnen sich durch hohe Schwerebeschleunigung aus, ihr Aufbau ist sehr stabil.

Durch die vergleichsweise dünne Wasserstoffschale ist bei sdBs keine Entwicklung auf dem Asymptotischen Riesenast (Asymptotic Giant Branch, AGB) mit Wasserstoffschalenbren-

nen zu erwarten. Nach Erschöpfung des zentralen Heliumvorrats schwenken sdBs direkt auf die Abkühlsequenz der Weißen Zwerge ein.

Typische Rotationsgeschwindigkeiten liegen unterhalb von 10 kms^{-1} .

Die bei Subdwarf B-Sternen beobachteten Pulsationen stimmen gut mit theoretischen Voraussagen überein. Resultierende Helligkeitsvariationen liegen typischerweise im Bereich von Millimagnituden. Als treibende Kraft wurde die erhöhte Opazität aufgrund von eng liegenden Eisenlinien (iron opacity bump) festgestellt (Kilkenny et al. 1997; Charpinet et al. 1996).

Man unterscheidet zwischen Druckmoden (p-Moden) mit Perioden von wenigen Minuten ($P = 80 - 600 \text{ s}$) und langperiodischen Schwerkraftmoden (g-Moden) ($P = 2000 - 9000 \text{ s}$). Dabei sind p-Moden für heißere und g-Moden für kühlere Sterne charakteristisch. Dazwischen existieren Hybridformen, sogenannte DW Lyn-Sterne, die für die Astroseismologie von besonderem Interesse sind (Schuh et al. 2006). Ein typischer (namensgebender) Vertreter der kühleren Klasse ist V1093 Her (Green et al. 2003), als Prototyp der heißeren fungiert V361 Hya (Kilkenny 2007). Das gute theoretische Verständnis der Pulsationsmechanismen erlaubt verlässliche Massenbestimmungen (van Grootel et al. 2008a,b). Die Ergebnisse stehen in guter Übereinstimmung sowohl zu anderen Methoden als auch zu Voraussagen theoretischer Entwicklungsmodelle (Han et al. 2002, 2003). Die kanonische Masse liegt bei $0.47 M_{\odot}$.

Doppelsternsysteme sind unter den heißen Unterzwerge weit verbreitet, können in der Regel jedoch nicht astrometrisch aufgelöst werden (Heber et al. 2002). Bei mindestens 20% der Population macht sich ein Begleiter in der Flussverteilung des Spektrums durch den sogenannten Infrarotexzess bemerkbar (Ferguson et al. 1984).

Durchmusterungen neueren Datums liefern für den Doppelsternanteil Werte von (teilweise weit) über 50 Prozent (Han et al. 2002). Bei den auf diese Weise entdeckten Begleitern handelt es sich gewöhnlich um kühle Hauptreihensterne mit Massen zwischen 0.8 und $1.2 M_{\odot}$. Riesen als Begleiter sind selten (Aznar Cuadrado & Jeffery 2002).

Darüber hinaus wurden bei vielen scheinbar einzelnen Subdwarfs Radialgeschwindigkeitsvariationen festgestellt, die von einem nicht sichtbaren engen Begleiter herrühren. Je nach Quelle wird der Anteil mit 40% (Napiwotzki et al. 2004) beziehungsweise 66% (Maxted et al. 2001) beziffert. Die gemessenen Perioden liegen in der Größenordnung von Tagen, wobei 10 Tage die obere Grenze markieren. Dabei handelt es sich unter Umständen um Auswirkungen von Auswahlwirkungen der Beobachtungsstrategie. Die meisten unterschreiten diese Grenze erheblich ($P < 1 \text{ d}$) (Ritter & Kolb 2003). Als Begleiter kommen massearme Hauptreihensterne ($M_{\text{Begleiter}} < 0.4 M_{\odot}$) und Weiße Zwerge in Betracht. Unter günstigen Umständen erlaubt die Lichtkurve die Unterscheidung. Ein etwaiger Reflexionseffekt spricht dabei für einen Hauptreihenstern während der Nachweis von Ellipsoidalverformung auf einen Weißen Zwerg als Begleiter hindeutet (Koen 2009).

In jüngster Zeit ermöglichten technische Fortschritte beim Bau entsprechender Detektoren durch Senkung der Nachweisgrenze die Entdeckung mehrerer planetarer Begleiter (Lee et al. 2009; Silvotti et al. 2007; Geier et al. 2009). Diese Entdeckungen haben unter Umständen interessante Implikationen für die Entstehung von Subdwarfs (siehe Kapitel 2.4).

2.2.2 Subdwarf O-Sterne (sdO)

Subdwarf O-Sterne sind die heißere Unterpopulation der heißen Unterzwerge. Die Effektivtemperaturen liegen zwischen 37 000 K und 47 000 K wobei eine höhere Heliumkonzentration mit höherer Temperatur korreliert. Heliumreiche He-sdOs liegen daher bei $T > 40\,000$ K.

Während sdB-Sterne eine relativ homogene Spektralklasse bilden, sind die Spektren von sdO-Sternen vielfältiger. Bedingt durch die höheren Temperaturen sind HeII Linien sichtbar, die an die Stelle der Balmerreihe treten (Moehler et al. 1990). Diese erlauben durch Vergleich der Linienstärken mit HeI eine genaue Abschätzung der Effektivtemperatur (Kudritzki & Simon 1978). Es gibt eine große Vielfalt an stellaren Parametern. Die großen Leuchtkraftunterschiede (bis zu zwei Größenordnungen) sowie die stark abweichenden Häufigkeiten von Stickstoff und Kohlenstoff erlauben die Definition weiterer Unterklassen (Stroeer et al. 2007; Hirsch et al. 2008).

Die erwähnten Unterschiede liefern Hinweise auf unterschiedliche Entstehungswege. Während einige sdOs weiter entwickelte sdBs auf dem Weg zur Abkühlsequenz sind, handelt es sich bei anderen vermutlich um post-AGB-Sterne (Heber 1991; Werner et al. 2003).

Unter den sdOs ist bisher ein Pulsator bekannt (Woudt et al. 2006; Fontaine et al. 2008). Als Triebkraft wurde, analog zu sdB-Pulsationen, die Eisenlinienhäufung festgestellt. Ein besonders interessanter Vertreter ist US708, da er als Hypervelocitystern unsere Galaxie verlassen wird (Hirsch et al. 2005).

2.3 Entstehung heißer Unterzwerge

Die Entstehung heißer Unterzwerge ist noch immer ungeklärt. Sie ist Gegenstand von Spekulationen und aktueller Forschung.

Der kanonische Entwicklungsweg für leichte bis mittelschwere Sterne verläuft wie folgt. Sobald die Wasserstofffusion endet, beginnt der Kern unter seiner Eigengravitation zu kontrahieren. Die dabei erzeugte thermische Energie verursacht eine Ausdehnung der Sternhülle (Spiegelsatz). Der Stern verlässt die Hauptreihe und entwickelt sich auf dem Roten Riesenast (Red Giant Branch, RGB). In dieser Phase kommt es zu Massenverlust durch Wind. Die RGB-Entwicklung findet ein Ende sobald Druck und Temperatur im Zentrum einen kritischen Wert erreichen und durch die Zündung von Helium ein neuer nuklearer Brennstoff erschlossen wird. Je nach Sternmasse ist das Elektronengas im Zentrum des Sterns zum Zeitpunkt des Zündens ideal oder entartet. Bei letzterem Fall kommt es zum Helium-Flash. Gemäß dem Spiegelsatz zieht sich die Hülle wieder zusammen. Der Stern wandert zum Horizontalast, wo er bis zur Erschöpfung seines Heliumvorrats verbleibt. Abbildung 2.3 stellt den Verlauf der Sternentwicklung in einem Hertzsprung-Russell-Diagramm dar.

Die Tatsache, dass es sich bei Hot Subdwarfs um mehr oder weniger nackte Heliumkerne handelt, legt einen stark erhöhten Massenverlust nahe. Zeitlich ist der Verlust der Hülle vor beziehungsweise kurz nach dem Beginn der Heliumfusion einzuordnen.

Mit Ausnahme des Mergerkanals (siehe unten) basieren alle bisher vorgeschlagenen Entstehungsmodelle auf unterschiedlichen Methoden des Massenverlusts. Nach der Anzahl der

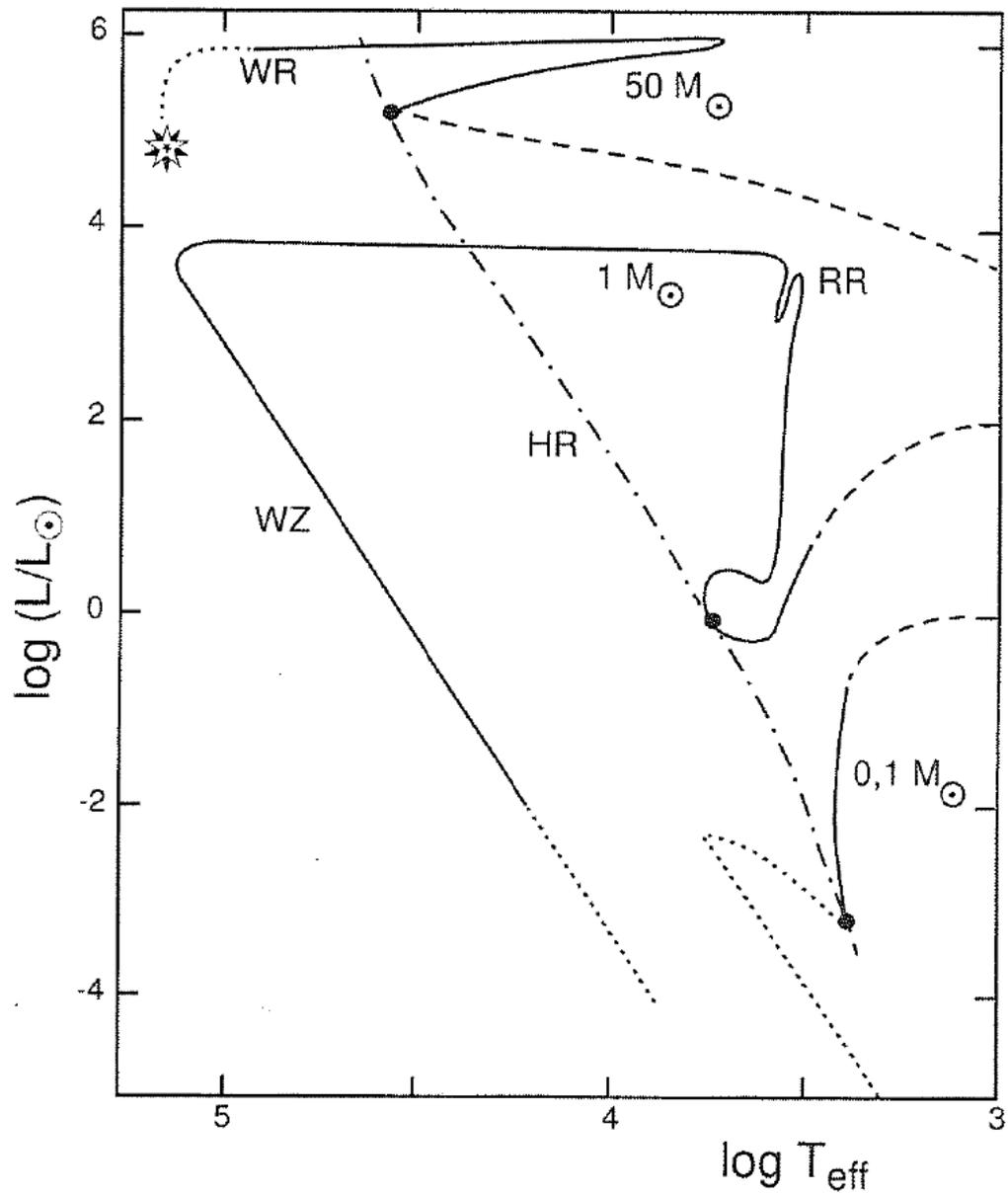


Abbildung 2.3: Entwicklung im Hertzsprung-Russell-Diagramm in Abhängigkeit von der Masse des Sterns. Der Verlauf der Hauptreihe ist mit „HR“, der Rote Riesen Ast mit „RR“ und die Abkühlsequenz der Weißen Zwerge mit „WZ“ gekennzeichnet (Weigert et al. 2005).

beteiligten Objekte unterscheidet man Einzel- und Doppelsternszenarien.

Für die wichtigsten Kanäle wurden von Han et al. (2002, 2003) detaillierte Simulationen durchgeführt. Der Vergleich der Ergebnisse mit tatsächlich beobachteten Eigenschaften der Population erlaubt Rückschlüsse auf die Bedeutung der einzelnen Szenarien für die Entstehung heißer Unterzwerge.

2.3.1 Einzelsternszenarien

Um den Hüllenverlust eines Einzelsterns zu bewerkstelligen sind zwei Mechanismen in der Diskussion: verstärkter Sternwind und verzögerter Helium-Flash. Auch Kombinationen von beiden kommen in Frage (D’Cruz et al. 1996).

Im einfachsten Fall ist die Effizienz des Sternwindes auf dem RGB derart erhöht, dass der Stern in der Lage ist, seine gesamte Hüllenmasse in den interstellaren Raum zu schleudern. Dieser Vorgang wird schematisch in Abbildung 2.4 dargestellt. Die genauen Voraussetzungen für eine erhöhte Effizienz sind jedoch nicht bekannt. Eine überdurchschnittliche Metallizität könnte eine Rolle spielen.

Eine weitere Möglichkeit Masse zu verlieren ist der sogenannte „Flash“, ein explosionsartiges Einsetzen der Heliumfusion in entartetem Elektronengas. Das Flash-Szenario umfasst verschiedene Arten der Heliumzündung. Unter Umständen kann bereits der Helium-Flash im Sternzentrum auf dem RGB in der Lage sein die Hülle abzustoßen. Gewöhnlich wird der Effekt dieses Flashes durch darüberliegende Schichten kompensiert. Ist die Hüllenmasse jedoch klein genug, kann die Kompensation nicht mehr stattfinden. Dieser Mechanismus ist vor allem für massearme Sterne interessant, da hier die Hülle nur vergleichsweise schwach gravitativ gebunden ist (Han et al. 1994).

Daneben besteht die Möglichkeit sogenannter später Zündungen (late hot flash). In diesem Fall hat der Stern bereits einen großen Teil seiner Hüllenmasse verloren und befindet sich zum Zeitpunkt des Flashes auf der Abkühlsequenz (Castellani & Castellani 1993).

Darüber hinaus kann es auch zu Helium-Flashes in der Hülle kommen. Neben erhöhtem Massenverlust können diese die Ausbildung von Konvektionszonen zur Folge haben, wodurch verbliebener Wasserstoff in tiefere Schichten gemischt und dort fusioniert wird. Die letzte Möglichkeit scheint vor allem für heliumreiche Sterne eine Rolle zu spielen (Iben 1984; Sweigart 1997; Hirsch 2009).

Zentrale Helium-Flashes können ebenfalls zur Entstehung von Konvektionszonen führen. Je nach „Reichweite“ der Konvektion wird zwischen „seichter“ und „tiefer Durchmischung“ (shallow mixing beziehungsweise deep mixing) unterschieden (Lanz et al. 2004). Die verschiedenen Arten der Durchmischung unterscheiden sich im Zeitpunkt der Zündung und in den resultierenden Elementhäufigkeiten an der Oberfläche des Sterns. Seichte Durchmischung tritt bei Flashes zu Beginn der Abkühlsequenz auf. Sie führt zu geringfügiger Anreicherung von Stickstoff und Helium. Zündungen in späteren Phasen der Abkühlung erzeugen tiefreichende Konvektionszonen und eine mit schweren Elementen (Helium, Kohlenstoff, Stickstoff) angereicherte Atmosphäre. Wasserstoff kann extrem abgereichert sein. Eine Zusammenstellung der unterschiedlichen Flashes ist in Abbildung 2.5 zu finden. Problematisch an den Einzelsternszenarien ist die feine Abstimmung der Parameter (wie Metallizität und Zündungszeitpunkt), die notwendig ist, um die beobachtete Population zu erklären.

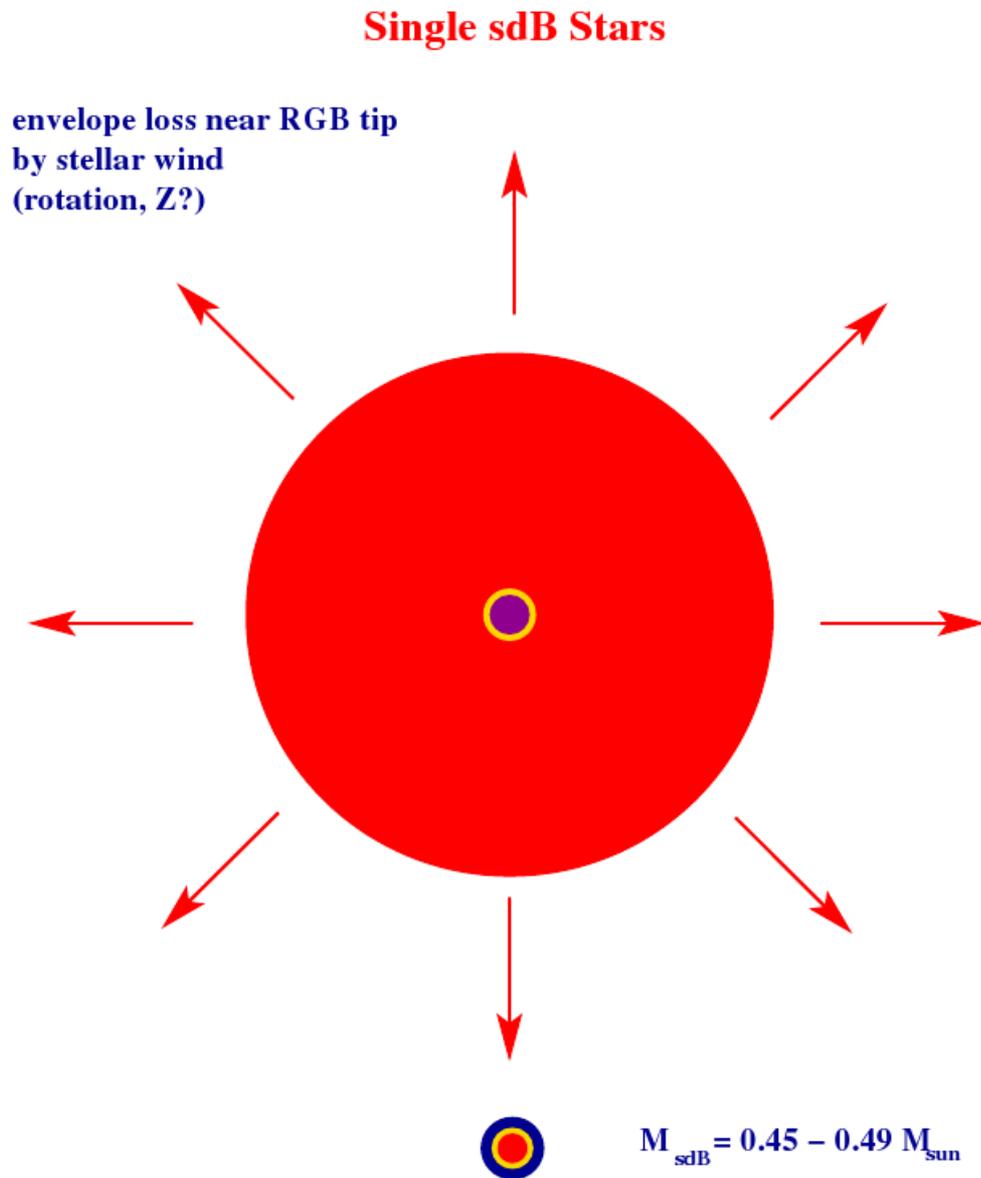


Abbildung 2.4: Die Abbildung veranschaulicht schematisch den verstärkten Massenverlust durch erhöhte Sternwindeffizienz. Als Ursache kommen überdurchschnittliche Metallizität oder hohe Rotationsgeschwindigkeiten in Frage. Das Szenario resultiert in einem einzelnen heißen Unterzwerg (Podsiadlowski et al. 2008).

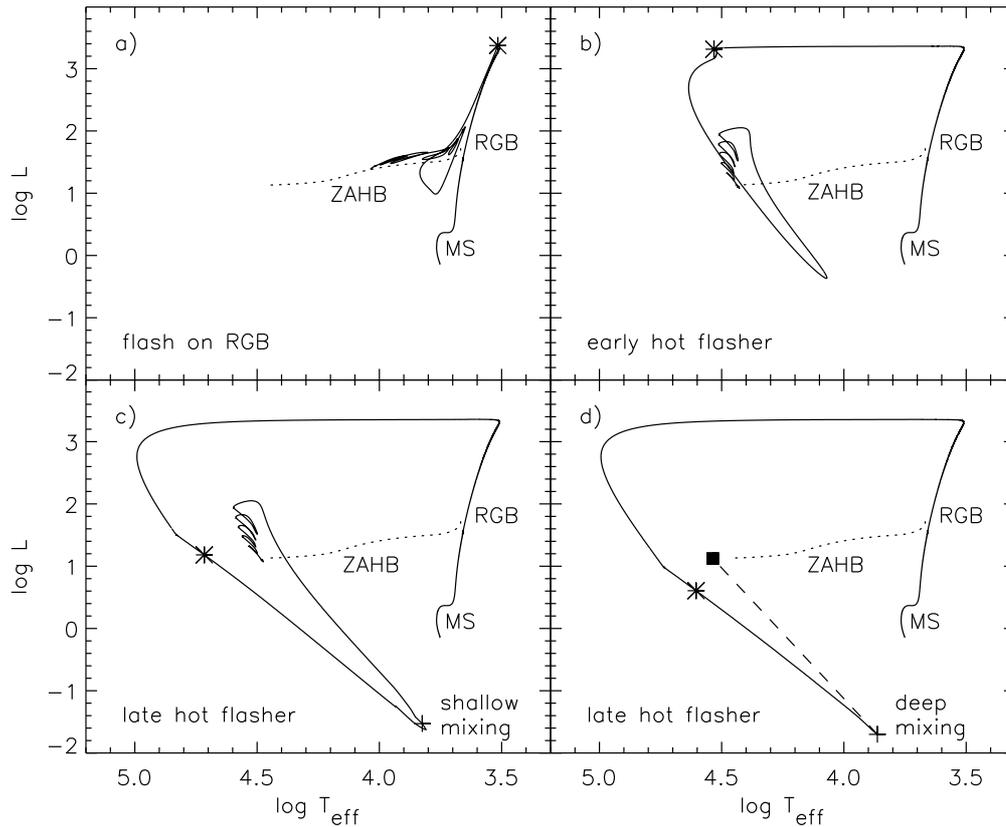


Abbildung 2.5: In der Abbildung sind die Ergebnisse von Sternentwicklungssimulationen, durchgeführt von Lanz et al. (2004), zusammengestellt. Zu sehen sind Entwicklungswege von Sternen im Hertzsprung-Russell-Diagramm. Den zeitlichen Rahmen bilden das Ende der zentralen Wasserstofffusion und das stabile Heliumbrennen. Die einzelnen Szenarien unterscheiden sich im Zeitpunkt der Heliumzündung, in den Diagrammen durch einen Stern symbolisiert. Im Falle der späten Zündung mit tiefer Durchmischung war eine durchgehende Modellrechnung nicht möglich (angedeutet durch die gestrichelte Linie).

2.3.2 Doppelsternszenarien

In Doppelsternszenarien ist die Wechselwirkung mit einem Begleiter für die Entstehung eines heißen Unterzwerge verantwortlich. Dabei sind vor allem enge Doppelsternsysteme von Interesse, da die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Wechselwirkungen erhöht ist. Je nach genauem Mechanismus des Vorgangs werden drei Varianten dieses Szenarios unterschieden.

- **Roche-Lobe Overflow:** Der Roche-Lobe Overflow (RLOF) gehört zu den Doppelsternszenarien (Mengel et al. 1976). Zu Beginn besteht das System aus zwei Hauptreihensternen unterschiedlicher Masse. Die Entwicklung des schwereren Sterns verläuft aufgrund höherer Energieabstrahlung schneller. Er tritt zuerst in die Rote-Riesen-Phase ein. Ist das System eng genug, füllt er dabei seine Roche-Grenze aus. Diese bezeichnet den räumlichen Bereich, in dem die Anziehungskraft des betreffenden Sterns ausreicht um Materie zu binden. Wird die Roche-Grenze bei weiterer Ausdehnung überschritten, beginnt über den Lagrange-Punkt der Massenüberstrom auf den Begleiter. Der Vorgang

ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Bei einem Massenverhältnis von $q < 1.2-1.5$ bleibt der Massentransfer stabil. Durch die Drehimpulsübertragung kommt es zur Aufweitung des Systems. Im Zuge des RLOF verliert der Rote Riese einen Großteil seiner Hülle an den Begleiter. Mit Beginn des Heliumbrennens entwickelt er sich zum Heißen Unterzweig. Der Endzustand hängt stark von der Masse der Primärkomponente ab. Für massearme Sterne ($M_{\text{prim}} < 2 M_{\odot}$) werden Perioden zwischen 100 und 500 Tagen erwartet. Eine größere Masse führt zu Endperioden in der Größenordnung von wenigen Tagen. Für die Endmasse des entstehenden Unterzweigs ergibt sich eine relativ scharfe Verteilung um $M_{\text{SD}} \simeq 0.5 M_{\odot}$ (Han et al. 2002; Podsiadlowski et al. 2008).

Das RLOF-Szenario eignet sich besonders zur Erzeugung weiter, langperiodischer Systeme aus Subdwarfs und frühen Hauptreihensternen. Eine von Green et al. (2000) vorgenommene Abschätzung auf der Grundlage von 89 untersuchten sdBs stützt die Existenz solcher Systeme. Durch die Vielzahl der verwendeten Annahmen sind die Parameter jedoch nicht sicher bestimmt.

In Kombination mit einer Common-Envelope Phase kann das Szenario auch zur Erklärung von engen Systemen aus Subdwarfs und Weißen Zwergen dienen.

- **Common Envelope Ejection:** Der „Abwurf einer gemeinsamen Hülle“ (Common Envelope Ejection, CEE) ist eng mit dem RLOF-Szenario verwandt. Wie bei Letzterem geht man von einem (engen) Hauptreihendoppelsternsystem aus, dessen schwerere Komponente auf dem RGB die Roche-Grenze ausfüllt. Anders als im vorangegangenen Fall verläuft der Massentransfer jedoch nicht stabil. Der Hauptreihenbegleiter ist nicht in der Lage die gesamte Materie zu akkretieren und überschreitet durch die Massenzunahme seine Roche-Grenze. Das System kann nun als ein Objekt betrachtet werden. Es entsteht eine gemeinsame Sternhülle in deren viskosem Inneren sich der Kern der Primärkomponente und der masseärmere Begleiter um den gemeinsamen Schwerpunkt bewegen. Dabei findet durch Reibung Energie- und Drehimpulsübertragung an die Hülle statt. Das System verliert potenzielle Energie, was zur Verringerung des Abstandes führt. Die gemeinsame Hülle hingegen gewinnt potenzielle Energie und kann, sobald die Bindungsenergie überschritten ist, abgestoßen werden. Der genaue physikalische Mechanismus des Hüllenabwurfs ist indes nicht bekannt. Das Szenario führt zur Entstehung eines engen Doppelsternsystems aus Heißem Unterzweig und Hauptreihenstern. Falls zwei Massenaustauschphasen stattfinden, kann die Sekundärkomponente auch ein Weißer Zwerg sein (siehe Abbildung 2.7).

Simulationen von Han et al. (2002) ergeben eine sehr scharfe Massenverteilung mit einem Peak bei $M_{\text{SD}} \simeq 0.46 M_{\odot}$ und Perioden zwischen 0.1 d und 1 *rmd*. Damit ist das Szenario in der Lage, die am häufigsten beobachtete Subdwarfpopulation zu erklären (Maxted et al. 2001).

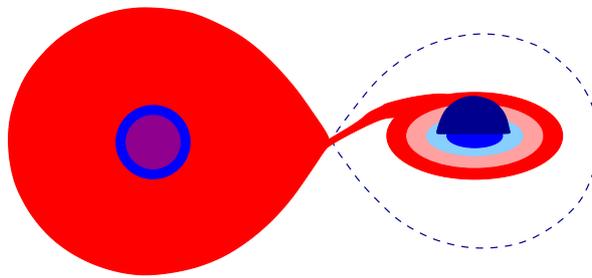
- **Merger:** Ausgangspunkt für das Mergerszenario ist ein enges System bestehend aus zwei Weißen Zwergen (siehe Abbildung 2.8). Beim Umlauf um den gemeinsamen Schwerpunkt strahlt das System Gravitationswellen ab. Der Energiebedarf der Gravitationswellenstrahlung wird aus dem Vorrat an potenzieller Energie gedeckt, wodurch es zur Annäherung der Komponenten kommt. Da die abgestrahlte Leistung sehr gering ist, muss die Ausgangsperiode weniger als 8 Stunden betragen. Bei weiteren Systemen erfolgt auf einer sinnvollen Zeitskala keine Verschmelzung.

Bei ausreichender Annäherung überschreitet der leichtere und damit größere Zwerg seine Roche-Grenze. Der folgende Massentransfer ist selbstverstärkend, da Massen-

Stable RLOF Channel

(mass ratio $< 1.2 - 1.5$)

stable RLOF (near tip of RGB)



wide sdB binary with MS/SG companion



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

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

Abbildung 2.6: Dargestellt ist das Prinzip des stabilen RLOF-Kanals. Durch starke Ausdehnung des Subdwarf-Vorgängers im Verlauf der RGB-Phase kommt es zur Massen- und Drehimpulsübertragung auf den Begleiter. Das Szenario hat die Entstehung weiter Systeme zur Folge (Podsiadlowski et al. 2008).

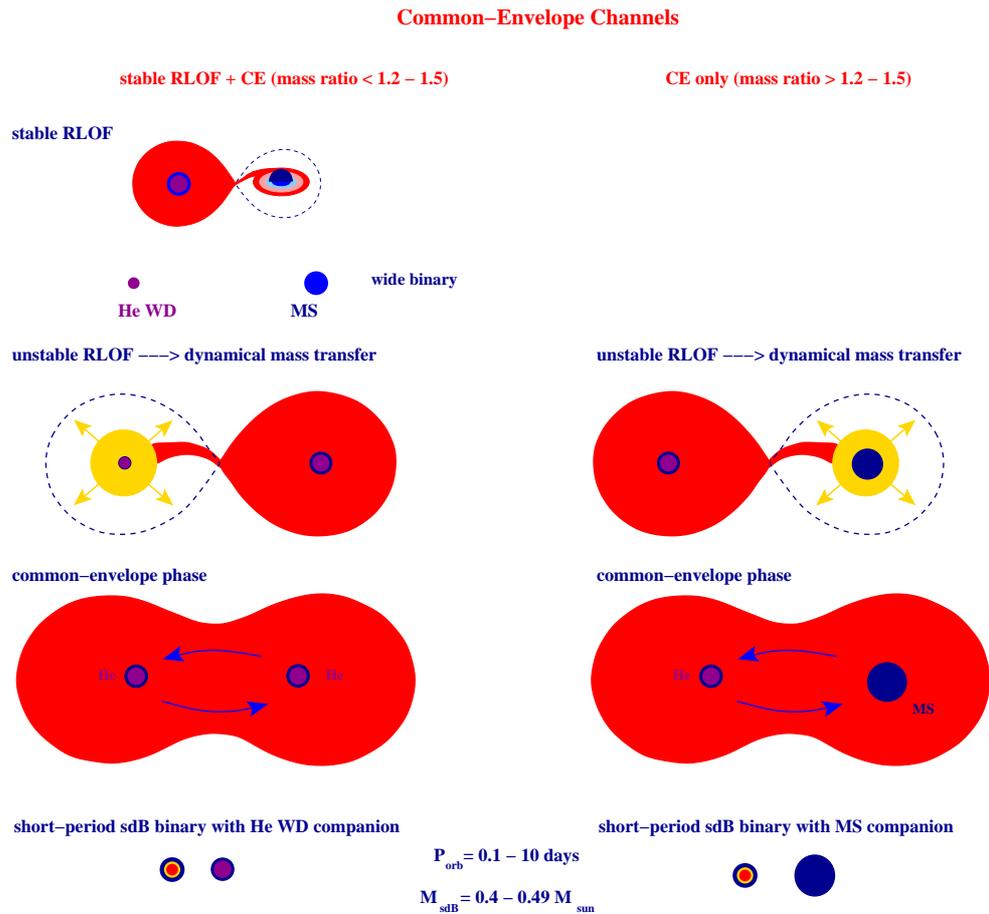


Abbildung 2.7: Die Darstellung zeigt zwei Ausprägungen des CEE-Szenarios. Für den genauen Verlauf ist das Massenverhältnis der Komponenten q entscheidend (Podsiadlowski et al. 2008).

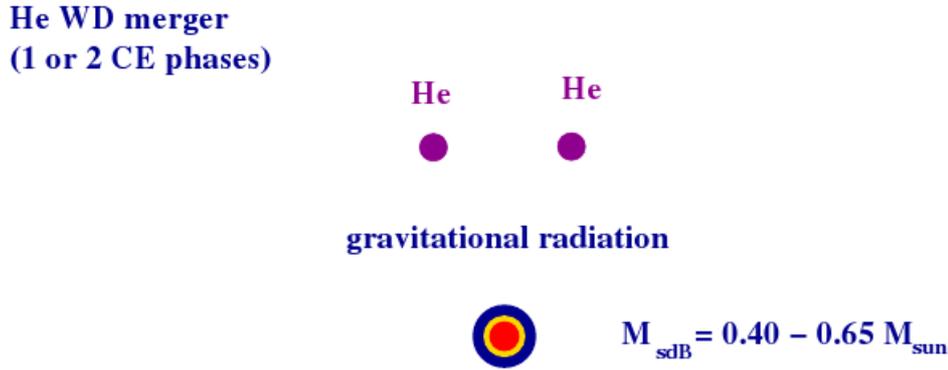


Abbildung 2.8: In dem dargestellten Mergerszenario entsteht ein heißer Unterzweig durch gravitationswellenbedingte Annäherung und anschließende Verschmelzung zweier Weißer Zwerge.

verlust bei Weißen Zwergen eine Radiuszunahme bedingt. Es kommt zur Zerstörung der masseärmeren Komponente unter Bildung einer Akkretionsscheibe. Der schwerere Partner akkretiert Masse aus den Überresten. Bei Überschreiten der erforderlichen Grenzmasse beginnt die Kernfusion.

Je nach Zusammensetzung der Weißen Zwerge kommen unterschiedliche Endprodukte in Betracht (Webbink 1984; Tutukov & Yungelson 1981; Iben & Tutukov 1986). Für die Entstehung von Subdwarfs ist die Verschmelzung zweier heliumreicher Weißer Zwerge notwendig.

Der Mergerkanal prognostiziert einzelne Subdwarfs mit einer vergleichsweise weiten Massenverteilung ($0.4 M_{\odot} < M_{\text{SD}} < 0.65 M_{\odot}$) (Han et al. 2002). Damit ist er vor allem für die Entstehung der sdO-Population interessant, die einen niedrigen Doppelsternanteil und hohe Heliumhäufigkeiten aufweist (Napiwotzki 2008).

2.4 Substellare Begleiter

Die theoretischen Voraussagen der CEE- und RLOF-Szenarien stimmen sehr gut mit der tatsächlich beobachteten Subdwarf-Doppelsternpopulation überein. Im Gegensatz dazu gibt es bei Einzelstern- und Verschmelzungsszenarien erhebliche Diskrepanzen. Die Entstehung von einzelnen Subdwarfs, insbesondere die von sdBs, konnte durch die gängigen Modelle nicht zufriedenstellend erklärt werden. Der, gegenüber Hauptreihensternen, stark erhöhte Doppelsternanteil, vor allem die große Anzahl sehr enger Systeme, deuten auf die besondere Bedeutung von Doppelsternszenarien bei der Bildung Heißer Unterzwerge hin. Diese Tatsache sowie die Erfolge des Common-Envelope-Kanals führten zu der Überlegung, dass ein ähnliches Szenario auch die (eventuell scheinbare) Einzelsternpopulation erklären könnte. Ist es möglich, dass die Begleiter aufgrund ihrer niedrigen Masse bisher schlicht übersehen wurden?

Der von Soker (1998) vorgeschlagenen Kanal stellt eine Variante des klassischen CEE-Kanals dar. Er basiert auf der Annahme, dass es sich bei der überwiegenden Mehrheit der beobachteten Einzel-sdBs in Wirklichkeit um sehr enge Doppelsysteme mit einem massearmen substellaren Begleiter handelt.

Der Oberbegriff „substellare Begleiter“ umfasst, im vorliegenden Fall, zwei Arten von Objekten.

- **Gasplaneten** bestehen hauptsächlich aus Wasserstoff und Helium. Bei der Entstehung spielt die Akkretion von Gas auf einen Kern aus Eis und Gestein eine wichtige Rolle. Bei der Mehrheit der bisher bekannten extrasolaren Planeten handelt es sich um Gasriesen. Der prominenteste Vertreter im Sonnensystem ist Jupiter. Als Massengrenze gilt, festgelegt durch die IAU (Binzel 2006), $M_{\max} \approx 13 M_{\text{Jupiter}}$, da bei höheren Werten die Voraussetzungen für Deuteriumfusion im Kern erfüllt sind. In der Anfangsphase ihrer Entwicklung sind Gasplaneten in der Lage durch Kontraktion gewonnene Energie abzustrahlen.
- **Braune Zwerge** (Spektralklassen M, L und T) bilden hinsichtlich Eigenschaften und Zusammensetzung eine Art Zwischenform zwischen Sternen und Gasplaneten. Hauptbestandteil ist Wasserstoff. Die ersten Phasen der Entwicklung verlaufen analog zu denen eines Sterns (vergleiche Abbildung 2.9). Nach der Entstehung durch gravitativen Kollaps einer Gaswolke beginnt, bei ausreichender Kernmasse ($M_{\text{D min}} \approx 13 M_{\text{Jupiter}}$), die Fusion von Deuterium. Für den nächsten Schritt der Sternentwicklung, die Zündung der Wasserstofffusion, reicht die Masse eines Braunen Zwergs jedoch nicht aus. Die untere Grenze bildet $M_{\text{minH}} \approx 0.08 M_{\odot}$. Nach Versiegen des Deuteriumvorrats bezieht das Objekt seine Leuchtkraft aus der potenziellen Energie. Die folgende Kontraktionsphase ähnelt der von Gasplaneten. Durch die Entartung der Elektronen im Kern und den resultierenden Druck kommt die Kontraktion schließlich, nach vielen Milliarden Jahren, zum Stillstand.

Bisher sind relativ zur Anzahl von Sternen und Planeten erstaunlich wenige Braune Zwerge als Begleiter sonnenähnlicher Sterne bekannt. Für enge Systeme ($P < 5$ d) liegen die Anteile bei 16 % beziehungsweise ~ 5 % für Sterne und Gasplaneten, während der Anteil Brauner Zwerge weniger als 1 % ausmacht. Darauf anspielend, wird der typische Massenbereich auch als „brown dwarf desert“ bezeichnet. Der „trockenste“ Bereich dieser Wüste, also der Massenbereich mit besonders wenigen bekannten Vertretern, liegt bei $M = 31_{-18}^{+25} M_{\text{Jupiter}}$ (Grether & Lineweaver 2006). Dieser Bereich steht als Trennlinie der unterschiedlichen Entstehungsmechanismen in der Diskussion. Die Suche nach Radialgeschwindigkeitsvariationen, in deren Verlauf zahlreiche extrasolare Planeten entdeckt wurden, zielte ursprünglich auf den Nachweis von Braunen Zwergen ab.

Die Evolution des Systems verläuft zunächst analog zum CEE-Szenario. Im Verlauf der Entwicklung zum Roten Riesen vergrößert sich der Radius des Sterns. Sobald die äußeren Bereiche der Sternhülle den Anziehungsbereich des substellaren Begleiters erreichen, kommt es zur Interaktion. Bereits in dieser Phase wird der Massenverlust durch Gezeitenkräfte des Begleiters erhöht, was den Verlust von potenzieller Energie zur Folge hat. Eine weitere Ausdehnung des Roten Riesen oder die Entfernungsabnahme aufgrund des angesprochenen Energieverlusts führt schließlich zum Eintritt des substellaren Begleiters in die Sternhülle (Bear & Soker 2010). Nach Ausbildung der gemeinsamen Hülle verliert das System weiterhin potenzielle Energie und das substellare Objekt bewegt sich auf einer Spiralbahn auf den Kern zu. Für seine weitere Entwicklung gibt es drei Möglichkeiten (Livio & Soker 1984).

- **Verdampfen** aufgrund der enormen Hüllentemperaturen

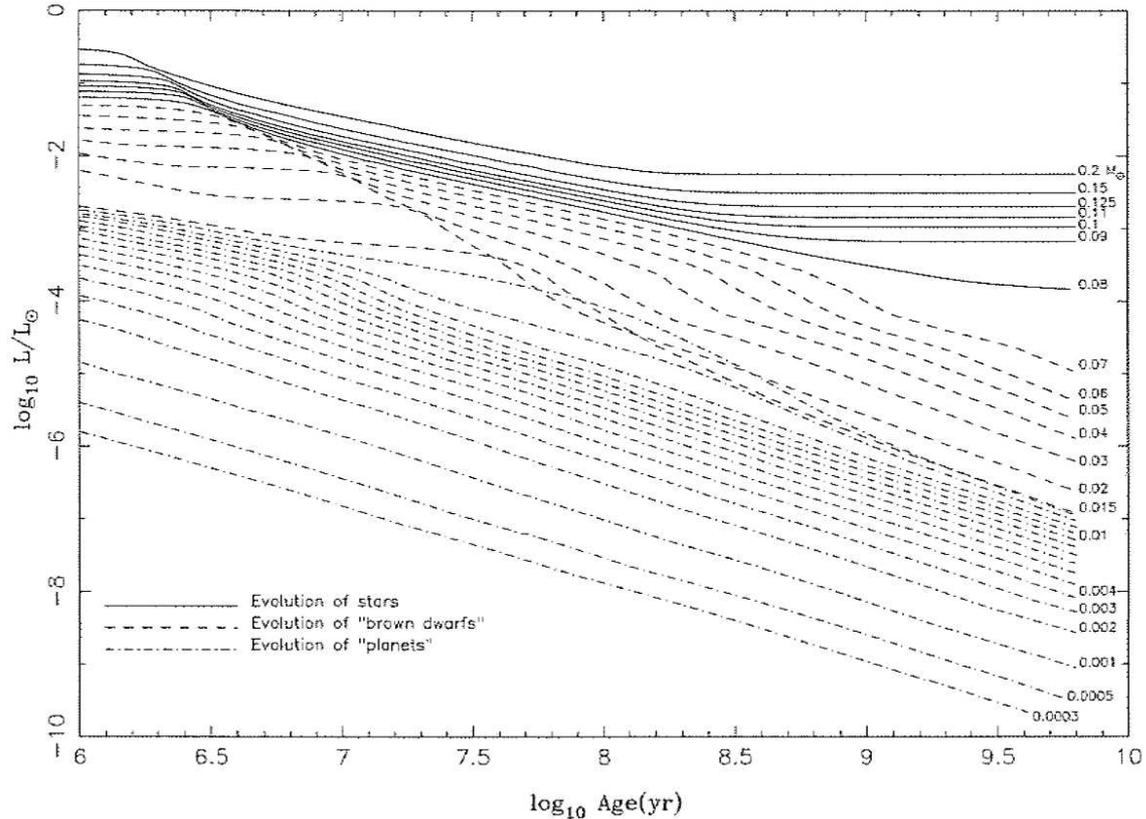


Abbildung 2.9: Vergleich der zeitlichen Leuchtkraftentwicklung von Sternen, Braunen Zwergen und Planeten als Funktion der Masse. Das „Knick“ in den Kurven der Braunen Zwerge markiert das Ende der Deuteriumfusion. Die Massengrenzen werden durch Mindestmassen für Deuterium- ($M_{D\min} \approx 0.02 M_{\odot}$) beziehungsweise Wasserstoffbrennen ($M_{H\min} \approx 0.08 M_{\odot}$) definiert (Quirrenbach 2006).

- **Kollision** mit dem Kern des Roten Riesen
- **Abwurf** der gemeinsamen Hülle

Der letzte Fall ist von besonderem Interesse. Er erlaubt, durch den Vergleich von erwarteter und tatsächlicher Eigenschaften der Planetenpopulation, die Überprüfung des Szenarios.

Ein wichtiger Parameter ist die Masse des Planeten. Diese wird durch zwei gegenläufige Prozesse bestimmt. Einerseits verliert der Planet Masse durch Verdampfen, andererseits kann es zu Massenakkretion durch den Planeten kommen (Bondi & Hoyle 1944). Darüber hinaus führt der Hüllenabwurf auch beim Planeten zu Massenverlust. Basierend auf Hjellming & Taam (1991) nimmt Soker (1998) an, dass ein Großteil der akkretierten Masse wieder verloren geht.

Aus Verdampfungsrate und Temperaturverteilung eines Roten Riesen lässt sich unter der Annahme $R_{\text{Planet}} \simeq 0.1 R_{\odot}$ folgende Beziehung für den kritischen Abstand herleiten.

$$a_{\text{Verdampfen}} \simeq 10 \left(\frac{M_{\text{Planet}}}{M_{\text{Jupiter}}} \right)^{-1} R_{\odot} \quad (2.1)$$

Unterschreitet der Planet diesen Abstand, gleicht die Entweichgeschwindigkeit von seiner

Oberfläche der lokalen Schallgeschwindigkeit und der Planet verdampft. Eine weitere kritische Separation liefert die Kollision. Bei der „Kollision“ mit dem Kern handelt es sich eigentlich um eine Verschmelzung nach Überschreiten des Roche-Radius. Dieser ist im vorliegenden Fall durch

$$R_{\text{Roche}} \simeq 0.46a \left(\frac{M_{\text{Planet}}}{M_{\text{Kern}}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.2)$$

gegeben, wobei a für den Abstand steht (Paczynski 1967). Der entsprechende Grenzabstand beträgt:

$$a_{\text{Kollision}} \simeq 1.7\eta \left(\frac{M_{\text{Planet}}}{M_{\text{Jupiter}}} \right)^{-\frac{1}{3}} R_{\odot} \quad (2.3)$$

η bezeichnet hier die prozentuale Radiuszunahme des Planeten durch Akkretion.

Um den finalen Abstand nach erfolgtem Hüllenabwurf zu berechnen wird die potenzielle Energie, die das System verliert, mit dem Gewinn an potenzieller Energie der Hülle gleichgesetzt.

$$\alpha \frac{GM_{\text{Planet}}M_{\text{Kern}}}{a_{\text{final}}} \simeq \frac{GM_{\text{Kern}}\Delta M_{\text{Hulle}}}{R} \quad (2.4)$$

α stellt ein Maß für die Effizienz des Massenverlustes dar. Als eine Art Wirkungsgrad hängt er mit dem Anteil der vom System bereitgestellten Energie zusammen, die von der Hülle tatsächlich in potenzielle Energie umgewandelt wird. Für den Abstand erhält man

$$a_{\text{final}} = 3\alpha \left(\frac{M_{\text{Planet}}}{10M_{\text{Jupiter}}} \right) \left(\frac{R}{100R_{\odot}} \right) \left(\frac{M_{\text{Hulle}}}{0.3M_{\odot}} \right)^{-1} R_{\odot} \quad (2.5)$$

Nach Einsetzen der entsprechenden Werte und Vergleich mit den Kriterien aus Verdampfen und Kollision, ergibt sich, unter Berücksichtigung der Unsicherheiten, für die Massen der überlebenden Planeten $M_{\text{Planet}} \gtrsim 10M_{\text{Jupiter}}$. Masseärmere Planeten ($1M_{\text{Jupiter}} \lesssim M_{\text{Planet}} \lesssim 10M_{\text{Jupiter}}$) können zwar zum Verlust eines Großteils der Hülle führen, verschmelzen jedoch daraufhin mit dem Kern. Bei einer Masse von $M_{\text{Planet}} \lesssim 1M_{\text{Jupiter}}$ erhöht ein Planet ebenfalls den Massenverlust des Sterns. Er verdampft allerdings im Verlauf der CE-Phase (Soker 1998).

Nelemans & Tauris (1998) kommen bei ihren Berechnungen zu abweichenden Voraussagen mit insgesamt höheren Massengrenzen ($M_{\text{Begleiter}} > 25 M_{\text{Jupiter}}$), die jedoch in der gleichen Größenordnung liegen (siehe Abbildung 2.10).

Der Vorteil dieses Kanals besteht in der Erklärung der gesamten Subdwarf-Population mit nur einem universellen Entstehungsszenario.

In jüngster Zeit wurden bei mehreren Subdwarfs substellare Begleiter entdeckt (Silvotti et al. 2007; Lee et al. 2009; Qian et al. 2009). Eine Zusammenstellung der Parameter findet sich in Tabelle 2.1. Aufgrund ihrer Entfernung zum Zentralstern waren diese Planeten vermutlich nicht an einer CE-Phase beteiligt. Dennoch zeigt ihre Entdeckung, dass Planeten als Begleiter existieren und detektierbar sind.

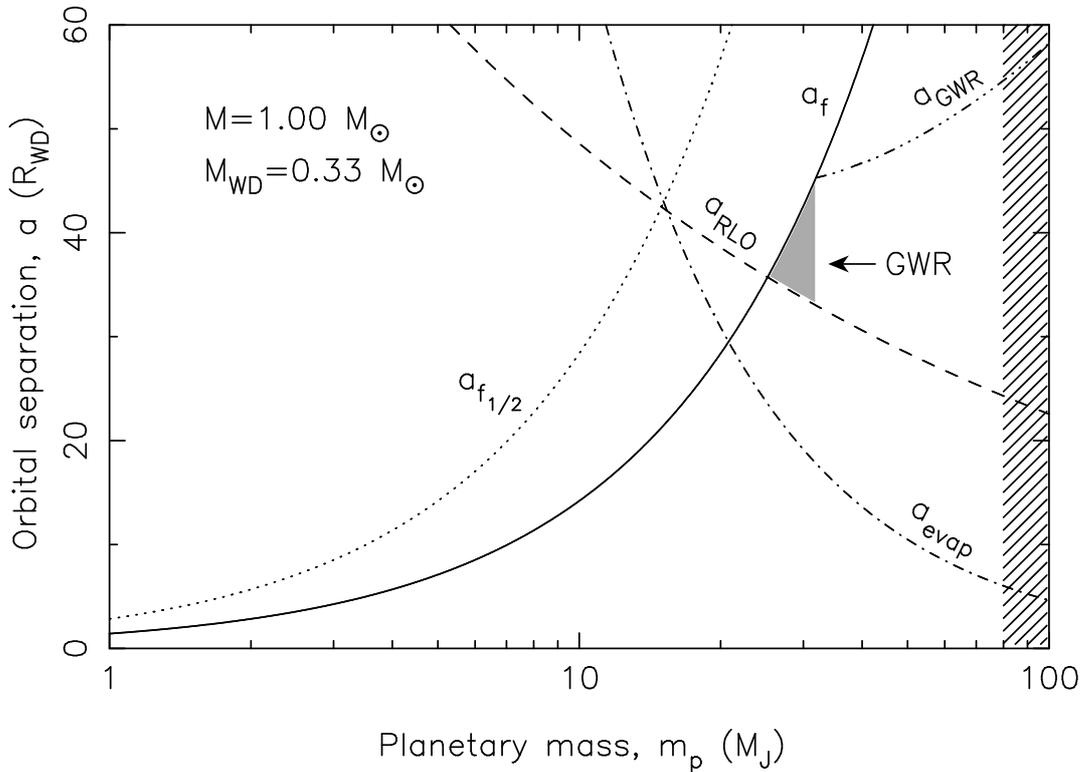


Abbildung 2.10: In der obigen Darstellung sind die Voraussagen der Modellrechnungen von Nelemans & Tauris (1998) zur Entwicklung enger substellarer Begleiter eines Hauptreihensterns ($M_{\text{Stern}} = 1 M_{\odot}$) grafisch zusammengefasst. Als Kernmasse (entspricht der Masse des resultierenden Weißen Zwergs) wurden $0.33 M_{\odot}$ angenommen. Die Linien symbolisieren Grenzen für das Auftreten unterschiedlicher Prozesse, die zum Abwurf der gemeinsamen Hülle oder der Zerstörung des Begleiters führen. Objekte rechts der durchgezogenen Linie (a_f) sind prinzipiell in der Lage die gesamte Hülle abzustößen. Ihr Überleben wird durch Verdampfen (a_{evap}), Ausfüllen der Roche-Grenze (a_{RLO}) und Abstrahlung von Gravitationswellen (a_{GWR}) eingeschränkt. Der schraffierte Bereich markiert den Übergang zu stellaren Begleitern durch Erfüllung der Voraussetzungen für Heliumbrennen ($M_{\text{Begleiter}} > 80 M_{\text{Jupiter}}$). Die Ordinate ist in typischen Radien Weißer Zwerge ($R_{WD} = 10\,000 \text{ km}$) skaliert.

Tabelle 2.1: Zusammenstellung ausgewählter Parameter bekannter substellarer Begleiter von Heißen Unterzweigen

Name	Masse $M \sin i$	Periode P	Separation a	Methode
HD 149382	$8 - 23 M_{\text{Jupiter}}$	$2.391 \pm 0.002 \text{ d}$	$5.0 - 6.1 R_{\odot}$	V_{rad} -Variation
V 391 Peg	$3.2 M_{\text{Jupiter}}$	3.2 a	1.7 AE	Pulse Timing (O-C)
HW Vir	$19.2 \pm 0.2 M_{\text{Jupiter}}$	$\sim 3321 \text{ d}$	3.6 AE	Eclipse Timing (O-C)
HW Vir	$8.5 \pm 0.4 M_{\text{Jupiter}}$	$\sim 5767 \text{ d}$	5.3 AE	Eclipse Timing (O-C)
HS 0705+6700	$0.0377 - 0.072 M_{\odot}$	2610 d	$< 3.6 \text{ AE}$	Eclipse Timing (O-C)

Eine herausragende Rolle spielt dagegen die Entdeckung von HD 149382 b durch Geier et al. (2009) mithilfe der Radialgeschwindigkeitsmethode. Mit einer Periode von $P = 2.391 \text{ d}$ und einer Masse von $8 M_{\text{Jupiter}} < M_{\text{HD}} < 23 M_{\text{Jupiter}}$ entspricht er genau den Vorhersagen von Soker (1998) und Nelemans & Tauris (1998). Radialgeschwindigkeitsmessungen neueren Datums führten zu Zweifeln an der Existenz des Begleiters (Jacobs et al. 2011). Weitere Messungen sowie ein Abgleich der Quellen sind in Planung und werden letzte Klarheit in dieser Frage bringen.

2.5 Ziel der Untersuchung

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung von scheinbar einzelnen heißen Unterzweigen der Spektralklasse B auf weitere substellare Begleiter zur Überprüfung des Entstehungsszenarios von Soker (1998) durch präzise Messungen der Radialgeschwindigkeiten. Außerdem werden auch RLOF- und Mergerkanal durch Betrachtung entsprechender Objekte (sdB-Sterne mit Hauptreihenbegleitern beziehungsweise sdO-Sterne) einer Prüfung unterzogen.

Aufgrund theoretischer Überlegungen zum CEE-Kanal mit substellaren Begleitern trifft Soker (1998) (statistische) Aussagen über die zu erwartende Begleiterpopulation von Subdwarfs. Die entscheidenden Vorhersagen sind:

- **Masse des Begleiters** $M \gtrsim 10 M_{\text{Jupiter}}$
- **Bahnperiode** $P \sim 10 \text{ d}$
- **Anteil der durch substellare Begleiter entstandenen Subdwarfs** $< 60 \%$

Auf der Grundlage dieser Prognosen konnte eine Strategie zur Überprüfung des Szenarios erstellt werden. Die Vorhersagen lassen Radialgeschwindigkeitssemiamplituden K im Bereich von wenigen km s^{-1} erwarten. Bisherige Untersuchungen konnten solche Variationen nicht nachweisen, da die spektrale Auflösung unzureichend war.

Für eine zuverlässige Detektion derartiger Begleiter muss das verwendete Verfahren folgende Voraussetzungen erfüllen:

- **Hochaufgelöste Spektren:** Die Qualität der verwendeten Spektren muss durch Auflösung und das Verhältnis von Signal zu Rauschen für entsprechend genaue Radialgeschwindigkeitsmessungen geeignet sein.

- **Gezielte Auswahl der Sterne:** Besonders geeignet sind Objekte mit umfangreichen Voruntersuchungen die bisher nicht als radialgeschwindigkeitsvariabel eingestuft sind.
- **Hochpräzises Messverfahren:** Optimierte Messung der Radialgeschwindigkeiten und Kontrolle der systematischen Fehler. Die Präzision muss die Grenze von 1 km s^{-1} unterschreiten.
- **Gute Phasenabdeckung:** Für eine zuverlässige Bestimmung der Periode ist eine große Anzahl von Spektren mit entsprechenden zeitlichen Abständen wünschenswert.

Die oben genannten Ansprüche stellen die Eckpunkte für die Gestaltung der vorliegenden Untersuchung dar. Ihnen wurde nach Möglichkeit Rechnung getragen. Die Datenbasis der Messung bilden archivierte ¹ hochaufgelöste FEROS-Spektren (siehe Kapitel 4.2). Nach einer Untersuchung der Balmerlinien durch Geier (priv. Mtlg.) wurden Sterne mit möglichen massiven Begleitern aus der Auswahl entfernt. Spezialisierte Analysesoftware (siehe Kapitel 5.2) diente zur Messung der Radialgeschwindigkeiten. Für Objekte mit signifikanter zeitlicher Variation der Radialgeschwindigkeit wurden im Zuge von Nachbarbeobachtungen (Kapitel 5.6) weitere Spektren zur Bestimmung der Begleiterparameter aufgenommen. Auch für Objekte, die keine Variation über die Fehlergrenze hinaus zeigen, liefert die Methode wichtige Schranken für die Begleitermasse .

¹http://archive.eso.org/eso/eso_archive_main.html

3 Spektroskopische Grundlagen

Das folgende Kapitel soll die Grundlagen für das Verständnis der verwendeten Messverfahren legen.

3.1 Spektren

Das Spektrum ist der individuelle „Fingerabdruck“ eines Sterns. Es besteht aus einem Kontinuum und Absorptions- beziehungsweise Emissionslinien. Licht (beziehungsweise Photonen) kann auf dem Weg von seiner Entstehungsregion zur Photosphäre auf verschiedene Weise mit der Sternmaterie wechselwirken.

Zur Entstehung des Kontinuums tragen dabei zwei Effekte bei. Zum einen die Streuung von Photonen an freien Elektronen oder Ionen (Thomson-, Compton-, Rayleigh-Streuung). Da sowohl im Anfangs- als auch im Endzustand beide Stoßpartner als freie Teilchen vorliegen, bezeichnet man diese Prozesse als f-f (free-free) Übergänge. Zum anderen besteht die Möglichkeit, dass ein Atom durch den Einfall des Photons mit ausreichender Energie ionisiert wird. Die Fotoionisation ist ein b-f (bound-free) Übergang. Sie ist auch für die Ionisationskanten im Spektrum verantwortlich.

Spektrallinien entstehen durch An- beziehungsweise Abregung von diskreten gebundenen Zuständen im Atom. Im besonders anschaulichen Bohrschen Atommodell springt das Elektron durch die vom Photon zugeführte Energie auf eine energetisch höher gelegene Bahn und kehrt anschließend unter Emission eines Photons in einem oder mehreren Schritten in seine Ursprungslage zurück. Man spricht von b-b (bound-bound) Übergängen.

Bei den betreffenden Wellenlängen ist die Opazität κ_ν gegenüber der Kontinuumsopazität erhöht, was dazu führt, dass sich die gleiche optische Tiefe bereits bei geringerer physikalischer Tiefe d einstellt.

$$\kappa_\nu = \sum_{ij} \kappa_{\nu \text{Lin } ij} + \kappa_{\text{Kont}} \quad (3.1)$$

$$\tau_\nu = \kappa_\nu \rho d \quad (3.2)$$

Somit stammt das Licht aus weiter außen liegenden Schichten des Sterns.

Die Intensität der Strahlung wird von der Temperatur der jeweiligen Schicht bestimmt (Schwarzkörperstrahlung). Die Abhängigkeit der spektralen Strahlungsdichte u (entspricht abgestrahlter Energie pro Volumen) von Temperatur T und Wellenlänge λ wird in Gleichung 3.3 dargestellt. Für eine grafische Darstellung siehe Abbildung 3.1.

$$u(\lambda, T) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} (e^{hc/(\lambda kT)} - 1)^{-1} \quad (3.3)$$

Da die Temperatur gewöhnlich mit zunehmendem Radius abnimmt, ist die Linie weniger hell als ihre Umgebung. Man beobachtet Absorption. Andere Temperaturverteilungen, beispielsweise eine heiße Chromosphäre, können zu Emissionslinien oder einer Kombination aus beiden führen.

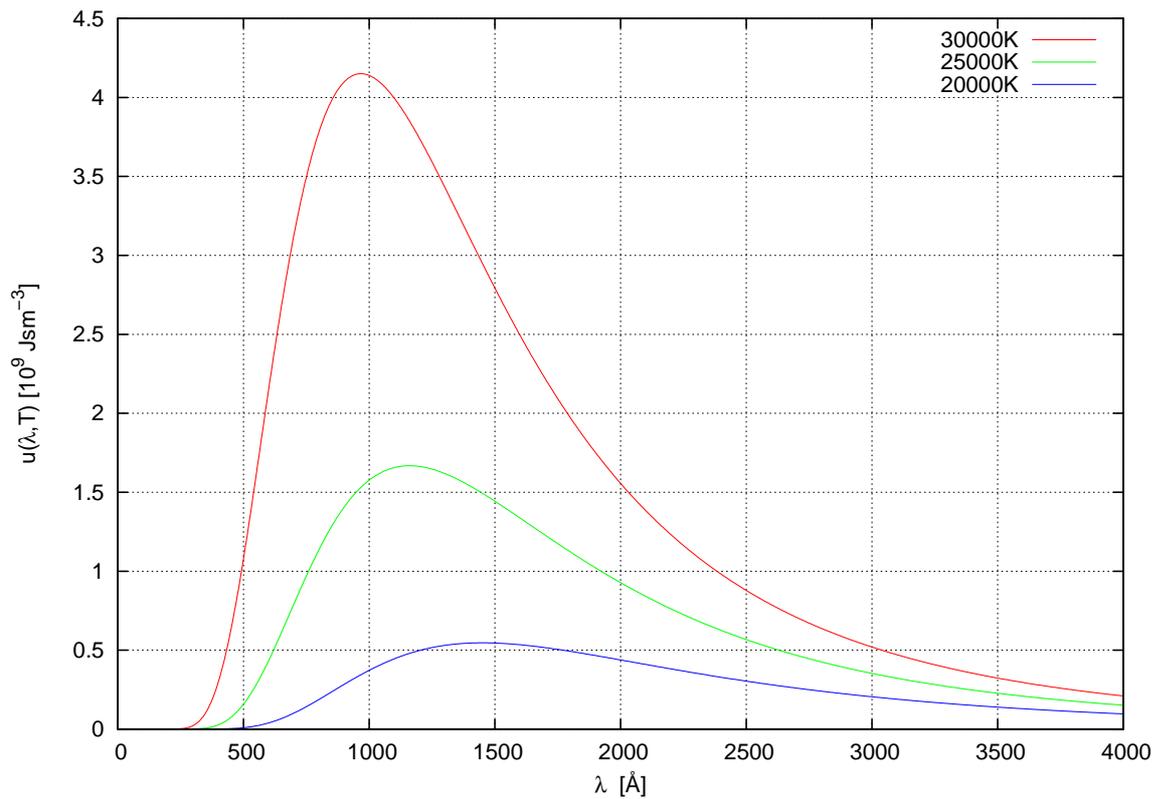


Abbildung 3.1: Spektrale Strahlungsdichte eines schwarzen Körpers für unterschiedliche Temperaturen. Die Strahlungsintensität kühlerer Objekte ist geringer. Bei der Entstehung von Spektrallinien ist der Temperaturunterschied zwischen ihrem Entstehungsort und dem Entstehungsgebiet des Kontinuums für die verringerte Intensität verantwortlich.

Spektrallinien haben aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation eine nicht verschwindende natürliche Breite, die mit der Lebensdauer der angeregten Zustände zusammenhängt.

$$\Delta E \Delta t \sim \frac{h}{2\pi} \quad (3.4)$$

Über diese natürliche Breite hinaus führen verschiedene Mechanismen zu einer weiteren Verbreiterung und Verformung.

- **Kollisions-/Druckverbreiterung:** Auslöser ist die wechselseitige Beeinflussung der abstrahlenden Teilchen und die Aufspaltung der Niveaus durch den Stark-Effekt. Die Stärke hängt im Allgemeinen nicht von der Wellenlänge ab. Wichtigster Faktor ist die Dichte der Elektronen. Die von diesem Effekt erzeugte Verbreiterung lässt sich mit einer Lorentzfunktion beschreiben.

Darüber hinaus existieren mehrere Mechanismen, deren gemeinsame Ursache der Dopplereffekt, also die Rot- beziehungsweise Blauverschiebung der Strahlung aufgrund von (radialen) Bewegungen der Quelle, darstellt (siehe Gleichung 3.9). Diese Dopplerverbreiterungen lassen sich nach der Art der zugrunde liegenden Bewegungen und Geschwindigkeiten einteilen. Dabei kann zwischen mikroskopischen Effekten, wie der thermischen Bewegung einzelner Atome, und makroskopischen Bewegungen (Rotation des Sterns) unterschieden werden. Allen gemein ist die Wellenlängenabhängigkeit des Effekts.

- **Thermische Bewegung:** Die thermische Energie eines Objekts stellt die Summe der kinetischen Energien seiner Konstituenten (der Atome) dar. Die Geschwindigkeitsrichtungen sind gleichverteilt. Die Verteilung der Beträge ihrer Radialanteile in Abhängigkeit von Temperatur T und Atommasse m wird durch die eindimensionale Maxwellgleichung beschrieben. N bezeichnet die Gesamtanzahl der Atome, k die Boltzmannkonstante.

$$n(V_{\text{rad}})dV_{\text{rad}} = N \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} e^{-\frac{mV_{\text{rad}}^2}{2kT}} dV_{\text{rad}} \quad (3.5)$$

Für das Linienprofil ergibt sich eine Gaußverteilung. Mit der Einführung der sogenannten Dopplerwellenlänge λ_D lässt sich diese wie folgt darstellen.

$$\phi_\lambda = \frac{1}{\Delta\lambda_D \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2}, \Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (3.6)$$

Die entsprechende Halbwertsbreite $1.667\Delta\lambda_D$ und damit die beobachtete Verbreiterung der Linie hängt folglich empfindlich von der Temperatur und der Atommasse ab. Bei fester Temperatur nimmt die Breite der Spektrallinien mit steigender Atommasse ab.

- **Turbulenz:** Eine weitere Möglichkeit für Dopplerverbreiterung besteht in der Bewegung von Materieelementen. Je nach Größe der Elemente in Relation zum Volumen des Bereichs der Linienentstehung spricht man von Mikro- oder Makroturbulenz.

Da die genaue Geschwindigkeitsverteilung der **Mikroturbulenz** nicht bekannt ist, wird eine Gaußverteilung zugrunde gelegt. Das aus der Überlagerung aus Mikroturbulenz

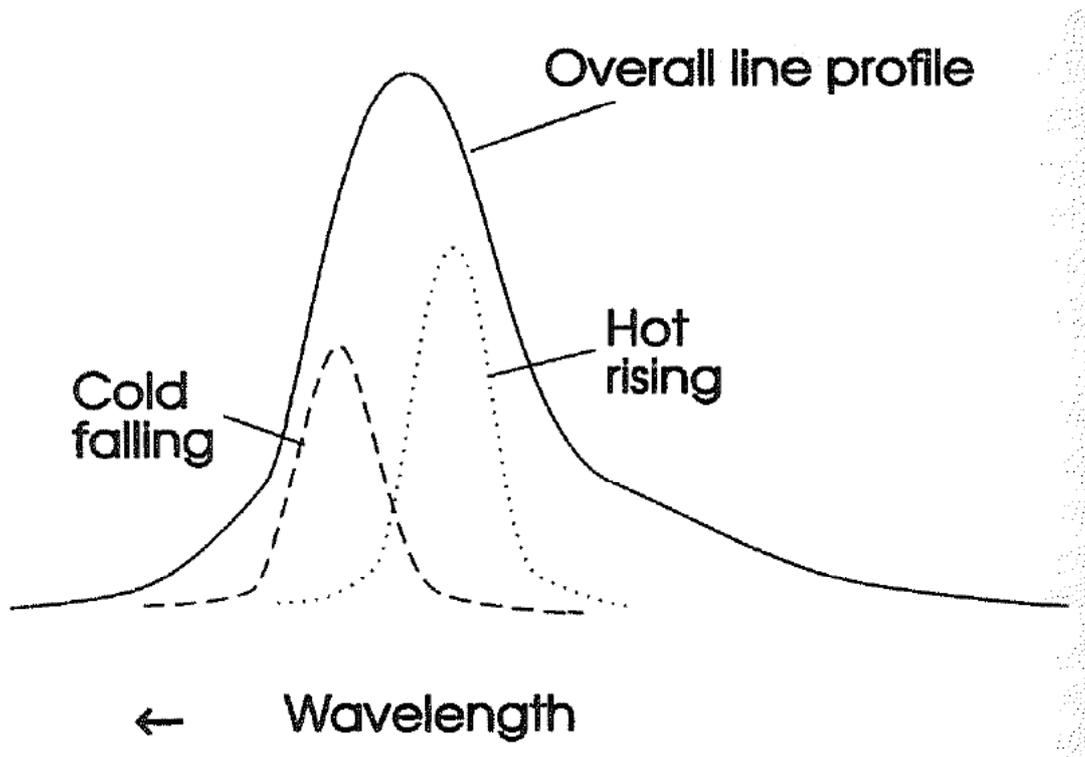


Abbildung 3.2: Auswirkungen von Makroturbulenz auf das Linienprofil. Die Kombination der Schwarzkörperstrahlung von heißen aufsteigenden und kühlen absinkenden Materieelementen führt zur Asymmetrie der Linie (Emerson 1996).

und thermischer Verbreiterung entstehende Gesamtprofil ist wiederum eine Gaußfunktion. Die Mikroturbulenz hat also eine symmetrische Verbreiterung zur Folge.

Im Falle von **Makroturbulenz** findet die Entstehung der Linien innerhalb der Segmente statt. Das Gesamtprofil einer Linie setzt sich folglich aus blauverschobenen Anteilen aufsteigender Elemente und rotverschobenen Anteilen, welche ihren Ursprung in absinkenden Elementen haben. Durch die unterschiedliche Temperatur der Elemente (Aufsteigende sind heißer als Absinkende) sind die entsprechenden Linien unterschiedlich stark ausgeprägt. Die Überlagerung hat asymmetrische Profile zur Folge. Der Effekt ist in Abbildung 3.2 illustriert.

- **Rotation:** Durch die Rotation eines Sterns hat ein Teil der sichtbaren Oberfläche (knapp die Hälfte, falls die Rotationsachse senkrecht zur Beobachtungsrichtung steht) einen Radialgeschwindigkeitsanteil in Richtung des Beobachters, während sich ein Teil gleicher Größe vom Beobachter entfernt. Da die einzelnen Bereiche in der Regel nicht aufgelöst werden können, erscheinen die Spektrallinien des Objekts symmetrisch verbreitert.

Das Gesamtprofil einer Linie entsteht durch eine Kombination der Verbreiterungsprofile der einzelnen Mechanismen. Die Überlagerung von Gauß- und Lorentz-Profilen, (mathematisch betrachtet eine Faltung) ergibt das sogenannte Voigt-Profil.

$$\phi_{\text{Voigt}} = \phi_{\text{Gauss}} \otimes \phi_{\text{Lorentz}} \quad (3.7)$$

Daneben spielt bei Vorhandensein eines Magnetfeldes der Zeeman-Effekt eine Rolle. Er kann zu einer Aufspaltung oder, falls diese nicht aufgelöst werden kann, zu einer Verschiebung beziehungsweise Verbreiterung der Linien führen. Die untenstehende Formel beschreibt die, durch ein Magnetfeld der Flussdichte B bewirkte, Energieverschiebung eines atomaren Energieniveaus mit den Quantenzahlen j, l, s und m_j . μ_{Bohr} repräsentiert das Bohrsche Magneton.

$$\Delta E_{\text{Zeeman}} = \left(1 + \frac{j(j+1) - l(l+1) + s(s+1)}{2j(j+1)} \right) m_j \mu_{\text{Bohr}} B \quad (3.8)$$

Die Tiefe, Breite und Form der Linien sowie ihre relative Stärke erlauben Rückschlüsse auf Zusammensetzung, Effektivtemperatur, Schwerebeschleunigung, Rotationsgeschwindigkeit, Mikro- und Makroturbulenz sowie Stärke des Magnetfeldes.

Nähere Informationen zu Entstehung und Beschaffenheit von Sternspektren sind beispielsweise in Emerson (1996) zu finden.

3.2 Spektroskopische Doppelsterne

In einem Doppelstern bewegen sich die Komponenten auf Keplerbahnen um den gemeinsamen Schwerpunkt. Da die Einzelkomponenten nicht aufgelöst werden können, macht sich die Bewegung im Spektrum durch die Verschiebung von Linien gegenüber der im Labor gemessenen Wellenlänge bemerkbar. Ursache für dieses Verhalten ist der Dopplereffekt.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{V_{\text{rad}}}{c} \quad (3.9)$$

Dieser ermöglicht es dem Beobachter den Radialanteil der Bahngeschwindigkeit eines Sterns zu messen. Da die Inklination nicht bekannt ist, stellt die gemessene Geschwindigkeit V_{rad} eine untere Schranke für die tatsächliche Bahngeschwindigkeit dar (siehe Abbildung 3.3). Da sich die Erde ihrerseits auf einer Keplerbahn um den Schwerpunkt des Sonnensystems befindet, müssen die Messwerte baryzentrisch korrigiert werden.

$$V_{\text{rad}} = V \sin i \quad (3.10)$$

Die periodische Änderung der Radialgeschwindigkeit erzeugt eine periodische Rot- und Blauverschiebung der Spektrallinien.

Die zeitliche Auftragung der Messwerte (zeitaufgelöste Spektroskopie) ergibt für Kreisbahnen eine der Systemgeschwindigkeit aufmodulierte Sinuskurve, aus welcher sich die Bahnperiode P und die Geschwindigkeitssemiamplitude K bestimmen lassen (siehe untenstehende Formel). Die Systemgeschwindigkeit und ein (frei wählbarer) Anfangszeitpunkt sind durch γ beziehungsweise t_0 dargestellt.

$$V_{\text{rad}}(t) = K \sin \left(\frac{2\pi}{P}(t - t_0) \right) + \gamma \quad (3.11)$$

Bei hohen Anforderungen an die Genauigkeit ist auch eine baryzentrische Korrektur der Ankunftszeiten notwendig. Die Annahme von Kreisbahnen ist insbesondere für enge Doppelsterne meist gerechtfertigt, da sich diese als energetisch günstigste Bahn in relativ kurzer Zeit durch Gezeitenwirkung einstellt. Daher wird sie im Folgenden beibehalten.

Mit dem dritten Keplerschen Gesetz erhält man die Summe der Halbachsen.

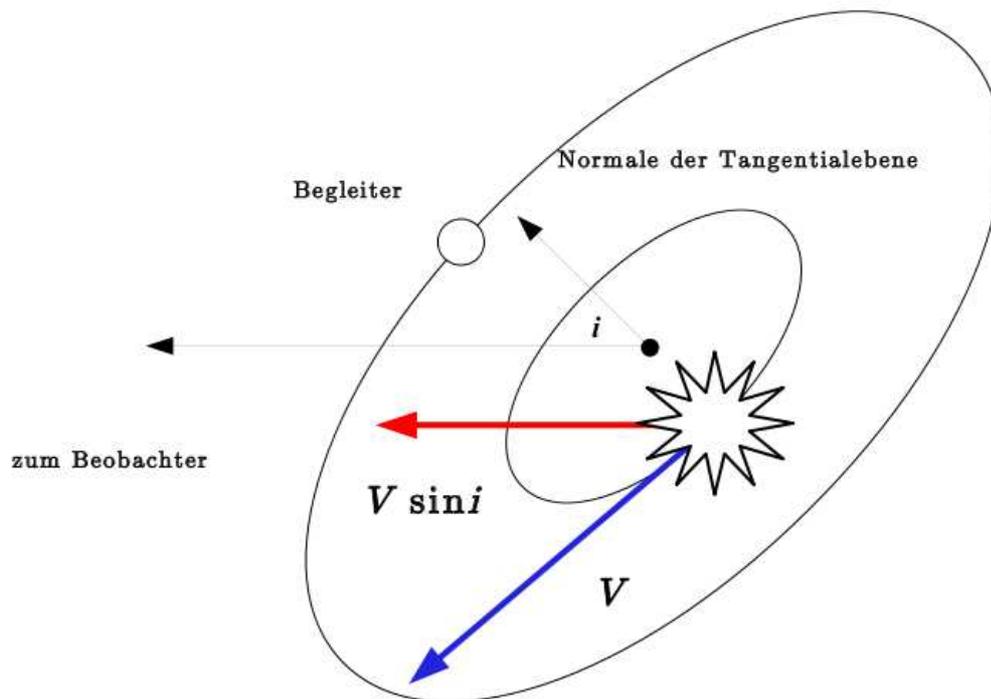


Abbildung 3.3: Im gezeigten Spezialfall bewegen sich Stern und Begleiter auf Kreisbahnen um den Schwerpunkt des Systems. Die Radialkomponente der Bahngeschwindigkeit wirkt sich in einer periodischen Verschiebung der Linien durch den Dopplereffekt auf das Spektrum aus. Die Inklination i ist der Winkel, den die Normale der Orbitalebene mit der Sichtlinie des Beobachters einschließt.

$$(a_1 + a_2)^3 = \frac{GP^2}{4\pi^2}(M_1 + M_2) \quad (3.12)$$

Mit dem Schwerpunktsatz erhält man daraus die sogenannte Massenfunktion.

$$f(M) = \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{PK_1^3}{2\pi G} \quad (3.13)$$

Ist das Spektrum doppellinig erlaubt es die Bestimmung der Geschwindigkeiten beider Komponenten. In diesem Fall lassen sich beide Massen bis auf den Faktor $\sin(i)^3$ bestimmen.

Bei einzelligen Spektren ist die Massenfunktion selbst eine grobe Untergrenze für die Begleitermasse. Für eine genauere Abschätzung muss die Masse der Primärkomponente aus anderen Quellen bekannt sein.

Für den Sonderfall massearmer Begleiter vereinfacht sich diese Beziehung zu:

$$M_2 \sin i = \sqrt[3]{M_1^2 \frac{PK_1^3}{2\pi G}} \quad (3.14)$$

wobei der Index 1 für die massereichere und der Index 2 für die masseärmere Komponente steht. $M \sin(i)$ ist die Minimalmasse des Begleiters. Genauere Werte erhält man nur wenn es ein anderes Messverfahren (beispielsweise die Fotometrie durch Detektion von Bedeckungen oder der Reflexionseffekt) erlaubt die Inklination einzuschränken.

Unter der Annahme von gleichverteilten Inklinationswinkeln ergibt sich, aufgrund von Entartungen bei der Projektion, für die Wahrscheinlichkeitsverteilung der beobachteten Inklinationen $0^\circ < i < 90^\circ$:

$$P(i)di = 2\pi \sin i di \quad (3.15)$$

Dies erlaubt die Berechnung einer Wahrscheinlichkeit für bestimmte Inklinationsbereiche

$$P(i_{\min} < i < i_{\max}) = \frac{\int_{i_{\min}}^{i_{\max}} P(i) di}{\int_0^{\pi/2} P(i) di} \quad (3.16)$$

woraus folgt

$$P(i > \alpha) = \cos \alpha, P(i < \alpha) = 1 - \cos \alpha. \quad (3.17)$$

Damit beträgt beispielsweise die Wahrscheinlichkeit für $\sin i \geq 0.5$, also $M \leq 2M \sin i$, 87%. (Hilditch 2001; Quirrenbach 2006; Gray 1992)

4 Datenaufnahme und -reduktion

4.1 Echelle-Spektrograf

Das beim Beobachter auf der Erde ankommende Sternlicht stellt eine additive Mischung aller ausgesandten Wellenlängen dar. Für die wissenschaftliche Analyse wird allerdings ein Spektrum (siehe Kapitel 3.1) benötigt, das mithilfe eines Spektrografen erstellt wird. Prinzipiell besteht ein Spektrograf aus einem dispersiven Element und einer Vorrichtung zur Aufnahme und Wellenlängenkalibration der Spektren (Gray 1992).

Die Aufspaltung des Lichts kann von einem Spalt, einem Gitter oder einem Prisma bewerkstelligt werden. Für die Aufnahme werden seit den 1980er Jahren CCD-Kameras verwendet. Die Kalibration erfolgt durch eine Lampe mit einem genau bekannten Emissionsspektrum. Des Weiteren wird eine Blende (meist ein Spalt) zur Reduktion von Streulicht und ein Kollimator für den parallelen Lichteinfall auf das Dispersionselement benötigt. Eine wichtige Kenngröße für die „Leistung“ eines Spektrografen und die Qualität der erzeugten Spektren ist die Auflösung R . Gleichung 4.1 zeigt die Abhängigkeit von Beugungsordnung n und Spaltbreite d .

$$R \sim \frac{n}{d} \quad (4.1)$$

Die spektrale Auflösung kann also durch die Verwendung hoher Beugungsordnungen und einer geringeren Spaltbreite verbessert werden. Beide Optionen sind jedoch mit Problemen verbunden. Mit einem engeren Spalt verringert sich nicht nur das Streulicht sondern die gesamte Lichtintensität. Die Verwendung höherer Ordnungen bringt neben einer breiteren Auffächerung des Spektrums die Überlappung benachbarter Ordnungen mit sich. Die meisten modernen Spektrografen (darunter auch FEROS und CYCLOPS/UCLES) sind als sogenannte „Echelle“-Spektrografen konstruiert. Bei dieser Konstruktion wird die Problematik höherer Ordnungen durch die Verwendung eines zweiten, um 90° gedrehten, Beugungselements geschickt umgangen. Dadurch wird eine besonders kompakte Bauweise ermöglicht (für nähere Erläuterungen siehe Abbildung 4.1).

Die Aufbereitung der Rohdaten in einen Zustand, der wissenschaftliche Untersuchungen erlaubt, bezeichnet man als Datenreduktion. Die Reduktion verläuft in zwei Phasen. Zunächst werden Fehler korrigiert die mit der Verwendung eines CCD-Detektors einhergehen.

- **Bias:** Zur Vermeidung negativer Zählraten, die durch Rauschen im Verlauf des Ausleseprozesses auftreten können, werden diese künstlich um einen konstanten Wert erhöht. Die so erhaltenen Daten müssen anschließend entsprechend korrigiert werden. Zu diesem Zweck wird eine Aufnahme, bei geschlossenem Verschluss, mit der kürzestmöglichen Belichtungszeit (bias frame) erstellt und von den Rohdaten subtrahiert.
- **Dunkelstrom:** Ein CCD-Detektor besteht aus einer räumlichen Anordnung von lichtempfindlichen Halbleiterelementen, in denen durch Lichteinfall Ladungen erzeugt werden. Allerdings können auch andere Effekte (wie Wärme/thermisches Rauschen) Ladungen erzeugen. Diese Fehlerquelle kann durch Abziehen des Dunkelstroms eliminiert

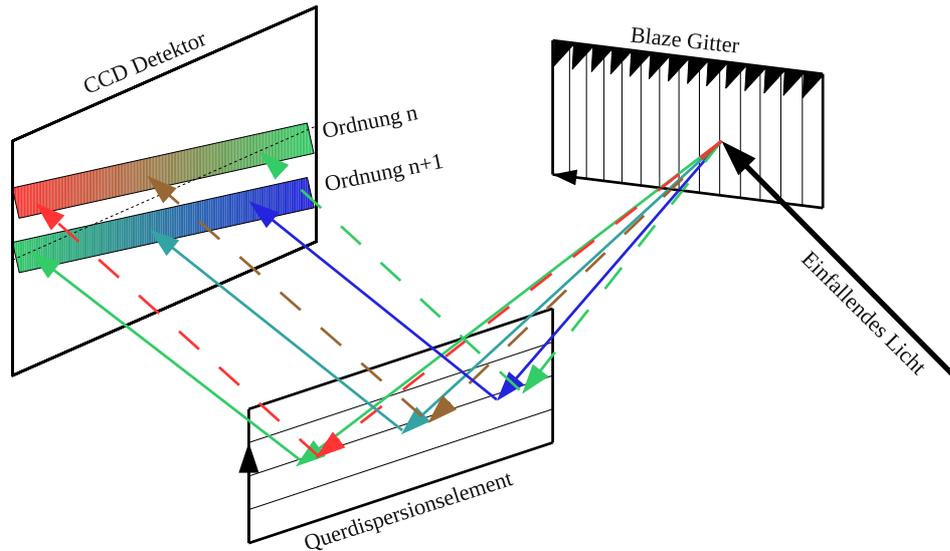


Abbildung 4.1: Die Abbildung (Irrgang, priv. Mtlg.) beschreibt das Funktionsschema eines Echelle-Spektrografen. Das einfallende Licht trifft zunächst auf ein Blaze-Gitter. Dieses besteht aus einer treppenartigen Anordnung mikroskopischer Rillen („échelle“ frz. Leiter). Es werden große Blazewinkel eingesetzt, die das Maximum der Intensität des gestreuten Lichts in den Bereich hoher Ordnungen verlagern. Diese werden für die Untersuchung verwendet, wobei man neben einer hohen Auflösung die Überlappung der Spektren mehrerer benachbarter Ordnungen in Kauf nimmt. Anschließend fällt das Licht auf ein weiteres, quer eingebautes, Beugungselement. Dies kann ein Prisma oder ein weiteres Gitter sein. Das Licht wird erneut in die einzelnen Farben zerlegt wobei diesmal die erste Ordnung verwendet wird, da keine weiteren Überlappungen erwünscht sind. Licht gleicher Farbe, aber unterschiedlicher Ordnungen, wird dabei unter gleichen Winkeln gebeugt. Dieser Beugungswinkel bestimmt die Höhe auf der y-Achse. Die Lage auf der x-Achse definiert der Beugungswinkel am Blaze-Gitter. Auf dem CCD-Chip entsteht eine Muster schräg verlaufender Streifen. Jeder dieser Streifen stellt einen Ausschnitt der ursprünglich überlappenden Ordnungen dar. Im Idealfall liegen die Intensitätsmaxima der Blazefunktionen (siehe Abbildung 4.2) im zentralen Bereich. Die Aneinanderreihung der einzelnen Wellenlängenabschnitte ergibt das gesamte Spektrum.

werden. Zur Erstellung einer Dunkelstrom-Aufnahme bleibt der Verschluss der Kamera während der „Belichtung“ geschlossen, so dass nur Effekte jenseits des Lichteinfalls zum Tragen kommen. Die Integrationszeit entspricht dabei der Belichtungszeit der zu korrigierenden Aufnahme.

- **Flatfield:** Die Intensitätsverteilung einer CCD-Aufnahme wird neben den tatsächlichen Lichtverhältnissen sehr stark von unterschiedlichen Lichtempfindlichkeiten der einzelnen Pixel geprägt. Darüber hinaus spielen in einem Spektrografen wellenlängenabhängige Effekte wie die Blaze-Funktion eine wichtige Rolle. Für die Korrektur wird die Aufnahme einer homogen ausgeleuchteten Fläche, die sogenannte Flatfieldaufnahme, verwendet. Um weitere Fehler zu vermeiden muss die verwendete Lichtquelle ein kontinuierliches Spektrum ohne Spektrallinien aufweisen. Die Korrektur erfolgt, indem die CCD-Aufnahme durch die Flatfieldaufnahme geteilt wird.

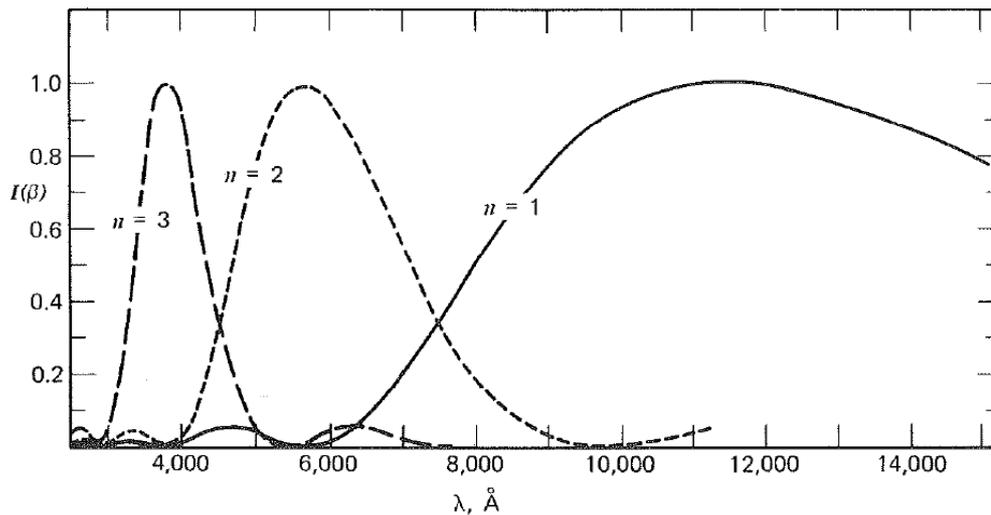


Abbildung 4.2: Dargestellt ist der Verlauf von Blaze-Funktionen verschiedener Ordnungen. Bei Verwendung eines konventionellen Transmissions- oder Reflexionsgitters liegt das Intensitätsmaximum in der 0. Beugungsordnung. Ein Großteil des Lichtes geht somit verloren und kann nicht für die Spektroskopie verwendet werden. Eine Möglichkeit diesen, höchst unbefriedigenden, Zustand zu ändern besteht in der Verwendung eines Blaze-Gitters, welches das Maximum in den Bereich höherer Ordnungen verschiebt. Durch die Verwendung eines Blaze-Gitters wird dem Licht ein ordnungsabhängiges Intensitätsprofil aufgeprägt. Das Intensitätsmaximum tritt bei der jeweiligen Blaze-Wellenlänge λ_n^0 auf. Durch geschickte Konstruktion des Spektrografen wird erreicht, dass die Blaze-Wellenlängen der einzelnen Ordnungen in den auf der CCD abgebildeten Ausschnitten liegen (Gray 1992).

Die Gewinnung eines (wellenlängenkalibrierten) Spektrums aus der bereinigten CCD-Aufnahme bildet den zweiten Schritt. Dieser besteht wiederum aus mehreren Teilschritten.

- **Extraktion des Spektrums:** Die einzelnen Streifen des zweidimensionalen Intensitätsmusters werden in Grafen umgewandelt, wobei die Intensität über eine Koordinate (in Pixeln) aufgetragen wird.
- **Wellenlängenkalibration:** Die Aufnahme einer Kalibrationsquelle mit genau bekannten Emissionswellenlängen ermöglicht die Skalierung der x-Achse in Wellenlängeneinheiten. Der gewonnene funktionale Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Pixelwert (Dispersionsrelation) wird auf das Sternspektrum übertragen.

Vor allem bei Radialgeschwindigkeitsmessungen werden an die Stabilität der Kalibrationsquelle hohe Anforderungen gestellt. Äußere Faktoren, die die Form und Lage der Linien verändern können, wie Temperatur und Druck, müssen konstant gehalten werden. Neben der zeitlichen Konstanz müssen die Linien möglichst eine maximale Intensität bei minimaler intrinsischer Breite besitzen. Zu diesem Zweck bieten sich vergleichsweise schwere Elemente mit niedrigem Siedepunkt an. In der Praxis haben sich Gasentladungslampen mit einer Füllung aus Thorium und Argon bewährt.

- **Zusammenfügen:** Die Spektren der Echelle-Ordnungen werden in diesem Schritt zu einem Gesamtspektrum kombiniert. In den überlappenden Bereichen kommt ein gewichteter Mittelwert zum Einsatz.
- **Normierung:** Die Form des Spektrums ist stark vom Verlauf des Kontinuums geprägt. Spielt dieses für die weitere Analyse keine Rolle, kann der Verlauf durch eine Funktion genähert werden. Durch die anschließende Division des Spektrums erhält das Kontinuum den Wert 1. Die Untersuchung von Spektrallinien wird dadurch erleichtert.

Die obige Aufstellung beschreibt die prinzipiellen Schritte der Datenreduktion, die Reihenfolge der Anwendung kann im Einzelnen abweichen.

4.2 FEROS

FEROS wurde an der Landessternwarte Heidelberg entwickelt und 1998 am MPG/ESO 1.52m Teleskop auf La Silla in Chile in Betrieb genommen („first-light“ siehe Abbildung 4.3).

Seit 2002 befindet es sich am MPG/ESO 2.20m Teleskop. Das Akronym FEROS steht für „Fibre-fed Extended Range Echelle Spectrograph“. Wie der Name schon sagt, handelt es sich um einen Spektrografen nach dem Echelle-Prinzip (siehe Kapitel 4.1). Das Gerät erlaubt Messungen im Wellenlängenbereich zwischen 3500 Å und 9200 Å mit einer spektralen Auflösung von $R = 48\,000$. Bei der Konstruktion wurde auf eine hohe Auflösung und eine besonders gute Langzeitstabilität Wert gelegt. Dies ermöglicht präzise Radialgeschwindigkeitsmessungen mit einer Genauigkeit von $< 30 \text{ m s}^{-1}$ unter optimalen

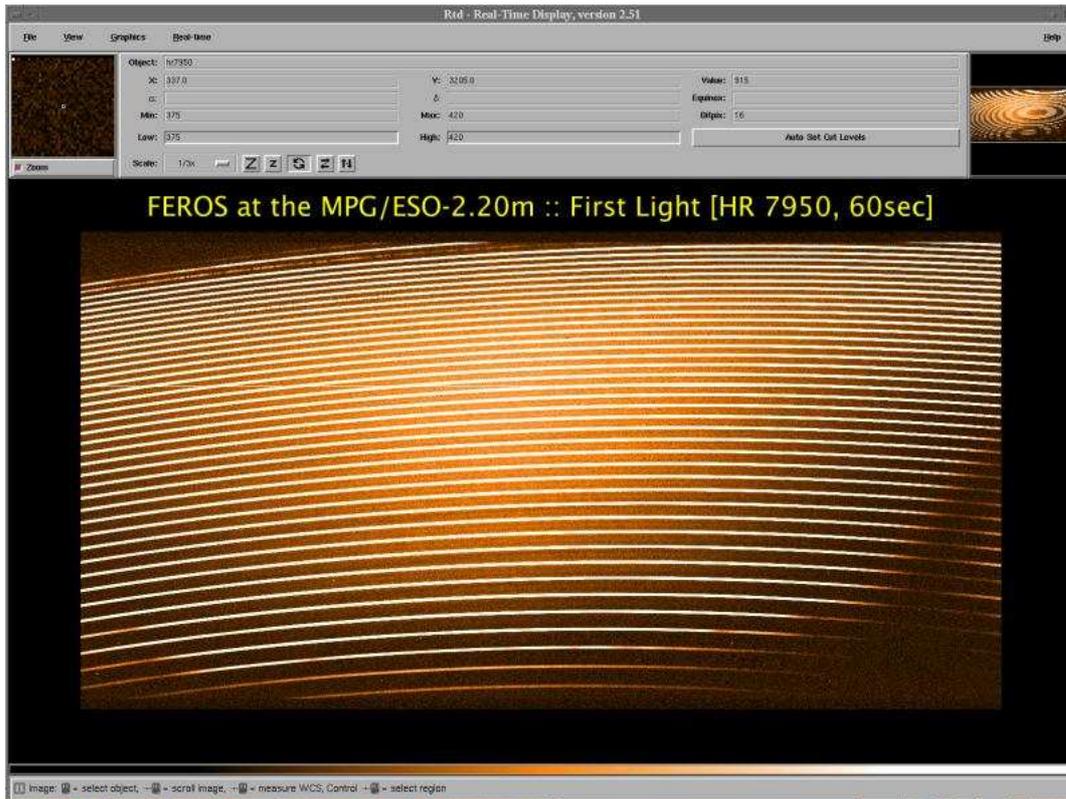


Abbildung 4.3: Das Bild zeigt die „first-light“ Aufnahme von FEROS. Der kurvenartige Verlauf der Beugungsordnungen wird durch die Verwendung eines Prismas zur Queraufspaltung hervorgerufen. Der Intensitätsverlauf wird durch die Blaze-Funktion des verwendeten Gitters bestimmt.

(<http://www.eso.org/sci/facilities/lasilla/instruments/feros/>)

Bedingungen.

Der schematische Aufbau von FEROS wird in Abbildung 4.4 erläutert. Der Spektrograf ist über zwei Glasfasern mit dem Teleskop verbunden. Die Faser mit den besseren optischen Eigenschaften wird für das Licht des Objekts verwendet. Die Verwendung einer zweiten Faser ermöglicht unterschiedliche Betriebsmodi.

- Im **OBJSKY**-Modus bildet die Sekundärfaser den Himmelshintergrund ab. Die Information kann genutzt werden um atmosphärische Effekte auszugleichen.
- Beim **OBJCAL**-Modus wird in die zweite Faser Licht aus einer der Kalibrationsquellen eingespeist. Man erhält eine simultane Kalibration der Aufnahme, was bei präzisen Radialgeschwindigkeitsmessungen von Vorteil ist. Um identische Belichtungszeiten für Objekt- und Kalibrationsaufnahme zu gewährleisten wird der Fluss der Kalibrationslampe durch einen variablen Graufilter angepasst. Die eingangs angegebene Genauigkeit wird in diesem Modus erreicht. Aus diesem Grund kam bei den, im Zuge der Erstellung dieser Arbeit durchgeführten, Beobachtungen dieser Modus zum Einsatz.

Um die, für die angestrebte Genauigkeit notwendige Stabilität, zu gewährleisten, aber auch aufgrund der Abmessungen (2400 mm × 1500 mm × 200 mm), befindet sich FEROS nicht direkt am Teleskop, sondern in einem klimatisierten Raum (Temperaturschwankungen

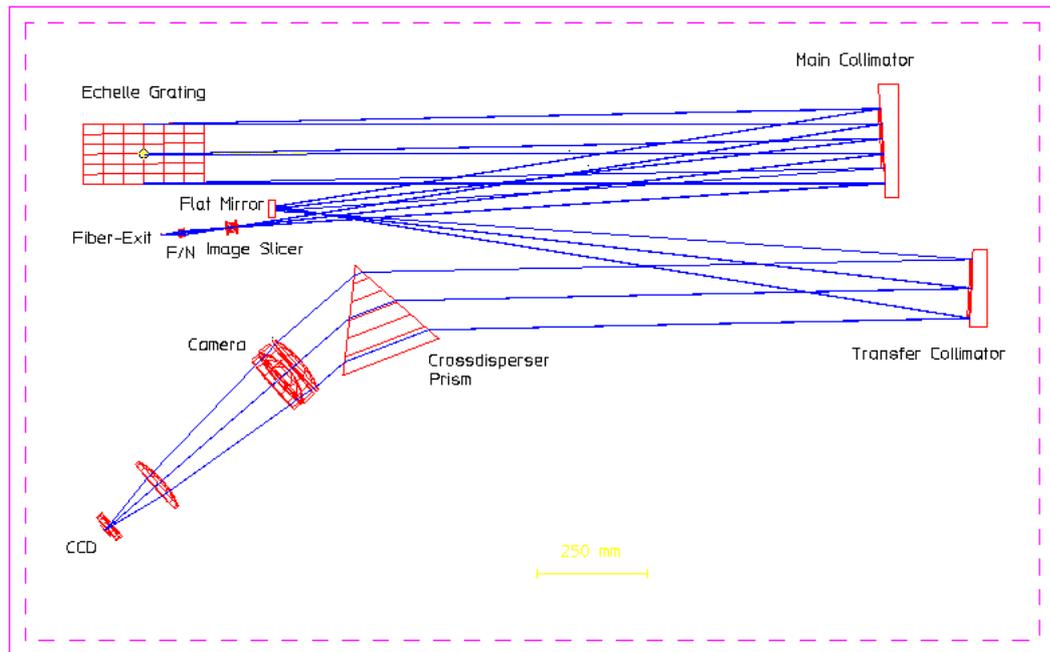


Abbildung 4.4: Schema des optischen Aufbaus von FEROS. Blaue Linien illustrieren den Lichtweg. Das in zwei Glasfasern eintreffende Licht wird durch einen Image-Slicer und den Hauptkollimator auf das Blaze-Gitter geworfen. Das gebeugte Licht durchläuft erneut den Hauptkollimator sowie, nach Reflexion an einem Umlenkspiegel, einen weiteren Kollimator bevor es auf das Prisma trifft. Das entstehende Streifenmuster wird von einer stickstoffgekühlten CCD-Kamera (Auflösung 4096×2048 Pixel) aufgenommen. Das entstehende Bild enthält die Informationen des Lichts beider Fasern.

(<http://www.eso.org/sci/facilities/lasilla/instruments/feros/doc/index.html>)

< 0.5 K) im Untergeschoss, dem FEROS Climate Controlled Room (CCR). Als weitere Maßnahme zur Stabilisierung wurde auf bewegliche und zu wartende Teile (bis auf den Shutter) verzichtet. Zwei Glasfasern verbinden FEROS mit einem am Teleskop montierten Adapter.

Der Adapter wird über einen Spiegel im Fokus des Teleskops beleuchtet. Er besteht aus einem Aluminiumblock mit zwei Bohrungen zur Aufnahme der Glasfasern. Die Lighteinspeisung wird durch Linsen optimiert. Zur genauen Ausrichtung des Teleskops dient eine CCD-Kamera, die auf die polierte reflektierende Oberfläche des Adapters gerichtet ist (FEROS Fibrehead Viewer, FFHV). Sie dient dem Guiding und erlaubt die Positionierung des gewünschten Objekts auf einer Bohrung. Neben Licht aus dem Teleskop kann auch Licht einer Kalibrationslampe eingespeist werden. Zu diesem Zweck ist der Adapter über Glasfasern mit der Kalibrationseinheit verbunden.

Die FCU (FEROS Calibration Unit) befindet sich, wie der Spektrograf selbst, in einem isolierten Raum. Sie setzt sich aus fünf Lampen und einer Anordnung von Umlenkspiegeln sowie einem Kollimator für die Einspeisung des Lichts in die Kalibrationsfasern zusammen. Zwei der Lampen werden für interne Flatfeldaufnahmen verwendet. Für die Wellenlängenkalibration steht, neben einer ThArNe-Quelle, eine Kombination einer ThAr- und einer Ne-Lampe zur Verfügung (siehe Abbildung 4.5).

der Beobachtungsnacht benötigt. Der Verlauf der Streulichtintensität wird aus Bereichen zwischen den Ordnungen gewonnen und mit einer zweidimensionalen Spline-Funktion auf die gesamte Detektorfläche extrapoliert.

Nach Abziehen des Hintergrundrauschens werden die Ordnungen durch Aufsummieren des Flusses extrahiert. Das Ergebnis wird zunächst in zweidimensionaler Form gespeichert.

Die Flatfield-Korrektur erfolgt nach diesem Schritt, da eine Korrektur des ursprünglichen zweidimensionalen Bildes bei FEROS nicht möglich ist. Der Verlauf der Blaze-Funktion wird zuverlässig approximiert.

Vergleichsspektren für die Wellenlängenkalibration durchlaufen ebenfalls die oben aufgeführten Reduktionsschritte. Eine Routine sucht die entstandenen (zweidimensionalen) Spektren nach Emissionslinien ab und ordnet, nach Abgleich mit einem Katalog, den gefundenen Linien Wellenlängenwerte zu. Die ermittelte Dispersionsrelation wird auf Aufnahmen des Sterns übertragen. In diesem Teilschritt findet auch die baryzentrische Korrektur statt.

Im letzten Schritt erfolgt die Extraktion eindimensionaler Spektren der einzelnen Ordnungen und die Verknüpfung zu einem vollständigen Objektspektrum.

Die Reduktion beginnt sofort nach Abschluss der Datenaufnahme und ist, in der Regel, innerhalb weniger Minuten abgeschlossen. Zwischen- und Endergebnisse können vom Beobachter auf dem Real Time Display (RTD) eingesehen werden. Daneben bietet das RTD Funktionen zur Begutachtung der Datenqualität (beispielsweise die Berechnung des Verhältnisses von Signal zu Rauschen).

Zur Optimierung der Qualität, insbesondere hinsichtlich der Entfernung von Cosmics, kann FEROS-DRS auch lokal installiert und im Optimum-Extraction Modus verwendet werden.

4.4 CYCLOPS/UCLES

CYCLOPS ist ein neuartiges Lichteinspeisungssystem für den UCLES Spektrografen (University College London Echelle Spectrograph) am 4m Teleskop (Anglo Australian Telescope, AAT) der Australian Astronomical Observatory (AAO) und ersetzt einen bisher verwendeten Coude-Spiegelaufbau. Abbildung 4.6 zeigt schematisch den optischen Aufbau.

UCLES bietet die Möglichkeit zwei Blaze-Gitter mit unterschiedlicher Rillendichte (31 beziehungsweise 79 Rillen pro Millimeter) zu verwenden. CYCLOPS ist auf die Verwendung des letzteren Gitters als Standard optimiert.

Das Herzstück von CYCLOPS bildet ein Bündel aus 15 Glasfasern mit einem Durchmesser von je 0.6", deren achteckige Anordnung eine Fläche von 4.7 Quadratwinkelsekunden abdeckt (siehe Abbildung 4.7). Zur Minimierung von Einflüssen des Modellrauschens beim Durchgang des Lichts durch die Fasern werden diese mit einem Vibrator in Schwingungen ($f = 20$ Hz) versetzt.

Das Faserbündel ist durch die sogenannte Cassegrain-Einheit mit dem Teleskop verbunden. Diese besteht aus einer Mikrolinsenanordnung zur Einspeisung des Lichts in die einzelnen Fasern, die über einen Spiegel im Fokus beleuchtet wird.

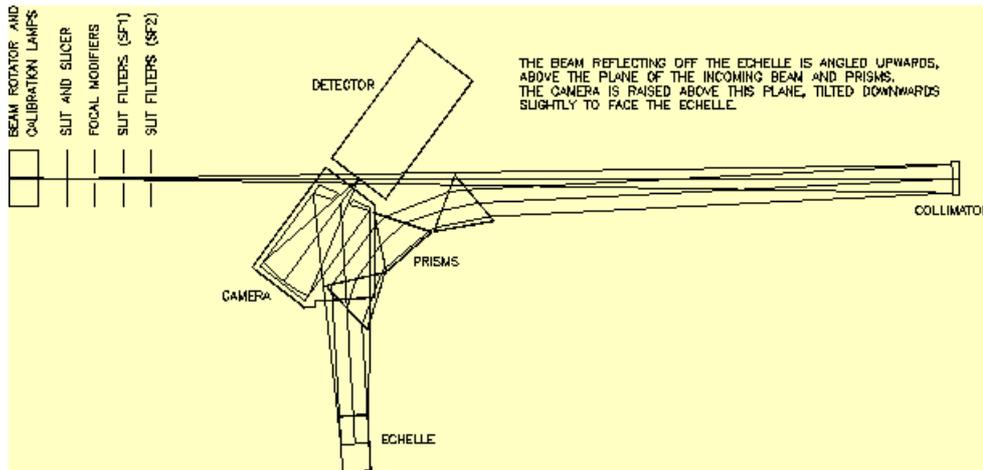


Abbildung 4.6: Eine Skizze des inneren Aufbaus von UCLES mit eingezeichnetem Lichtweg. Nach Durchlaufen eines Filteraufbaus am Eingangsschlitz trifft der Strahl auf einen Kollimator und wird auf ein System zur Queraufspaltung, bestehend aus drei Prismen, reflektiert. Daraufhin trifft das Licht ein Blaze-Gitter, dessen Beugungsmuster von einer Kamera detektiert wird.

Die gegenüber der Beschreibung in Kapitel 4.1 geänderte Reihenfolge der Anordnung von Blaze-Gitter und Querdispersionselement stellt eine Besonderheit von UCLES dar.

(http://www.aao.gov.au/local/www/UHRF/manual/ch1_2.html)

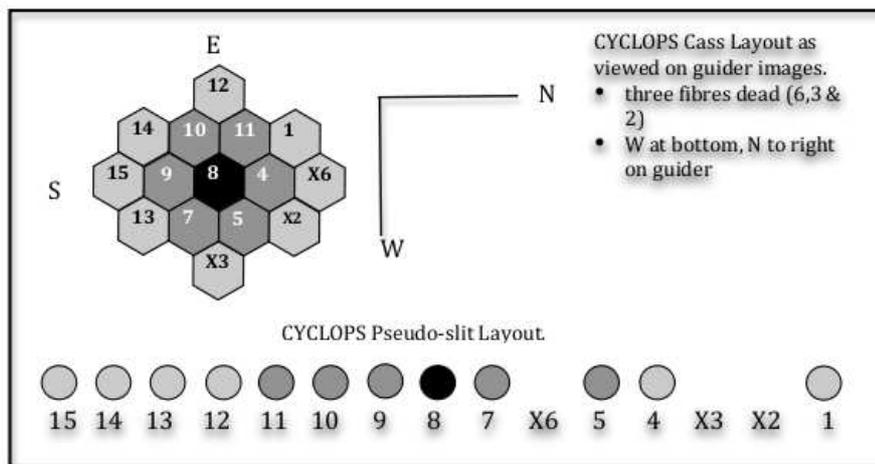


Abbildung 4.7: Die Abbildung zeigt die teleskopseitige Anordnung der Glasfasern. Die mit einem „X“ gekennzeichneten Fasern sind durch Beschädigungen unbrauchbar geworden.

(<http://www.phys.unsw.edu.au/cgt/CYCLOPS/CYCLOPS.html>)

Die Verbindung der Fasern zum Eingangsschlitz von UCLES stellt die Pre-Slit-Einheit her. In dieser Einheit werden die Fasern vertikal übereinander angeordnet und ergeben einen Pseudoschlitz mit den Abmessungen $0.63'' \times 14''$. Die Lichteinspeisung in den Spektrografen erfolgt über Linsen. Aus dem Licht der einzelnen Fasern erzeugt UCLES 15 getrennte Spektren (vergleiche Abbildung 4.8), was eine besondere Datenreduktion nötig macht.

Die Verwendung von CYCLOPS ist optional. Die Pre-Slit-Einheit kann für den Gebrauch anderer Module entfernt werden.

Zur Ausrichtung des Teleskops und für das Guiding wird eine CCD-Kamera mit einem Gesichtsfeld von $60'' \times 60''$ verwendet. Diese wird von einem Strahlteiler mit 1% des einfallenden Lichts versorgt. Daneben kann, durch rückwärtige Beleuchtung der Fasern, eine Abbildung des Bündels erzeugt werden. Diese dient der optimalen Positionierung des gewünschten Objekts.

Zum Zwecke der Kalibration und Flatfieldkorrektur stehen eine Thorium-Argon- beziehungsweise eine Quartz-Lampe zur Verfügung. Ihr Licht wird über die Cassegrain-Einheit in die Faseranordnung geleitet. Daneben besteht die Möglichkeit kontinuierlicher Flatfieldaufnahmen mit direkter Beleuchtung des Spektrografenspalts.

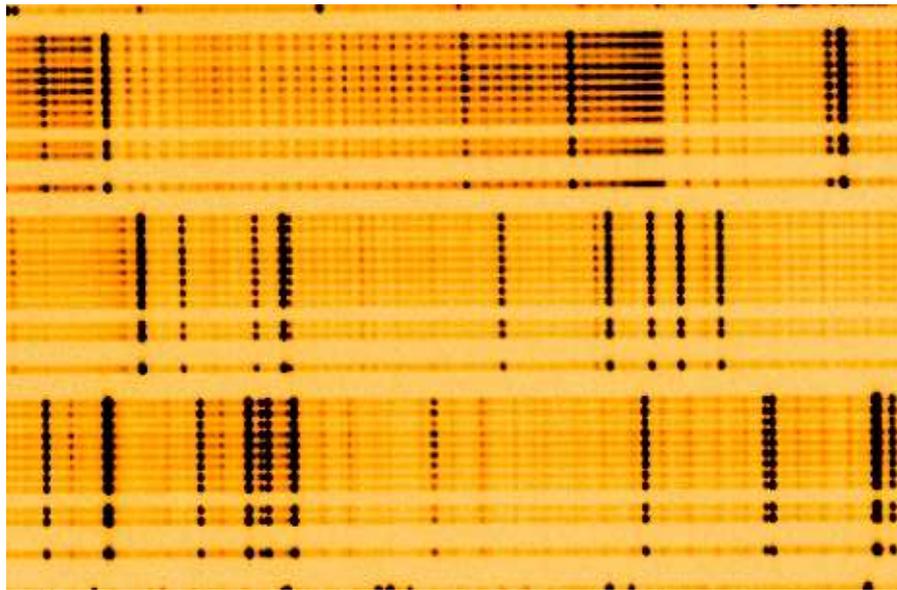


Abbildung 4.8: Die Abbildung zeigt eine CYCLOPS/UCLES-Aufnahme eines Thorium-Argon Lampenspektrums. Die senkrechten Streifen stellen Spektren der einzelnen Fasern dar. Gut zu erkennen sind die drei fehlende Streifen der beschädigten Fasern. (<http://www.phys.unsw.edu.au/cgt/CYCLOPS/CYCLOPS.html>)

Unter Verwendung von CYCLOPS kann die spektrale Auflösung mit $R = 70\,000$ gegenüber der Auflösung des ursprünglichen Aufbaus verdoppelt werden. Für die Lichtausbeute ist insbesondere der Übergang von einem direkt beleuchteten Schlitz mit einer Breite von $1''$ zu einer Faseranordnung mit einem effektiven Durchmesser von $2.45''$ von Bedeutung. Letztere Abmessungen werden der typischen Verschmierung des Sternlichts durch Seeing am Standort des AAO eher gerecht. Eine Online-Anleitung ist unter <http://www.aao.gov.au/astro/ucles.html> abrufbar.

5 Untersuchung

5.1 Sternsample/Datensatz

Die Ausgangsbasis der Untersuchung bilden hochaufgelöste FEROS-Spektren von Unterzweigen verschiedener Spezies. Das Hauptanliegen bestand in der Überprüfung des von Soker (1998) vorgeschlagenen Entstehungsszenarios für sdBs. Daneben wurden auch RLOF- und Verschmelzungskanal untersucht. Die Untersuchung der einzelnen Szenarien erfolgte durch Vergleich der Vorhersagen mit Stichproben entsprechender Subdwarfarten.

- **SdBs ohne bekannten Begleiter:** Für die Untersuchung von Einzel-sdBs wurden Spektren von 30 hellen einzelligen Sternen verwendet ($10 < m_V < 14$). Die Anzahl der pro Stern verfügbaren Spektren variierte zwischen zwei und 16. Starke Unterschiede bestanden auch in der Zeitabdeckung. Die zeitlichen Abstände zwischen den Aufnahmen eines einzelnen Sterns betragen zwischen einigen Stunden und mehreren Monaten beziehungsweise Jahren. Die Suche nach Radialgeschwindigkeitsvariationen innerhalb dieser Auswahl stellte das Hauptaugenmerk dieser Arbeit dar. Ziel war die Definition von unteren Grenzen für Begleitermassen beziehungsweise die Bestimmung von Kandidaten für Nachbeobachtungen.
- **SdBs mit unbekanntem Begleiter:** Bei zwei der untersuchten sdBs waren zeitliche Änderungen der Radialgeschwindigkeit bekannt. Die Phasenabdeckung war zur Bestimmung der Periode sowie des Charakters eines eventuellen Begleiters jedoch nicht ausreichend. In diesen Fällen sollte die Abdeckung verbessert und die Konsistenz der gewonnenen Ergebnisse mit der Literatur überprüft werden.
- **SdBs mit Hauptreihenbegleiter:** Bei doppellinigen Systemen lassen sich Spektrallinien beider Sterne im Spektrum beobachten. Wir untersuchten fünf sdB-Sterne mit bekannten Beiträgen von Hauptreihensternen (siehe Tabelle 5.1). Es wurde überprüft, ob es sich bei diesen Objekten um scheinbare oder tatsächlich gravitativ gebundene Doppelsterne handelt. Starke Unterschiede in der gemessenen Radialgeschwindigkeit der einzelnen Komponenten (bei zeitlicher Konstanz der Werte) deuten auf ersteres hin, während ähnliche Geschwindigkeiten auf eine gemeinsame Schwerpunktsbewegung hinweisen. Für eine Abschätzung der Periode wurden auch zeitliche Änderungen der Radialgeschwindigkeiten untersucht.
Bei der Verwendung von Metalllinien stellt die Überlagerung von Beiträgen des Subdwarfs und des Hauptreihensterns ein Problem dar (siehe Kapitel 6.2). Aus diesem Grund wurden neben den Metalllinien auch Balmerlinien des Wasserstoffs untersucht, da bei diesen der Flussanteil des sdB dominieren sollte. Als Signaturen des Hauptreihenbegleiters dienten Linien des neutralen Magnesiums (Mg I).
- **SdOs ohne bekannten Begleiter:** Es wurden die Spektren von drei einzelligen sdOs untersucht (siehe Tabelle 5.2), für die in der Literatur keine Begleiter bekannt sind. In diesem Fall wurden für die Messung der Radialgeschwindigkeiten Metalllinien aus einer Untersuchung von Hirsch (2009) verwendet.

Die genaue Vorgehensweise zur Bestimmung der Radialgeschwindigkeiten wird in Kapitel 5.3 erläutert.

Tabelle 5.1: SdBs mit Hauptreihenbegleitern

Name	Anz. Spek.
EC 01077-1423	2
EC 04170-3433	2
EC 05053-2806	3
PHL 25	2
TONS 401	4

Tabelle 5.2: Untersuchte sdOs

Name	Anz. Spek.
CD-249052	5
CD-314800	6
HD 76431	3

5.2 Analysewerkzeuge

SPAS (Hirsch 2009) und FITSB2 (Napiwotzki et al. 2004) sind mächtige Werkzeuge zur rechnergestützten Analyse und Manipulation von Spektren mit vielfältigen Möglichkeiten der Parameterbestimmung. Bei SPAS handelt es sich im Wesentlichen um eine Neuimplementierung von FITSB2 mit erhöhter Benutzerfreundlichkeit. Die Programme bieten die Möglichkeit Sternparameter (wie Effektivtemperatur und Schwerebeschleunigung, siehe auch Abbildung 5.1) durch Anpassung von Modellspektren zu bestimmen. Für die vorliegende Arbeit ist jedoch nur die Messung von Radialgeschwindigkeiten von Bedeutung. Beide Programme führen dazu eine iterative χ^2 -Minimierung unter Verwendung eines Simplex-Algorithmus durch. Dieser basiert auf der AMOEBA-Routine (Press et al. 2007). Dabei wird der Verlauf des Kontinuums durch ein Polynom beschrieben. Das Voigt-Profil der Spektrallinien wird durch eine Kombination aus Gauß- und Lorentzprofilen genähert.

Der Hauptunterschied besteht in der Art der Fehlerberechnung. SPAS liefert (in der für die vorliegende Arbeit verwendeten Konfiguration) individuelle Messwerte für die Radialgeschwindigkeiten der Linien. Davon ausgehend können der Mittelwert und, als Maß für den Fehler, die Standardabweichung beziehungsweise der Standardfehler berechnet werden. FITSB2 ist darüber hinaus in der Lage eine simultane Radialgeschwindigkeitsanpassung für mehrere Linien durchzuführen und einen entsprechenden Fehler anzugeben. Für die Fehlerberechnung besteht die Auswahl zwischen drei Verfahren (TRAD, BOOTSTRAP AUTO, MONTE CARLO) die mit großen Unterschieden in der Rechnerzeit verbunden sind. In der vorliegenden Arbeit kamen die Optionen TRAD und BOOTSTRAP AUTO zum Einsatz (siehe Kapitel 5.3).

Bei der ersteren werden die freien Parameter, von einem vorher bestimmten χ^2 -Minimum ausgehend, variiert, bis die χ^2 -Differenz der Lösungen eine durch den 1σ -Fehler definierte Schranke überschreitet. Die resultierende maximale Variation bildet die Unsicherheit des ermittelten Messwerts. Dieses Verfahren impliziert eine Gaußverteilung der Messwerte. Die Bootstrapping-Methode (BOOTSTRAP AUTO) verzichtet auf derartige Zusatzannahmen. Der Fehler wird nur auf Grundlage der vorhandenen Messwerte bestimmt. Dazu werden zufällig N aus N vorhandenen Messpunkten zu neuen Datensätzen montiert, wobei Wiederholungen erlaubt sind. Die synthetisierten Datensätze werden einzeln gefittet. Die

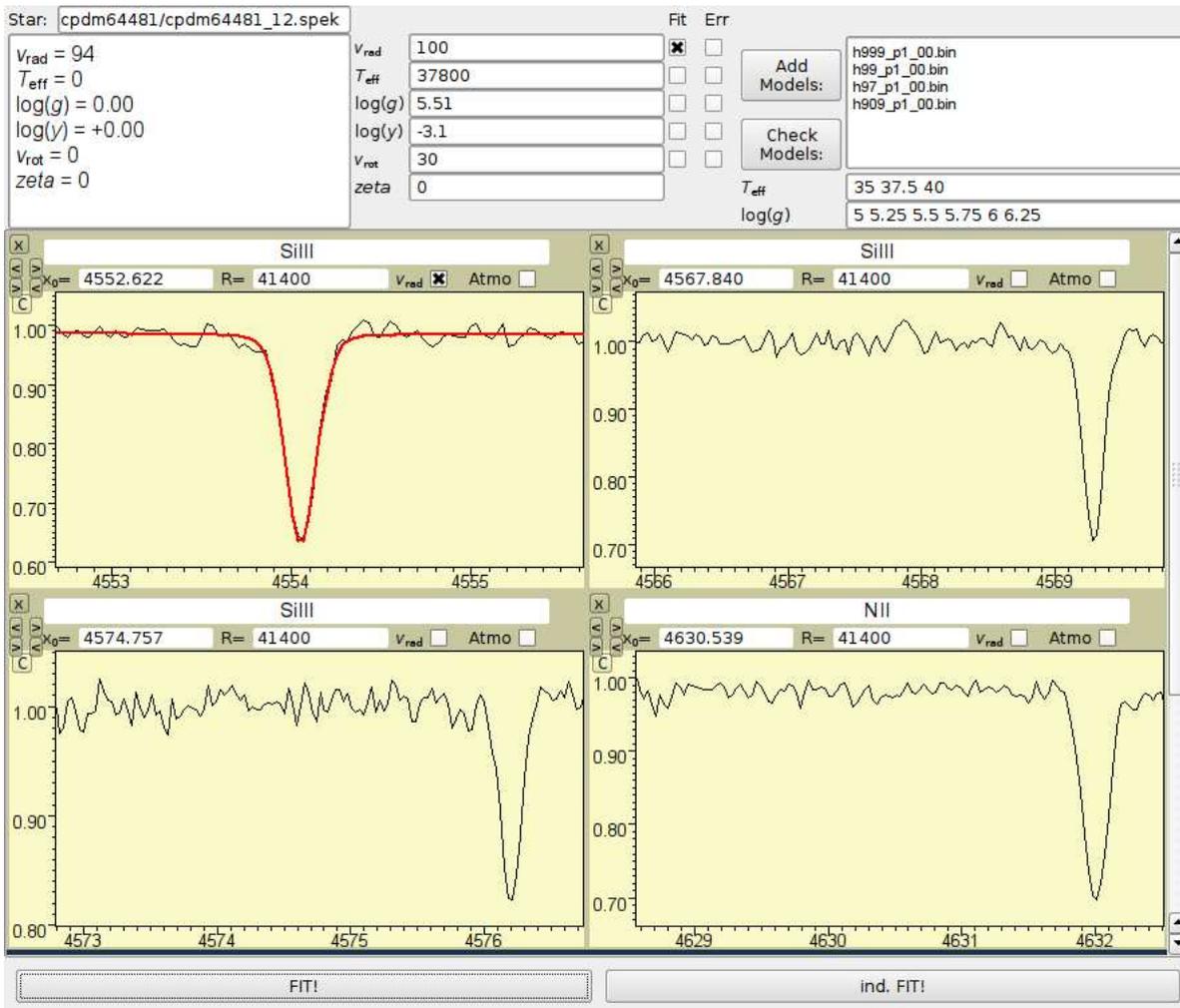


Abbildung 5.1: Beispiel einer SPAS-Benutzeroberfläche in der Modellanpassungsumgebung. Die Vorgabe von Startparametern und die Konfiguration des Fits erfolgen in den entsprechenden zentralen Eingabefeldern des Kontrollpanels. Die grafische Darstellung des Ergebnisses kann in den darunterliegenden Fenstern begutachtet werden. Im dargestellten Fall wurde eine Radialgeschwindigkeitsmessung ohne Modellanpassung durchgeführt.

Streuung der bestimmten Parameter bildet die Grundlage für die Fehlerbestimmung. Die Anzahl der Iterationen kann vom Benutzer festgelegt werden. Große Anzahlen erhöhen die Aussagekraft der entsprechenden Fehlerwerte.

5.3 Präzise Radialgeschwindigkeitsmessung

Das Messverfahren sollte größtmögliche Genauigkeit der Radialgeschwindigkeitsmessung gewährleisten. Um diese zu erreichen sind scharfe Linien und eine genaue Kenntnis der zugehörigen Ruhewellenlängen notwendig.

Für eine erste Abschätzung der Radialgeschwindigkeiten wurden, soweit möglich, Linienkerne der Balmerreihe verwendet. Durch ihren Ursprung in äußeren Schichten der Sternatmosphäre sind diese, anders als Linienflügel, kaum von eventueller Konvektion beeinflusst. Wasserstofflinien sind gewöhnlich stark ausgeprägt und entsprechend einfach zu fitten. Aufgrund ihrer, durch die geringe Atommasse des Wasserstoffs hervorgerufenen,

Breite sind sie jedoch nur bedingt für präzise Messungen geeignet. In der Regel dienen sie als Anhaltspunkt zur Festlegung der Startwerte für die nächsten Schritte.

Helium I Linien fanden ebenfalls Verwendung. Sie sind in der Regel schärfer als Wasserstofflinien, unterliegen aber einer starken Streuung, die auf das Auftreten verbotener Komponenten und (seltener) auf Isotopenblends zurückzuführen ist. Daher wurden sie nur im Falle nicht vorhandener beziehungsweise nicht vermessbarer Metalllinien in die Messung einbezogen.

Am besten geeignet für eine genaue Messung sind scharfe Metalllinien, wie sie in Abbildung 5.2 zu sehen sind.

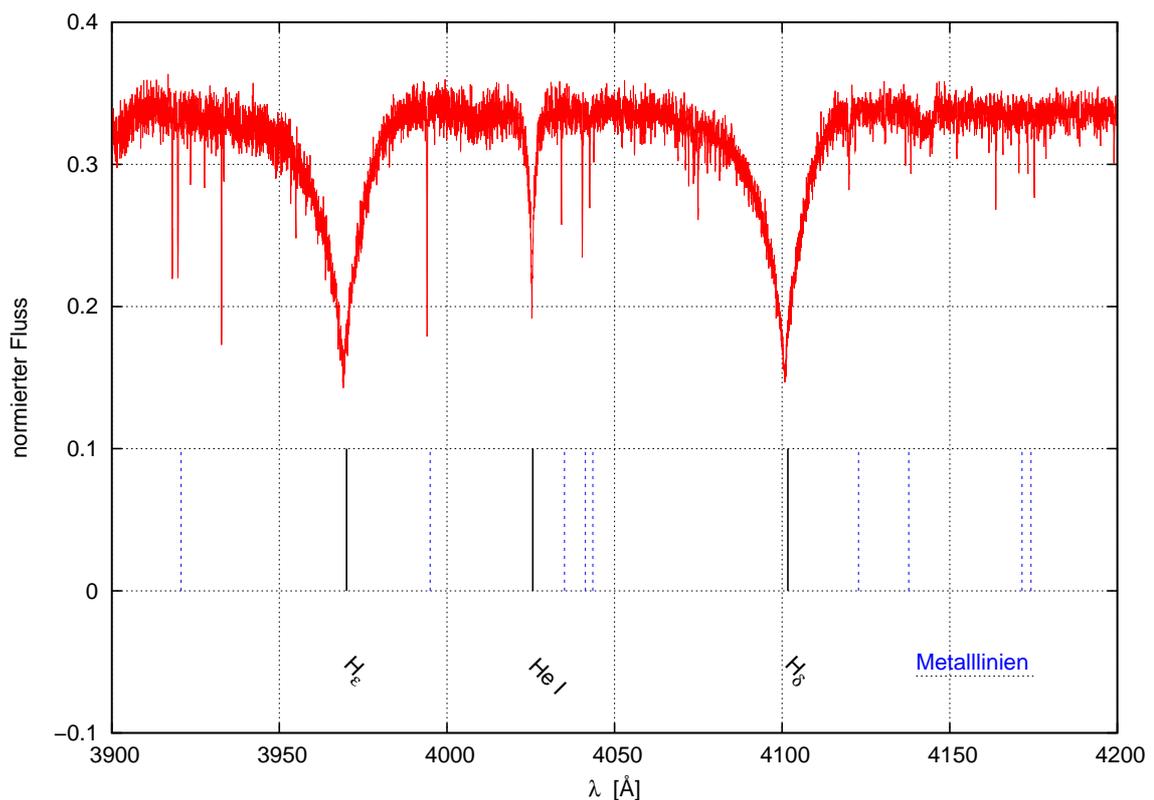


Abbildung 5.2: Bei HD 20585 handelt es sich um einen typischen Vertreter der untersuchten Sterne. Heliumlinien sowie scharfe Absorptionslinien von Metallen sind gut zu erkennen.

Ausgangspunkt der Untersuchung bildete eine Liste der Ruhewellenlängen (siehe Anhang). Die aus einer Online-Atomdatenbank ¹ des National Institute of Standards and Technology (NIST-ASD) beziehungsweise dem Kurucz-Katalog ² stammenden Werte waren bis auf drei Dezimalstellen angegeben.

Im ersten Analyseschritt wurde SPAS verwendet. Bei diesem Programm wird das Profil einer Linie durch Gauß- und Lorentzfunktionen genähert und ausgehend von einer vorgegebenen Ruhewellenlänge die Radialgeschwindigkeit berechnet (vergleiche Kapitel 5.2). Die Vorgabe erfolgt durch Bearbeitung der Datei .spas, die neben der Wellenlänge (in Å) die Bezeichnung der Linien und Grenzen des zu nähernden Bereichs (ebenfalls in

¹http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html

²<http://www.pmp.uni-hannover.de/cgi-bin/ssi/test/kurucz/sekur.html>

Ä) enthält. Im interaktiven Fit-Modus erscheinen zunächst die in .spas definierten Ausschnitte des Spektrums. Der Anwender hat nun die Möglichkeit diese Grenzen schrittweise manuell zu variieren und einen Startwert für die Bestimmung der Radialgeschwindigkeit vorzugeben. Nach Abschluss der Berechnung erscheint der Verlauf der gefitteten Funktion im Fenster. Durch Vergleich mit den Messdaten kann die Qualität des Fits beurteilt und in einem iterativen Prozess durch Variation der Parameter sukzessive verbessert werden. Auf diese Weise wurden für alle Linien der ursprünglichen Liste, soweit es die Qualität des Spektrums zuließ, Radialgeschwindigkeitswerte, Mittelwerte und Standardabweichungen sowie Standardfehler (vergleiche Kapitel 6.3) bestimmt. Darüber hinaus konnten im Fenstermodus ungeeignete (beispielsweise doppelte oder geblendete) Linien erkannt werden. Diese wurden aus der Liste getilgt. Bei „Ausreißen“ wurde die Ruhewellenlänge nochmals mithilfe von NIST überprüft und gegebenenfalls korrigiert. Zur Optimierung der Bearbeitungszeit, insbesondere bei mehreren Spektren pro Stern, wurden zunächst die hochwertigeren Spektren mit längerer Belichtungszeit und günstigerem Signal-zu-Rauschen-Verhältnis untersucht. Es kann davon ausgegangen werden, dass diese Spektren ein Maximum an Spektrallinien zeigen. Für die weitere Vermessung wurde die Linienliste entsprechend modifiziert. Dadurch konnte die Effektivität erheblich gesteigert werden.

In einem weiteren Analyseschritt wurde das Programm FITSB2 verwendet. Dieses wurde durch die Shell-Skripte RV und calcRV aufgerufen. FITSB2 benötigt, analog zu SPAS, die Definition einer Schwerpunktwellenlänge, eines Messbereichs und der Datenquelle. Startwerte für den Simplex-Algorithmus und die Art der Fehlerbestimmung werden ebenfalls in entsprechenden Textdateien festgelegt. Über die Zwischenschritte RV und calcRV werden die Daten an FITSB2 übergeben. Die Ausgabe der Werte für Radialgeschwindigkeit und Fehler erfolgt in der Shell. Daneben wird die Textdatei FITSB2_001.plot erzeugt. Darin werden den Messwerten berechnete Werte gegenüber gestellt. Eine Visualisierung (beispielsweise mit GNUPLOT, wie in Abbildung 5.3 gezeigt) ermöglicht den Vergleich zwischen Messung und Fit. In der Regel stellt FITSB2 höhere Anforderungen an die Qualität der Linien. Ist diese nicht gegeben, wird der Fitvorgang abgebrochen, allerdings kann dabei, insbesondere bei großer Anzahl der zu vermessenden Linien, viel Zeit verstreichen. Um den Zeitverlust durch Fehlversuche zu verringern wurde wie folgt vorgegangen.

Von den Ergebnissen des vorhergehenden Schrittes ausgehend, wurden die am besten geeigneten Linien ausgewählt und zunächst individuell mit FITSB2 gefittet. Dabei wurden Startparameter und Bereiche so lange angepasst, bis ein zufriedenstellender Fit erreicht war. Anschließend erfolgte die simultane Messung.

Zur Bestimmung der Fehler wurden die Optionen TRAD und BOOTSTRAP AUTO untersucht (siehe Kapitel 5.2). Bei ähnlichen Ergebnissen benötigte das Bootstrapping-Verfahren ein Vielfaches an Rechnerzeit, weshalb im weiteren Verlauf die traditionelle 1σ -Methode (TRAD) zur Anwendung kam. Prinzipiell ist die Bootstrapping Methode jedoch konservativer und damit robuster.

5.4 Fehlerdiskussion

Für ein aussagekräftiges Ergebnis ist die Kenntnis der Fehler notwendig. Im Folgenden werden mögliche Fehlerquellen benannt und, soweit möglich, ihre Beiträge zum Gesamt-

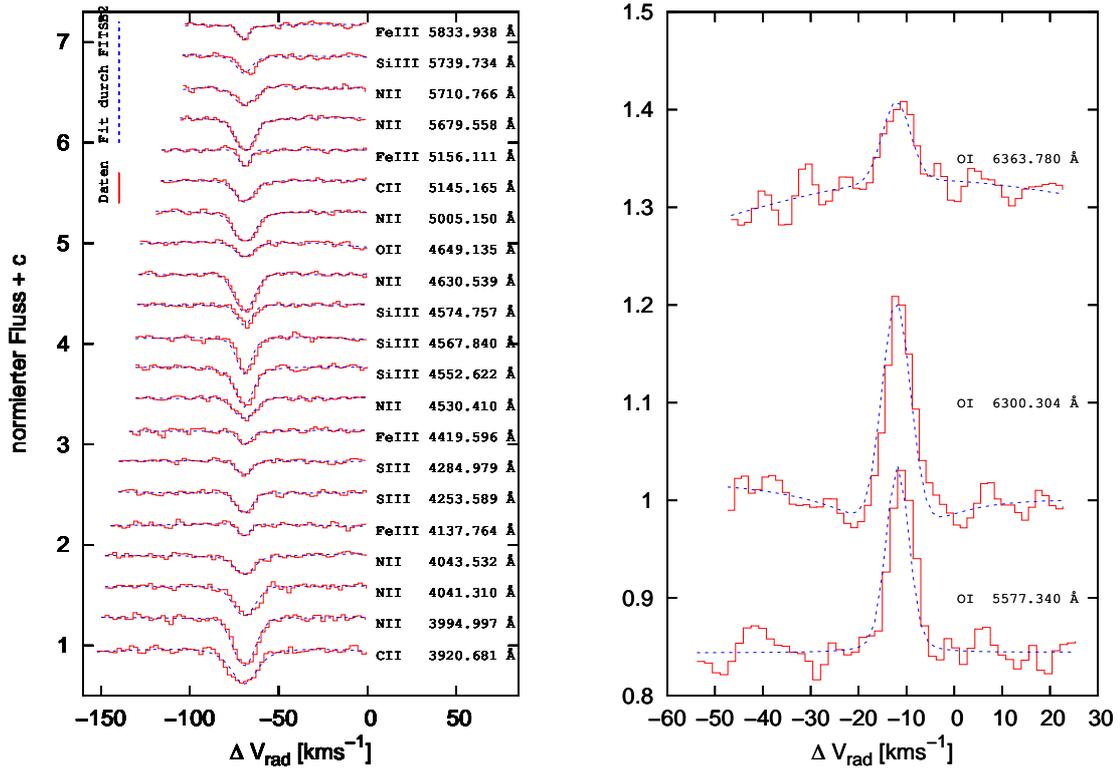


Abbildung 5.3: Die Abbildung zeigt die Ergebnisse zweier Messungen von HD 205805 unter Verwendung von FITSB2. Im linken Teil sind Beispiele für verwendete Metalllinien zu sehen. Der rechte Abschnitt stellt drei tellurische Linien dar.

fehler abgeschätzt.

Ein Teil der Fehler hat seinen Ursprung in Prozessen auf der Sternoberfläche und ist somit intrinsischer Natur.

- Pulsationen:** Das Pulsationsmuster von sdB-Sternen besteht aus einer Überlagerung vieler Moden. Die Mehrzahl ist nichtradialer Natur. Radiale Pulsationen dominieren jedoch aufgrund ihrer großen Amplituden. Bei radialen Pulsationen bewegt sich die Oberfläche eines Sterns periodisch auf den Beobachter zu, beziehungsweise von diesem weg, was sich über den Dopplereffekt bemerkbar macht. Je nach ihrer Periode, wirken sich Pulsationen unterschiedlich auf die Spektrallinien des Sterns aus (für typische Zeitskalen siehe Kapitel 2.2.1). Im Verhältnis zur Belichtungszeit kurze Perioden führen durch Verschmierung zur symmetrischen Verbreiterung der Linien um einen Mittelwert. Längerperiodische Pulsationen können hingegen zu einer sinusförmigen Radialgeschwindigkeitskurve führen und begleiterbedingte Radialgeschwindigkeitsvariabilität vortäuschen. Sie sind daher für eine Abschätzung der Fehler von Bedeutung. Durch radiale Pulsationen ausgelöste Geschwindigkeitsamplituden können beachtliche Werte erreichen, wie das Beispiel Balloon 090100001 zeigt (siehe Abbildung 5.4). Über diese Effekte hinaus, können Pulsationen, insbesondere bei Anregung höherer Moden, sehr komplizierte Auswirkungen auf Lage und Form von Spektrallinien haben (Telting et al. 2008).

Bei Subdwarfs stellen Pulsationen, neben Begleitern, die einzige (mit Sicherheit) bekannte Quelle für Radialgeschwindigkeitsvariationen dar. Mit resultierenden Geschwindigkeits-

samplituden von mehreren km s^{-1} sind sie generell nicht zu vernachlässigen (O’Toole et al. 2005a).

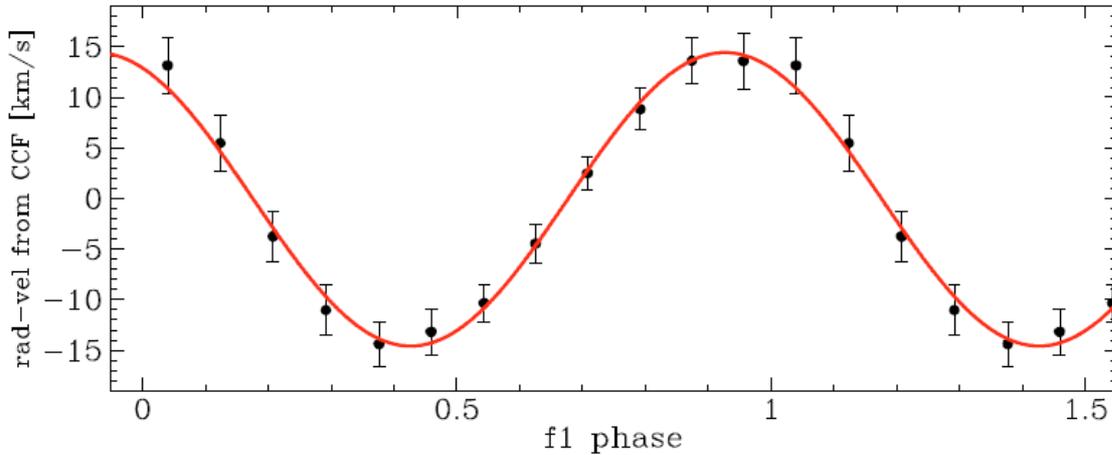


Abbildung 5.4: Radialgeschwindigkeitskurve von Balloon090100001 (Telting et al. 2008). Die Form der pulsationsbedingten Variation ist nicht von einer begleiterinduzierten zu unterscheiden. Die Periode beträgt $P = 356.2$ s

Es bestehen zwei Möglichkeiten zwischen beiden Ursachen zu unterscheiden.

Während die Perioden von Begleitern zeitlich konstant sind, trifft dies auf Pulsationen (im Allgemeinen) nicht zu. Es kommt beispielsweise zur Ausbildung von Schwebungen durch die Überlagerung multiperiodischer Pulsationen. Für eine Unterscheidung ist eine gute zeitliche Abdeckung über mehrere Phasen notwendig.

Bei Ausdehnung und Kontraktion des Sterns kommt es zu entsprechenden Schwankungen der Oberflächentemperatur. Diese wirken sich auf die Linienprofile aus. Wird parallel zur Änderung der Radialgeschwindigkeit eine Variation der Temperatur festgestellt, ist dies ein Indiz für Pulsationen.

- **Magnetfelder:** Durch den Zeemaneffekt führt das Vorhandensein eines Magnetfelds zur Aufspaltung und/oder Verschiebung der Energieniveaus von Atomen. Entsprechend verändert sich die Lage der Spektrallinien. Die Ausprägung des Effekts hängt, unter anderem, von der Temperatur des Linienentstehungsgebietes und der Stärke des Magnetfelds ab. Eine rotationsbedingte zeitliche Änderung des Magnetfeldes resultiert in einer entsprechenden Änderung der Linienprofile. Durch verschiedene Geometrien (schiefer Rotator) können sich sehr unterschiedliche Linienprofile und zeitliche Verläufe der Variationen ergeben.

Die Existenz von Magnetfeldern bei heißen Unterzwerger wurde erstmals von O’Toole et al. (2005b) nachgewiesen. Die gemessenen Flussdichten ($B_{\text{max}} \approx 1.5$ kG) reichen jedoch für die Erzeugung signifikanter Verschiebungen nicht aus.

- **Flecken:** Flecken machen sich durch den Rossiter-McLaughlin-Effekt im Spektrum bemerkbar (siehe Abbildung 5.5).

Durch die Rotation eines Sterns bewegt sich ein Teil seiner Oberfläche auf den Beobachter zu, während ein anderer Teil sich in entgegengesetzter Richtung bewegt (vergleiche

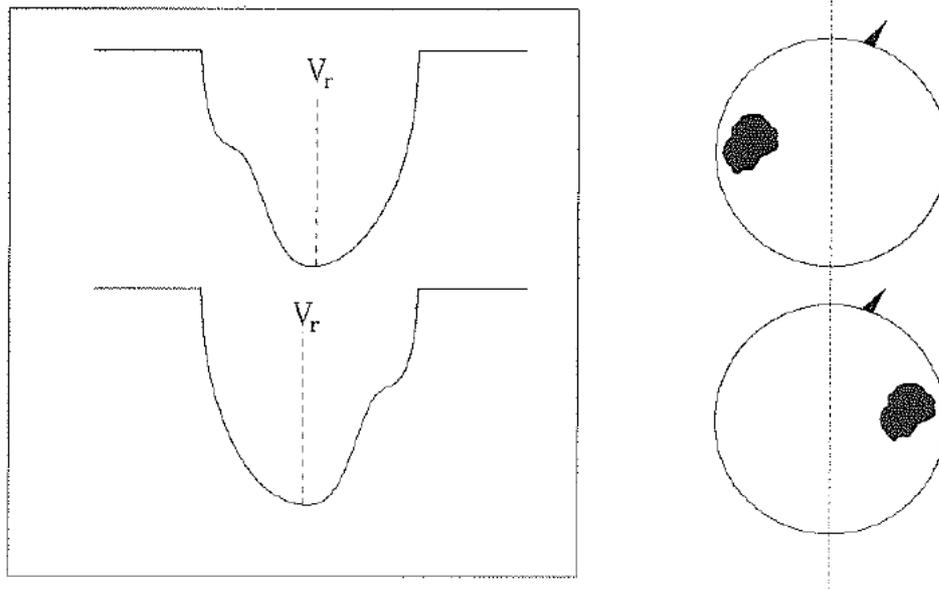


Abbildung 5.5: Auswirkungen von Sternflecken. Je nach Lage des Flecks auf der Sternoberfläche wird rot- oder blauverschobenes Licht abgedeckt (rechte Seite). Dies führt zu einer Verformung der Spektrallinie (linke Seite). In Extremfällen kann der Effekt in einer Verschiebung der Linie resultieren (Quirrenbach 2006).

Kapitel 3.1). Da der Stern in der Regel nicht aufgelöst werden kann, führt die resultierende Dopplerverschiebung zur Verbreiterung der Spektrallinien bei gleichbleibender Schwerpunktswellenlänge. Bei der Wanderung über die Sternoberfläche deckt ein Fleck, je nach Größe, einen mehr oder weniger signifikanten Teil der Oberfläche ab, so dass es zu einer effektiven Verschiebung der Linien kommt. Die zeitliche Variation des Signals aufgrund der Bewegung des Flecks kann als, durch einen Begleiter verursachte, Radialgeschwindigkeitsamplitude fehlinterpretiert werden.

Sternflecken sind typische Erscheinungen bei konvektiven Sternhüllen. Daneben wird das Fleckenaufkommen von stellaren Magnetfeldern bestimmt. Da heiße Unterzweige radiative Hüllen und vermutlich schwache Magnetfelder (siehe oben) besitzen, kann der Einfluss von Flecken als gering eingeschätzt werden.

- **Rotation:** Wie in Kapitel 3.1 angesprochen führt die Rotation eines Sterns zur Dopplerverbreiterung der Spektrallinien. In Extremfällen kann das Linienprofil derart verformt sein, dass genaue Messungen der Radialgeschwindigkeit nicht möglich sind. Im Allgemeinen sollte dieser Effekt bei heißen Unterzweigen aufgrund der geringen Rotationsgeschwindigkeiten ($P < 10 \text{ km s}^{-1}$) (Geier, in Vorbereitung) vernachlässigbar sein.

Eine weitere Quelle für Fehler stellt der Verlauf der Untersuchung dar.

- **Ruhewellenlänge:** Die verwendeten Ruhewellenlängen sind in der Regel mit einer Genauigkeit von drei Dezimalen angegeben. Bei der Linienliste für sdOs beträgt die Genauigkeit zwei Dezimalen. Dies erlaubt einen maximalen Fehler von 0.0005 \AA beziehungsweise 0.005 \AA . Nach der Formel für den Dopplereffekt ergibt das einen wellenlängenabhängigen Fehler. Bei den verwendeten FEROS-Spektren beträgt der resultierende Fehler zwischen 0.02 und 0.04 km s^{-1} (0.23 und 0.42 km s^{-1} für sdOs).

- **Datenreduktion:** Ungenaue Referenzlinien der Kalibrationslampe können zu Fehlern bei Radialgeschwindigkeitsmessungen führen. Eine weitere Fehlerquelle stellt die Bestimmung der Dispersionsrelation dar.
In Kapitel 4.1 wurde auf die Anforderungen an eine Vergleichslampe eingegangen. Im Fall von FEROS werden die Eigenschaften der Lampe im Rahmen des „FEROS calibration plan“ regelmäßig überprüft. Gleiches gilt für die Dispersionsrelation. Der Beitrag dieser Fehlerquelle sollte daher vernachlässigbar sein. Gleichwohl wurde die Kalibration einer Prüfung unterzogen (siehe Kapitel 5.5.1).
- **Messverfahren:** Fehler können prinzipiell im Verlauf des Messverfahrens entstehen. Eine Abschätzung erfolgt in Kapitel 5.5.2. Daneben ergibt sich eine Unsicherheit aus der Abschätzung der statistischen Fehler der Mittelwerte (vergleiche Kapitel 6.3). Eine Überprüfung der hierfür angenommenen Normalverteilung ist im Prinzip durch eine Vergrößerung der Anzahl der Messungen möglich. In der Praxis entspricht diese jedoch der Anzahl der verfügbaren Linien pro Spektrum, auf welche der Untersuchende keinen Einfluss hat.
- **Interpretation:** Neben Fehlern welche die Datenaufnahme und -verarbeitung betreffen, existieren auch jene, die bei der Interpretation der Ergebnisse zum Tragen kommen. In die Auswertung fließen einige Annahmen ein, deren Zulässigkeit nicht mit letzter Sicherheit gegeben ist. Beispiele sind die kanonische Masse der Subdwarfs oder die Kreisförmigkeit der Bahnen eventueller Begleiter.

5.5 Fehlerbestimmung

5.5.1 Test der Wellenlängenkalibration

Ein wichtiges Anliegen der vorliegenden Arbeit war die Sicherstellung höchstmöglicher Genauigkeit der durchgeführten Untersuchung. Bei präzisen Radialgeschwindigkeitsmessungen kommt, neben der Genauigkeit der Ruhewellenlängen, der Qualität der Wellenlängenkalibration erhebliche Bedeutung zu. Im Allgemeinen sollte diese durch die Stabilität des Instruments selbst, sowie die Verwendung der entsprechenden Reduktionspipeline ausreichend gegeben sein. Dies wurde auf zwei Arten überprüft.

Eine inkorrekte Kalibration der Wellenlänge würde zu **wellenlängenabhängigen Trends** bei der Abweichung der Messwerte vom Mittelwert führen. Ein entsprechender Zusammenhang konnte nicht festgestellt werden (siehe Abbildung 5.6).

Beim Durchlaufen der Erdatmosphäre wird das Spektrum eines Sterns durch sogenannte **tellurische Linien** kontaminiert. Dieses tellurische Spektrum enthält eine Vielzahl von Absorptions- und Emissionslinien unterschiedlicher Atome und Moleküle (hauptsächlich Wasser). Beispiele sind in Abbildung 5.3 gezeigt. In der Regel ist die Aufprägung der Linien unerwünscht, da sie das Sternspektrum maskieren. Durch Subtraktion des Himmelsintergrundes im Verlauf der Datenreduktion wird versucht den Einfluss der Atmosphäre nach Möglichkeit zu korrigieren.

Neben der Störwirkung besitzen atmosphärische Linien jedoch auch Eigenschaften, die sie für genaue Radialgeschwindigkeitsmessungen interessant machen. Aufgrund ihrer Entstehung in der Erdatmosphäre haben die Linien relativ zum Beobachter verschwindend

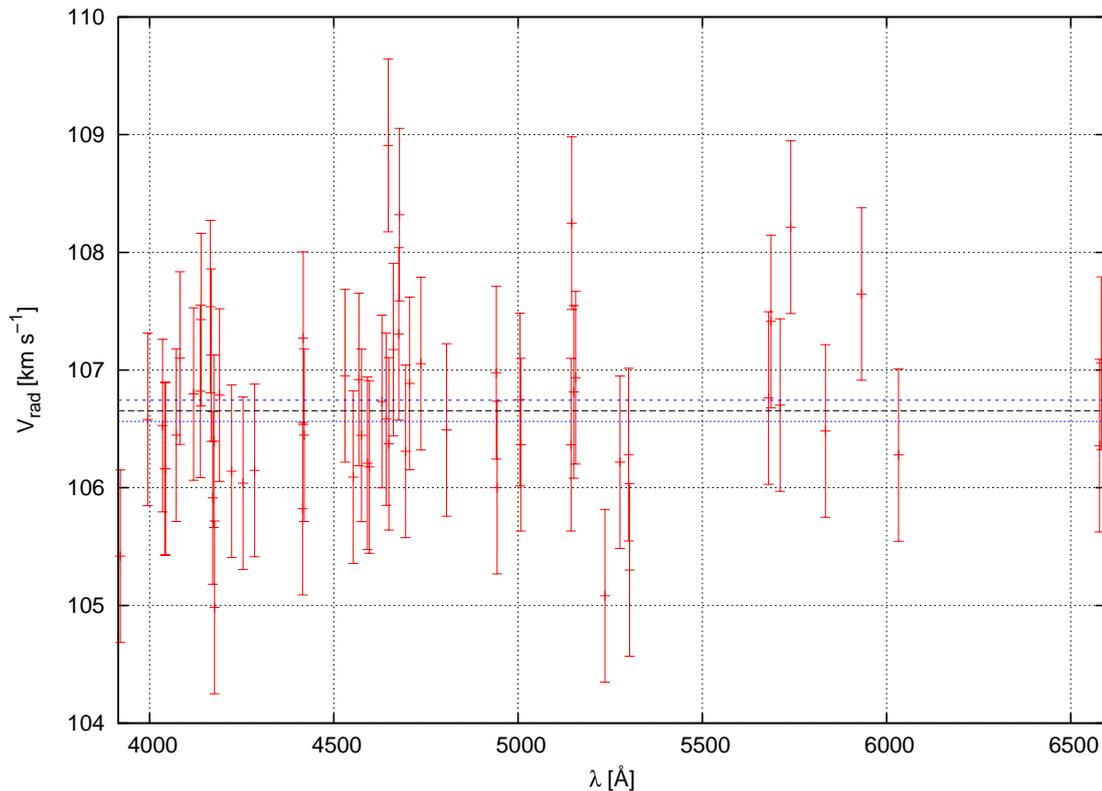


Abbildung 5.6: Am Beispiel einer Radialgeschwindigkeitsmessung von CPD 64° 481 wird die Streuung der Messpunkte (rote Kreuze mit Fehlerbalken) der Spektrallinien um den Mittelwert (schwarze Linien) dargestellt. Als Fehlermaß der Einzelmessungen wurde die Standardabweichung verwendet. Blaue Linien begrenzen den 1σ -Unsicherheitsbereich des Mittelwertes welcher durch den Standardfehler festgelegt ist (vergleiche hierzu Kapitel 6.3).

geringe Radialgeschwindigkeiten. Die maximalen Windgeschwindigkeiten auf der Erde (beispielsweise im Jetstream) liegen bei $\sim 500 \text{ km h}^{-1} = 0.14 \text{ km s}^{-1}$. Die vergleichsweise niedrige Temperatur der Atmosphäre ist für eine geringe thermische Verbreiterung verantwortlich. Als Radialgeschwindigkeitsstandard bieten sie daher ein hervorragendes Instrument zur Überprüfung der Kalibration der Spektren sowie der Stabilität des Spektrografen.

Im Zuge unserer Untersuchung wurde eine Auswahl von Linien mit unterschiedlichen Entstehungsmechanismen verwendet.

- **Absorptionslinien des Wassers:** Wasserdampf ist ein wichtiger Bestandteil der Erdatmosphäre und für eine Vielzahl meteorologischer Effekte verantwortlich. Der Aufbau des Wassermoleküls erlaubt mehrere Rotations- und Schwingungsfreiheitsgrade, die durch Photonen angeregt werden können. Dies führt zu Absorption im Sternspektrum. Die dabei auftretenden Energien sind im Vergleich zu atomaren Anregungen eher gering, so dass vor allem der rote und infrarote Bereich des Spektrums betroffen ist (Lundstrom et al. 1991). Die verwendeten Linien können der Tabelle im Anhang entnommen werden. Die Intensität der Linien variiert stark von Spektrum zu Spektrum, da sie von der Luftfeuchtigkeit zum Zeitpunkt der Aufnahme abhängt. Theoretisch sind Schwankungen auf einer Skala von Stunden zu erwarten. In der Regel waren die Linien

sehr schwach ausgeprägt, was in der Atacamawüste, einem der trockensten Orte der Welt, zu erwarten war.

- **Emissionslinien des Nachtglühens:** Die Begriffe Nacht- oder Himmelsglühen bezeichnen Lichtemissionen der Erdatmosphäre, die ihren Ursprung in einer Höhe von 50 bis 300 km (entspricht Meso- und Thermosphäre) haben. Eine Abgrenzung besteht zur Geokorona (Exosphäre), welche sich an die Thermosphäre anschließt und deren Spektrum vor allem durch Emissionen der Lymanserie gekennzeichnet ist. Zur Entstehung des Nachtglühens tragen sehr unterschiedliche Prozesse wie atomare beziehungsweise molekulare Übergänge, Rekombination und Chemolumineszenz bei.

Eine der wichtigsten Quellen ist das sogenannte **Meinel-Band**. In der Mesosphäre (entspricht ungefähr einer Höhe von 50 bis 80 km) kommt es zur Dissoziation von Ozon durch hochenergetische Strahlung unter Bildung von Hydroxylradikalen. Analog zu Wassermolekülen können die entstehenden Radikale in Rotationen beziehungsweise Schwingungen versetzt werden. Im Unterschied zu Wasser erfolgt in diesem Fall die Anregung durch Sonnenstrahlung beziehungsweise thermisch, so dass sich die Übergänge durch Emission bemerkbar machen. Diese Linien wurden erstmals von Meinel (1950a,b) beobachtet. Die Intensität ist hoch und relativ konstant.

Da Stickstoff und Sauerstoff die Hauptbestandteile der Atmosphäre bilden, sind (neutrale) Atomlinien beziehungsweise Moleküllinien dieser Elemente vertreten. Daneben beinhaltet das Spektrum eine Vielzahl scharfer **Metalllinien** (Slanger et al. 2000). Ein Beispiel sind Linien des neutralen Natriums, die ihren Ursprung in einer mesosphärischen Natriumschicht haben, welche durch das Verglühen von Meteoriten entsteht.

Je nach Lage spielen auch **künstliche Quellen** eine Rolle. Zivilisatorische Lichtemissionen beinhalten beispielsweise Linien des neutralen Quecksilbers. Die emittierten Linien sind aufgrund des (im Vergleich zu höheren Schichten) hohen Luftdrucks beziehungsweise des Überdrucks innerhalb der Lampe verbreitert. (Osterbrock & Martel 1992; Osterbrock et al. 1996).

Linien des natürlichen Nachtglühens erwiesen sich als am besten beobachtbar. Künstliche Beiträge waren verschwindend gering.

In ihrer Gesamtheit decken die oben erwähnten Linien den kompletten Wellenlängenbereich von FEROS-Spektren ab, was eine aussagekräftige Überprüfung der Wellenlängenkali-
bration erlaubt (Liste siehe Anhang). Zu beachten ist, dass FEROS-Spektren baryzentrisch korrigiert vorliegen. Atmosphärische Linien, die ursprünglich keine Radialgeschwindigkeit relativ zum Beobachter aufweisen, werden dadurch gegenüber ihren Ruhewellenlängen verschoben. Für eine erfolgreiche Kalibration müssen die gemessenen Geschwindigkeiten daher mit der angewandten Korrektur verglichen werden. Der Wert der Korrektur kann, unter Eingabe des Messzeitpunktes und -ortes sowie der Objektkoordinaten, mit dem MIDAS-Paket berechnet werden (Befehl COMPUTE/BARYCORR).

Die Messung der Radialgeschwindigkeiten erfolgte, analog zur Messung der Metalllinien, zunächst mit SPAS und anschließend, soweit möglich, mit FITSB2. Es zeigten sich Schwierigkeiten bei der Näherung sehr intensiver scharfer Emissionslinien mit FITSB2. Wasserdampflinien waren im Allgemeinen selten vertreten beziehungsweise schwach ausgeprägt. Als am besten geeignet erwiesen sich Linien des Nachtglühens.

Der Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Werten ergab nur minimale Abweichungen in der Größenordnung von 0.1 km s^{-1} . Die Qualität der automatischen Wellenlängenkali-
bration galt damit als überprüft und geeignet für die angestrebte Genauigkeit der Messung. Auf eine manuelle Wiederholung der Reduktion wurde verzichtet. Korrekturen

der Messergebnisse waren nicht notwendig. Die Messwerte können im Anhang eingesehen werden.

5.5.2 Test anhand synthetischer Spektren

Die von substellaren Begleitern verursachten Radialgeschwindigkeitsamplituden sind sehr klein. Für unsere Untersuchung war daher die Abschätzung der erreichbaren Genauigkeit von essentiell Interesse. Eine Möglichkeit die theoretischen Grenzen des Verfahrens zu bestimmen bot die Vermessung eines synthetischen Spektrums (siehe Abbildungen 5.7, 5.8 und 5.9). Durch diese Vorgehensweise konnten Einflüsse von Datenaufnahme und -reduktion sowie von fehlerhaften Ruhewellenlängen eliminiert werden. Das Testspektrum wurde unter Verwendung der in Kapitel 5.3 erwähnten Linien synthetisiert (Geier, priv. Mtlg). Als Temperatur wurde $T = 30\,000\text{ K}$ angenommen. Intrinsicches Rauschen wurde durch Poisson-Rauschen mit einem $S/N = 1000$ simuliert. Die Qualität stellt somit einen Idealfall dar.

Die Radialgeschwindigkeitsmessung wurde entsprechend Kapitel 5.3 durchgeführt.

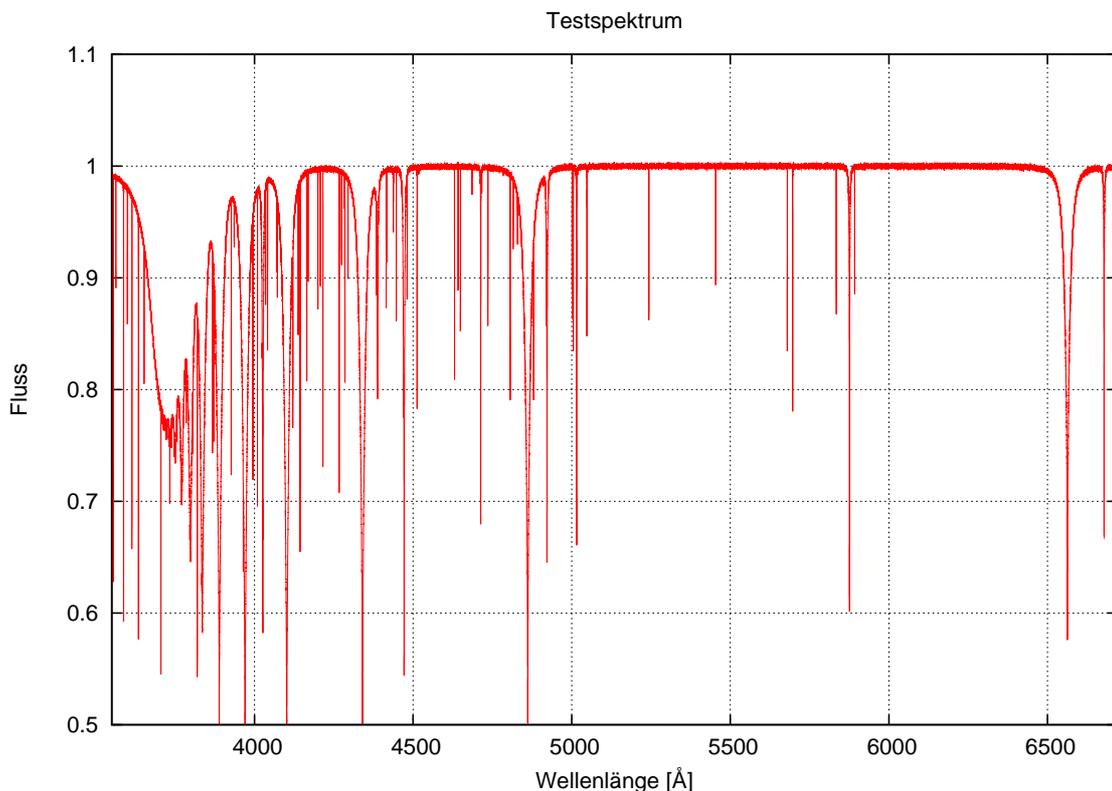


Abbildung 5.7: Synthetisches Spektrum eines Subdwarf B-Sterns ($T = 30\,000$, $S/N = 1000$, $V_{\text{rad}} = 0\text{ km s}^{-1}$). Der Vergleich zwischen vorgegebener und gemessener Radialgeschwindigkeit diente zur Überprüfung der Messgenauigkeit.

5.6 Spektroskopische Nachbeobachtung ausgewählter Objekte

Hinsichtlich ihrer Koordinaten geeignete Objekte mit signifikanter Radialgeschwindigkeitsvariation wurden für Nachbeobachtungen ausgewählt. Diese fanden am AAO (CYCLOPS) (Geier, priv. Mtlg.) beziehungsweise in La Silla (FEROS) statt. Insbesondere bei der Beobachtung mit CYCLOPS wurden lange Messreihen für einzelne Sterne durchgeführt, was für eine gute Phasenabdeckung und den Ausschluss von Pulsationen von Bedeutung ist. Die Phasenabdeckung der FEROS-Beobachtung wurde durch gezielte Auswahl der Messzeitpunkte optimiert. Die Beobachtung mit dem CYCLOPS-Instrument war die erste ihrer Art. Das Gerät befand sich zu diesem Zeitpunkt in einer experimentellen Phase. Die Auswertung der gewonnenen Daten dauert zum Zeitpunkt der Abfassung der vorliegenden Arbeit an. Ein Teil der FEROS-Daten ist bereits in die Untersuchung eingeflossen. Ihre Verwendung wurde durch die automatische Reduktion vereinfacht. Im Fall von CYCLOPS ist die Reduktion, bedingt durch das Fehlen von Erfahrungswerten, erheblich schwieriger und zeitaufwändiger. Durch die kommende Einbindung der CYCLOPS-Daten wird der Datensatz, welcher der Untersuchung zugrunde liegt, entscheidend erweitert. Mit rund 190 weiteren Spektren wird die Basis damit fast verdoppelt.

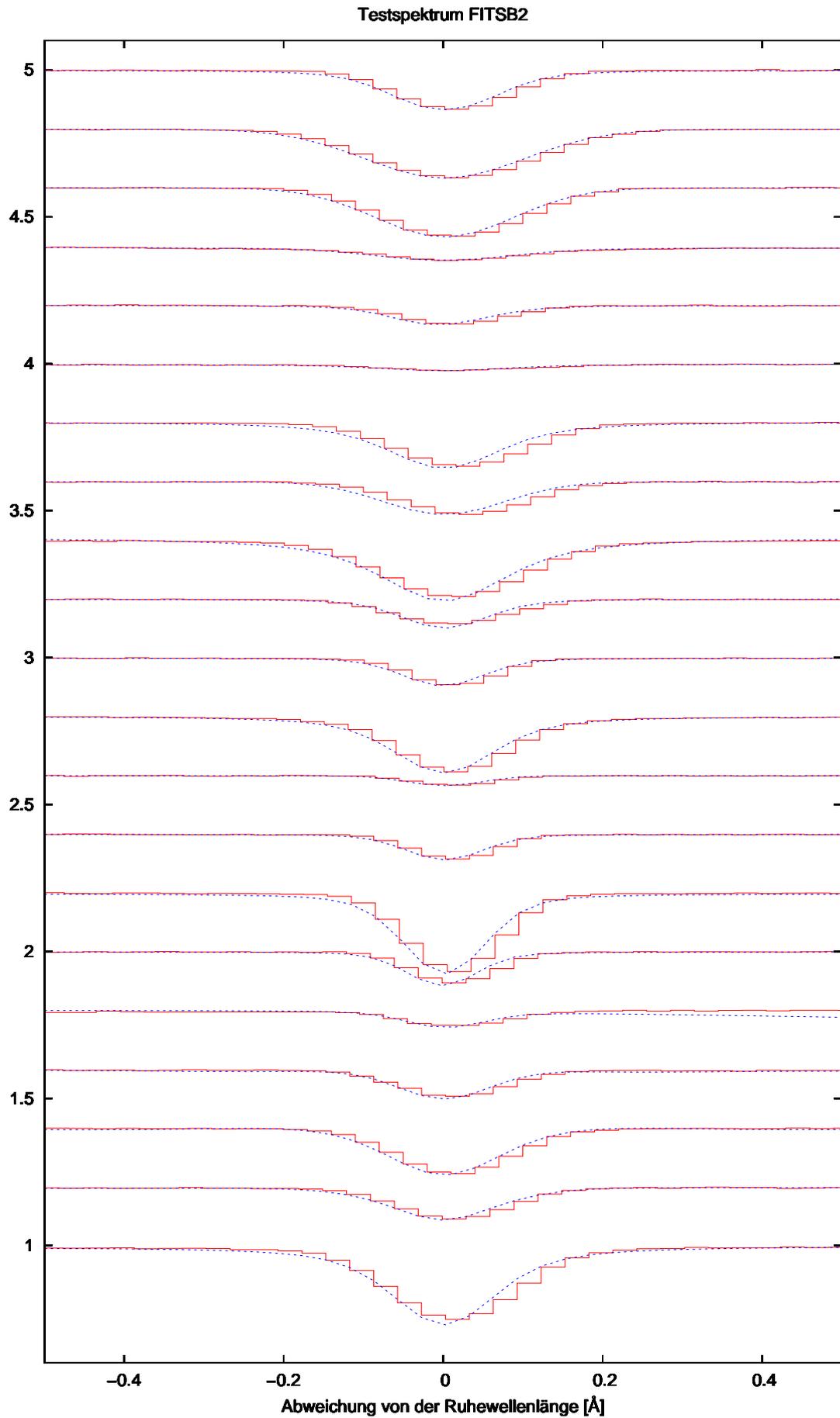


Abbildung 5.8: Fit einiger Metalllinien des synthetischen Testspektrums mit FITSB2.

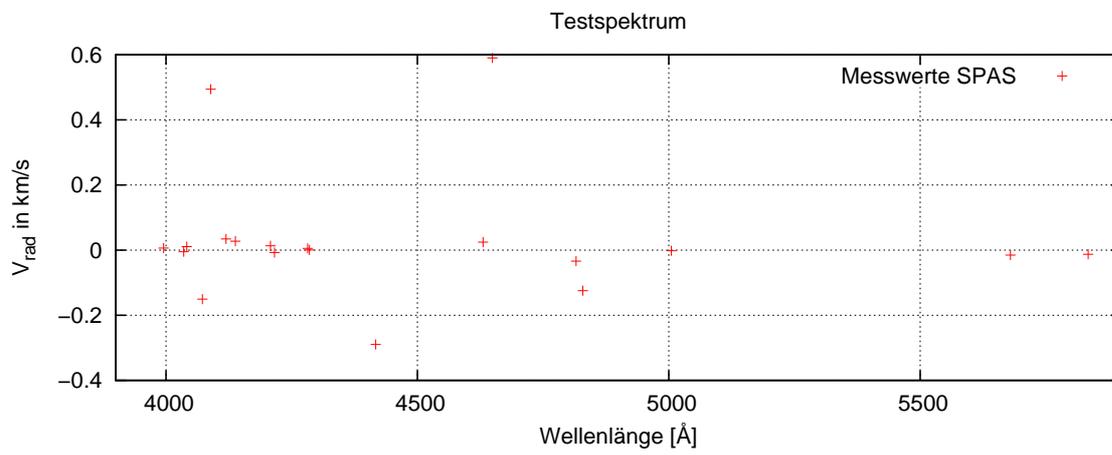


Abbildung 5.9: Streuung der einzelnen SPAS-Messwerte des synthetischen Testspektrums um den definierten Radialgeschwindigkeitswert $V_{\text{rad}} = 0 \text{ km s}^{-1}$.

6 Ergebnisse

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der Untersuchung präsentiert. Die Abschnitte 6.1, 6.2 und 6.3 fassen die gewonnenen Erkenntnisse für die, in Kapitel 5.1 definierten, Untergruppen der Sternauswahl zusammen.

Abschnitt 6.4 stellt im Verlauf der Untersuchung gefundene beziehungsweise bestätigte Kandidaten für massearme Begleiter heißer Unterzwerge vor. Eine Diskussion der Ergebnisse findet in Kapitel 7 statt. Eine Zusammenfassung der Messreihen ist im Anhang zu finden.

6.1 Subdwarf O-Sterne

Bei den untersuchten sdOs konnte keine signifikante zeitliche Variation der Radialgeschwindigkeit festgestellt werden. Auffällig ist die starke Streuung der Radialgeschwindigkeitswerte der einzelnen Linien um den Mittelwert. Während diese Streuung bei den untersuchten sdBs in der Regel wenige km s^{-1} nicht überstieg, wurden bei sdOs Werte von weit über 10 km s^{-1} gemessen (siehe Abbildung 6.1). Eine Diskussion möglicher Ursachen folgt in Kapitel 7.2.

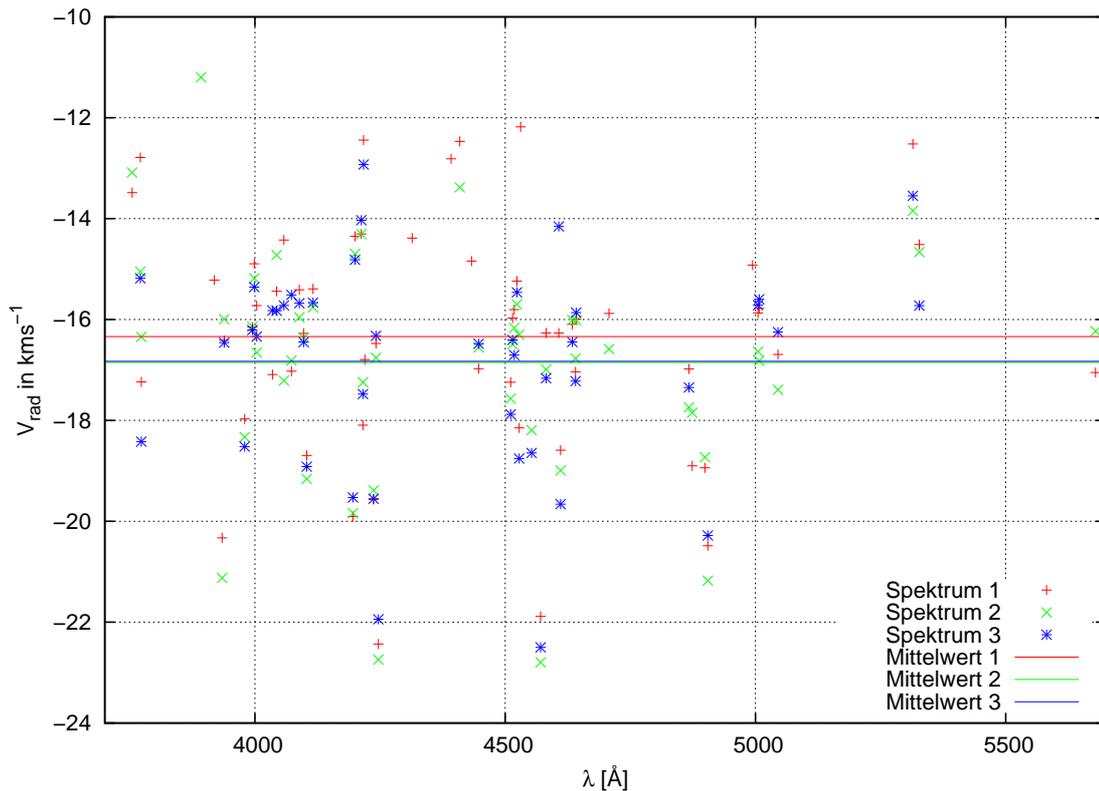


Abbildung 6.1: Die gezeigte Streuung der einzelnen Messungen innerhalb eines Spektrums ist beispielhaft für die Klasse der sdOs. Mittelwerte der einzelnen Spektren sind durch waagerechte Linien markiert. Gut zu erkennen ist die teilweise Gruppierung der Messwerte einer Linie für unterschiedliche Spektren. Dies weist auf ein Problem der Ruhewellenlängen hin.

Tabelle 6.1: Übersicht über sdBs ohne bekannte Begleiter mit unzureichender Datenqualität. Teilweise waren Messungen mit Balmer- und Heliumlinien möglich. Diese flossen jedoch nicht in die Untersuchung ein.

Name	Anz. Spek.
EC 21494-7018	2
EC 22081-1916	2
PG 1352-022	5
PG 1505+074	5
UVO 0653-23	2

6.2 Subdwarf B-Sterne mit Hauptreihenbegleitern

Bei der Messung der Radialgeschwindigkeit unter Verwendung von typischen Metalllinien des Unterzwerags wurde eine starke Streuung der Werte innerhalb eines Spektrums festgestellt. Im Falle von EC 01077-1423 betrug die maximale Schwankung beispielsweise $\sim 150 \text{ km s}^{-1}$. Dieses Verhalten lässt sich durch die Überlagerung von Linien des Unterzwerags mit jenen des Hauptreihensterns und den daraus resultierenden Fehlidentifikationen erklären. Unter Umständen ließe sich an dieser Stelle unter Verwendung einer sorgfältig ausgewählten Linienliste des Hauptreihenbegleiters die Anzahl der Fehlbestimmungen verringern. Eine weitere Möglichkeit bestünde in der Subtraktion eines synthetischen Spektrums um den Beitrag einer der Komponenten zu entfernen. Bei vier von fünf Objekten wurde kein signifikanter Radialgeschwindigkeitsunterschied gemessen. Es handelt sich, aller Wahrscheinlichkeit nach, um tatsächliche Doppelsternsysteme mit einer gemeinsamen Schwerpunktsbewegung.

In einem Fall (TONS 401) betrug der Unterschied 21.5 km s^{-1} . Eine signifikante Änderung der Radialgeschwindigkeiten wurde nicht beobachtet. Es lagen vier Spektren vor, die jedoch nur einen relativ kurzen Zeitraum von vier Tagen abdecken. Daher kann, auf der Grundlage dieser Daten, nicht mit Sicherheit zwischen einem projizierten Doppelstern und einem engen Begleiter unterschieden werden. Die Aufnahme weiterer Spektren kann hier Klarheit schaffen.

6.3 „Einzelne“ Subdwarf B-Sterne

Die 34 untersuchten sdBs lassen sich entsprechend den gewonnenen Informationen in drei Gruppen einteilen (siehe auch Tabellen 6.2 und 6.1).

- **Geringe Qualität der Spektren:** In fünf Fällen war eine Untersuchung der Radialgeschwindigkeiten mit der in Kapitel 5.3 erläuterten Methode nicht möglich, da die Qualität der Linien keinen zufriedenstellenden Fit zuließ. Die Ursache lag in dem niedrigen Verhältnis des Signals zum Rauschen (S/N). Bei den Sternen dieser Gruppe lässt sich über die Existenz eines Begleiters keine Aussage treffen. Daher wurden sie auf dem Sample entfernt und fanden bei der Berechnung des Doppelsternanteils keine Berücksichtigung.
- **Objekte ohne Radialgeschwindigkeitsvariation:** Bei einem großen Anteil der untersuchten sdBs konnte, von dem vorhandenen Datensatz ausgehend, keine signifikante

zeitliche Variation der Radialgeschwindigkeit festgestellt werden. Als signifikant wurde ein Ergebnis eingestuft wenn die maximale (mit SPAS gemessene) Geschwindigkeitsänderung $\Delta V_{\text{rad max}}$ das Doppelte des Fehlermaßes F der Messreihe überstieg (siehe Abbildung 6.2). Es standen Vielfache des Standardfehlers σ_n (siehe unten) der SPAS-Messungen und, falls vorhanden, der „traditionelle“ Fehler von FITSB2 (siehe Kapitel 5.2) zur Auswahl. Der genaue Prozentsatz dieser Gruppe hängt daher stark von dem verwendeten Fehler ab (vergleiche Kapitel 6.3).

$$\Delta V_{\text{rad max}} > 2F \quad (6.1)$$

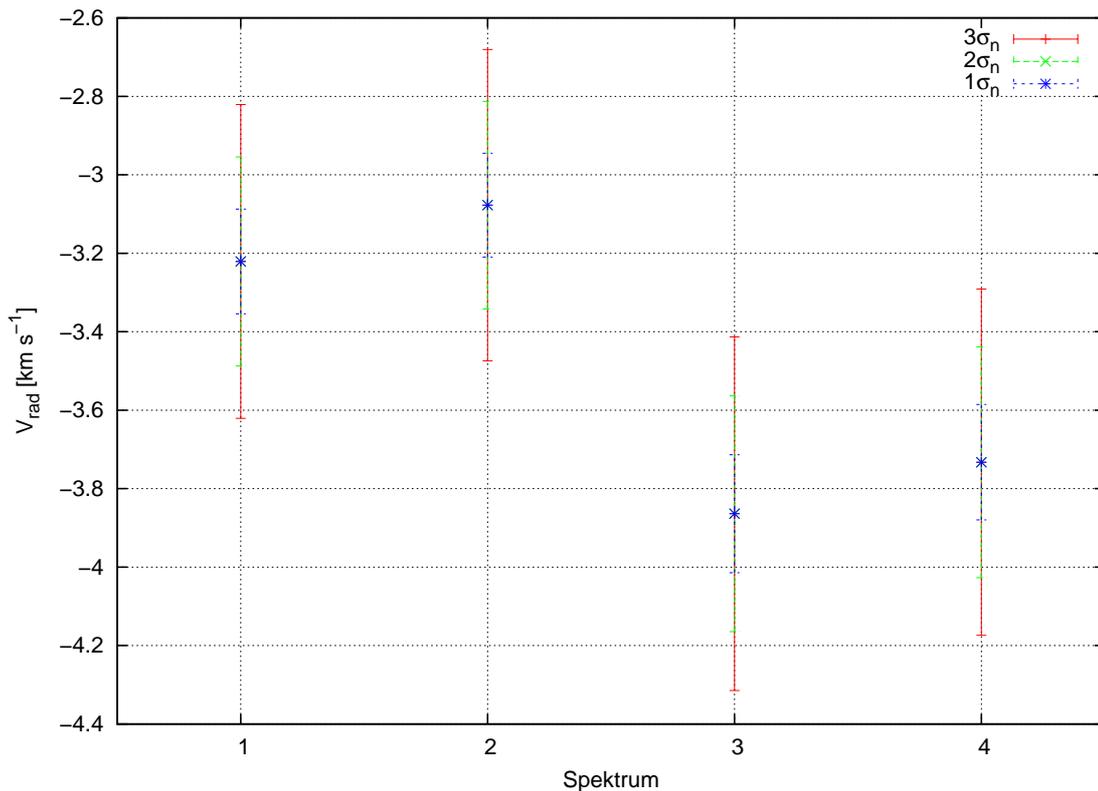


Abbildung 6.2: Radialgeschwindigkeitsmittelwerte für vier Spektren des Sterns HD 4539. Wie in der Legende erläutert wurden unterschiedliche Vielfache des Standardfehlers σ_n verwendet. Das Beispiel zeigt anschaulich die Abhängigkeit der Signifikanz der Variation (nach Gleichung 6.1) von dem angenommenen Fehler. Während die Signifikanz für $1\sigma_n$ und $2\sigma_n$ gegeben ist, wird sie für $3\sigma_n$ nicht erreicht.

- **Objekte mit signifikanter Variation:** Eine entscheidende Rolle bei der Untersuchung spielte das Urteil über die Signifikanz der festgestellten Variation. Wie oben erwähnt, wurde eine Schwankung bei Überschreiten des doppelten Fehlers als echt angesehen. Damit kommt der Definition des Fehlers erhebliche Bedeutung zu. Im Falle einer Normalverteilung wird eine gaußförmige Streuung der Messwerte um einen Mittelwert μ erwartet.

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (6.2)$$

Tabelle 6.2: Übersicht über sdBs ohne bekannte Begleiter mit ausreichender Datenqualität.

Name	Anz.Spek.	n_{typ}	$\Delta V_{\text{max}}[\text{km s}^{-1}]$	$\bar{\sigma}[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma_{n\text{max}}[\text{km s}^{-1}]$
CD-3515910	2	20	0.17	1.11	0.3
EC 00042m2737	2	3	0.08	1.21	0.72
EC-01120-5259	2	20	0.23	1.23	0.28
EC 02542-3019	2	7	0.35	2.68	1.11
EC 03408-1315	3	4	1.35	1.18	0.59
EC 03591-3232	2	50	0.53	1.19	0.17
EC 11349-2753	5	21	1.04	0.95	0.23
EC 13506-3137	2	3	5.64	1.52	1
EC 14345-1729	4	30	1.1	1.3	0.48
EC 15103-1557	5	3	2.6	1.58	1.47
EC 20106-5248	4	17	12.43	1.61	0.48
EC 20229-3716	3	42	0.41	0.79	0.14
EC 21043-4017	2	6	0.5	1.3	0.60
FEIGE 38	5	35	0.21	0.93	0.18
HD 205805	7	50	0.71	1	0.22
HD 4539	4	40	0.64	0.91	0.15
HE 0151-3919	4	5	1.29	1.65	1.11
JL 36	15	10	5.38	1.96	0.59
PG 0342+026	4	35	1.06	0.94	0.18
PG 1432+004	5	30	0.32	1.11	0.25
PG 2151+100	4	5	2.08	1.36	0.71
PG 2349+002	2	4	0.12	1.15	0.92
PHL 334	4	5	0.84	1.08	0.51
PHL 44	5	20	3.16	1.76	0.77
UVO 0512-08	2	12	0.03	1.30	0.36

Ohne nähere Kenntnis der jeweiligen Fehler gilt die Standardabweichung σ als Fehlermaß der Einzelmessungen. Die Unsicherheit des Mittelwertes ist durch den sogenannten Standardfehler bestimmt.

$$\sigma_n = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad (6.3)$$

Auf diese Weise geht eine Vergrößerung der Anzahl der Messungen n mit einer erhöhten Sicherheit bei der Festlegung des Mittelwertes einher.

Mangels genauerer Informationen wurde bei der Messung der Radialgeschwindigkeiten eine normalverteilte Streuung angenommen. Die (im statistischen Sinne) relativ niedrige Anzahl der Messpunkte ($n_{\max} = 50$) erlaubte keine zuverlässige Überprüfung dieser Hypothese. Dies stellt eine Schwachstelle des Verfahrens dar.

Der für die SPAS-Messreihen ermittelte Standardfehler lieferte in der Regel sehr niedrige Werte von $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$. Diese stimmten gut mit den Fehlerwerten der FITSB2-Messungen überein. Beide Verfahren zeigten auch hinsichtlich der Messwerte eine große Konsistenz. Für die Interpretation der Ergebnisse ist die Frage nach der Vertrauenswürdigkeit der Fehlergrenzen entscheidend. Die Anzahl von Fehldetektionen kann durch künstliche Vergrößerung des Fehlers verringert werden. Allerdings ist damit auch die Gefahr, tatsächliche Variationen zu übersehen, verbunden. Die Definition eines plausiblen Fehlers hat erhebliche Konsequenzen für den ermittelten Anteil variabler Sterne. Der Effekt wird im folgenden veranschaulicht (siehe Tabelle 6.3).

Tabelle 6.3: Anzahl der variablen Sterne (innerhalb der sdBs ohne bekannte Variabilität) und ihr Anteil an der Gesamtauswahl in Abhängigkeit von dem angenommenen Fehler.

Fehlermaß F	Anzahl variabler Sterne	Anteil variabler Sterne
1σ	13	52 %
2σ	7	28 %
3σ	2	8 %

Um die, für eine Bestimmung der Bahnparameter notwendige, Phasenabdeckung zu erreichen wurden einige Vertreter der variablen Gruppe (für ein Beispiel siehe Abbildung 6.3) für Nachbeobachtungen mit FEROS beziehungsweise CYCLOPS ausgewählt. Die Auswertung der Daten dauert zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit an. Einige Zwischenergebnisse werden in Kapitel 6.4 vorgestellt.

6.4 Systeme mit massearmen Begleitern

In der Gruppe der Subdwarf B-Sterne mit bekannter Variabilität der Radialgeschwindigkeit konnte in einem Fall ein substellarer Begleiter bestätigt werden. Bei zwei weiteren Objekten ermöglichte die Aufnahme neuer Spektren die Entdeckung neuer Kandidaten. Die Bestimmung der Bahnelemente sowie der Mindestmasse des Begleiters konnte durchgeführt werden. Zu diesem Zweck wurde durch den zeitlichen Verlauf der Messpunkte eine Sinusfunktion gelegt. Dies impliziert die Annahme zirkularer Orbits. Für die Masse des Unterzwergs wurde der kanonische Wert von $M_{\text{sdB}} = 0.47 M_{\odot}$ verwendet. Die Anpassung

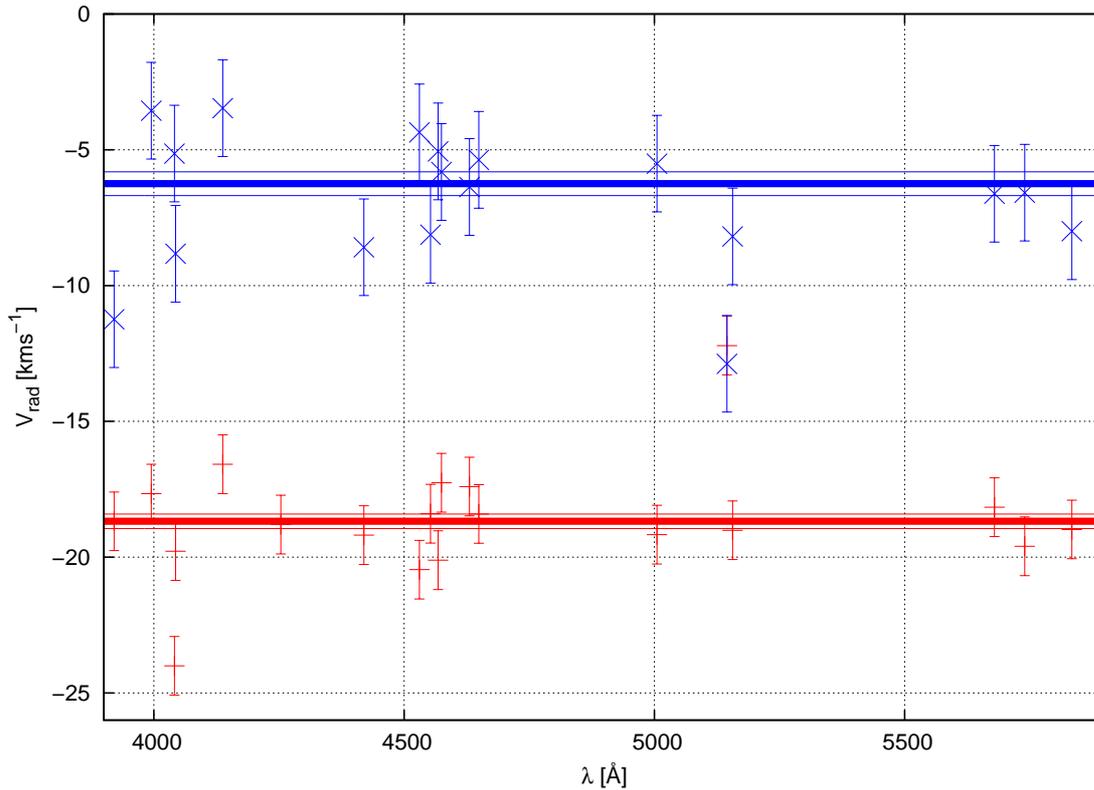


Abbildung 6.3: Einige der untersuchten sdB-Sterne zeichneten sich durch eine sehr eindeutige Signifikanz der Radialgeschwindigkeitsschwankungen aus. Als Beispiel sind die Messwerte zweier Spektren von EC 20106-5248 dargestellt. Die Standardabweichung einer Messreihe diente als Fehlermaß der Einzelmessungen. Die entsprechenden Mittelwerte sind durch breite waagerechte Linien in der zugehörigen Farbe markiert. Schmale Linien markieren die Unsicherheit der Mittelwerte, welche durch den Standardfehler σ_n definiert sind.

der Parameter erfolgte durch einen Algorithmus zur Minimierung des χ^2 -Wertes (durchgeführt von Geier, priv. Mtlg.).

Die ermittelten Parameter der Begleiter sind in den zugehörigen Tabellen (6.4, 6.5, 6.6) zusammengefasst. Für die Kandidaten für Braune Zwerge sind neben der Minimalmasse ($M \sin i$) auch die Werte für $i = 60^\circ$ aufgeführt. Die Wahrscheinlichkeit für eine Inklination im Bereich $60^\circ < i < 90^\circ$ liegt bei 50%. Darüber hinaus enthalten die Tabellen Angaben zur Wahrscheinlichkeit, dass es sich bei den Objekten tatsächlich um Braune Zwerge handelt. Zur Berechnung wurde Gleichung 3.17 verwendet. Daneben werden auch die ermittelte Radialgeschwindigkeitskurve und die $-\log_{10} \chi^2$ -Verteilung dargestellt. In der letzteren Auftragung signalisiert ein dominierender scharfer Peak eine hohe Wahrscheinlichkeit der zugehörigen Periode. Den grafischen Darstellungen der Radialgeschwindigkeitskurven sind Auftragungen der Residuen angefügt. Niedrige Residuenwerte und eine flache zeitliche Verteilung sprechen für eine gute Lösung, während Trends im Residuenverlauf auf nicht berücksichtigte Variationen hinweisen.

6.4.1 Albus 1

Ursprünglich als Weißer Zwerg eingestuft, wurde Albus 1 von Vennes et al. (2007) als heliumreicher sdB klassifiziert. Eine zeitliche Änderung der Radialgeschwindigkeit wurde 2007 von Geier (priv. Mtlg.) anhand von Spektren mittlerer Auflösung, aufgenommen mit dem ESO Multi Mode Instrument (EMMI) am New Technology Telescope (NTT) in La Silla, festgestellt.

Die Aufnahme und Untersuchung von sechs hochaufgelösten FEROS-Spektren erlaubte eine genaue Parameterbestimmung. Diese erfolgte wie eingangs beschrieben. Der Fit der Radialgeschwindigkeitskurve ist in Abbildung 6.4 dargestellt, Abbildung 6.5 zeigt die $-\log_{10} \chi^2$ -Verteilung.

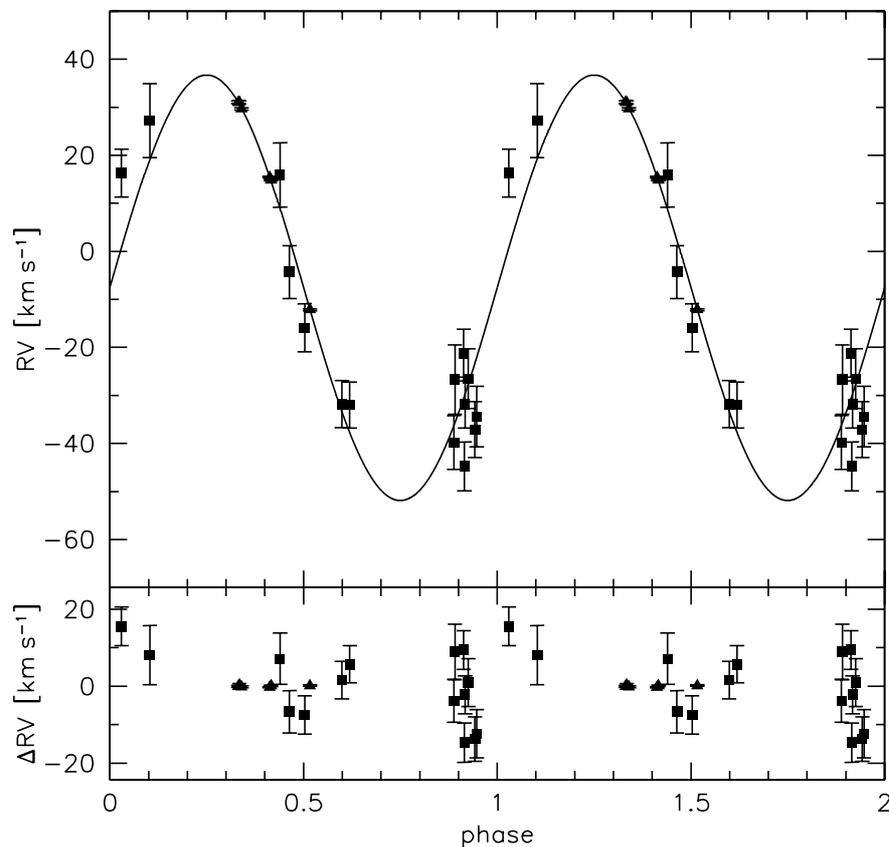


Abbildung 6.4: Der obere Abbildungsteil zeigt die Radialgeschwindigkeitswerte von Albus 1. Die Zeitachse ist mit der wahrscheinlichsten Periode gefaltet. Die Anpassung des zeitlichen Verlaufs erfolgt durch eine Sinuskurve.

Die ermittelten Parameter lassen auf einen vergleichsweise massearmen Begleiter schließen. Es kommen ein später Hauptreihenstern oder ein Weißer Zwerg in Frage. Eine Untersuchung der Lichtkurve könnte genauere Aussagen erlauben.

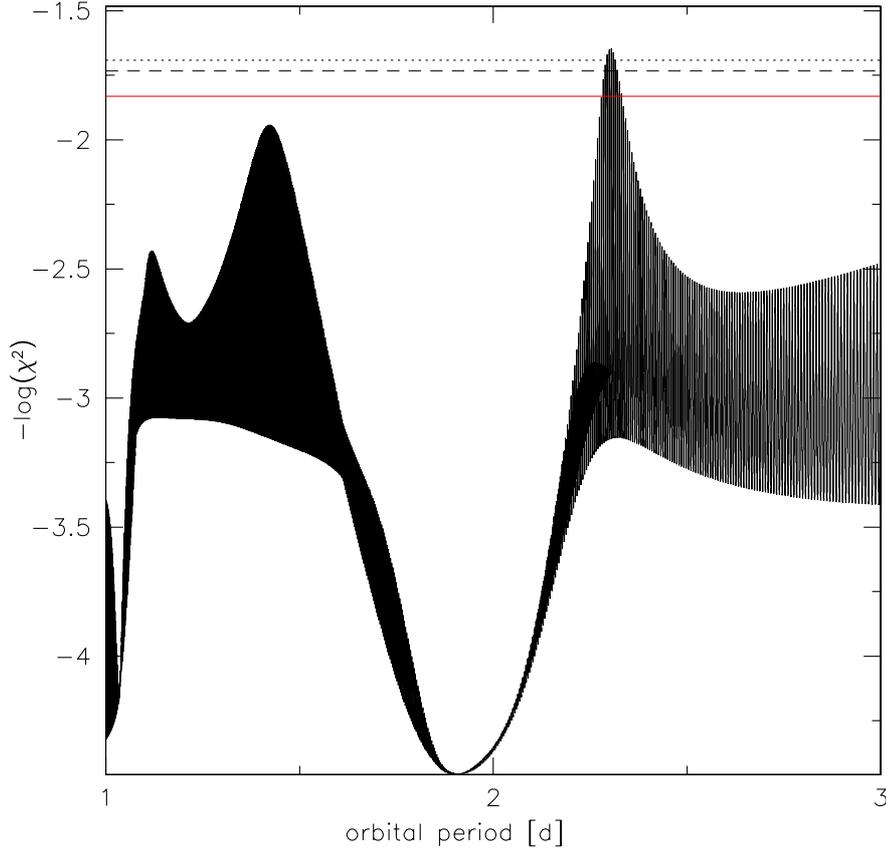


Abbildung 6.5: $-\log_{10} \chi^2$ -Diagramm von Albus 1. Hohe Peaks entsprechen großer Wahrscheinlichkeit der zugehörigen Periode.

6.4.2 CPD-64° 481

Die Variabilität von CPD-64° 48 wurde bereits von Edelman et al. (2005) festgestellt. Anders als im Falle von PHL 457 konnten auch Begleitermasse und Bahnelemente bestimmt werden. Für ihre Messungen verwendeten Edelman et al. (2005) FEROS-Spektren. Radialgeschwindigkeitswerte wurden anhand von Helium- und Metalllinien bestimmt.

Damit hat das Verfahren große Ähnlichkeiten zu dem in Kapitel 5.3 beschriebenen. Hauptunterschied ist die größere Anzahl der einbezogenen Metalllinien in der vorliegenden Arbeit. Die vorhandenen Spektren wurden erneut vermessen. Die Ergebnisse konnten mit guter Übereinstimmung reproduziert und die Genauigkeit erhöht werden.

Tabelle 6.4: Ermittelte Parameter des Begleiters von Albus 1

Periode	P	[d]	2.30 ± 0.05
V_{rad} -Semiamplitude	K	[km s $^{-1}$]	44.3 ± 0.4
Systemgeschwindigkeit	γ	[km s $^{-1}$]	-7.6 ± 0.7
Massenfunktion	$f(M)$	[M_{\odot}]	0.0207 ± -0.0006
Masse	$M \sin i$	[M_{\odot}]	0.21
	$M \sin 60^{\circ}$	[M_{\odot}]	0.24

Tabelle 6.5: Ermittelte Parameter des Begleiters von CPD-64° 481. Zum Vergleich die Werte von Edelman et al. (2005). Erläuterungen siehe Kapitel 6.4.

			Geier	Edelman
Periode	P	[d]	0.27726 ± 0.00001	0.2772 ± 0.5
V_{rad} -Semiampplitude	K	[km s^{-1}]	23.85 ± 0.05	23.8 ± 0.4
Systemgeschwindigkeit	γ	[km s^{-1}]	93.53 ± 0.04	94.1 ± 0.3
Massenfunktion	$f(M)$	[M_{Jupiter}]	0.40818 ± 0.00002	
Masse	$M \sin i$	[M_{\odot}]	0.05	0.05
	$M \sin 60^{\circ}$	[M_{\odot}]	0.06	0.06
Wahrscheinlichkeit	P_{BZ}	[%]	79	

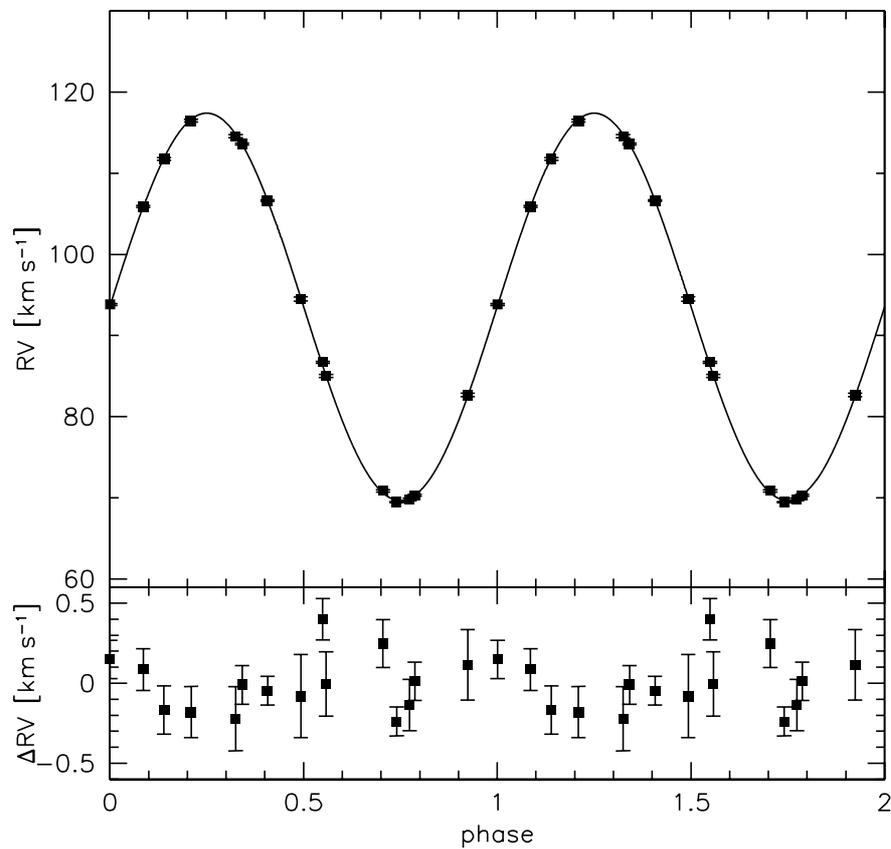


Abbildung 6.6: Im oberen Teil der Abbildung ist die sinusförmige Radialgeschwindigkeitsskurve von CPD-64° 481 zu sehen. Die Zeitpunkte der Messungen wurden mit der ermittelten Periode gefaltet. Messwerte sind als Rechtecke mit (sehr kleinen) Fehlerbalken dargestellt. Der untere Abbildungsabschnitt zeigt die Residuenverteilung.

Wie in Abbildung 6.6 gezeigt, ergibt sich eine hervorragende Übereinstimmung zwischen gemessenen Werten und angepasster Sinuskurve. Die Dominanz des entsprechenden Peaks im $-\log_{10} \chi^2$ -Diagramm unterstreicht die Signifikanz der gefundenen Lösung (siehe Ab-

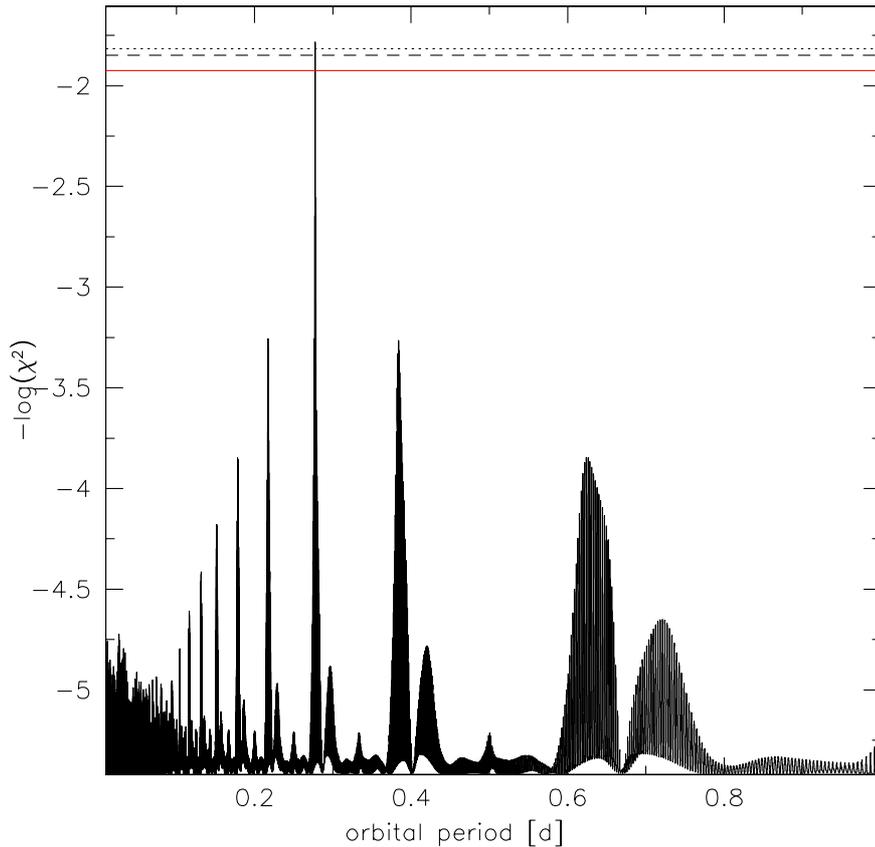


Abbildung 6.7: Abgebildet ist die $-\log_{10} \chi^2$ -Verteilung für Radialgeschwindigkeitsfits von CPD-64° 481 mit unterschiedlicher Periode. Die waagerechten Linien markieren die Lagen der 1σ - (gepunktet), 3σ - (gestrichelt) und 6σ -Grenze (rot).

bildung 6.7).

Eine von Koen (priv. Mtlg.) aufgenommene Lichtkurve (siehe Abbildung 6.8) zeigt deutliche Helligkeitsschwankungen mit einer Amplitude von 8 mmag. Die Periode der Variation stimmt hervorragend mit der des substellaren Begleiters überein, was auf einen Reflexionseffekt hindeutet. Verbunden mit der vergleichsweise langen Periode können damit Pulsationen als Quelle der Variabilität mit großer Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden. Künftige Untersuchungen des Reflexionseffekts in unterschiedlichen Farbbändern werden die Einschränkung der Inklination und damit eine genauere Bestimmung der Begleitermasse erlauben (siehe zum Beispiel Heber et al. (2004)).

6.4.3 PHL 457

PHL 457 ist (entgegen der SIMBAD-Klassifikation als Weißer Zwerg) ein heißer Unterzwerg der Spektralklasse B mit einer scheinbaren visuellen Helligkeit von $m_V = 12.95$ mag. Eine Variation der Radialgeschwindigkeit von PHL 457 war aus der Literatur bekannt, nicht jedoch die genaue Periode des Orbits (Edelmann et al. 2005). Als obere Grenze wurde $P = 3$ d angegeben. Eine Bestimmung der Begleitermasse war ausgehend von den vorhandenen Daten (vier Messpunkte der Radialgeschwindigkeit) nicht möglich (siehe Ab-

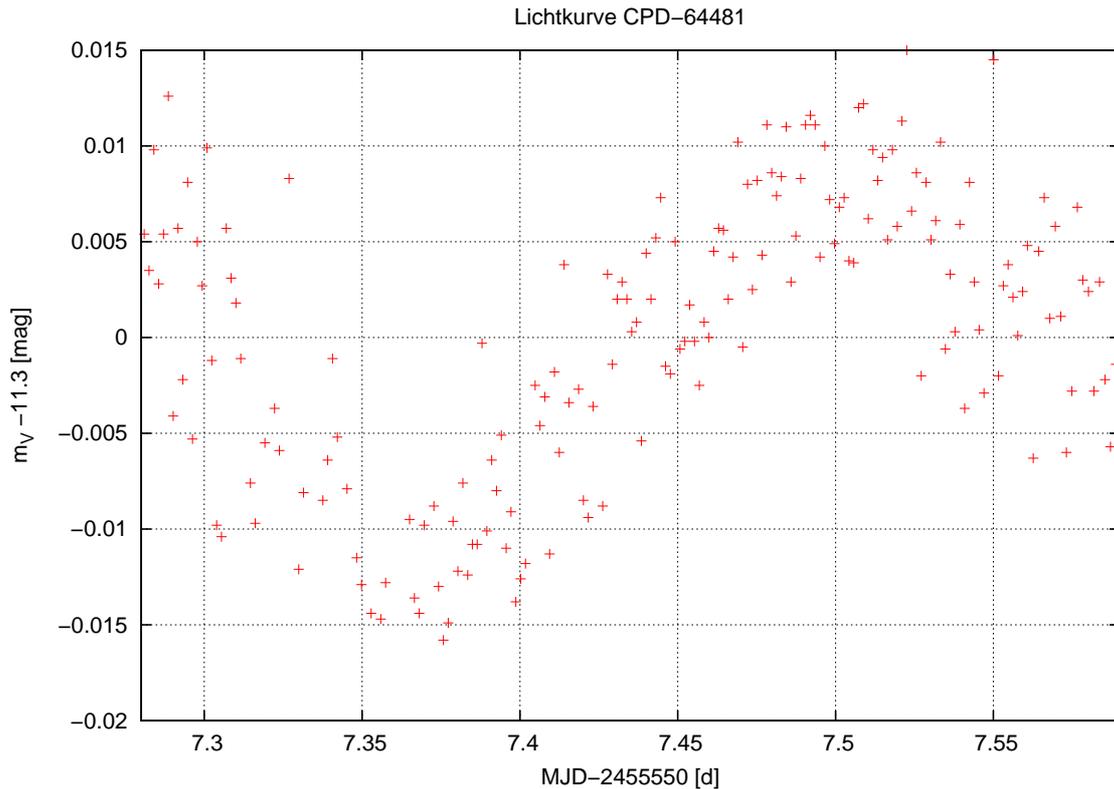


Abbildung 6.8: Die gezeigte Lichtkurve von CPD-64° 481, aufgenommen im Wellenlängenbereich Johnson-V, weist einen deutlich ausgeprägten Reflexionseffekt auf (Koen, priv. Milg.). Die Periode stimmt mit der Periode der Radialgeschwindigkeitskurve überein.

bildung 6.9).

Blanchette et al. (2008) stellten in der Lichtkurve, neben Pulsationen, Hinweise auf einen Reflexionseffekt mit einer Periodenobergrenze von $P < 12 - 20$ d fest. Lichtkurven von Green (priv. Mtlg., siehe Abbildung 6.10) zeigten ebenfalls einen schwachen Reflexionseffekt ($P \approx 0.03$ d). Daneben barg die Flussverteilung Signaturen eines kühlen Begleiters (Morales-Rueda et al. 2003).

Bei der Untersuchung von Archivspektren konnte die Variabilität bestätigt werden. Aufgrund der festgestellten Signifikanz ging PHL 457 in die Liste der Nachbeobachtungskandidaten ein. Durch die Aufnahme neuer FEROS-Spektren konnte die Phasenabdeckung erheblich verbessert werden, was eine genaue Bestimmung der Bahnelemente und der Begleitermasse erlaubte.

Zur Festlegung der Parameter wurde eine Sinusfunktion unter Minimierung von χ^2 an die Messpunkte angepasst (siehe Abbildung 6.11). Dies impliziert die Annahme kreisförmiger Bahnen (siehe Kapitel 3.2). Die auf diese Weise ermittelten Werte (zusammengefasst in Tabelle 6.6) weisen auf einen sehr massearmen Begleiter von PHL 457 hin. Mit größter Wahrscheinlichkeit handelt es sich bei diesem um einen Braunen Zwerg. Die gefundene Periode (siehe Abbildung 6.12) stimmt hervorragend mit der von Green (priv. Mtlg.) für den Reflexionseffekt bestimmten überein. Damit können Pulsationen als Ursache der Radialgeschwindigkeitsvariation mit großer Sicherheit ausgeschlossen werden. Unter Umständen

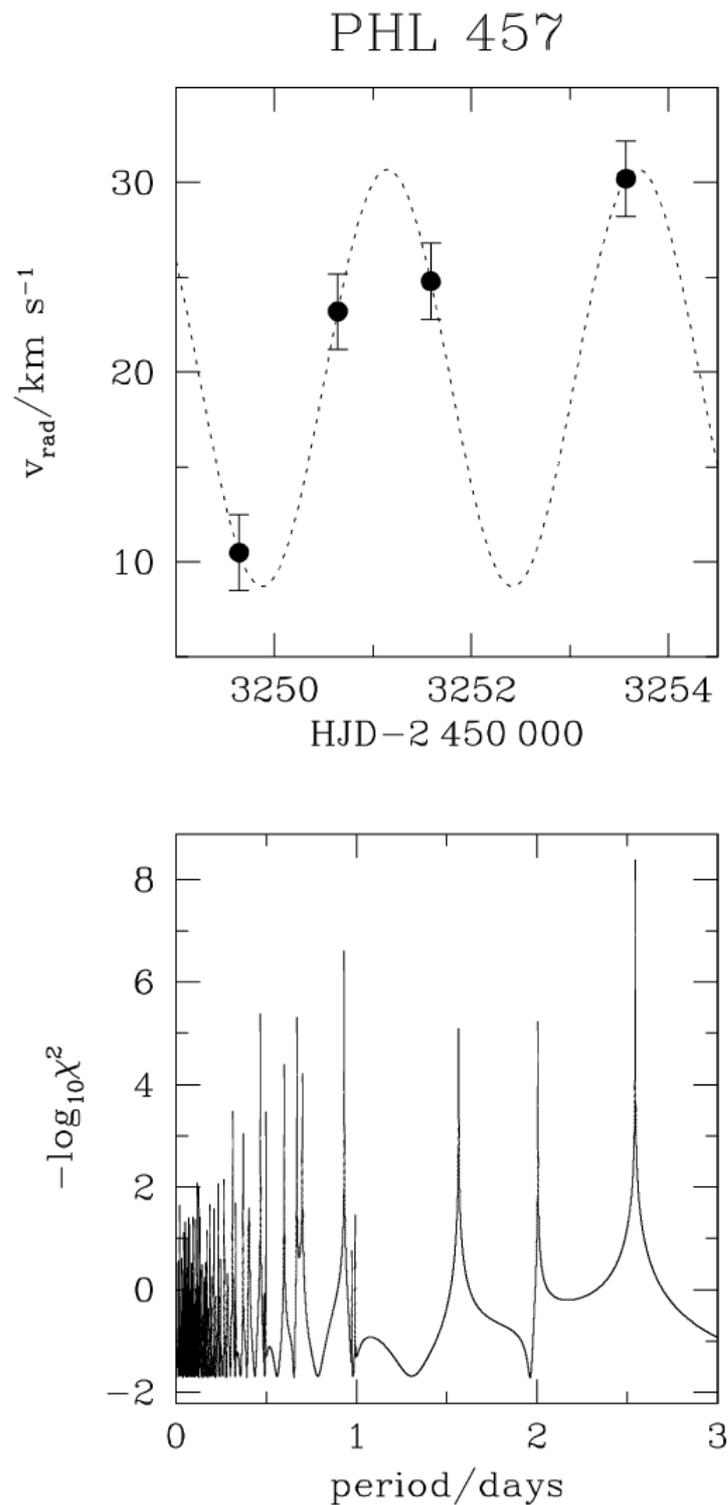


Abbildung 6.9: Radialgeschwindigkeitskurve und $-\log_{10}\chi^2$ -Diagramm von PHL 457 (Edelmann et al. 2005). Auf der Grundlage der vorhandenen Daten war die Festlegung einer Bahnperiode nicht möglich. Diese Tatsache äußert sich im Fehlen eines dominanten Peaks im $-\log_{10}\chi^2$ -Diagramm.

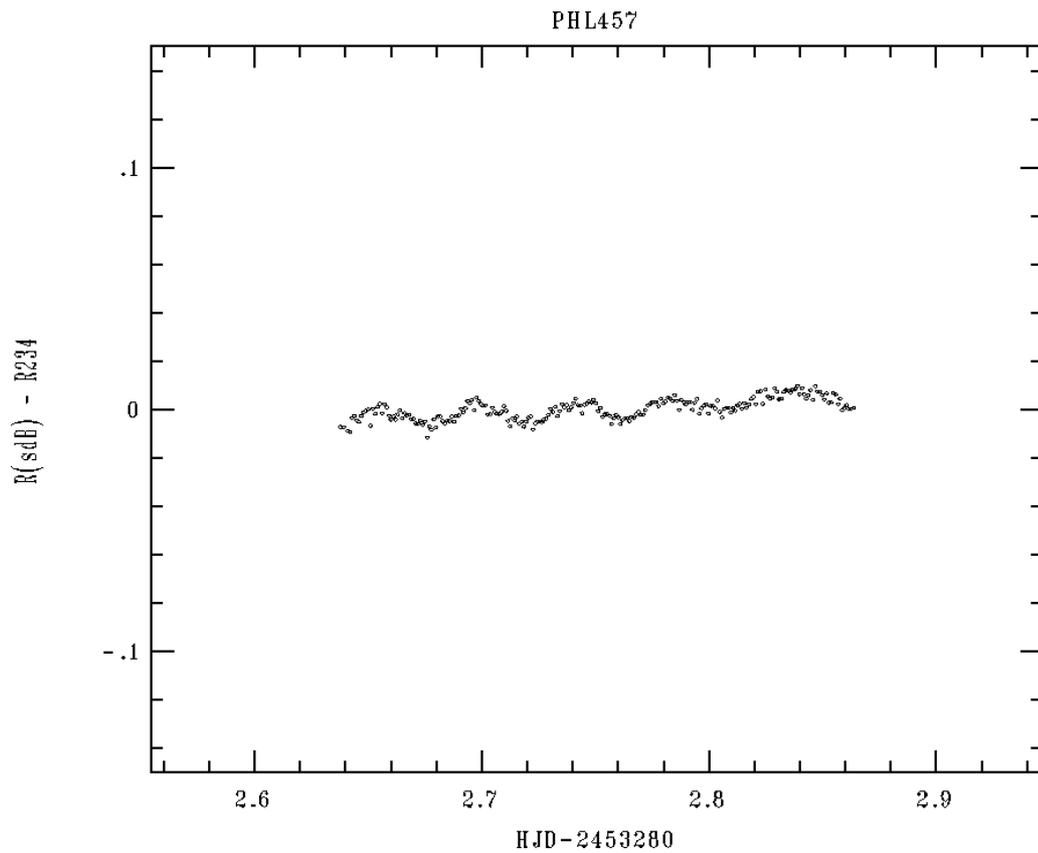


Abbildung 6.10: Die Abbildung zeigt einen Lichtkurvenausschnitt von PHL 457 (Green, priv. Mtlg.). Neben Pulsationen ist ein tendenzieller Anstieg der Helligkeit zu erkennen, welcher auf einen möglichen Reflexionseffekt, mit einer Periode weit größer als der Messzeitraum, hindeutet.

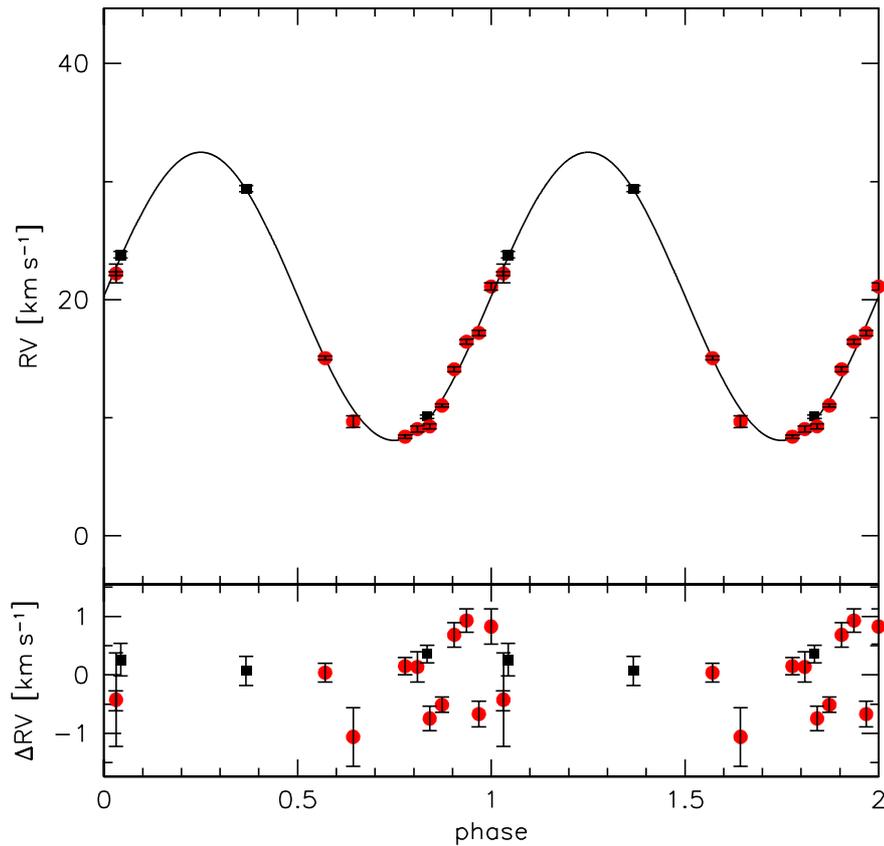


Abbildung 6.11: Der obere Abbildungsabschnitt zeigt die Überlagerung von Messwerten (mit Fehlerbalken) und angepasster Sinuskurve für PHL 457. Schwarze Rechtecke symbolisieren die Messung von Edelmann et al. (2005). Die neuen Daten werden durch rote Kreise beschrieben. Der untere Abschnitt enthält die Residuen des Fits.

werden künftige Untersuchungen der Lichtkurve in der Lage sein, den Inklinationswinkel einzuschränken und damit die Masse und entsprechend die Natur des Begleiters genauer zu bestimmen.

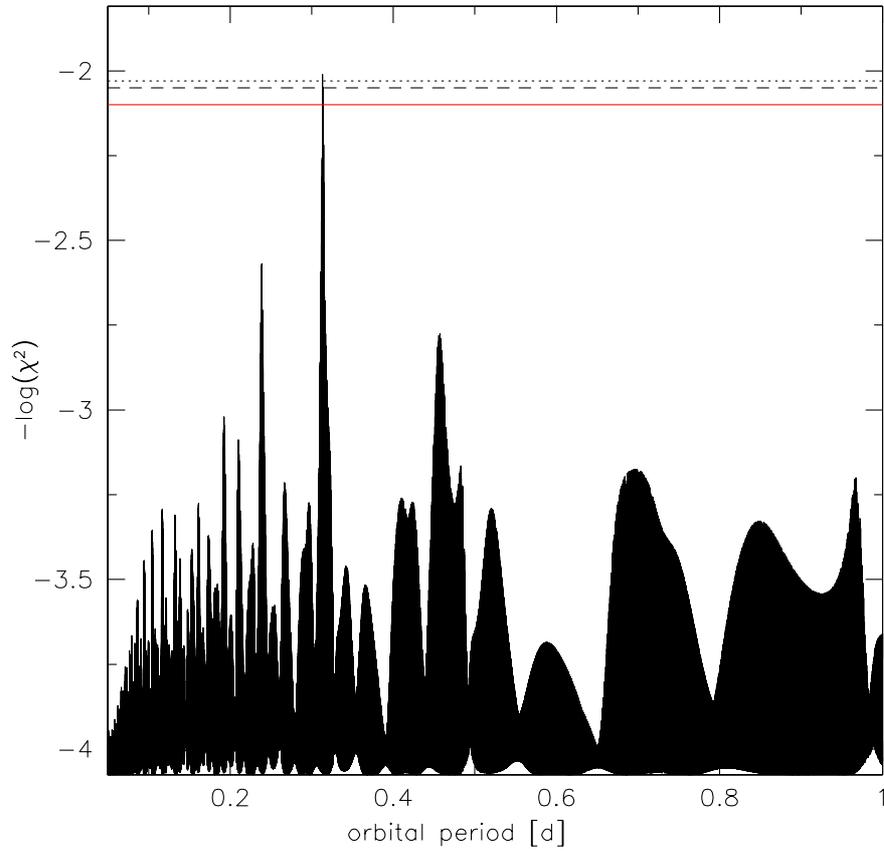


Abbildung 6.12: Das gezeigte $-\log_{10} \chi^2$ -Diagramm von PHL 457 zeigt einen prominenten Peak bei der wahrscheinlichsten Periode des Begleiters.

Tabelle 6.6: Ermittelte Parameter des Begleiters von PHL 457. Erläuterungen siehe 6.4

Periode	P	[d]	0.313 ± 0.005
V_{rad} -Semiamplitude	K	[km s^{-1}]	12.2 ± 0.1
Massenfunktion	$f(M)$	[M_{Jupiter}]	0.062 ± 0.002
Systemgeschwindigkeit	γ	[km s^{-1}]	20.3 ± 0.1
Masse	$M \sin i$	[M_{Jupiter}]	24
	$M \sin 60^\circ$	[M_{Jupiter}]	28
Wahrscheinlichkeit	P_{BZ}	[%]	96

7 Diskussion der Ergebnisse

Es folgt die Diskussion und Interpretation der erhaltenen Ergebnisse.

7.1 Qualität des Messverfahrens

Ein wichtiges Ergebnis ist die Eignung des verwendeten Messverfahrens für präzise Messungen von Radialgeschwindigkeiten. Grenzen der Genauigkeit sind, neben der festen spektralen Auflösung, vor allem durch das S/N -Verhältnis gegeben, welches sich stark auf die Anzahl der verwendbaren Spektrallinien auswirkt. Dieses Verhältnis ist primär durch die Dauer der Belichtung bestimmt. Kurze Belichtungszeiten sind jedoch, insbesondere bei der Verfolgung kurzperiodischer Systeme, notwendig.

Aus der Vermessung des synthetischen Testspektrums (siehe 5.5.2) lassen sich, bei idealisiertem S/N , die systematischen Fehler des Messverfahrens abschätzen. Diese stellten sich als verschwindend klein heraus. Mit der Vorgabe von $V = 0 \text{ km s}^{-1}$ bei der Herstellung des Spektrums wurde als Ergebnis $V = 0.06 \pm 0.0007 \text{ km s}^{-1}$ ermittelt.

Im Fall von sdBs ohne bekannte Begleiter und unter der Voraussetzung hervorragender Datenqualität kann damit, bei Nichtdetektionen, die Masse eines eventuellen substellaren Begleiters sehr stark eingegrenzt werden (Erläuterung des Verfahrens siehe Kapitel 7.3). Für $P = 10 \text{ d}$ (entspricht der Vorhersage von Soker (1998)) besteht sogar die Möglichkeit Begleiter mit $M_{\text{Begleiter}} > 0.3 M_{\text{Jupiter}}$ auszuschließen.

Wichtig für eine weitere Anwendung ist auch die Auswahl des Programms zur Messung der Radialgeschwindigkeiten. Wie in den Kapiteln 5.3 und 5.2 erläutert, wurden für diesen Zweck SPAS und FITSB2 verwendet. Beide Programme stellen unterschiedliche Implementierungen des gleichen Algorithmus dar. Der Hauptunterschied besteht in der Möglichkeit einer simultanen Anpassung der Parameter an mehrere Spektrallinien im Falle von FITSB2. Durch diese Herangehensweise wird die Auswirkung von „Ausreißern“ verringert. Ein Nachteil der Methode liegt in den hohen Anforderungen an die Qualität der Linien. Aus diesem Grund basiert eine FITSB2-Messung in der Regel auf einem kleineren Datensatz als eine SPAS-Messung des selben Spektrums. Die ermittelten Werte sind meist konsistent. Auch die ermittelten Fehler waren beinahe identisch und lagen in den meisten Fällen in der Größenordnung von $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$. Auf dieser Grundlage ist dem zeitsparenden und benutzerfreundlicheren SPAS der Vorzug zu geben.

Bereits von Edelmann et al. (2005) konnten Radialgeschwindigkeitsmessungen von sdB-Sternen mit statistischen Ungenauigkeiten von $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$ erzielt werden. Überlegungen zu den Auswirkungen systematischer und reduktionsbedingter Fehler (Kalibration) ließen derartige Werte jedoch unrealistisch erscheinen. In der vorliegenden Arbeit wurden Maßnahmen getroffen um die entsprechenden Fehler zu quantifizieren (vergleiche hierzu Kapitel 5.5.1). Kalibrationsfehler wurden durch die Untersuchung tellurischer Linien überprüft. Diese lagen ebenfalls in der Größenordnung von $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$. Auch wenn letztere Messungen nicht bei allen Objekten durchgeführt werden konnten und die Anzahl der geeigneten tellurischen Linien begrenzt war, kann damit (im Falle von FEROS) die Kalibration als Quelle größerer Fehler ausgeschlossen werden.

7.2 Subdwarf O-Sterne

Für die Entstehung von heliumreichen heißen Unterzweigen der Spektralkasse O wird der Merger-Kanal favorisiert (siehe Kapitel 2.3.2). Die Tatsache, dass in der verwendeten Auswahl keine Variationen der Radialgeschwindigkeit, also keine nahen Begleiter, gefunden werden konnten, ist verträglich mit dieser Annahme. Für belastbare Aussagen ist jedoch die Untersuchung weiterer Vertreter dieser Gruppe notwendig, da die Auswahl lediglich aus drei Objekten bestand.

Ein unerwartetes Ergebnis stellt die starke Streuung der Messwerte der einzelnen Linien innerhalb eines Spektrums ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$) dar. Die Detektion einer Streuung dieser Größenordnung bei allen untersuchten sdOs legt den Schluss nahe, dass es sich um eine weit verbreitete, typische Eigenschaft dieser Sternklasse handelt. Die Ursache liegt jedoch im Dunkeln. In der Literatur ist eine entsprechende Beobachtung bisher nicht bekannt. Um die Möglichkeit von Isotopenshifts zu untersuchen wurden bei der Differenz der Radialgeschwindigkeiten nicht nur die Mittelwerte eines Spektrums, sondern auch die einzelnen Linien betrachtet. Bei einem Stern (HD 127493) konnte auf diese Weise eine relativ konstante Differenz festgestellt werden, was auf eine systematische Verschiebung der Ruhewellenlängen hindeutet. Für die anderen Vertreter der Auswahl konnte kein entsprechender Zusammenhang gefunden werden. Als weitere Ursache kommen stellare Magnetfelder in Betracht. Durch den Zeemaneffekt können diese, neben einer Aufspaltung (siehe Kapitel 3.1 und 5.4), auch zu einer einseitigen Verschiebung der Spektrallinien führen. Diese Möglichkeit bietet ein interessantes Feld für weitere Untersuchungen. Unter Umständen können aus der Stärke der Abweichungen und ihrem Zusammenhang mit der Atomsorte Rückschlüsse auf die Intensität des Magnetfelds des betreffenden Sterns gezogen werden. Auch eine druckbedingte Verschiebung durch den Starkeffekt, wie sie von Bergeron et al. (2010) bei Weißen Zwergen beobachtet wurde, kommt in Frage.

7.3 Variabler Doppelsternanteil bei Einzel-sdBs

Der gefundene Doppelsystemanteil innerhalb der untersuchten sdB-Auswahl ohne bekannten Begleiter hängt stark von dem als plausibel angenommenen Fehler der Messung ab (siehe Kapitel 6.3). Die Verwendung des einfachen Standardfehlers $1\sigma_n$ liefert einen Variabilitätsanteil von 52%. Bedenkt man, dass es sich um eine bereits vorselektierte Auswahl handelt, erscheint der Wert besonders beachtlich. Dieses Ergebnis ist jedoch aufgrund der erwähnten Unsicherheiten mit Vorsicht zu genießen. Konservativere Fehlerabschätzungen führen zu erheblich niedrigeren Werten (siehe Tabelle 6.3).

Der tatsächliche Anteil kann durchaus höher sein, da die Genauigkeit in vielen Fällen durch das ungünstige Verhältnis von Signal zu Rauschen (S/N) begrenzt war. Unklar ist jedoch, ob es sich bei den gefundenen Variationen tatsächlich um enge massearme Begleiter handelt. Von dem vorhandenen Datensatz ausgehend, lassen sich massive Begleiter auf entsprechend geneigten Umlaufbahnen, aber auch Pulsationen, nicht ausschließen. Weitere Untersuchungen, insbesondere jene der bereits vorhandenen Daten aus den Nachbeobachtungen, werden mehr Licht ins Dunkel bringen.

Auch Nicht-Detektionen enthalten wertvolle Informationen über die Eigenschaften der Begleiterpopulation. Bei Sternen ohne signifikante Variation der Radialgeschwindigkeit lassen sich, unter Verwendung geeigneter Annahmen, Obergrenzen für die Massen eventuell vorhandener Begleiter ableiten (siehe 7.3). Dazu wurde zu dem maximalen gemessenen

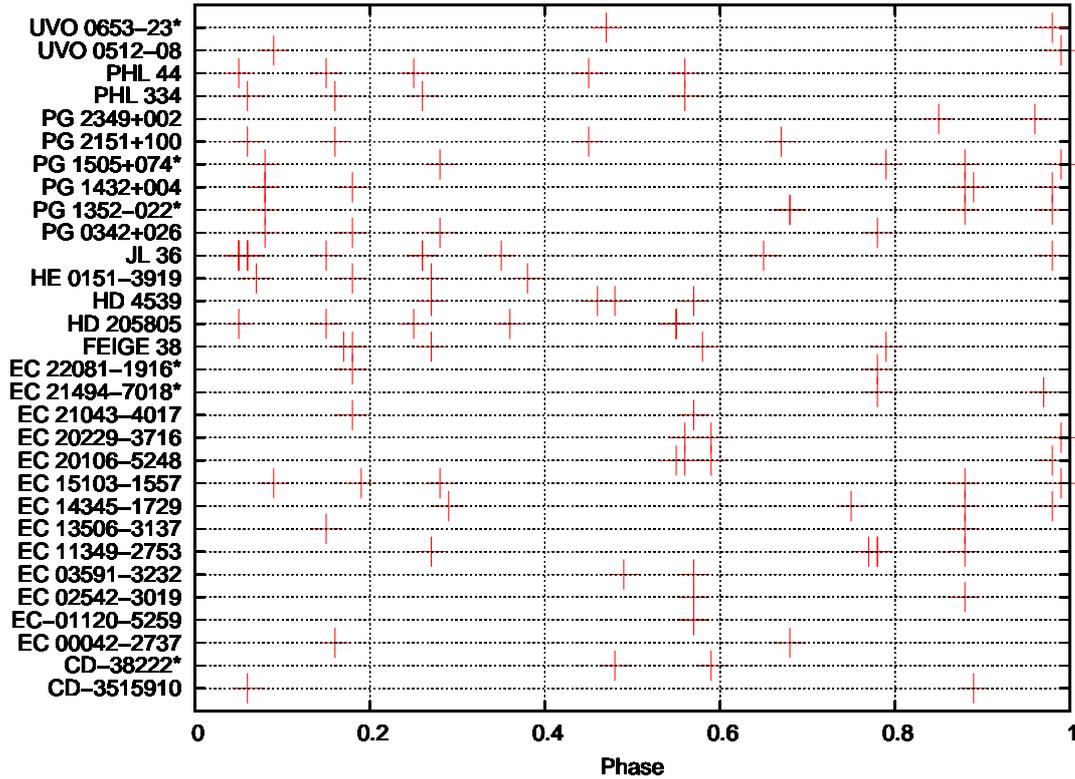


Abbildung 7.1: Phasenabdeckung durch die vorhandenen FEROS-Spektren der Subdwarf B-Sterne ohne signifikante Variation der Radialgeschwindigkeit unter der Annahme einer Periode von $P = 10$ d. Ein „*“ bezeichnet Objekte mit Spektren deren Qualität nicht für eine Untersuchung der Metalllinien ausreichte.

Radialgeschwindigkeitsunterschied $\Delta V_{\text{rad max}}$ zweier Spektren das Doppelte des Fehlerwertes, je nach Messmethode der Standardfehler beziehungsweise ein Vielfaches oder der Fehler des simultanen Fits, addiert.

$$\Delta V_{\text{rad max}} + 2V_{\text{Fehler}} > 2K \quad (7.1)$$

Sinusförmige Variationen mit geringerer Amplitude können durch die Messung nicht nachgewiesen werden (vergleiche Abbildung 7.2). Prinzipiell sind auch Sinuskurven mit größerer Amplitude weiterhin möglich und massivere Begleiter können nicht kategorisch ausgeschlossen werden. Ihre Wahrscheinlichkeit nimmt jedoch mit zunehmender Phasenabdeckung ab (für die bereits erreichte Abdeckung siehe Abbildung 7.1). Zur Bestimmung der Phase φ werden die Zeitpunkte der Aufnahmen mit der gewünschten Periode P gefaltet.

$$\varphi = \frac{(t - t_0) \bmod P}{P} \quad (7.2)$$

Auf diese Weise können Vorhersagen theoretischer Modelle überprüft werden. In dem vorliegenden Fall wurden die Aussagen von Soker (1998) (siehe Kapitel 2.5) herangezogen. Die erhaltenen Grenzmassen sind in Abbildung 7.3 dargestellt. Diese hängen stark von dem angenommenen Fehler ab. Unter Verwendung von $P = 10$ d und $F = 3\sigma_n$ können

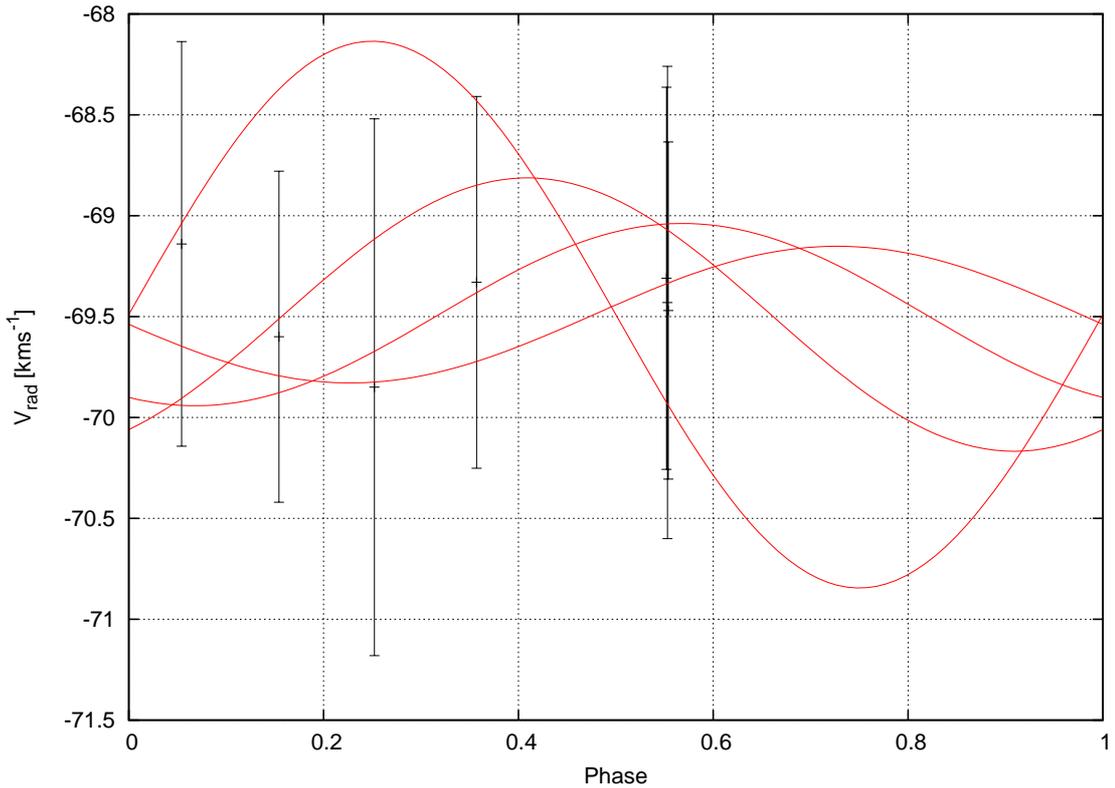


Abbildung 7.2: Anhand der Messwerte mehrerer Spektren von HD 205805 wird das Verfahren zu Bestimmung der Massenobergrenzen illustriert. Der Stern zeigt keine signifikante Variation. Radialgeschwindigkeitsmesswerte sind durch Kreuze mit Fehlerbalken dargestellt. Als Maß für den Fehler wurde die Standardabweichung verwendet. Die Zeitachse wurde mit $P = 10$ d gefaltet. Einbeschriebene Sinuskurven stellen Signale nicht nachweisbarer eventueller Begleiter dar.

beispielsweise für 50 % der Systeme ohne signifikante Variation Begleiter mit einer Masse von $M > 10 M_{\text{Jupiter}}$ ausgeschlossen werden, was eine sehr starke Aussage darstellt. Bei weiteren 41 % bildet $M > 25 M_{\text{Jupiter}}$ die obere Schranke. Die Ergebnisse hängen empfindlich von den gemachten Annahmen ab. Die resultierenden Anteile können mit Vorhersagen verglichen werden.

Mit den oben genannten Ergebnissen erscheint die von Soker (1998) vorgeschlagene Wechselwirkung der Sternhülle mit einem substellaren Begleiter als alleiniger Entstehungskanal für „einzelne“ sdBs (je nach angenommenem Fehler) nicht unwahrscheinlich. Daneben besteht nach wie vor die Möglichkeit, dass massearme Begleiter unentdeckt geblieben sind. Allerdings ist die Interpretation der Ergebnisse durch Unsicherheiten, mit denen die Voraussage behaftet ist, erschwert. Letztlich werden von Soker (1998) keine eindeutigen Werte genannt, die direkt mit dem ermittelten Anteil der radialgeschwindigkeitsveränderlichen Sterne verglichen werden können. Zwar ist von einem Anteil von < 60 % die Rede, dieser bezieht sich jedoch nur auf den Anteil substellarer Begleiter, die in Wechselwirkung mit dem Subdwarfvorgänger treten. Welcher Bruchteil dieser Begleiter den Abwurf der gemeinsamen Hülle überlebt ist nicht bekannt. Genauere theoretische Untersuchungen des Common-Envelope Szenarios befinden sich in Entwicklung (siehe Kapitel 8) und werden

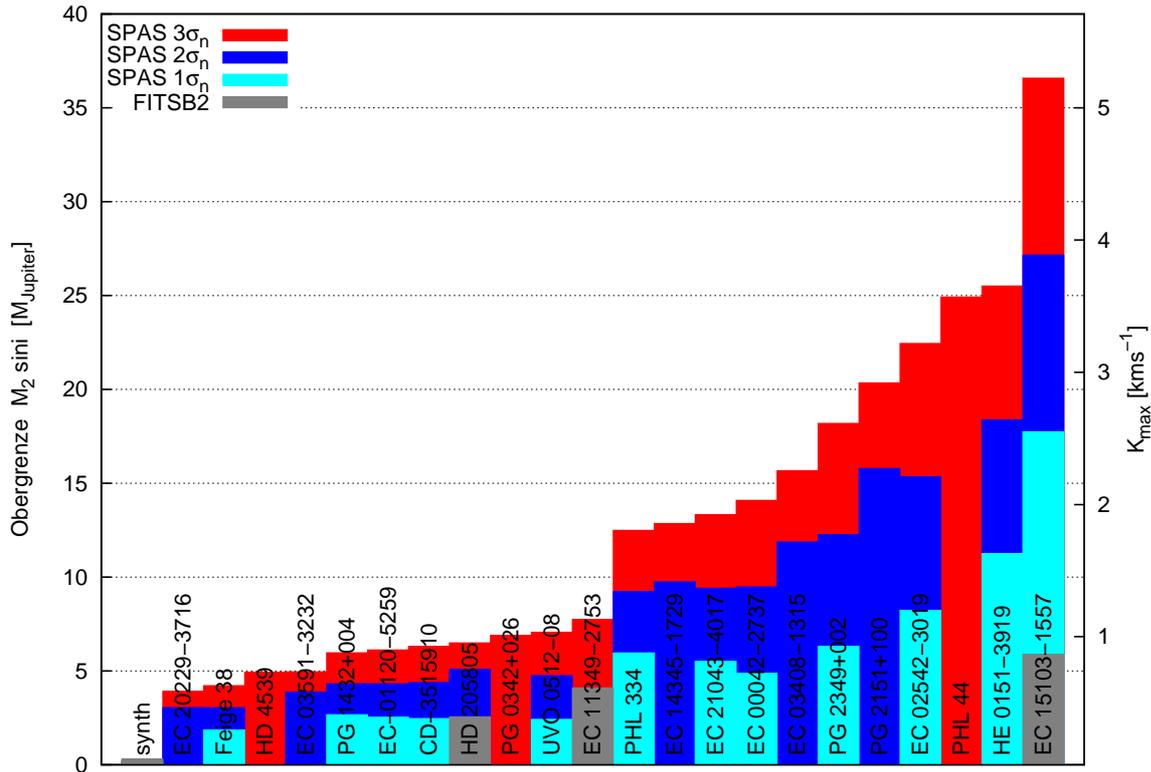


Abbildung 7.3: Obergrenzen für $M \sin i$ eventueller Begleiter (linke Ordinate) aus der oberen Schranke für Radialgeschwindigkeitssemiamplituden (rechte Ordinate, berechnet nach Gleichung nach Gleichung 7.1) unter der Annahme einer Umlaufperiode von $P = 10$ d. Des weiteren wurden kreisförmige Bahnen und $M_{\text{sdB}} = 0.47 M_{\odot}$ angenommen. Es werden die erheblichen Auswirkungen unterschiedlicher Fehlerannahmen (siehe Legende) auf die Grenzmassen verdeutlicht. Am Beispiel von PHL 44 oder HD 4539 sind auch die Auswirkungen auf die Signifikanz einer Variation, wie sie in Kapitel 6.3 definiert wurde, zu sehen. Vergleiche hierzu auch Abbildung 6.2.

in Zukunft zuverlässige überprüfbare Vorhersagen der substellaren Begleiterpopulation möglich machen.

7.4 Doppellinige Systeme

Wie in Kapitel 6.2 erläutert, enthielt die untersuchte Auswahl von Unterzwerge mit Hauptreihenbegleitern in drei Fällen Hinweise auf eine gemeinsame Schwerpunktsbewegung der Komponenten. Es wurden jedoch keine signifikanten zeitlichen Schwankungen der Radialgeschwindigkeiten festgestellt, was auf lange Perioden und damit auf weite Systeme hindeutet.

Als wahrscheinlichstes Szenario für die Entstehung von Doppelsystemen aus sdB und Hauptreihenstern gilt der stabile RLOF-Kanal. Dieser prognostiziert vergleichsweise weite Systeme mit Perioden von $P \approx 300$ d. Die mögliche Phasenabdeckung ist in Abbildung 7.4 dargestellt.

Zur Überprüfung der Vorhersage wurde eine Abschätzung der zu erwartenden Radialgeschwindigkeitsamplituden durchgeführt. Es wurden folgende Annahmen getroffen:

- $M_{\text{sdB}} = 0.47 M_{\odot}$
- $M_{\text{HR}} = 1 M_{\odot}$
- $P = 300 \text{ d}$
- Objekte bewegen sich auf Kreisbahnen

Insbesondere die letzte Annahme ist hochspekulativ und muss bei weiten Systemen nicht unbedingt erfüllt sein. Ihre Plausibilität speist sich aus den vorangegangenen Wechselwirkungen im Zuge der (angenommenen) RLOF-Phase, welche zur Zirkularisierung des Orbits führen sollte.

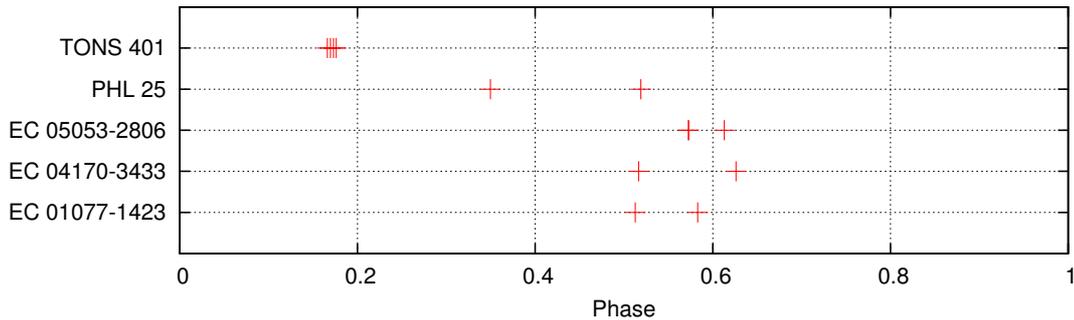


Abbildung 7.4: Obenstehende Abbildung zeigt einen Überblick über die Aufnahmezeitpunkte der, zur Untersuchung herangezogenen, Spektren. Die Zeitachse wurde, zur Verdeutlichung der (möglichen) Phasenabdeckung, mit einer Periode von $P = 300 \text{ d}$ gefaltet.

Die Annahmen liefern für die Radialgeschwindigkeitssemiamplitude K einen deutlich höheren Wert ($K/\sin i \approx 26 \text{ km s}^{-1}$) als die Messung ($P < 5 \text{ km s}^{-1}$ für die gesamte Auswahl). Dies lässt auf deutlich längere Perioden von $P/\sin i \approx 100 \text{ a}$ und damit größere Entfernungen der Komponenten schließen. Damit kommen die untersuchten Objekte nicht für eine Entstehung durch das RLOF-Szenario in Frage. Allerdings bildet die unbekannte Inklination einen Unsicherheitsfaktor.

7.5 Kandidaten für massearme Begleiter

Wie in den Kapiteln 6.4.3 und 6.4.2 beschrieben, wurden im Zuge der durchgeführten Untersuchung zwei (mutmaßliche) Braune Zwerge sowie ein (massearmer) stellarer Begleiter neu entdeckt beziehungsweise bestätigt (wobei die unbekannte Inklination eine Einschränkung darstellt). Dies stellt, angesichts der relativen Seltenheit dieser Objekte (siehe Kapitel 2.4), ein sehr bedeutendes Ergebnis dar. Einen Eindruck dieser Seltenheit vermittelt Abbildung 7.5. Als Bindeglied zwischen Sternen und Planeten kommt Braunen Zwergen eine große Bedeutung für das Verständnis der Entwicklung beider Populationen zu. Das angewandte Verfahren zeigte sich als bestens geeignet für den Nachweis derartiger Begleiter.

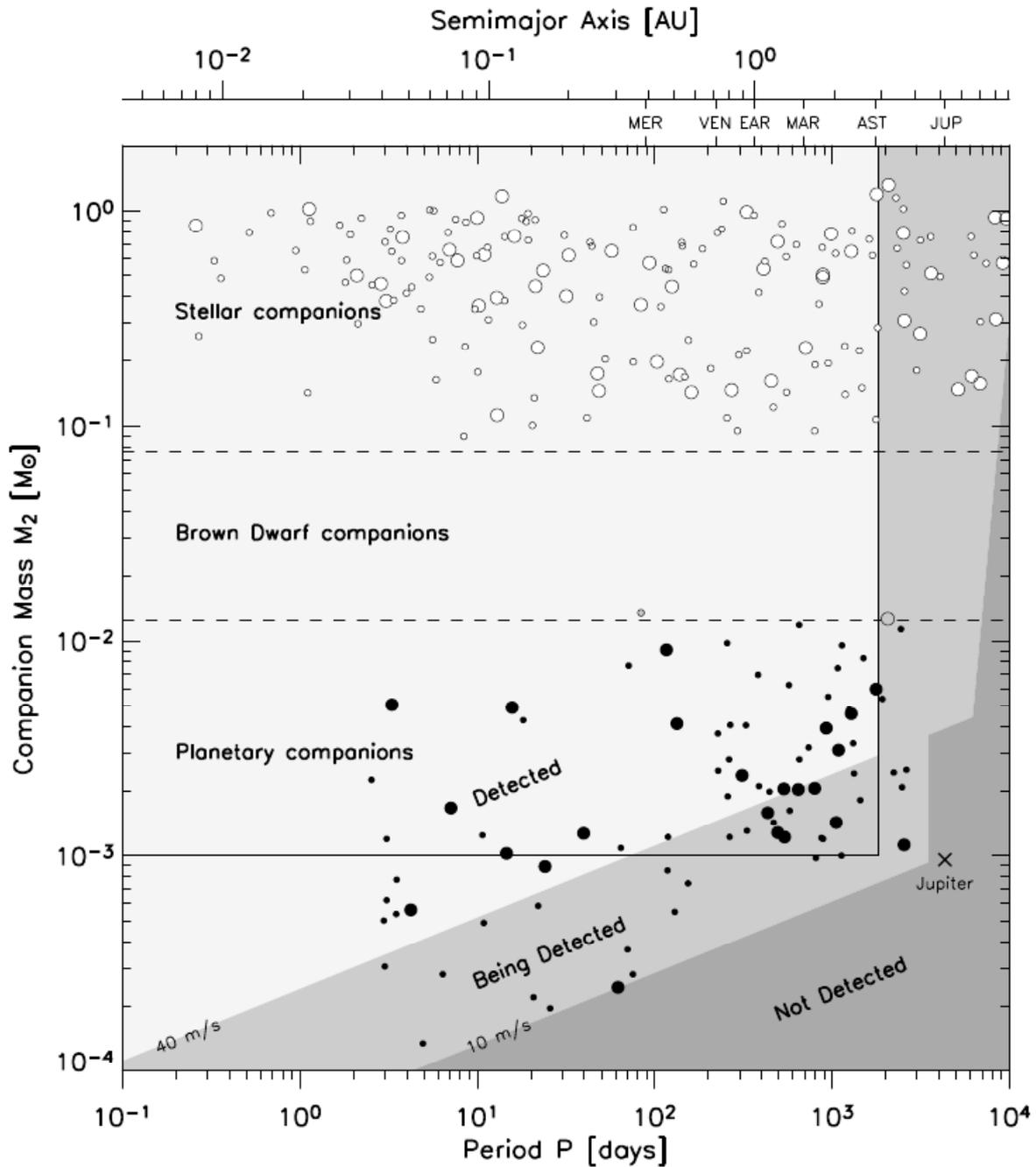


Abbildung 7.5: Darstellung der „brown dwarf desert“ im P - M -Diagramm der Begleiter sonnenähnlicher Sterne, welche als Vorgänger Heißer Unterzwerge gelten. Der theoretische Massenbereich für Braune Zwerge (definiert durch die Mindestmassen für Deuterium- und Wasserstofffusion, siehe Kapitel 2.4) befindet sich innerhalb der gestrichelten Linien. Das Rechteck begrenzt den von Grether & Lineweaver (2006) näher untersuchten Bereich.

8 Ausblick

Im vorhergehenden Kapitel wurde die Eignung des entworfenen Messverfahrens für die Detektion substellarer Begleiter bei Heißen Untergwergsternen erläutert. Diese wurde durch den Nachweis dreier massearmer Objekte unter Beweis gestellt. Des Weiteren konnten (unter Einbeziehung theoretischer Vorhersagen) genaue Massengrenzen für mögliche nicht detektierte Begleiter angegeben werden. Mit der Vorgabe von Soker (1998) ($P = 10$ d) können beispielsweise bei 50 % der Systeme ohne signifikante Variation Begleiter mit einer Masse von $M > 10 M_{\text{Jupiter}}$ ausgeschlossen werden. Derart präzise Befunde erlauben es, Vorhersagen über die Parameter der Begleiterpopulation Heißer Untergwergsterne zuverlässig zu testen und bilden somit einen wichtigen Prüfstand für zukünftige theoretische Entwicklungsmodelle.

Hinzu kommt, dass durch Überlegungen neueren Datums die Vorhersagen des CEE-Kanals mit substellaren Begleitern erheblich modifiziert werden (Bear & Soker 2010, 2011). Die Berücksichtigung von weiteren Massenverlustmechanismen, sowohl des Sterns als auch des Planeten, liefert beispielsweise neue Grenzen für die minimale Masse des Begleiters sowie seine Umlaufperiode. Drei der Ansätze werden im Folgenden erläutert.

Durch verbesserte Einbindung der Gezeitenwechselwirkung, welche der CE-Phase vorangeht, wird die Effizienz des stellaren Massenverlustes erhöht. Dadurch sind masseärmere Objekte in der Lage einen signifikanten Anteil der Hülle zu entfernen und die CE-Phase zu überleben.

Der vom sdB emittierte Fluss ionisierender Strahlung ist in der Lage, einen Planeten, nach dem Abwurf der gemeinsamen Hülle, teilweise zu verdampfen. Die Masse von überlebenden Objekten kann dadurch erheblich verringert werden.

Systeme mit mehr als einem substellaren Begleiter sind unter den Vorgängern von heißen Untergwergsternen nicht selten. Kommt es in einem derartigen System zur Entstehung eines sdB durch Hüllenabwurf, ist die Vorhersage der Parameter von überlebenden Begleitern schwierig.

Für die Diskussion der Ergebnisse sind vor allem jene Modifikationen von Bedeutung, die zu einer Verlängerung der Umlaufperiode oder zur Absenkung der Begleitermasse führen. Sobald entsprechend präzise Prognosen vorliegen, können sie anhand des vorhandenen Datensatzes überprüft werden.

Das volle Potenzial des Verfahrens ist jedoch noch lange nicht ausgeschöpft. Durch die, mit weiteren Radialgeschwindigkeitsmessungen einhergehende, Verbesserung der Phasenabdeckung kann die Aussagekraft des Urteils erheblich gesteigert werden. Ein wichtiger Schritt in diese Richtung wird durch die Einbindung der, bereits vorhandenen, CYCLOPS-Daten unternommen, welche derzeit in Arbeit ist. Daneben wurden von O'Toole weitere CYCLOPS-Spektren aufgenommen, die in Kürze zur Verfügung stehen werden.

Genaue Vorhersagen aus der Theorie und die Optimierung des Testverfahrens durch die Aufnahme zusätzlicher Spektren können in Zukunft in der Lage sein, das Geheimnis der Subdwarfentstehung zu lüften.

9 Literaturverzeichnis

- Arbesman, S. & Laughlin, G. 2010, ArXiv e-prints
- Aznar Cuadrado, R. & Jeffery, C. S. 2002, *A&A*, 385, 131
- Bear, E. & Soker, N. 2010, ArXiv e-prints
- Bear, E. & Soker, N. 2011, *MNRAS*, 411, 1792
- Bergeron, P., Wesemael, F., Dufour, P., et al. 2010, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1273, American Institute of Physics Conference Series, ed. K. Werner & T. Rauch, 7–12
- Binzel, R. P. 2006, *Minor Planet Bulletin*, 33, 106
- Blanchette, J., Chayer, P., Wesemael, F., et al. 2008, *ApJ*, 678, 1329
- Bondi, H. & Hoyle, F. 1944, *MNRAS*, 104, 273
- Brown, T. M., Bowers, C. W., Kimble, R. A., Sweigart, A. V., & Ferguson, H. C. 2000, *ApJ*, 532, 308
- Brown, T. M., Ferguson, H. C., Davidsen, A. F., & Dorman, B. 1997, *ApJ*, 482, 685
- Castellani, M. & Castellani, V. 1993, *ApJ*, 407, 649
- Charpinet, S., Fontaine, G., Brassard, P., & Dorman, B. 1996, *ApJ*, 471, L103+
- D’Cruz, N. L., Dorman, B., Rood, R. T., & O’Connell, R. W. 1996, *ApJ*, 466, 359
- Edelmann, H., Heber, U., Altmann, M., Karl, C., & Lisker, T. 2005, *A&A*, 442, 1023
- Emerson, D. 1996, *Interpreting Astronomical Spectra*, ed. Emerson, D.
- Ferguson, D. H., Green, R. F., & Liebert, J. 1984, *ApJ*, 287, 320
- Fontaine, G., Brassard, P., Green, E. M., et al. 2008, *A&A*, 486, L39
- Francois, P. 2006, ESO
- Geier, S. 2009, *Hot Subdwarf Stars in Close-up View: Orbits, Rotation, Abundances and Masses of their Unseen Companions*, ed. Geier, S.
- Geier, S., Edelmann, H., Heber, U., & Morales-Rueda, L. 2009, *ApJ*, 702, L96
- Geier, S., Nesslinger, S., Heber, U., et al. 2007, *A&A*, 464, 299
- Gray, D. F. 1992, *The observation and analysis of stellar photospheres.*, ed. Gray, D. F.
- Green, E. M., Fontaine, G., Reed, M. D., et al. 2003, *ApJ*, 583, L31
- Green, E. M., Liebert, J., & Saffer, R. A. 2000, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 32, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1477–+

- Green, R. F., Schmidt, M., & Liebert, J. 1986, *ApJS*, 61, 305
- Greenstein, J. L. & Sargent, A. I. 1974, *ApJS*, 28, 157
- Grether, D. & Lineweaver, C. H. 2006, *ApJ*, 640, 1051
- Han, Z., Podsiadlowski, P., & Eggleton, P. P. 1994, *MNRAS*, 270, 121
- 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. 1986, *A&A*, 155, 33
- Heber, U. 1991, in *IAU Symposium*, Vol. 145, *Evolution of Stars: the Photospheric Abundance Connection*, ed. G. Michaud & A. V. Tutukov, 363–+
- Heber, U. 2009, *ARA&A*, 47, 211
- Heber, U., Drechsel, H., Østensen, R., et al. 2004, *A&A*, 420, 251
- Heber, U., Hunger, K., Jonas, G., & Kudritzki, R. P. 1984, *A&A*, 130, 119
- Heber, U., Moehler, S., Napiwotzki, R., Thejll, P., & Green, E. M. 2002, *A&A*, 383, 938
- Heber, U., Reid, I. N., & Werner, K. 2000, *A&A*, 363, 198
- Hilditch, R. W. 2001, *An Introduction to Close Binary Stars*, ed. Hilditch, R. W.
- Hirsch, H. A. 2009, *Hot subluminoous stars: On the Search for Chemical Signatures of their Genesis*, ed. Hirsch, H. A.
- Hirsch, H. A., Heber, U., & O’Toole, S. J. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 392, *Hot Subdwarf Stars and Related Objects*, ed. U. Heber, C. S. Jeffery, & R. Napiwotzki, 131–+
- Hirsch, H. A., Heber, U., O’Toole, S. J., & Bresolin, F. 2005, *A&A*, 444, L61
- Hjellming, M. S. & Taam, R. E. 1991, *ApJ*, 370, 709
- Iben, Jr., I. 1984, *ApJ*, 277, 333
- Iben, Jr., I. & Tutukov, A. V. 1986, *ApJ*, 311, 753
- Jacobs, V. A., Østensen, R. H., Van Winckel, H., et al. 2011, *ArXiv e-prints*
- Kilkenny, D. 2007, *Communications in Asteroseismology*, 150, 234
- Kilkenny, D., Koen, C., O’Donoghue, D., & Stobie, R. S. 1997, *MNRAS*, 285, 640
- Koen, C. 2009, *MNRAS*, 395, 979
- Kudritzki, R. P. & Simon, K. P. 1978, *A&A*, 70, 653

- Lanz, T., Brown, T. M., Sweigart, A. V., Hubeny, I., & Landsman, W. B. 2004, *ApJ*, 602, 342
- Lee, J. W., Kim, S., Kim, C., et al. 2009, *AJ*, 137, 3181
- Livio, M. & Soker, N. 1984, *MNRAS*, 208, 763
- Lundstrom, I., Ardeberg, A., Maurice, E., & Lindgren, H. 1991, *A&AS*, 91, 199
- Maxted, P. f. L., Heber, U., Marsh, T. R., & North, R. C. 2001, *MNRAS*, 326, 1391
- Maxted, P. F. L., Marsh, T. R., & North, R. C. 2000, *MNRAS*, 317, L41
- Meinel, II, A. B. 1950a, *ApJ*, 112, 120
- Meinel, I. A. B. 1950b, *ApJ*, 111, 555
- Mengel, J. G., Norris, J., & Gross, P. G. 1976, *ApJ*, 204, 488
- Moehler, S., Richtler, T., de Boer, K. S., Dettmar, R. J., & Heber, U. 1990, *A&AS*, 86, 53
- Morales-Rueda, L., Maxted, P. F. L., Marsh, T. R., North, R. C., & Heber, U. 2003, *MNRAS*, 338, 752
- Napiwotzki, R. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 392, Hot Subdwarf Stars and Related Objects*, ed. U. Heber, C. S. Jeffery, & R. Napiwotzki, 139–+
- Napiwotzki, R., Karl, C. A., Lisker, T., et al. 2004, *Ap&SS*, 291, 321
- Nelemans, G. & Tauris, T. M. 1998, *A&A*, 335, L85
- O’Connell, R. W. 1999, *ARA&A*, 37, 603
- Osterbrock, D. E., Fulbright, J. P., Martel, A. R., et al. 1996, *PASP*, 108, 277
- Osterbrock, D. E. & Martel, A. 1992, *PASP*, 104, 76
- O’Toole, S. J. & Heber, U. 2006, *A&A*, 452, 579
- O’Toole, S. J., Heber, U., Jeffery, C. S., et al. 2005a, *A&A*, 440, 667
- O’Toole, S. J., Jordan, S., Friedrich, S., & Heber, U. 2005b, *A&A*, 437, 227
- Paczynski, B. 1967, *Acta Astronomica*, 17, 193
- Podsiadlowski, P., Han, Z., Lynas-Gray, A. E., & Brown, D. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 392, Hot Subdwarf Stars and Related Objects*, ed. U. Heber, C. S. Jeffery, & R. Napiwotzki, 15–+
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 2007, *Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing*, 3rd edn. (Cambridge University Press)

- Qian, S., Zhu, L., Zola, S., et al. 2009, *ApJ*, 695, L163
- Quirrenbach, A. 2006, in *Saas-Fee Advanced Course 31: Extrasolar planets*, ed. D. Queloz, S. Udry, M. Mayor, W. Benz, P. Cassen, T. Guillot, & A. Quirrenbach, 1–242
- Ritter, H. & Kolb, U. 2003, *A&A*, 404, 301
- Schuh, S., Huber, J., Dreizler, S., et al. 2006, *A&A*, 445, L31
- Silvotti, R., Schuh, S., Janulis, R., et al. 2007, *Nature*, 449, 189
- Slanger, T. G., Huestis, D. L., Cosby, P. C., & Osterbrock, D. E. 2000, *J. Chem. Phys.*, 113, 8514
- Soker, N. 1998, *AJ*, 116, 1308
- Stroeer, A., Heber, U., Lisker, T., et al. 2007, *A&A*, 462, 269
- Sweigart, A. V. 1997, *ApJ*, 474, L23+
- Telting, J. H., Geier, S., Østensen, R. H., et al. 2008, *A&A*, 492, 815
- Tutukov, A. V. & Yungelson, L. R. 1981, *Nauchnye Informatsii*, 49, 3
- van Grootel, V., Charpinet, S., Fontaine, G., & Brassard, P. 2008a, *A&A*, 483, 875
- van Grootel, V., Charpinet, S., Fontaine, G., et al. 2008b, *A&A*, 488, 685
- Vennes, S., Kawka, A., & Smith, J. A. 2007, *ApJ*, 668, L59
- Webbink, R. F. 1984, *ApJ*, 277, 355
- Weigert, A., Wendker, H. J., & Wisotzki, L. 2005, *Astronomie und Astrophysik*, ed. Krieg, U.
- Werner, K., Deetjen, J. L., Dreizler, S., Rauch, T., & Kruk, J. W. 2003, in *IAU Symposium, Vol. 209, Planetary Nebulae: Their Evolution and Role in the Universe*, ed. S. Kwok, M. Dopita, & R. Sutherland, 169–+
- Wolszczan, A. & Frail, D. A. 1992, *Nature*, 355, 145
- Woudt, P. A., Kilkeny, D., Zietsman, E., et al. 2006, *MNRAS*, 371, 1497
- Yi, S. K. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 392, Hot Subdwarf Stars and Related Objects*, ed. U. Heber, C. S. Jeffery, & R. Napiwotzki, 3–+

Abbildungsverzeichnis

2.1	Lage der heißen Unterzwerge im Hertzsprung-Russell-Diagramm	3
2.2	Übersicht Spektrum HD 205805	4
2.3	Sternentwicklung im HRD	7
2.4	Schema Massenverlust durch Wind	9
2.5	Späte Zündungen im HR-Diagramm	10
2.6	Schema Roche-Lobe Overflow	12
2.7	Schema Common Envelope Ejection	13
2.8	Schema Verschmelzungskanal	14
2.9	Vergleich der zeitlichen Leuchtkraftentwicklung von Sternen, Braunen Zwergern und Planeten	16
2.10	Grenzen für Entwicklung substellarer Begleiter	18
3.1	Schwarzkörperstrahlung	22
3.2	Auswirkungen von Makroturbulenz	24
3.3	Inklination	26
4.1	Schema Echelle-Spektrograf	29
4.2	Blazefunktionen	30
4.3	FEROS First Light	32
4.4	Optischer Aufbau FEROS	33
4.5	FEROS Calibration Unit (FCU)	34
4.6	Optischer Aufbau UCLES	36
4.7	Faseranordnung CYCLOPS	36
4.8	Kalibrationsaufnahme CYCLOPS/UCLES	37
5.1	Beispiel einer SPAS-Benutzeroberfläche	40
5.2	Spektrumsausschnitt HD 205805	41
5.3	Ergebnisbeispiel FITSB2	43
5.4	Pulsationsbedingte Radialgeschwindigkeitskurve von Balloon 090100001	44
5.5	Auswirkungen von Sternflecken	45
5.6	Streuung der Radialgeschwindigkeitsmesswerte um den Mittelwert, CPD 64° 481	47
5.7	Übersicht synthetisches Testspektrum	49
5.8	Fit des Testspektrums mit FITSB2	51
5.9	Streuung der Messwerte (SPAS) für Testspektrum	52
6.1	Streuung der Messwerte eines sdO (HD 127493)	53
6.2	Signifikanzgrenzen von Schwankungen	55
6.3	Signifikante Radialgeschwindigkeitsvariation EC 20106-5248	58
6.4	Radialgeschwindigkeitskurve Albus 1	59
6.5	$-\log_{10} \chi^2$ -Diagramm Albus 1	60
6.6	Radialgeschwindigkeitskurve CPD-64° 481	61
6.7	$-\log_{10} \chi^2$ -Diagramm CPD-64° 481	62
6.8	Lichtkurve CPD-64° 481, Johnson V-Filter	63
6.9	Radialgeschwindigkeitskurve und $-\log_{10} \chi^2$ -Diagramm PHL 457 von Edelmann et al. (2005)	64

6.10	Ausschnitt einer Lichtkurve von PHL 457	65
6.11	Radialgeschwindigkeitskurve von PHL 457	66
6.12	$-\log_{10} \chi^2$ -Diagramm von PHL 457	67
7.1	Phasenabdeckung der untersuchten „einzelnen“ sdBs ($P = 10$ d)	70
7.2	Illustration nicht detektierbarer Begleiter	71
7.3	Massenobergrenzen eventueller Begleiter	72
7.4	Phasenabdeckung bei sdBs mit Hauptreihenbegleitern ($P = 300$ d)	73
7.5	Brown Dwarf Desert	74

Tabellenverzeichnis

2.1	Parameter bekannter substellarer Begleiter	19
5.1	SdBs mit Hauptreihenbegleitern	39
5.2	Untersuchte sdOs	39
6.1	SdBs mit unzureichender Datenqualität	54
6.2	SdBs mit ausreichender Datenqualität	56
6.3	Anteile variabler Sterne	57
6.4	Parameter Albus 1	60
6.5	Parameter CPD-64° 481	61
6.6	Parameter PHL 457	67
A.1	Ausgangslinienliste Wasserstoff und Helium	83
A.2	Ausgangsliste der Metalllinien	83
A.3	Tellurische Linien	85
B.1	Mittelwerte und Fehlermaße der SPAS-Messungen für sdBs	86
B.2	Mittelwerte und Fehler der FITSB2-Messungen für sdBs	91
B.3	Messungen der Metalllinien des Nightglow mit SPAS	93
B.4	Messungen der Linien des Wasserdampfs mit SPAS	93
B.5	Messungen der Linien der Hydroxylradikale mit SPAS	95
B.6	Mittelwerte und Fehler der SPAS-Messungen von Metalllinien für sdOs.	95
B.7	Mittelwerte und Fehler der FITSB2-Messungen für sdBs mit vermuteten Hauptreihenbegleitern	97

A Linienlisten

A.1 Wasserstoff und Helium

Tabelle A.1: Ausgangsliste Wasserstoff und Helium

Element	λ_0 [Å]	Element	λ_0 [Å]
He I	3613.64	H $_{\alpha}$	6562.80
He I	4025.61	H $_{\beta}$	4861.32
He I	4120.92	H $_{\gamma}$	4340.46
He I	4120.92	H $_{\delta}$	4101.73
He I	4387.59	H $_{\epsilon}$	3970.07
He I	4471.60		
He I	4713.28		
He I	4921.94		
He I	5015.69		
He I	5047.74		
He I	5875.83		
He I	6678.16		
He I	7065.53		
He I	7281.37		
He II	4685.80		

A.2 Metalle

Tabelle A.2: Ausgangsliste der Metalllinien

Element	λ_0 [Å]	Element	λ_0 [Å]	Element	λ_0 [Å]
AlIII	3601.630	KII	4263.447	SiIII	4813.333
AlIII	3612.355	CII	4267.001	SII	4815.552
CrIII	3649.777	CII	4267.261	SiIII	4828.951
CoIII	3677.033	VIII	4268.183	SiIII	4829.030
CoIII	3680.580	VIII	4274.417	SiIII	4829.111
ZnIII	3683.387	TiIII	4281.555	ArII	4879.863
NeII	3694.212	SIII	4284.979	OII	4890.858
CrIII	3700.768	FeIII	4286.091	OII	4906.833
NeII	3713.080	FeIII	4286.128	OII	4941.069
SiIII	3796.124	FeIII	4286.164	OII	4943.003
SiIII	3796.203	VIII	4294.919	NII	4994.353
SiIII	3806.562	OII	4303.615	NII	4994.360
SiIII	3806.700	OII	4303.833	NII	4994.370
OII	3850.799	FeIII	4304.748	NII	5001.134
OII	3851.033	FeIII	4304.767	NII	5001.474
OII	3911.959	OII	4342.009	NII	5005.150
OII	3912.107	OII	4349.426	NII	5007.328
CII	3920.681	OII	4351.262	ScIII	5032.072

Element	λ_0 [Å]	Element	λ_0 [Å]	Element	λ_0 [Å]
OII	3945.038	FeIII	4352.577	FeIII	5063.421
NII	3994.997	FeIII	4371.337	SiIII	5091.250
NII	4035.081	VIII	4383.391	SiIII	5091.364
NII	4041.310	NeII	4391.991	SiIII	5091.455
NII	4043.532	OII	4414.905	SiIII	5091.543
CIII	4056.061	OII	4416.974	FeIII	5127.387
PIII	4059.312	FeIII	4419.596	FeIII	5127.631
OII	4060.526	OII	4452.375	CII	5132.947
ScIII	4061.210	MgII	4481.126	CII	5133.281
OII	4069.623	MgII	4481.325	CII	5143.495
OII	4069.886	AlIII	4528.945	CII	5145.165
OII	4072.157	AlIII	4529.189	CII	5151.085
PIII	4080.089	NII	4530.410	FeIII	5156.111
NII	4082.270	SiIII	4552.622	NII	5175.896
SiIV	4088.862	SiIII	4567.840	NII	5179.521
OII	4097.258	SiIII	4574.757	FeIII	5193.909
SiIV	4116.104	OII	4590.972	SII	5212.267
OII	4119.215	OII	4596.175	SII	5212.620
FeIII	4122.780	CII	4618.559	FeIII	5235.658
KII	4134.723	CII	4619.249	FeIII	5276.476
FeIII	4137.764	NII	4630.539	FeIII	5282.297
FeIII	4139.350	NIII	4634.126	FeIII	5282.579
AlIII	4149.913	NIII	4640.644	FeIII	5299.926
AlIII	4149.968	OII	4641.810	FeIII	5302.602
AlIII	4150.173	CIII	4647.418	SII	5320.723
CIII	4162.877	OII	4649.134	CII	5342.376
FeIII	4164.731	CIII	4650.246	SII	5345.712
FeIII	4164.916	CIII	4651.016	SII	5346.084
FeIII	4166.840	CIII	4651.473	TiIV	5398.930
NII	4171.595	SiIV	4654.312	SII	5432.797
SII	4174.265	OII	4661.633	TiIV	5492.512
NII	4176.195	OII	4676.235	NII	5535.346
KII	4186.162	NII	4678.135	SII	5606.151
OII	4189.789	NII	4694.642	NII	5679.558
NIII	4195.760	OII	4699.003	NII	5686.213
TiIII	4207.491	OII	4699.220	NII	5710.766
TiIII	4215.525	OII	4701.184	SiIII	5739.734
FeIII	4222.271	OII	4701.708	FeIII	5833.938
CaIII	4233.713	OII	4703.163	NII	5893.147
CaIII	4233.736	OII	4705.352	NII	5931.782
NII	4236.927	SiIII	4716.654	NII	5941.654
NII	4237.047	ArII	4735.906	FeIII	6032.604
CaIII	4240.742	CII	4737.966	NII	6167.755
NII	4241.755	CII	4744.766	CII	6578.052
NII	4241.786	CII	4747.279	CII	6582.882
SIII	4253.589	ArII	4806.021		

A.3 Tellurische Linien

Tabelle A.3: Tellurische Linien.

Linke Spalte: Absorptionslinien des Wasserdampfs

Mittlere Spalte: Emissionslinien der Hydroxylradikale

Rechte Spalte: Atomare Emissionslinien

Molekül	λ_0 [Å]	Molekül	λ_0 [Å]	Übergang	λ_0 [Å]
H ₂ O	5883.9050	OH	5202.977	Na(D ₂)	5889.950
H ₂ O	5885.9778	OH	5589.126	Na(D ₁)	5895.924
H ₂ O	5887.2230	OH	5888.187	Hg I	5460.753
H ₂ O	5887.6587	OH	6297.903	Hg I	4358.337
H ₂ O	5891.6559	OH	6356.444	K(D ₁)	7698.960
H ₂ O	5892.3944	OH	6553.617	N(² D- ⁴ S)	5197.922
H ₂ O	5898.1573	OH	7681.396	N(² D- ⁴ S)	5200.281
H ₂ O	5899.9170	OH	7682.101	O(¹ S-D)	5577.335
H ₂ O	5900.0366	OH	7691.811	O(¹ D- ³ P ₂)	6300.302
H ₂ O	5901.4612	OH	7692.002	O(¹ D- ³ P ₁)	6363.780
H ₂ O	5903.5339	OH	7699.457	O(⁵ P- ⁵ S ⁰)	7771.939
H ₂ O	5907.8381	OH	7699.943	O(⁵ P- ⁵ S ⁰)	7774.169
H ₂ O	5908.9948	OH	7712.211	O(⁵ P- ⁵ S ⁰)	7775.383
H ₂ O	5910.7635	OH	7712.615	O(³ P- ³ S ⁰)	8446.763
H ₂ O	5912.9919	OH	7715.049	O(³ P- ³ S ⁰)	8446.359
H ₂ O	5915.4297	OH	7715.847		
H ₂ O	5915.6287	OH	7718.046		
		OH	7726.040		
		OH	7734.951		
		OH	7735.757		
		OH	7735.924		
		OH	7749.430		
		OH	7750.638		
		OH	7773.221		
		OH	7773.531		
		OH	7794.110		
		OH	8452.245		

B Messwerte

B.1 sdBs Metalllinien

Tabelle B.1: Mittelwerte und Fehlermaße der SPAS-Messungen für sdBs, n bezeichnet die Anzahl der messbaren Linien. Die Messung des synthetischen Testspektrums ist unter „synth.“ gelistet.

Name	HJD [d]	V_{rad} [km s ⁻¹]	σ [km s ⁻¹]	σ_n [km s ⁻¹]	n
ALBUS 1	55499.25495625	-12.14	1.39	0.20	48
	55501.31991592	31.06	1.53	0.28	30
	55501.32868632	31.02	1.76	0.32	30
	55501.14119850	29.66	1.47	0.24	39
	55501.13416035	15.44	1.09	0.17	43
	55501.15130990	14.85	1.28	0.20	41
CD-3515910	53679.56009584	20.18	0.95	0.16	34
	53957.87491643	20.35	1.26	0.30	18
CD-38222	53953.84183616	-10.54	3.48	1.74	4
	53974.88239296	-21.83	8.28	3.70	5
CPD-64	53251.34686060	70.87	0.97	0.15	41
	53250.39061075	114.58	1.20	0.20	36
	53249.38694108	94.51	1.40	0.26	28
	53426.00990927	85.03	0.78	0.20	15
	53429.00675692	69.81	0.93	0.16	34
	53425.01145473	82.69	1.28	0.22	34
	53427.02648189	105.90	0.80	0.13	39
	53430.05815143	116.47	1.12	0.16	48
	53428.02288988	111.76	0.98	0.15	44
	53431.01350113	69.48	0.65	0.09	57
	53253.32933237	106.65	0.73	0.09	60
	53253.37429511	93.84	0.89	0.12	55
	53253.40857907	86.71	0.97	0.13	54
	53252.37810234	113.59	0.87	0.12	53
53252.39608298	70.33	0.90	0.12	57	
EC 00042-2737	53955.80077767	37.56	1.25	0.72	3
	53980.60253481	37.63	1.17	0.67	3
EC 01120-5259	53684.71863669	63.90	1.24	0.28	20
	54014.71526629	64.14	1.23	0.27	21
EC 02542-3019	54014.73217124	11.57	3.14	1.11	8
	54037.77920683	11.22	2.21	0.90	6

Name	HJD [d]	$\bar{V}_{\text{rad}}[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma_n[\text{km s}^{-1}]$	n
EC 03408-1315	53953.88923484	63.46	1.18	0.59	4
	53957.90047812	62.11	0.14	0.07	4
	53987.80377966	62.63	0.65	0.29	5
EC 03591-3232	53953.91657161	52.20	1.19	0.16	53
	54014.74834093	51.66	1.18	0.17	50
EC 11349-2753	53787.82276336	-15.75	0.96	0.21	21
	53426.70410233	-15.62	1.03	0.23	21
	53426.79794845	-15.38	0.89	0.19	21
	53431.72178682	-14.71	0.94	0.20	21
	54076.82788325				
EC 13506-3137	53867.76930405	-24.42	1.40	0.99	2
	53990.49064315	-18.78	1.64	0.73	5
EC 14345-1729	53828.79125866	-30.81	1.11	0.22	25
	53431.86546717	-30.98	0.98	0.17	33
	53986.50315751	-29.88	1.75	0.49	13
	54137.79948109	-30.32	1.37	0.26	27
EC 15103-1557	53791.83726084	38.93	1.51	0.75	4
	53428.88549675	39.60	1.48	0.85	3
	53429.86399142	39.80	1.52	0.76	4
	53430.86247288	37.64	2.55	1.47	3
	54137.82881970	40.24	0.84	0.49	3
EC 20106-5248	53828.82754814	-18.68	1.08	0.27	16
	53874.90338543	-15.41	1.61	0.37	19
	54014.54684895	-6.25	1.78	0.44	16
	54014.56136372	-8.50	1.99	0.48	17
EC 20229-3716	53828.85328025	-8.49	0.76	0.12	43
	53904.88122630	-8.90	0.87	0.14	41
	54014.60973609	-8.85	0.74	0.11	42
EC 21043-4017	53900.78580596	-20.18	1.24	0.41	9
	53954.73691522	-20.67	1.36	0.61	5
EC 21494-7018	53918.74874867	44.71	0.71	0.35	4
	53956.79313969	41.29	2.16	1.08	4
EC 2081-1916	53900.84026851	-10.42	8.88	4.44	4
	53956.79313969	0.76	4.77	3.37	2
	53958.62968457	-8.83	4.85	3.43	2

Name	HJD [d]	$V_{\text{rad}}[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma_n[\text{km s}^{-1}]$	n
FEIGE 38	53786.85142033	5.91	0.90	0.15	35
	53430.69163746	5.97	1.01	0.15	45
	53430.82310508	5.91	0.91	0.16	34
	53431.74160136	6.03	0.88	0.14	38
	54084.82630664	5.82	0.94	0.18	26
HD 205805	53249.54245105	-69.14	1.00	0.14	51
	53250.54158875	-69.60	0.82	0.12	50
	53252.57071798	-69.33	0.92	0.12	55
	53251.52076658	-69.85	1.33	0.22	38
	54014.52039214	-69.31	0.95	0.13	55
	54014.53033211	-69.43	1.17	0.16	54
54014.53815819	-69.47	0.84	0.12	51	
HD 4539	53684.70255938	-3.22	0.92	0.13	48
	53251.67967796	-3.08	0.87	0.13	43
	53253.64062705	-3.86	0.89	0.15	35
	53253.82296137	-3.73	0.94	0.15	41
HE 0151-3919	53249.74224211	-52.55	1.27	0.57	5
	53250.75769938	-51.27	2.72	1.11	6
	53252.77481215	-51.33	0.76	0.54	2
	53251.74991548	-51.29	1.86	0.76	6
JL 36	53249.51166520	-18.91	1.26	0.31	16
	53250.50947087	-20.10	1.48	0.38	15
	53251.55470672	-20.08	1.48	0.38	15
	53252.50828290	-23.04	2.16	0.65	11
	53251.55470672	-18.82	2.14	0.53	16
	53828.81017825	-18.61	1.76	0.44	16
	54009.49016218	-18.19			1
	54009.50594654	-19.46	3.28	1.64	4
	54009.52077639	-23.99	1.42	0.64	5
	54009.53843109	-18.99	2.01	0.76	7
	54009.55392560	-20.16	1.59	0.60	7
	54009.57178657				0
	54009.57878999	-20.61	2.60	1.16	5
	54009.59525625	-20.10	2.15	0.68	10
54075.53184199	-20.95	2.22	0.59	14	
PG 0342+026	53249.83307246	14.10	0.87	0.14	38
	53250.83600502	14.46	0.98	0.18	30
	53251.83733430	13.53	0.98	0.18	29
	54016.80794949	13.40	0.93	0.14	45

Name	HJD [d]	$\dot{V}_{\text{rad}}[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma_n[\text{km s}^{-1}]$	n
PG 1352-022	53829.81888649	-31.96	10.00	3.78	7
	53425.79988704	-24.26	3.87	1.58	6
	53425.84497172	-25.72	5.30	3.06	3
	53427.84048085	-26.16	4.86	2.17	5
	54098.84780414	-21.66	8.55	6.05	2
PG 1432+004	53829.83183196	-3.89	0.94	0.18	26
	53427.86394995	-4.21	1.63	0.26	40
	53428.80253557	-4.01	1.21	0.21	33
	53429.83687634	-4.19	0.92	0.17	29
	54137.78703552	-4.01	0.88	0.18	23
PG 1505+074	53829.84825244	0.90	0.54	0.14	2
	54137.81543294	0.88	1.29	0.32	2
	53426.85455934	1.01	0.10	0.03	2
	53428.85640518	0.71	0.75	0.19	2
	53431.83532650	0.61	0.50	0.13	2
PG 2151+100	53249.58253366	-33.36	1.44	0.59	6
	53250.58208672	-35.19	1.05	0.60	3
	53253.53555238	-34.70	1.59	0.71	5
	54015.66070963	-33.11			1
PG 2349+002	54017.49274126	25.70	1.60	0.93	3
	54038.59492197	25.58	0.70	0.31	5
PHL 334	53249.59895467	-14.37	1.07	0.48	5
	53250.59869409	-13.56	1.10	0.49	5
	53251.63496445	-14.40	1.04	0.47	5
	54014.63644767	-14.25	1.13	0.51	5
PHL 44	53249.54929359	-25.80	1.83	0.34	29
	53250.54762745	-25.32	1.48	0.38	15
	53251.50061388	-28.48	2.44	0.77	10
	53253.51512023	-26.55	1.46	0.33	20
	54014.61961008	-25.36	1.60	0.46	12
PHL 457	53249.64149440	9.92	1.28	0.19	44
	53250.64321545	22.36	0.89	0.18	24
	53251.58746149	23.97	1.30	0.34	15
	53253.56947835	29.20	1.14	0.25	20
	55500.53276962	15.41	1.57	0.30	27
	55500.55545634	10.24	1.33	0.31	19
	55501.53136429	7.78	1.50	0.28	28
	55501.54131988	8.96	1.56	0.27	34
	55501.55127513	9.68	1.48	0.27	29

Name	HJD [d]	$\bar{V}_{\text{rad}}[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma_n[\text{km s}^{-1}]$	n
	55501.56122737	11.25	1.26	0.26	24
	55501.57116699	14.26	1.32	0.25	27
	55501.58110533	16.28	1.42	0.30	23
	55501.59103604	16.91	1.97	0.37	29
	55501.60096698	21.10	2.21	0.46	23
	55501.61089688	26.68	4.25	1.23	12
UVO 0512-08	53959.91581433	10.39	1.31	0.36	13
	53988.90573435	10.37	1.12	0.32	12
UVO 0653-23	53683.72705024	66.18			1
	53988.81500446	47.07	20.02	14.16	2
synth.		0.08	0.28	0.00	20

Tabelle B.2: Mittelwerte und Fehler der FITSB2-Messungen für sdBs

Name	HJD [d]	$V_{\text{rad}}[\text{km s}^{-1}]$	$\Delta V_{\text{rad}}[\text{km s}^{-1}]$
EC 11349-2753	53787.82276336	-15.53	0.13
	53426.70410233	-15.44	0.13
	53426.79794845	-15.41	0.14
	53431.72178682	-14.51	0.12
EC 20106-5248	53828.82754814	-18.94	0.19
	53874.90338543	-14.87	0.24
	54014.54684895	-6.29	0.26
	54014.56136372	-7.97	0.19
HD 205805	53249.54245105	-69.37	0.11
	53250.54158875	-69.68	0.10
	53252.57071798	-69.18	0.09
	53251.52076658	-69.58	0.08
	54014.52039214	-69.32	0.13
	54014.53033211	-69.45	0.05
	54014.53815819	-69.55	0.07
HD 4539	53684.70255938	-3.31	0.23
	53251.67967796	-3.20	0.15
	53253.64062705	-3.72	0.18
	53253.82296137	-3.65	0.15
JL 36	53249.51166520	-20.69	0.39
	53250.50947087	-20.63	0.36
	53251.55470672	-20.7	0.37
	53252.50828290	-22.32	0.27
	53251.55470672	-19.61	0.48
	53828.81017825	-19.21	0.34
	54009.49016218	-19.22	0.45
	54009.50594654	-20.96	0.77
	54009.52077639	-22.47	0.61
	54009.53843109	-19.63	0.66
	54009.55392560	-17.14	0.72
	54009.57178657	-20.32	0.51
	54009.57878999	-20.54	0.42
	54009.59525625	-20.53	0.52
	54075.53184199	-3.26	0.49
PHL 457	53249.64149440	10.09	0.15
	53250.64321545	22.21	0.17
	53251.58746149	23.80	0.28
	53253.56947835	29.43	0.25
	55500.53276962	15.06	0.16

Name	HJD [d]	$V_{\text{rad}}[\text{km s}^{-1}]$	$\Delta V_{\text{rad}}[\text{km s}^{-1}]$
	55500.55545634	9.68	0.50
	55501.53136429	8.41	0.15
	55501.54131988	9.05	0.26
	55501.55127513	9.28	0.21
	55501.56122737	11.04	0.13
	55501.57116699	14.11	0.21
	55501.58110533	16.44	0.01
	55501.59103604	17.18	0.22
	55501.60096698	21.11	0.30
	55501.61089688	22.22	0.80

B.2 Tellurische Linien

Tabelle B.3: Messungen der Metalllinien des Nightglow mit SPAS

Name	HJD [d]	$V_{\text{rad}}[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma_n[\text{km s}^{-1}]$	n	$V_{\text{bary}}[\text{km s}^{-1}]$
EC 11349-2753	53787.82276336	16.87	2.09	0.85	6	14.82
	53426.70410233	14.54	1.75	0.71	6	13.81
	53426.79794845	14.64	1.98	0.75	7	13.57
	53431.72178682	14.26	2.59	1.06	6	11.70
	54076.82788325	25.56	0.49	0.22	5	25.13
EC 15103-1557	53791.83726084	28.42	1.04	0.52	4	29.09
	53428.88549675	28.92	0.84	0.34	6	28.58
	53429.86399142	28.30	0.55	0.25	5	28.48
	53430.86247288	28.57	0.54	0.24	5	28.29
	54137.82881970	29.87	1.10	0.63	3	30.39
JL 36	53249.5116652	-14.72	1.11	0.42	7	-15.59
	53250.50947087	-15.46	1.10	0.39	8	-15.78
	53251.55470672	-15.72	0.90	0.34	7	-16.01
	53252.50828290	-15.42	0.72	0.27	7	-16.14
	53828.81017825	20.39	0.85	0.35	6	19.25
	54009.49016218	-18.36	0.86	0.35	6	-16.05
	54009.50594654	-18.64	0.65	0.27	6	-19.04
	54009.52077639	-18.72	0.67	0.28	6	-19.05
	54009.53843109	-18.70	0.30	0.12	6	-19.07
	54009.55392560	-18.87	0.29	0.12	6	-19.08
	54009.57178657	-19.48	0.64	0.37	3	-19.09
	54009.57878999	-18.84	1.10	0.45	6	-19.10
	54009.59525625	-18.86	0.50	0.22	5	-19.11
	54075.53184199	-9.46	0.54	0.24	5	-9.80

Tabelle B.4: Messungen der Linien des Wasserdampfs mit SPAS

Name	HJD [d]	$V_{\text{rad}}[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma_n[\text{km s}^{-1}]$	n	$V_{\text{bary}}[\text{km s}^{-1}]$
EC 11349-2753	53787.82276336	14.64	2.61	1.30	4	14.82
	53426.70410233	13.03	0.42	0.16	7	13.81
	53426.79794845	13.18	1.41	0.58	6	13.57
	53431.72178682	12.62	2.05	0.72	8	11.70
	54076.82788325	23.75	1.20	0.60	4	25.13
EC 15103-1557	53791.83726084	31.24	1.09	0.63	3	29.09
	53428.88549675	29.71	2.05	1.45	2	28.58
	53429.86399142	29.79	3.22	1.86	3	28.48
	53430.86247288	26.75			1	28.29
	54137.82881970	29.65			1	30.39

Name	HJD [d]	$\bar{V}_{\text{rad}}[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma_n[\text{km s}^{-1}]$	n	$\bar{V}_{\text{bary}}[\text{km s}^{-1}]$
PHL 457	53249.64149440	4.07	0.27	0.12	5	3.93
	53250.64321545	3.25	0.28	0.16	3	3.43
	53251.58746149	2.88	0.73	0.36	4	
	53253.56947835	5.44	7.47	3.73	4	

Tabelle B.5: Messungen der Linien der Hydroxylradikale mit SPAS

Name	HJD [d]	$V_{\text{rad}}[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma_n[\text{km s}^{-1}]$	n	$V_{\text{bary}}[\text{km s}^{-1}]$
EC 11349-2753	53787.82276336	15.61	0.36	0.21	3	14.82
	53426.70410233	13.54	0.29	0.15	4	13.81
	53426.79794845	13.39	0.10	0.07	2	13.57
	53431.72178682	11.70	0.12	0.07	3	11.70
	54076.82788325	25.18	0.58	0.26	5	25.13
EC 15103-1557	53791.83726084	29.22	0.76	0.38	4	29.09
	53428.88549675	28.91	0.36	0.21	3	28.58
	53429.86399142	28.59	0.49	0.28	3	28.48
	53430.86247288	28.29	0.17	0.1	3	28.29
	54137.82881970	30.71	0.15	0.11	2	30.39
JL 36	53249.5116652	-15.43	0.17	0.10	3	-15.59
	53250.50947087	-16.12	0.21	0.10	4	-15.78
	53251.55470672	-15.97	0.07	0.04	3	-16.01
	53252.50828290	-15.97	0.09	0.05	3	-16.14
	53828.81017825	19.09	0.31	0.18	3	19.25
	54009.49016218	-18.87	0.20	0.11	3	-16.05
	54009.50594654	-18.69	1.04	0.47	5	-19.04
	54009.52077639	-18.86	0.27	0.12	5	-19.05
	54009.53843109	-18.81	0.20	0.10	4	-19.07
	54009.55392560	-18.92	0.33	0.19	3	-19.08
	54009.57178657	-19.42			1	-19.09
	54009.57878999	-19.31	0.47	0.21	5	-19.10
	54009.59525625	-19.16	0.50	0.25	4	-19.11
	54075.53184199	-9.83	0.07	0.04	3	-9.80
PHL457	53249.64149440	3.88	0.63	0.36	3	3.93
	53250.64321545	3.47	0.34	0.15	5	3.43
	53251.58746149	3.46	0.48	0.22	5	3.07
	53253.56947835	2.50	1.00	0.45	5	2.11

B.3 sdO

Tabelle B.6: Mittelwerte und Fehler der SPAS-Messungen von Metalllinien für sdOs. n bezeichnet die Anzahl der geeigneten Linien. Die maximale Schwankung der Werte innerhalb eines Spektrums ist $\Delta V_{\text{scatter}}[\text{km s}^{-1}]$

Name	Spek. Nr.	$V_{\text{rad}}[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma_n[\text{km s}^{-1}]$	n	$\Delta V_{\text{scatter}}[\text{km s}^{-1}]$
CD-249052	1	21.15	2.95	0.46	41	14.73
	2	21.12	3.26	0.48	46	15.95
	3	20.47	3.45	0.53	43	16.84
	4	20.46	3.94	0.61	41	20.18

Name	Spek. Nr.	$\bar{V}_{\text{rad}}[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma_n[\text{km s}^{-1}]$	n	$\Delta V_{\text{scatter}}[\text{km s}^{-1}]$
	5	20.67	3.66	0.69	28	17.70
CD-314800	1	36.44	2.06	0.23	77	10.72
	2	37.04	2.12	0.39	30	10.18
	3	36.21	3.12	0.47	44	12.68
	4	36.88	2.21	0.26	70	10.95
	5	36.38	2.18	0.24	81	11.57
HD 127493	1	-16.34	2.27	0.30	57	10.25
	2	-16.85	2.26	0.32	49	11.60
	3	-16.83	2.04	0.31	44	9.57

B.4 sdB+MS

Tabelle B.7: Mittelwerte und Fehler der FITSB2-Messungen für sdBs mit vermuteten Hauptreihenbegleitern

Stern	HJD [d]	Balmerlinien		Mg I-Linien	
		$\bar{V}_{\text{rad}}[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma[\text{km s}^{-1}]$	$\bar{V}_{\text{rad}}[\text{km s}^{-1}]$	$\sigma[\text{km s}^{-1}]$
EC 01077-1423	53953.82747187	-16.82	1.65	-17.95	1.31
	53974.88239296	-18.08	1.23	-18.34	1.40
EC 04170-3433	53954.9202349	74.49	1.52	75.36	1.28
	53987.83189417	74.85	1.84	74.44	1.14
EC 05053-2806	53683.83507199	33.82	2.48	35.97	2.19
	53971.79441632	33.73	2.43	36.09	2.00
	53971.80264024	37.98	3.15	35.42	2.48
PHL 25	53904.89292721	20.63	1.03	20.82	1.77
	53955.73180873	20.47	0.33	20.74	1.51
TONS 401	53249.85909052	0.50	1.23	22.03	
	53250.86300203	0.34	2.16	19.30	1.71
	53252.82575686	-0.88	2.60		
	53251.89487592	-0.66	1.24	17.41	2.08

C Danksagung

Herzlich danken möchte ich allen Mitarbeitern der Remeis-Sternwarte. Es war mir eine Freude mit Euch zu arbeiten oder auch einfach mal einen Kaffee zu trinken. Die Atmosphäre war wirklich unglaublich.

Besonderer Dank gebührt meinem Betreuer Uli Heber für die Unkompliziertheit, für seine Geduld und dafür, dass seine Tür immer offen stand.

Ich danke Horst Drechsel dafür, dass er die Zweitkorrektur übernimmt.

Außerdem danke ich Manfred Hanke für die Unterstützung in Computerfragen, Veronika Schaffenroth für die tolle Beobachtung und Andreas Irrgang fürs Erklären.

Und natürlich muss ich den Insassen des Knigge-Zimmers danken. Ihr seid das beste Büro der Welt.

Stephan Geier, der nicht nur durch Ideen und Ratschläge den Alltag bereichert hat,

Thomas Kupfer für die lange Zusammenarbeit im Studium,

Matthias Kühnel für Linuxunterstützung und mehr,

Und auch Sebastian Müller für die gute Unterhaltung.

Ich danke meinen Eltern die mich unterstützt und ermuntert haben.

Und schließlich danke ich meiner Freundin Regina Scharrer. Danke für das Durchlesen, das Zuhören, das Aufbauen, das Umarmen und noch vieles mehr. Danke dafür, dass Du, ganz besonders in den letzten Tagen, an mich geglaubt hast. Ist etwas pathetisch, ich weiß, aber ohne Dich hätte ich diese Arbeit nicht zu Ende gebracht.

D Erklärung

ERKLÄRUNG

Hiermit erkläre ich, dass ich die Diplomarbeit selbstständig angefertigt und keine Hilfsmittel, außer den in der Arbeit angegebenen, benutzt habe.

Bamberg, März 2011

(Lew Classen)