

FRIEDRICH-ALEXANDER-UNIVERSITÄT
ERLANGEN-NÜRNBERG



Spektroskopische Suche nach
Begleitern unterleuchtkräftiger
heißer Sterne. Die sdO-Sterne
BD+28°4211 und WD 1148-230

BACHELORARBEIT

ZUR ERLANGUNG DES GRADES BACHELOR PHYSIK

Author:
Leandra FRÖHLING

Betreuer:
Prof. Dr. Ulrich HEBER
Dr. Marilyn LATOUR

1. März 2015

Zusammenfassung:

Es sind bisher keine langperiodische Systeme von Hot Subdwarfs mit Begleiter bekannt. BD+28°4211 ist ein lang bekannter sdO-Stern und gilt als ein Standardstern seiner Art. Sein Spektrum weist einige Besonderheiten auf deren Ursache unbekannt ist. In dieser Bachelorarbeit wird der Stern auf eine Radialgeschwindigkeitsvariation auf längerer Zeitskala (14 Jahre) untersucht. Somit wird überprüft, ob es Anzeichen eines weit entfernten Begleiters gibt, der den sdO-Stern in einem weiten Orbit umkreist. Ein Doppelsystem bestehend aus einem Hot Subdwarf und einem Begleiter mit $P > 30$ Tagen ist bisher nicht bekannt. Sollte es bei BD+28°4211 Anzeichen auf einen Begleiter geben, wäre dies das erste bekannte System mit solchen Eigenschaften. Die Analyse ergibt jedoch keine deutlichen Hinweise auf eine variable Radialgeschwindigkeit und somit auch nicht auf einen möglichen Begleiter.

Der sdO-Stern WD 1148-230 wurde erstmals 2000 spektroskopisch untersucht, wobei ebenfalls ein charakteristisches Spektrum festgestellt wurde. Es gab Anzeichen auf eine Variation seiner Radialgeschwindigkeit auf kurzer Zeitskala, die durch diese Analyse bestätigt wurde. Dies ist somit die erste Radialgeschwindigkeitsuntersuchung von WD 1148-230. Die Ursache für die gemessene Variation ist bisher unklar und benötigt weitere Beobachtungen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	2
2.1	Historische Einleitung und Definition	2
2.2	Eigenschaften	2
2.2.1	Subdwarf O-Sterne (sdO)	5
2.2.2	Subdwarf B-Sterne (sdB)	6
2.3	Entstehungstheorien	7
2.3.1	Einzelsternszenarien	8
2.3.2	Doppelsternszenarien	10
2.4	Begleiter der Hot Subdwarfs	14
2.4.1	Gasplaneten	14
2.4.2	Braune Zwerge	14
2.5	Einzel-sdB als Ergebnis der CEE Entwicklung	15
2.6	BD +28°4211 und WD 1148-230	16
3	Spektroskopische Grundlagen	18
3.1	Grundlagen der Sternspektroskopie	18
3.1.1	Historisches	18
3.1.2	Entstehung von Spektrallinien	19
3.1.3	Spektrallinienprofil	23
3.2	Spektroskopie von Doppelsternsystemen	27
3.2.1	Heliozentrische bzw. baryzentrische Korrektur	28
3.2.2	Radialgeschwindigkeitskurve	29
4	Instrumente zur Datenaufnahme	32
4.1	Echelle-Spektrograph	32
4.2	HIRES	35
4.3	ISIS	36
5	Fehlerrechnung	38
5.1	Fehler bei der Datenreduktion und Datenauswertung	38
5.2	Statistische Fehler bei Datenaufnahme	40
5.3	Unsicherheiten der Radialgeschwindigkeitsmessung	41
6	Auswertung	43
6.1	BD +28°4211	43

6.2	WD 1148-230	56
7	Diskussion der Ergebnisse	62
8	Schlussfolgerung	64

1 Einleitung

Seit vielen Jahren versuchen Astronomen die Entstehung unseres Universums sowie deren Objekte zu erklären. Mithilfe astronomischer Beobachtungen und physikalischer Modelle ist es gelungen, viele beobachtete Phänomene zu beschreiben. Die Technologie entwickelt sich mit der Zeit immer weiter, und mit ihr auch die Möglichkeit neue bisher unbekannte Objekte und Phänomene zu entdecken. Dies führt aber oftmals zu Widersprüchen zu den bisher vorhandenen Theorien, weshalb diese immer weiterentwickelt werden müssen.

Ein Beispiel dafür sind die Sterne des Typs *heiße Unterzwerge* (engl. Hot Subdwarfs). Als begonnen wurde das Universum, zusätzlich zum optischen, sowohl im Röntgenbereich als auch im ultravioletten Wellenlängenbereich zu untersuchen, ergaben sich einige unerwartete Ergebnisse. Eines davon war ein stark gemessener Fluss im UV-Bereich, der sog. UV-Exzess, der von elliptischen Galaxien ausging. Da diese Galaxien aus sehr alten Objekten bestehen, UV-Fluss jedoch nach bisherigen Theorien vor allem von jungen Systemen erwartet wird, führt dies zu einem Widerspruch. Eine mögliche Erklärung für diesen UV-Exzess könnte, aufgrund ihres Alters und ihrer großen Anzahl, die Existenz von Subdwarfs sein.

Weiterhin sind Subdwarfs ebenfalls für andere Gebiete der Astronomie interessant, wie bspw. in Doppelsternsystemen. Die Entstehung von Hot Subdwarfs ist bisher nur durch Doppelsternentwicklungen erklärbar. Man beachte das ca. 50% aller bekannten Hot Subdwarfs Teil eines Doppelsternsystems sind. Begleiter dieser Sterne können Hauptreihensterne, Braune Zwerge und auch Weiße Zwerge sein. Letztere Doppelsternsysteme können, unter bestimmten Voraussetzungen, im Laufe ihrer Entwicklung verschmelzen und eine Supernova vom Typ Ia (SN Ia) bilden. Diese sind wichtiger Bestandteil der Astronomie, da sie als Standardkerzen bspw. zur Bestimmung von kosmologischen Entfernungen dienen.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit solchen Doppelsternsystemen, bestehend aus einem Subdwarf und einem bisher unbekanntem Begleiter. Kann ein solcher Begleiter nachgewiesen werden, so liefert dies wesentliche Information zur Entstehung der Hot Subdwarfs, welche bis heute nicht ganz klar ist. In dieser Arbeit werden die verschiedenen Entstehungstheorien vorgestellt und zwei Hot Subdwarfs der Spektralklasse O, BD +28°4211 und WD 1148-230, auf einen Begleiter untersucht. Es gibt Hot Subdwarfs für die bisher keine Begleiter nachgewiesen werden konnten. Dies wirft die Frage auf wie sich solche Einzelsterne erklären lassen. Für die meisten sdB-Sterne konnten Begleiter nachgewiesen werden, jedoch ist dies nicht der Fall bei sdO-Sterne. Gibt es die sog. Einzel-sdO's oder sind deren Begleiter bisher einfach "versteckt"?

2 Grundlagen

In diesem Kapitel wird zunächst der Begriff des Hot Subdwarfs eingeführt, sowie seine Eigenschaften erläutert. Es werden die zwei Typen von Hot Subdwarfs, Subdwarf O- und Subdwarf B-Sterne erläutert. Anschließend wird auf die Entstehungstheorien der Hot Subdwarfs eingegangen, wobei sowohl Einzelentstehungsszenarien als auch Mehrfachsystementstehungsszenarien erläutert werden. Letztere führen zur Betrachtung von möglichen Begleiter der Hot Subdwarfs. Bevor auf die spektroskopischen Grundlagen eingegangen wird, werden die beiden untersuchten Objekte (BD +28°4211 und WD 1148-230) näher betrachtet.

2.1 Historische Einleitung und Definition

Die Entdeckung der Subdwarfs liegt bereits in den 1950er Jahren. Nach sorgfältiger Untersuchung der Daten aus einer photometrischen Durchmusterung der Region des galaktischen Nordpols von Humason & Zwicky (1947), entdeckte man die leuchtschwachen blauen Sterne. Jedoch war die Anzahl der bekannten Objekte bis zur Palomar-Green Durchmusterung, welche die nördliche galaktische Hemisphäre untersuchte, sehr gering (Green, Schmidt & Liebert, 1986 ([19])). Die entdeckte Anzahl von Subdwarfs der Spektralklasse B überwog bei weitem jede andere Art von leuchtschwachen blauen Sternen heller als $m = 18$ mag, inklusive der Weißen Zwergen (engl. White Dwarfs, WD).

Subdwarfs bezeichnen Sterne, die der Leuchtkraftklasse VI angehören. Im Hertzsprung-Russell-Diagramm liegen sie 1,5 bis 2 mag unterhalb der Hauptreihe und sind somit bei gleicher Oberflächentemperatur deutlich lichtschwächer als Hauptreihensterne. Subdwarfs werden in zwei Arten unterteilt, die sich grundlegend von einander unterscheiden: Hot Subdwarfs und Cool Subdwarfs. Im Folgenden betrachten wir ihre Eigenschaften und die Unterschiede zwischen den zwei Arten.

2.2 Eigenschaften

Cool Subdwarfs sind Sterne der Spektralklassen F bis K die ihre Energie aus der Verbrennung von Wasserstoff erhalten (siehe Abb. 2.1). Ihre Temperatur liegt zwischen 3500 K und 7350 K. Sie befinden sich links unterhalb der Hauptreihe (siehe Abb. 2.2) und unterscheiden sich von dieser hauptsächlich aufgrund ihrer niedrigeren Metallizität. Der niedrige Metallgehalt führt zu einer größeren Lichtdurchlässigkeit der Sternatmosphäre, was einen verringerten nach außen gerichteten Gasdruck zur Folge hat. Der Cool Subdwarf ist somit kleiner und heißer im Vergleich zu einem zugehörigen Hauptreihenstern

2.2. Eigenschaften

gleicher Masse. Die leichte Verschiebung der Cool Subdwarfs im Vergleich zu den Zwergsternen der Hauptreihe erklärt sich daher wie folgt: aufgrund ihrer heißeren Oberfläche “wandern“ die Sterne leicht nach links und, wiederum durch ihre erhöhte Leuchtkraft, etwas nach oben. Diese reicht allerdings nicht aus um wieder auf die Hauptreihe zu treffen. Cool Subdwarfs strahlen stärker im UV-Bereich als Hauptreihensterne derselben Spektralklasse, was an der erhöhten Transparenz ihrer Atmosphäre liegt.

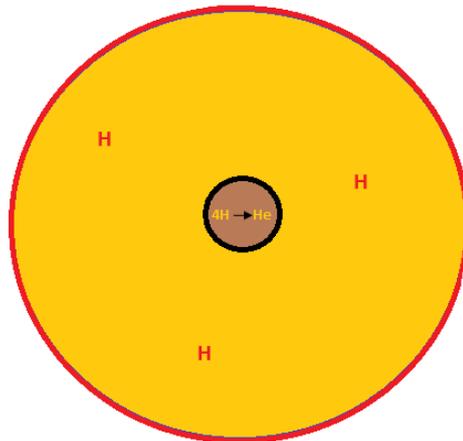
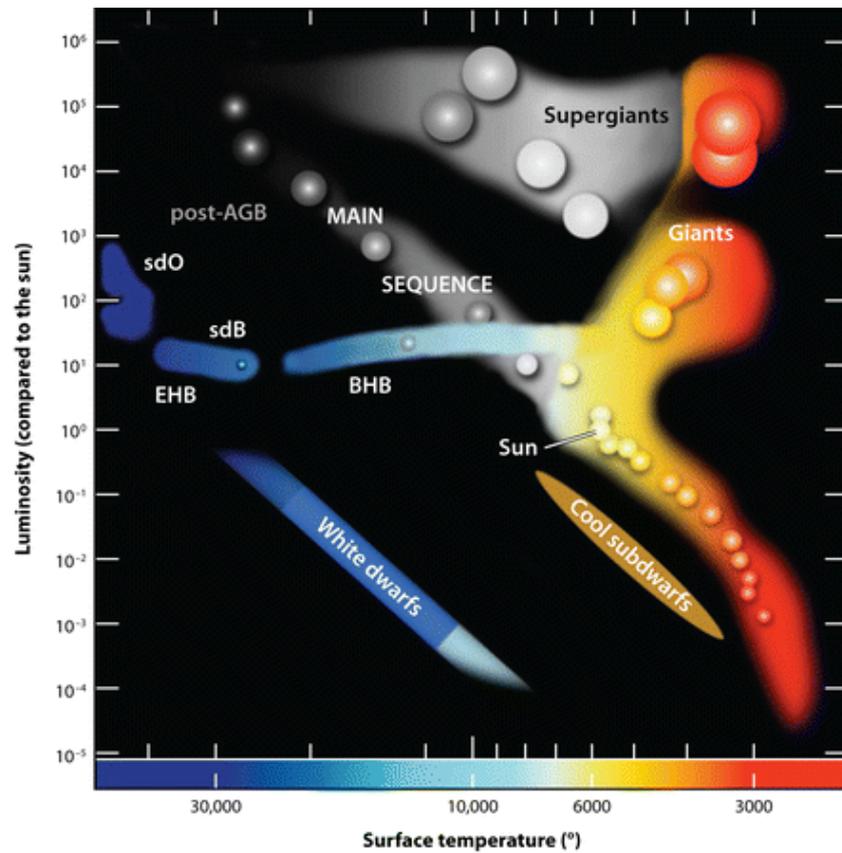


Abb. 2.1: Skizze eines Cool Subdwarfs (nicht maßstabsgetreu)

Hot Subdwarfs dagegen gehören den Spektralklassen O und B an und werden daher in sdO- und sdB-Sterne unterteilt. Sie beziehen ihre Energie aus Heliumfusion und besitzen Temperaturen oberhalb von 10000 K. Sie befinden sich auf dem sogenannten Extreme Horizontal Branch (Abkürzung EHB) im Hertzsprung-Russell-Diagramm, der eine Verlängerung des Blue Horizontal Branch (abkürzung BHB) ist, links unterhalb der Hauptreihe und oberhalb der Weißen Zwerge (siehe Abb. 2.2). Sie unterscheiden sich von den Hauptreihensternen durch ihre niedrigere Leuchtkraft und kleineren Radius. Sterne die sich auf dem EHB und BHB befinden sind durch eine Lücke getrennt, was auf unterschiedliche Entstehungsmechanismen hindeutet. Hot Subdwarfs befinden sich in einer späten Entwicklungsphase massearmer Sterne, die ihre Wasserstoffhülle bis auf eine dünne Schicht verloren haben. Daher bestehen sie fast nur aus einem heliumbrennenden Kern. Bisher ist noch unklar, wodurch der Stern seine Hülle verloren hat und trotzdem das Heliumbrennen einsetzen konnte. Der Vorgängerstern muss ein Roter Riese gewesen sein, bei dem Heliumfusion unter einer massereichen Wasserstoffhülle stattfand. Es stellt sich somit die Frage, wie der Hot Subdwarf vorzeitig seine Hülle verlieren konnte. Die Antwort darauf findet sich in zahlreichen theoretischen Entstehungsszenarien, welche in Abschnitt 2.3 beschrieben werden.

Die Eigenschaften der beiden Hot Subdwarf Arten, sdO und sdB, werden im folgendem erläutert. Es existieren jedoch auch Zwischenarten der beiden Typen, welche als sdOB-Sterne bezeichnet werden, und heliumreiche Sterne der beiden Arten, welche als He-sdO und He-sdB bezeichnet werden.



Heber U. 2009.
 Annu. Rev. Astron. Astrophys. 47:211–51

Abb. 2.2: Hertzsprung-Russell-Diagramm zur Veranschaulichung der Lage des EHB und BHB, sowie der sdO- und sdB-Sterne ([1])

2.2.1 Subdwarf O-Sterne (sdO)

SdO-Sterne bilden die heißere der beiden Hot Subdwarf Populationen. Sie befinden sich daher auf der linken Seite des EHB, vorwiegend im Bereich hoher Temperaturen. Typische Temperaturen von sdO-Sterne liegen zwischen 37000 K und 47000 K obwohl gelegentlich Temperaturen von 100000 K erreicht werden können, wobei die Temperatur höher ist je größer der Heliumgehalt des Sterns ist. Ihre Leuchtkraft liegt zwischen Werten von $20 - 100L_{\odot}$, was jedoch leuchtschwächer als normale O-Hauptreihensterne ist. Ihre Masse beträgt ca. eine halbe Sonnenmasse ($M \approx 0.5M_{\odot}$). Der bisher angenommene Aufbau eines sdO besteht aus einem Sauerstoff und Kohlenstoff Kern, der von einer Heliumhülle und einer sehr dünnen Wasserstoffhülle umgeben ist (siehe Abb. 2.3).

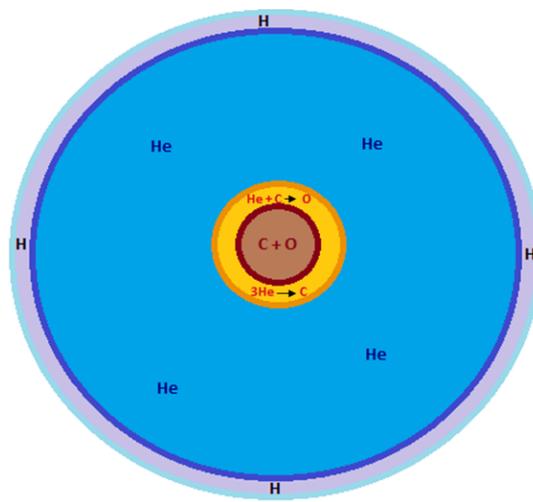


Abb. 2.3: Schematischer Aufbau eines Subdwarf O-Stern (sdO, nicht maßstabsgetreu)

SdO-Sterne besitzen sehr vielfältige Spektren. Ihre wesentliche Merkmale, welche sdO-Sterne leicht von sdB-Sternen unterscheiden, ist die große Anzahl an Helium I (He I) und Helium II (He II) Linien. Weiterhin kann über die Breite dieser Helium Linien auf die Schwerebeschleunigung des Sterns geschlossen werden. In einigen Fällen sind keine Wasserstofflinien nachweisbar, wobei He II Linien an Stelle der Balmer-Serie treten (Moehler et al. ([20])). Dies ist eine typische Eigenschaft der He-sdO's. Subdwarf O-Sterne werden daher, je nach Dominanz der sichtbaren Linien im Spektrum, in sdO (für heliumarme Sterne) und He-sdO (für heliumreiche Sterne) unterschieden. SdO-Sterne können in verschiedene Leuchtkraftklassen eingeteilt werden. Da die Leuchtkraft zwischen sdOs sehr unterschiedlich sein kann, werden sie in zwei Gruppen unterteilt: die sogenannten "kompakten" und "leuchtkräftigen" Sterne. Zusätzlich werden sie aufgrund ihrer speziellen Linienspektren in Kohlenstoff- oder Stickstoffdominant unterteilt (Ströer et al. 2007,[21]). Diese relativ starke Unterteilung der sdO-Sterne bringt die Vermutung auf, dass die unterschiedlichen sdO-Sterne über verschiedene Wege entstanden sind. Während es sich bei den meisten scheinbar hellsten sdO's um Post AGB-Sterne handelt, sind andere weiterentwickelte sdB-Sterne, die auf dem Weg zur Abkühlsequenz der Weißen Zwerge sind (Heber 1991,[22], Werner et al. 2003,[23]).

2.2.2 Subdwarf B-Sterne (sdB)

SdB-Sterne ist die kühlere der beiden Hot Subdwarf Populationen. Sie befinden sich auf dem rechten Ast des EHB und besitzen Temperaturen im Bereich zwischen 20000 K und 40000 K. Ihre Masse beträgt ebenfalls ca. $0,5M_{\odot}$ bei einem Radius von zwischen $0,15$ bis $0,25 R_{\odot}$. SdB-Sterne besitzen einen heliumbrennenden Kern, der von einer sehr dünnen Wasserstoffhülle umgeben ist. Da diese H-Hülle so dünn ist, macht es eine Entwicklung auf dem Asymptotic Giant Branch (AGB), die auf Wasserstoffverbrennung basiert, unmöglich. Daher entwickeln sich sdB-Sterne auf direktem Wege in die Abkühlsequenz der Weißen Zwerge. Das große Fragezeichen der sdB-Sterne liegt jedoch in ihrem Ursprung. SdB-Sterne beziehen ihre Energie aus der Fusion von Helium im Kern, dennoch weist ihr Aufbau auf einen vorzeitigen Verlust der Wasserstoffhülle hin. Hot Subdwarfs müssen ihre Wasserstoffhülle bereits vor Erreichen der kritischen Massen, welche zum Helium-Flash nötig ist, bis auf eine dünne Schicht verloren haben. Mögliche Erklärungen hierfür finden sich in den nachfolgenden Abschnitten.

Während sdO-Sterne spektroskopisch sehr vielfältig sind, bilden sdB-Sterne eine homogene Klasse. Verglichen mit B-Hauptreihensterne besitzen sdB-Spektren stärkere Balmer Linien und die Balmer-Serie bricht früher ab. Heliumlinien sind deutlich schwächer ausgeprägt als bei Hauptreihensternen gleicher Farbe (bzw. Temperatur). Bei einigen, wenn auf nicht bei allen, kann sich He I im Spektrum vorfinden. Der Grund des geringeren Heliumanteils ist die niedrigere Temperatur, welche sdB-Sterne gerade von sdO-Sternen unterscheidet.

Subdwarf B-Stern Pulsationen

Pulsationen werden bei vielen Sternklassen gefunden, so auch bei Hot Subdwarfs. Pulsationen können als Eigenschwingungen eines Plasma-Gasballs angesehen werden und verraten sich über periodische Schwankungen der Leuchtkraft des Sterns. Mittels Asteroseismologie kann aus sdB-Pulsationen viel Information über die innere Struktur dieser Sterne gewonnen werden. 1997 wurde der erste pulsierende Subdwarf B-Stern EC14026-2647 entdeckt, woraufhin nach weiteren analogen Objekten gesucht wurde. Die entdeckten pulsierenden sdB-Sterne ermöglichen eine Unterteilung in zwei Arten:

- *P-mode Oszillatoren* (P:Pressure, dt: Druckmoden): bezeichnen schnelle, multiperiodische Lichtschwankungen kleiner Amplitude (vgl. Abb. 2.4), welche Perioden zwischen 80 und 600 Sekunden besitzen. Dies war die erste entdeckte Art von Pulsationen (Kilkenny et al. 2003,[23]). Bislang sind 40 pulsierende sdB's dieser Art bekannt.
- *G-mode Oszillatoren* (G:Gravity, dt: Schwerkraftmoden): bezeichnen ebenfalls multiperiodische Lichtschwankungen kleiner Amplitude (vgl. Abb. 2.4), jedoch besitzen sie wesentlich längere Perioden, welche zwischen 2000 und 9000 Sekunden liegen. Diese Art Pulsationen wurden erst einige Jahre später entdeckt (Green et al.([25])).

Eine Veranschaulichung der beiden Moden ist ein Abbildung 2.4 dargestellt.

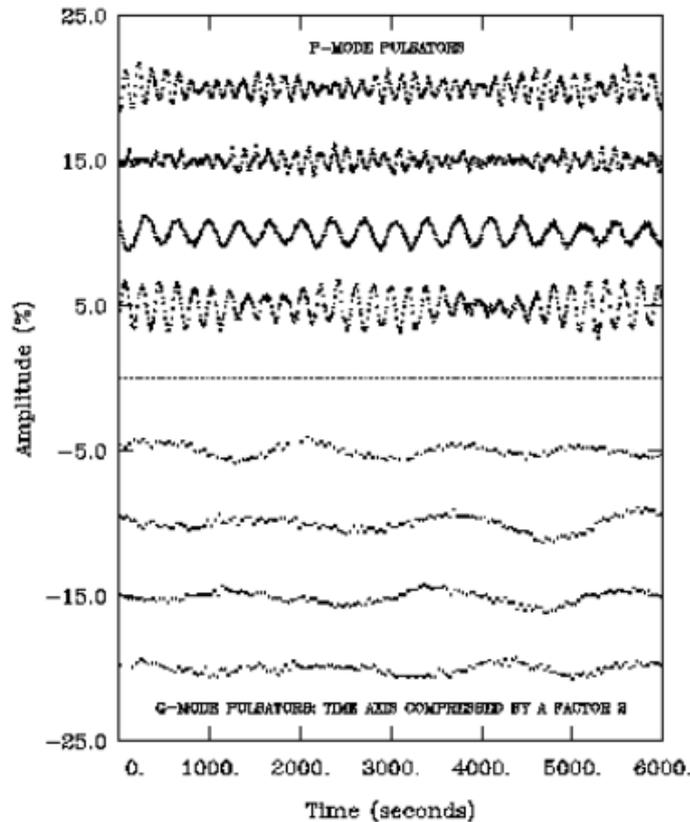


Abb. 2.4: Lichtkurven typischer P-Mode Oszillatoren (oben) und G-Mode Oszillatoren (unten) ([2])

Asteroseismologie solcher pulsierender sdB's ist ein sehr wichtiges Gebiet. Dank ihr ist es möglich, einen der fundamentalen Parameter eines Sterns zu bestimmen, seine Masse. Diese Technik liefert Ergebnisse welche mit Massenbestimmungen über das 3. Keplersche Gesetz gut übereinstimmen. Die ermittelte kanonische Masse eines typischen sdB-Sterns beträgt $M = 0,47M_{\odot}$.

2.3 Entstehungstheorien

Hot Subwarfs werfen bis heute eine wichtige Frage auf: Wie sind sie entstanden? Es bestehen verschiedene Theorien die diese Frage beantworten können, jedoch ist bis heute unklar welche dieser Theorien die richtige ist. In diesem Abschnitt werden die bestehenden Theorien näher erklärt.

“Normale“ massearme Sterne sind gut verstanden. Ein Stern verbringt die längste Zeit seines Lebens damit auf der Hauptreihe Wasserstoff zu Helium zu fusionieren. Dies ist ein stationärer Zustand, da der Stern sich im hydrostatischen Gleichgewicht befindet. Neigt sich jedoch der Wasserstoff zu seinem Ende, so ist dieses Gleichgewicht nicht mehr gegeben und der Kern beginnt unter Eigengravitation zu kontrahieren. Diese Kontraktion des

Kerns erzeugt thermische Energie, die sich durch eine Ausdehnung der Sternhülle ausgleicht. Der Stern verlässt hierdurch die Hauptreihe. Die Wasserstoffverbrennung wird nur noch in einer Schale um den Kern fortgeführt. Der Stern entwickelt sich zu einem Roten Riesen und führt seine Entwicklung im Hertzsprung-Russell-Diagramm auf dem Red Giant Branch weiter, mit niedrigerer Effektivtemperatur, jedoch höherer Leuchtkraft aufgrund der wachsenden Oberfläche. In diesem Stadium verliert der Stern einen Teil seiner Masse durch Sternwind. Erreicht der Kern eine ausreichende Temperatur ($\approx 10^8$ K), so beginnt das aus der Wasserstoffverbrennung gewonnene Helium zu fusionieren. Das Elektronengas im Zentrum des Sterns kann je nach Sternmasse entweder ideal oder entartet sein. Findet sich letztere Situation vor, so zündet die Heliumfusion explosionsartig im sog. *Heliumflash*. Hierdurch kann der Stern einen großen Anteil seiner Masse und Hülle verlieren.

Bis heute ist noch unklar, was der wahre Grund für das frühzeitige Verlieren der Wasserstoffhülle der Hot Subdwarfs ist. Es gibt einige theoretische Möglichkeiten die die Entstehung der Hot Subdwarfs erklären. Diese werden in zwei Arten von Szenarien unterteilt: Einzelsternszenarien und Doppelsternszenarien. Wie der Name schon sagt, basieren *Einzelsternszenarien* auf eine individuelle Entwicklung eines einzelnen Sterns, der sich durch bestimmte Faktoren und Prozesse zum Hot Subdwarf entwickelt. Die Ursache der Einzelsternentwicklung liegt daher im Stern selbst. Analog bezeichnen *Doppelsternszenarien* Entwicklungswege von Doppelsternsystemen, die als Resultat einen Hot Subdwarf ergeben der möglicherweise einen Begleiter besitzt. Doppelsternszenarien können ebenfalls zur Entwicklung eines Einzelsterns führen. Allerdings entsteht der Stern in diesem Fall durch Wechselwirkung mit einem Anderen (Massentransfer). Im folgenden werden die verschiedenen Theorien zur Entstehung der Hot Subdwarfs näher betrachtet.

2.3.1 Einzelsternszenarien

Einzelsternszenarien basieren auf Prozesse, bei denen die Entstehung eines Hot Subdwarfs unabhängig von anderen Sternen ist und nicht von diesen beeinflusst wird. Es handelt sich hierbei um intrinsische Prozesse. Bis heute bestehen zwei Theorien dieses Entstehungsszenarios welche den vorzeitigen Verlust der Sternhülle erklären: verstärkte Sternwinde und ein verzögerter Heliumflash. Die Ursachen für diese Phänomene sind wiederum ungeklärt, es handelt sich hierbei um Annahmen.

Verstärkte Sternwinde

Einer der Einzelsternszenarien zur Entstehung von Hot Subdwarfs basiert auf den Hüllen- und damit Massenverlust des Sterns durch starke Sternwinde während seiner Roter Riese Phase. Die Kontraktion des Kerns hat eine Ausdehnung der Sternhülle zur Folge, die dadurch immer weniger an den Kern gebunden ist. Während dieser Phase wird durch Sternwind ein Teil der Hülle abgetragen. Sternwind bezeichnet einen kontinuierlichen Strom von Materie von äußeren Schichten des Sterns. Damit fast die gesamte Wasserstoffhülle des Sterns vor dem Zünden der Heliumfusion bereits verschwunden ist, muss

2.3. Entstehungstheorien

daher ein sehr starker Wind vorhanden sein, um diesen Effekt hervorzurufen. Es ist bekannt, dass Rote Riesen kräftige Sternwinde haben, die allerdings (normalerweise) nicht ausreichen um die gesamte Hülle los zu werden.

Verzögerter Heliumflash

Die zweite Möglichkeit des Einzelsternszenarios befasst sich mit dem Helium-flash. Dieser kann zu verschiedenen Zeitpunkten der Sternentwicklung stattfinden. Betrachten wir die normale Entwicklung eines Sterns, so zündet bei Sternen mit $M < 2,2M_{\odot}$ und degeneriertem Elektronengas die Heliumfusion im Kern explosionsartig über den sog. Helium-flash. Hierbei steigt die Temperatur im Kern rapide an, während die freigesetzte Energie von der Hülle absorbiert wird. In Abhängigkeit der Masse des Sterns resultiert dies in einer Ausdehnung der Hülle um ein Vielfaches seiner ursprünglichen Größe. Bei einem massearmen Stern kann es beim Helium-Flash zu einem vollständigen Verlust seiner Hülle kommen. Die freigesetzte Energie des Helium-Flashs ist hierbei höher als die Gravitation die die Hülle an den Kern bindet.

Neben dieser Theorie besteht auch die Möglichkeit eines verzögerten Helium-Flashs, der sog. *late hot flash*. Dieser bezeichnet das Zünden der Heliumfusion nachdem der Stern den Roter-Riesenast verlassen hat. Der Stern befindet sich bereits auf der Abkühlsequenz und hat ein Großteil seiner Hülle verloren (Castellani & Castellani 1993,[26]). Aufgrund der Ausbildung von Konvektionszonen, kann Wasserstoff in tiefere Schichten des Sterns gelangen und dort zu Helium verbrannt werden. Je nach Tiefe der Konvektionszonen, also danach wie lange der Stern sich bereits auf der Abkühlsequenz befindet, unterscheidet man zwischen der seichten und der tiefen Durchmischung, *shallow mixing* bzw. *deep mixing*. *Shallow mixing* bezeichnet hierbei eine Konvektionsart die aus einem Helium-flash während der frühen Abkühlsequenz resultiert. Die Sternatmosphäre wird hierbei leicht mit Stickstoff und Helium angereichert, der aus dem CNO-Prozess stammt. *Deep mixing* bezeichnet hingegen eine Konvektionsart die aus einem Helium-Flash während der späteren Abkühlsequenz resultiert. In diesem Fall kommt es zu einer zusätzlichen Anreicherung der Sternatmosphäre mit Kohlenstoff, der aus dem Heliumbrennen stammt. Sowohl durch *shallow mixing* als auch bei *deep mixing* wird Wasserstoff in der Sternatmosphäre stark abgereichert (Lanz et al. 2004,[30]), daher eignet sich dieses Szenario besonders zur Erklärung der He-sdO's.

Einzelsternszenarien könnten also einen großen Massenverlust erklären, jedoch ist die Theorie nicht zufriedenstellend. Was ist die Ursache für den verstärkten Massenverlust? Der verzögerter Helium-Flash erklärt He-sdO's, was ist aber mit sdB's?. Die Plausibilität dieser Szenarien ist eng an einige Variablen geknüpft (z.B. Zündungsmoment der Heliumfusion) was die durch solche Szenarien entstandene Sternpopulation sehr begrenzt. Die große Anzahl an nachgewiesenen Hot Subdwarfs, jedoch, widerspricht sich mit dieser Erwartung.

2.3.2 Doppelsternszenarien

Eine naheliegende Erklärung der Entstehung von Hot Subdwarfs liefern Doppelsternszenarien. Diese basieren auf die Entwicklung eines engen Doppelsternsystems, in dem die Komponenten Masse transferieren können. Ein Roter Riese gibt dann seine Hülle an einen Begleiter ab. Solche Szenarien können also sdB Doppelsterne erklären, aber wie sieht es für Einzelsterne aus? Die Entstehungstheorie der Doppelsternszenarien ist von fundamentaler Bedeutung für diese Bachelorarbeit, welche sich mit der Suche nach solchen Begleiter von Hot Subdwarfs beschäftigen wird. Je nach Entwicklungsablauf und Komponenten des Doppelsternsystems unterscheidet man 3 Doppelsternszenarien: *Roche-Lobe Overflow*, *Common Envelope Ejection* und *Merger Szenario*. Diese 3 Varianten werden nun im Detail betrachtet.

Roche-Lobe Overflow (RLOF)

Der Ausgangspunkt des *Roche-Lobe Overflow (RLOF)* Szenarios besteht aus zwei Hauptreihensterne unterschiedlicher Masse die sich als Doppelsternsystem umkreisen. Beide Komponenten dieses Systems folgen der intrinsischen Sternentwicklung. Aufgrund der unterschiedlichen Masse, jedoch, entwickelt sich der massereichere Stern (auch *Primärstern* genannt) früher zum Roten Riesen als sein Begleiter. Sobald die Hülle des Roten Riesen seine *Roche-Grenze* ausfüllt, fängt der Begleiter an Material der Hülle des roten Riesen zu akkretieren (siehe Abbildung 2.5).

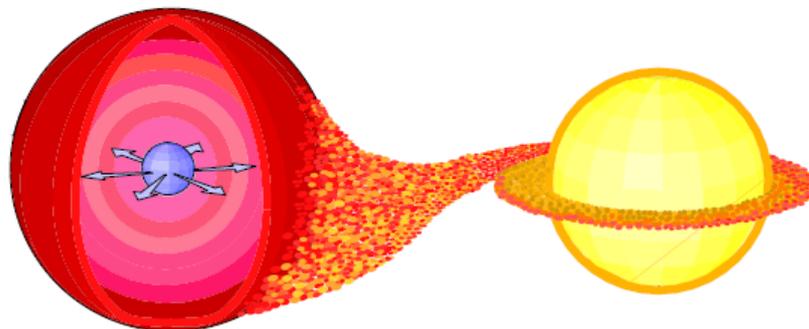


Abb. 2.5: Skizze des RLOF-Szenarios. Der Primärstern (links) befindet sich in der Rote-Riese Phase und hat seine Roche-Grenze ausgefüllt, wodurch sein Begleiter Material der Hülle akkretiert.([5])

Solch eine Akkretion kann stabil oder instabil verlaufen. Nach Han et al.(2003)[31] muss das Massenverhältnis für einen stabilen Akkretionsprozess $q < 1, 2 - 1, 5$ betragen. Durch die Akkretion von Material wird ebenso Drehimpuls an den Begleiter übertragen, wodurch sich der Orbit ausweitet. Während sich der Rote Riese “aufbläht“, zieht sich sein Kern immer weiter zusammen bis es zur Zündung der Heliumfusion kommt. Die Hülle des Primärsterns wird während des stabilen Massentransfers zum Großteil an den Begleiter übertragen. Der Primärstern entwickelt sich zu einem Hot Subdwarf. Die Charakteristika des Doppelsternsystems nach dem Akkretionsprozess hängt stark von der

2.3. Entstehungstheorien

Masse des Primärsterns ab. So ergibt sich für Primärsterne mit $M < 2M_{\odot}$ eine Periode $P = 100 - 500$ Tage. Mit wachsender Masse nimmt die Periode rapide ab, so beträgt diese bei größerer Masse nur noch wenige Tage. Was die Masse des resultierenden Hot Subdwarfs betrifft, so zeigt die Verteilung der entdeckten Systeme ein Maximum bei $M \approx 0,5M_{\odot}$ (Han et al. 2002,[32], Podsiadlowski et al. 2008,[33]).

Common Envelope Ejection (CEE)

Das *Common Envelope Ejection-Szenario (CEE)* bezeichnet ein Doppelsternszenario, das, wie der Name andeutet, auf den Abwurf einer gemeinsamen Hülle basiert. Der Ausgangspunkt für dieses Szenario besteht, wie im vorherigen Fall, aus einem Roten Riesen und einem Begleiter. Dieser Begleiter kann entweder ein masseärmerer Hauptreihenstern oder ein anderes substellares Objekt sein, das den Primärstern in einem engen Orbit umkreist. Der Entwicklungsablauf dieses Systems ist ähnlich zum RLOF-Szenario, jedoch kann der Massentransfer in diesem Fall nicht stabil verlaufen. Der Begleiter des Roten Riesen ist nicht in der Lage, dessen gesamte Materie zu akkretieren. Die überströmende Materie verlässt die Einflussosphäre des Begleiters über den äußeren Lagrangeunkt. Es bildet sich eine gemeinsame Hülle über beide Sterne (siehe Abb. 2.6).

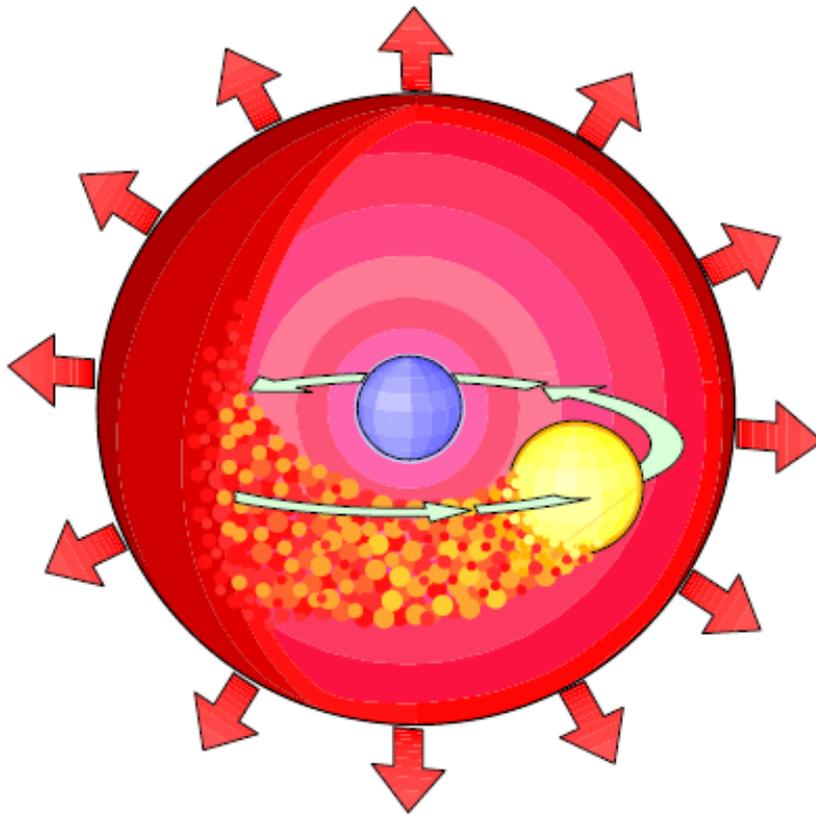


Abb. 2.6: Skizze des CEE-Szenarios. Der Kern des roten Riesen und sein Begleiter bewegen sich um ihren gemeinsamen Schwerpunkt und sind von einer gemeinsamen Sternhülle umgeben. [5]

Durch Reibung zwischen dem sich umkreisenden Kern-Begleiter-System und der inneren Hülle wird Energie und Impuls an die Hülle übertragen. Dieser Energietransfer wird durch eine zunehmende potentielle Energie der Hülle gespeist, was eine Annäherung des Kern-Begleiter-Systems zur Folge hat. Ist die potentielle Energie der Hülle größer als die Bindungsenergie, so wird die Hülle abgestoßen. Der genauere Prozess des Abstoßen der Sternhülle ist bis heute noch unklar. Nach dem Hüllenverlust resultiert ein enges Doppelsternsystem bestehend aus einem Hot Subdwarf und einem Hauptreihenstern. In manchen Fällen ist ein zweiter Massenaustausch möglich, wodurch als Begleiter des Hot Subdwarfs ein Weißer Zwerg entstehen kann. Nach Han et al. (2002)[32] ergibt sich eine Massenverteilung für sdB Sterne mit einem scharfen Hauptpeak bei $M_{sdB} = 0,46M_{\odot}$ (siehe Abb. 2.7).

Durch dieses Entstehungsszenario lassen sich kurzperiodische Binärsysteme gut erklären, somit auch die am häufigsten beobachtete Subdwarf B-Population.

Merger-Szenario

Anders als bei den beiden vorherigen Entstehungsszenarien bilden zwei Weiße Zwerge, die sich in einem engen Binärsystem um ihren gemeinsamen Schwerpunkt bewegen, den Ausgangspunkt des *Merger-Szenarios*. Durch die enge und schnelle Bewegung werden Gravitationswellen emittiert, die durch die potentielle Energie des Systems ausgeglichen werden. Der Verlust an potentieller Energie wird wiederum durch die Annäherung der beiden Weißen Zwerge ausgeglichen. Die vom System abgestrahlten Gravitationswellen sind sehr schwach, was eine Periode von weniger als 8 Stunden erfordert um ein *Mergering* (dt. Verschmelzung) innerhalb des Weltalters zu ermöglichen. Bei weiterer Annäherung erreicht der masseärmere Weiße Zwerg (und damit der größere) seine Roche-Grenze. Beim überschreiten dieser Grenze kommt es zum Massentransfer von Material des leichteren auf den schwereren Zwerg. Da Weiße Zwerge die Eigenschaft besitzen mit größerer Masse einen kleineren Radius zu besitzen, akkretiert der schwerere Zwerg immer weiter Material des Begleiters bis dieser vollständig zerrissen wird. Es bildet sich eine Akkretionsscheibe um den akkretierenden Zwerg bestehend aus den Überresten des Begleiters. Die ursprünglichen Weißen Zwerge des Binärsystems verschmelzen miteinander. Wenn diese reich an Helium waren, so kann nach diesem Prozess ein Heliumfusionierender sdO-Stern entstehen (Webbink 1984,[34]). Dieses Szenario kann daher die Entstehung von He-sdO's, die ein Großteil der sdO-Population ausmachen, gut erklären.

Da im Gegensatz zu sdB-Sternen nur wenige sdO-Sterne in Binärsystemen beobachtet wurden, lässt dies auf eine unterschiedliche Entwicklung beider Hot Subdwarf Typen schließen (Napiwotzki 2008, [35]). Die vorausgesagte Massenverteilung der resultierenden He-sdO's des Merger-Szenarios ist jedoch relativ breit mit einem Intervall von $0,4M_{\odot} < M_{sdO} < 0,65M_{\odot}$ (siehe Abb. 2.7).

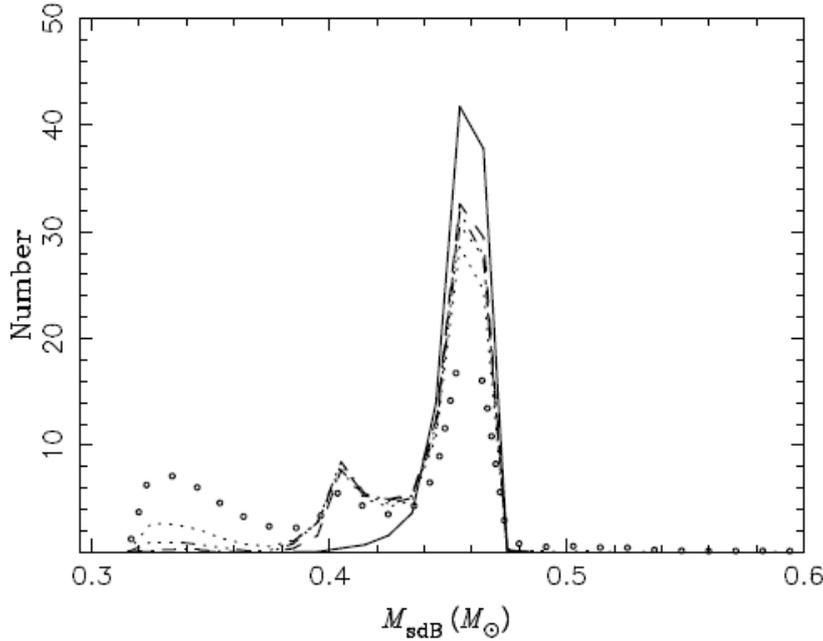


Abb. 2.7: Massenverteilung von sdB-Sternen in Binärsystemen nach Han et al. (2002). Der Hauptpeak zeigt die typische Massenverteilung (durchgezogene Linie) der sdB-Sterne, welche bei $M = 0,46M_{\odot}$ liegt. Die unterschiedlichen Linienarten bezeichnen verschiedene Kombinationen der Parameter α_{CE} (Effizienzparameter) und α_{th} (thermische Energie). Schwarze Linie: $\alpha_{th} = 0,0$, $\alpha_{CE} = 0,2$; gestrichelte Linie: $\alpha_{th} = 0,0$, $\alpha_{CE} = 0,5$; gestrichelt gepunktete Linie: $\alpha_{th} = 0,5$, $\alpha_{CE} = 0,5$; gepunktete Linie: $\alpha_{th} = 0,75$, $\alpha_{CE} = 0,75$; dreifach gestrichelt gepunktete Linie: $\alpha_{th} = 0,0$, $\alpha_{CE} = 1,0$; durch Kreise markierte Linie: $\alpha_{th} = 1,0$, $\alpha_{CE} = 1,0$. In der Verteilung sind 3 Peaks zu erkennen. Der größere bei $M = 0,46M_{\odot}$ steht für Systeme mit massearmen Begleitern die sich auf der ZAMS (Zero Age Main Sequence) befinden und ihre gemeinsame Hülle nahe des Maximums des ersten Riesenastes (First Giant Branch, FGB) abstoßen. Der zweite Peak bei $M \approx 0,4M_{\odot}$ gehört zu Sterne mit $M_{ZAMS} = 1,9M_{\odot}$, die nach dem Hüllenabwurf zu niedrig massigen sdB-Sternen mit langer Heliumbrennzeit führen. Der kleinere Peak gehört zu Systemen mit ZAMS Massen, die die Heliumflash-Masse übersteigen.[32]

2.4 Begleiter der Hot Subdwarfs

Wie in obigem Abschnitt gesehen, können Doppelsternszenarien zur Entstehung eines Hot Subdwarfs führen, der einen Begleiter besitzt. Kann ein Begleiter eines Hot Subdwarfs nachgewiesen werden, so unterstützt es diese Entstehungstheorie. Das Roche-Lobe-Overflow- und das Common Envelope Ejection-Szenario unterstützen am besten die beobachtete Hot Subdwarf Population, vor allem die sdB-Population. Man beachte dass 50% aller sdB's Radialgeschwindigkeitsvariabel mit Perioden $P \leq 30$ Tagen sind. Theorien wie das Merger-Szenario und Einzelsternszenarien weisen hierbei jedoch Diskrepanzen auf. Dies deutet darauf hin RLOF und CEE-Szenario als wahrscheinlichere Entstehungstheorien anzusehen. Daher ist es notwendig bekannte Einzelsysteme bestehend aus sdO- oder sdB-Sternen auf mögliche bisher unerkannte Begleiter zu untersuchen. Wird von einem Doppelsternszenario ausgegangen, so besitzen die bisher beobachteten Einzel-sdO/sdB Systeme möglicherweise Begleiter. Diese Begleiter sind demnach so massearm, das sie bisher nicht entdeckt bzw. beobachtet wurden.

Nach Soker (1998,[36]) sollte die Mehrheit der sdB-Sterne einen sog. substellaren Begleiter besitzen, mit dem sie ein enges Doppelsystem bildet. Diese substellare Begleiter bezeichnen hierbei sog. "failed stars", also Sterne die nicht genug Masse besitzen um die Heliumfusion zu zünden. Hierfür stehen zwei Arten von Objekten: Braune Zwerge oder Gasplaneten.

2.4.1 Gasplaneten

Gasplaneten sind massearme, Jupiterähnliche Objekte die im wesentlichen aus einer Hülle aus Wasserstoff und Helium bestehen die ein Kern umgibt. Diese Objekte entstehen durch Akkretion von Material aus einer Gaswolke auf ein Eis- oder Gesteinsbrocken. Der wesentliche Unterschied zwischen Gasplaneten und braunen Zwergen liegt in ihrer Masse. Im Jahr 2006 wurde von der International Astronomical Union die Obergrenze festgelegt, die zwischen Gasplaneten und braunen Zwergen unterscheidet. Gasriesen haben daher eine maximale Masse von $M = 13M_J$. Als Referenzmasse dient hier die Jupitermasse, da dieser der Prototyp eines Gasriesen unereses Sonnensystems ist. Bei Radialgeschwindigkeitsuntersuchungen unserer Sonne würde Jupiter wiederum eine gewisse Radialgeschwindigkeitsvariation verursachen.

2.4.2 Braune Zwerge

Akkretiert ein Gasriese während seiner Entstehung so viel Materie das seine Masse die $13M_J$ -Grenze überschreitet, so wird das Objekt als brauner Zwerg bezeichnet. Die Unterteilung von Gasplaneten und Braune Zwerge ist dadurch gegeben, dass bei übersteigen der Grenzmasse ausreichend Temperatur erreicht wird um Deuterium zu fusionieren. Für die Zündung von Wasserstofffusion, die bei $M = 0,08M_\odot$ erreicht wird, reicht die Masse allerdings nicht aus. Braune Zwerge werden daher als eine Zwischenstufe von Planet und Stern gesehen. Wird der Vorrat an Deuterium aufgebraucht, so bezieht der Braune Zwerg seine notwendige Energie zur Leuchtkraft aus potentieller Energie. Hier-

durch kommt es zur Kontraktion, bis die Entartung des Elektronengases einen stabilen Gegendruck aufbaut.

2.5 Einzel-sdB als Ergebnis der CEE Entwicklung

Nach Soker (1998,[36]) besteht die wohl wahrscheinlichste Theorie der Entstehung von Hot Subdwarfs unter den Doppelsternszenarien in einer Variante des CEE-Szenarios. Das Binärsystem von Hot Subdwarf Vorgänger und Begleiter verläuft zunächst analog zum CEE-Prozess. Der massereichere Stern entwickelt sich zum Roten Riesen, wodurch sich seine äußere Hülle immer weiter aufbläht. Bereits durch die Annäherung dieser Hülle an den Begleiter kommt es zur Wechselwirkung, wodurch ein Massenverlust an den Primärstern resultieren kann (Bear & Soker 2010,[37]). Die Annäherung des Sternhüllenrandes kann bereits zu einem Hüllenabwurf des Begleiters führen. Durch den Massenverlust verliert der Begleiter an potentieller Energie und wird in die sich aufblähende Sternhülle hineingezogen. Der Begleiter nähert sich an den Kern des Primärsterns an. Ab diesem Punkt hängt die darauffolgende Entwicklung von der Masse des Begleiters ab. Ist diese zu gering, so kann der Begleiter seine Gasatmosphäre nicht an sich halten und verdampft in der Sternhülle. Nehmen wir beispielweise für den Begleiter einen Radius von $R \approx 0,1R_{\odot}$ an, so kann der kritische Abstand folgenderweise ausgedrückt werden:

$$d_{krit} \approx 10 \left(\frac{M_{Begleiter}}{M_J} \right)^{-1} \cdot R_{\odot} \quad (2.1)$$

Hierbei bezeichnet M_J die Jupitermasse und R_{\odot} der Sonnenradius.

Unterhalb dieses Abstands ist die lokale Schallgeschwindigkeit gleich der Entweichgeschwindigkeit der Sternoberfläche, was ein verdampfen des Begleiters zur Folge hat.

Ist dies nicht der Fall, so kann es weiterhin dazu kommen dass sich Kern und Begleiter in einem instabilen Orbit um den gemeinsamen Schwerpunkt umkreisen. Irgendwann verliert der Begleiter jedoch so viel an potentieller Energie aufgrund des hohen Massenverlusts, das er mit dem Kern verschmilzt. Dies liegt genau dann vor, wenn der Roche-Radius überschritten wird, welcher durch folgenden Ausdruck gegeben ist:

$$R_{Roche} \approx 0,46d \left(\frac{M_{Planet}}{M_J} \right)^{1/3} \quad (2.2)$$

mit d dem Abstand zwischen Kern und Begleiter (Paczynski 1967,[38]).

Der Grenzabstand kann durch die prozentuale Radiuszunahme η des Planeten ausgedrückt werden:

$$d_{krit} \approx 1,7 \cdot \eta \left(\frac{M_{Begleiter}}{M_J} \right)^{1/3} \cdot R_{\odot} \quad (2.3)$$

Besitzt der Begleiter nach dem Eintritt in die Sternhülle jedoch noch so viel Masse, dass diese so weit an die Hülle des Primärsterns abgegeben wird bis die Hülle abgeworfen wird, so entsteht ein Binärsystem. Dieses besteht aus einem Hot Subdwarf und, je nach

ursprünglicher Masse des Begleiters, aus einem Hauptreihenstern oder einem Weißen Zwerg.

Betrachtet man den letztendlichen Abstand zwischen Hot Subdwarf und Begleiter nach dem Hüllenabwurf, so wird zunächst die verlorene potentielle Energie des Systems mit dem Gewinn an potentieller Energie der Hülle gleichgesetzt:

$$\alpha \cdot \frac{GM_{\text{Begleiter}}M_{\text{Kern}}}{d_{\text{ende}}} \approx \frac{GM_{\text{Kern}} \cdot \Delta M_{\text{Hülle}}}{R_{\text{Hülle}}} \quad (2.4)$$

Hierbei bezeichnet α eine Art Wirkungsgrad für die Effizienz des Massenverlustes und hängt mit der von der Hülle tatsächlich umgewandelten potentiellen Energie zusammen, d_{ende} den finalen Abstand zwischen Kern und Begleiter und $\Delta M_{\text{Hülle}}$ den Massengewinn der Hülle.

So erhält man:

$$d_{\text{ende}} = 3R_{\odot} \alpha \frac{R}{100R_{\odot}} \frac{M_{\text{planet}}}{10M_J} \left(\frac{M_{\text{Hülle}}}{0,3M_{\odot}} \right)^{-1} \quad (2.5)$$

Die Masse des Begleiters ist somit ein ausschlaggebender Faktor bei der Entwicklung solcher Doppelsternsysteme. Daraus lassen sich folgende Vorhersagen ableiten.

- $M < 1M_J$: Planet verdampft
- $1M_J < M < 10M_J$: Planet verschmilzt mit dem Kern des Primärsterns
- $M > 10M_J$: Planet kann den gemeinsamen Hüllenabwurf überleben

Da sich diese Bachelorarbeit mit der Suche nach Begleitern von Hot Subdwarfs beschäftigt, ist vor allem letzteres Szenario interessant. Mittels des Nachweises von Begleiter von Hot Subdwarfs können Aussagen über die Population solcher Binärsysteme gemacht werden, und damit wiederum die CEE-Theorie überprüft werden.

2.6 BD +28°4211 und WD 1148-230

Die in dieser Bachelorarbeit betrachteten Sterne sind BD +28°4211 (siehe Abb. 2.8) und WD 1148-230 (siehe Abb. 2.9). Es handelt sich um zwei Hot Subdwarfs des Spektraltyps O, d.h. es handelt sich hierbei um sehr heiße Sterne ($T = 50000$ K oder mehr). Um die Sterne auf Variationen ihrer Radialgeschwindigkeit zu untersuchen, wurden für BD +28°4211 (aus dem KOA: Keck Observatory Archive) und WD 1148-230 (vom William Herschel Telescope) Spektren untersucht. Die dabei betrachtete Zeitspanne beträgt mehrere Jahre im Fall von BD +28°4211 und nur einige Tage im Fall von WD 1148-230. Für BD +28°4211 stehen Spektren vieler Jahre zur Verfügung, da es ein seit langem bekanntes Objekt ist. Da seine Spektren einige Besonderheiten aufweisen (Balmer Line Problem, besondere Features, siehe Abschnitt 6 Auswertung: BD +28°4211) wurde es in verschiedenen Studien untersucht. Aktuell wird der Stern von M. Latour et al. [50]

einer NON-LTE Modell Analyse unterzogen (siehe auch Publikation von M. Latour 2013 [53]).



Abb. 2.8: SIMBAD Aufnahme von sdO-Stern BD +28°4211[39]



Abb. 2.9: SIMBAD Aufnahme von sdO-Stern WD 1148-230[39]

Aufgrund der hohen Temperatur der Sterne weisen die Spektren nur eine geringe Anzahl an Elementen auf. Eine genauere Erklärung hierfür findet sich im Abschnitt 3: spektroskopischen Grundlagen. Allerdings finden sich im Spektrum charakteristische Helium Linien vor. Im Fall von BD +28°4211 tritt He II auf, während He I nicht sichtbar ist. Weiterhin finden sich Elemente wie O IV, O V, N V und Si IV vor, zusätzlich zur Balmer-Serie. Die analysierten Spektren von SdO-Stern WD 1148-230 weisen jedoch nur eine klar identifizierbare Helium II Linie auf (3889,05 Å) und beschränken sich weiterhin nur auf die Wasserstofflinien der Balmer-Serie.

Bis heute ist kein Hot Subdwarf Doppelsternsystem bekannt mit Periode $P \geq 30$ Tagen. So ist BD+28°4211 ein guter Kandidat für eine Untersuchung dieser Richtung. WD 1148-230 wurde hingegen noch nicht nach Radialgeschwindigkeitsvariationen untersucht. Ebenso wie BD+28°4211 weisen die Spektren jedoch Besonderheiten auf (Balmer Line Problem, Stroerer et al. 2006 [40], Rauch et al. 2010 [41]) deren Ursache bisher noch unklar ist. Ein kurzer Blick auf die Spektren soll Anzeichen einer Variation gezeigt haben, weshalb der Stern hier näher untersucht werden soll. Die in dieser Bachelorarbeit analysierten Spektren bilden daher die erste genauere Radialgeschwindigkeitsuntersuchung dieses Sterns. Es wurden Spektren des William Herschel Telescope (WHT) mit einer Zeitspanne einiger Tage untersucht.

Es ist zu beachten dass die Spektren von BD +28°4211 und WD 1148-230 eine unterschiedliche Auflösung besitzen. Die Spektren des zweiten Sterns haben hierbei eine um ca. einen Faktor 10 niedrigere Auflösung als die des ersten Sterns. Die Fehler der Berechnungen sind daher sehr unterschiedlich.

3 Spektroskopische Grundlagen

3.1 Grundlagen der Sternspektroskopie

Das von Sternen emittierte Licht stellt auch heute noch die wichtigste Informationsquelle zur deren Beschreibung dar. Daher ist es notwendig das Licht und alle ihre Komponenten sowie dessen Wechselwirkung mit der Materie so gut wie möglich zu verstehen. Sternspektren stellen somit wichtige Daten dar, durch die verschiedene Eigenschaften der Sterne und deren Atmosphäre bestimmt werden können. Spektren ermöglichen somit Aussagen über die chemische Zusammensetzung der Sternatmosphäre, sowie über dessen Temperatur und Dichte. Da das vom Stern emittierte Licht nicht so wie es entsteht in unsere Detektoren fällt, gilt es auch die Wechselwirkungen der Photonen auf ihrem Weg zu uns zu berücksichtigen.

3.1.1 Historisches

Die Entdeckung der Sternspektren ruht auf ein von Isaac Newton (1643-1727) im Jahre 1666 durchgeführtes Experiment. Dabei lies Newton durch eine kleine Öffnung in seinem Fensterladen Licht auf ein Glasprisma scheinen und betrachtete auf einem Papierschirm das Resultat. Die entstehende Aufspaltung des weißen Lichts in die verschiedenen Regenbogenfarben nannte er das *Spektrum* (lat. Spectrum = *Bild in der Seele*). Im Jahre 1802 führte William Wollaston (1766-1828) das gleiche Experiment erneut durch und entdeckte dabei eine bestimmte Anzahl schwarzer Linien im kontinuierlichen Spektrum der Sonne. Diese Linien, bei denen das Sonnenlicht bei ganz bestimmten und diskreten Wellenlängen absorbiert wird, sind die sog. *Absorptionslinien*. Diese durch selektive Absorption in der Photo- oder Erdatmosphäre entstehenden Linien wurden später von Joseph von Fraunhofer (1787-1826) genauer untersucht, der im Jahre 1814 bereits 475 Absorptionslinien des Sonnenspektrums katalogisiert hatte (die sog. *Fraunhofer Linien*). Zudem entdeckte er das Zusammenfallen einer starken Absorptionslinie des Sonnenspektrums mit einer Linie die durch das Sprengeln von Salz in eine Flamme entsteht. Diese wohl berühmteste Natrium Absorptionslinie stellte die Basis einer neuen Wissenschaft dar, die *Spektroskopie*.

Robert Bunsen (1811-1899), Gustav Kirchhoff (1824-1887) und Carl August von Steinheil (1801-1870) schafften die Grundlagen für die heutige Spektroskopie. Sie entwickelten den ersten *Spektrograph* (siehe Abb. 3.1). Dieser bestand darin, das Licht, der von Bunsen entwickelten farblosen Flamme durch ein Prisma zu schicken, um anschließend analysiert zu werden.

3.1. Grundlagen der Sternspektroskopie

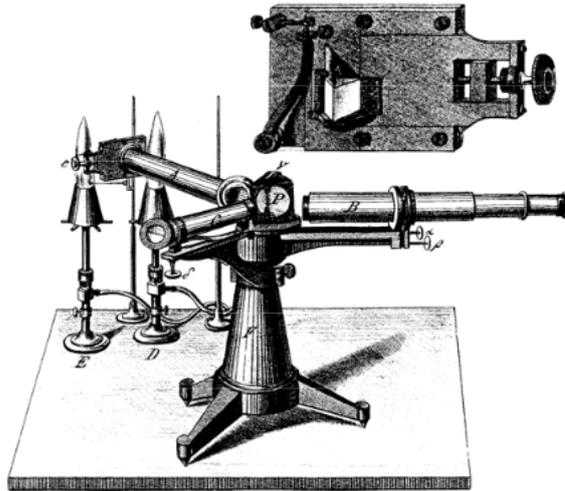


Abb. 3.1: Skizze des von Bunsen, Kirchhoff und Steinheil im Jahre 1861 entwickelten Spektrographs [42]

Im Jahre 1860 veröffentlichten Kirchhoff und Bunsen ihre Arbeit *“Chemical Analysis by Spectral Observations“*. Diese beinhaltet die Schlussfolgerung, dass jedes Element sein eigenes Spektralprofil verursacht und somit durch sein Spektrum wie durch ein Fingerabdruck identifiziert werden kann. Kirchhoffs Entdeckungen über die Spektrallinien fasste er in den nach ihm benannten *Kirchhoffschen Regeln* wie folgt zusammen:

- Ein heißes ¹ dichtes Gas oder Objekt produziert ein kontinuierliches Spektrum ohne dunkle Spektrallinien.
- Ein heißes diffuses Gas produziert helle Spektrallinien (Emissionslinien).
- Ein kühles diffuses Gas vor einer Quelle mit kontinuierlichem Spektrum produziert dunkle Spektrallinien (Absorptionslinien).

Anders Jonas Ångström entdeckte ca. 1000 Spektrallinien und führte 1868 die Längeneinheit 10^{-10} m in die Welt der Spektroskopie ein. Diese Einheit wurde später nach ihm benannt und stellt die am häufigsten verwendete Einheit der Wellenlängen dar. In der Astronomie ist die SI-Einheit noch heute zweitrangig: $1\text{nm} = 10\text{Å}$.

3.1.2 Entstehung von Spektrallinien

Wie von Wollaston entdeckt, bestehen Sternspektren einerseits aus einem kontinuierlichen Spektrum und andererseits aus dunklen Spektrallinien.

Schon früh bemerkte man, dass die Erhöhung der Temperatur eines Körpers auch zu einer Farbänderung führt. Wissenschaftler entdeckten, dass jedes Objekt mit einer Temperatur $T > 0^\circ \text{K}$ Licht aller Wellenlängen emittiert, wenn auch mit unterschiedlicher Effizienz. Um die Entstehung des kontinuierlichen Spektrums zu verstehen, betrachten wir

¹heiß bezeichnet hier jede Temperatur oberhalb des absoluten Nullpunktes 0°K

die Sterne zunächst in grober Näherung als Schwarzkörper-Strahler. Ein Schwarzkörper bezeichnet den Idealfall einer thermischen Strahlungsquelle. Dieser ist dadurch charakterisiert, dass er elektromagnetische Strahlung jeglicher Wellenlänge, die auf ihn auftrifft, vollständig absorbiert und diese anschließend in Form elektromagnetischer Strahlung vollständig emittiert. Diese Emission geschieht in Form eines charakteristischen Spektrums, das einzig und allein von der Temperatur abhängt. Da ein idealer Emittor keine Strahlung reflektiert, ist dieser als *Schwarzer Strahler* benannt, ein wiederum von Gustav Kirchhoff im Jahre 1860 geprägter Begriff. Die von einem Schwarzen Körper emittierte Strahlung ist die sog. *Schwarzkörperstrahlung*. Das emittierte Spektrum eines Schwarzen Strahlers ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

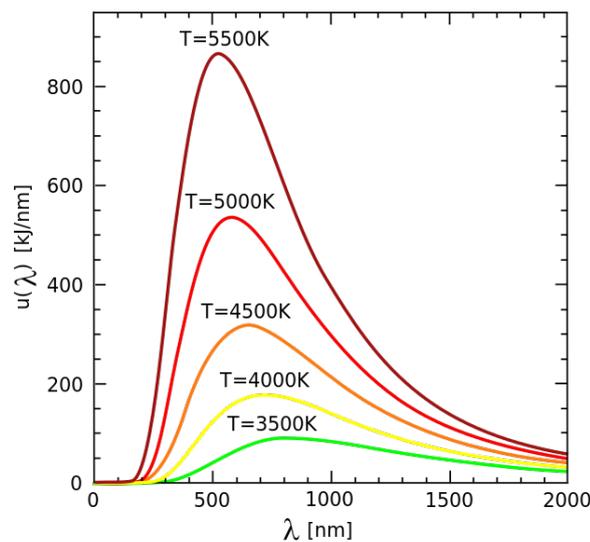


Abb. 3.2: Spektrum eines Schwarzen Strahlers bei verschiedenen Temperaturen [8]

Die Abbildung zeigt ein kontinuierliches Spektrum, dass für jede Wellenlänge eine bestimmte Energie besitzt. Diese besitzt wiederum ein Maximum bei einer bestimmten Wellenlänge λ_{max} . Dieses Maximum wird mit fallender Temperatur kleiner, wobei sich λ_{max} mit steigender Temperatur verkürzt. Der Zusammenhang zwischen λ_{max} und der Temperatur T ist durch das *Wiensche Verschiebungsgesetz* gegeben:

$$\lambda_{max} \cdot T = 0,002897755m \cdot K \quad (3.1)$$

Das Spektrum des schwarzen Strahlers ist gegeben durch das *Plancksche Strahlungsgesetz*:

$$u(\nu, T) = \frac{dE}{d\nu} = h\nu \cdot n(\nu, T) \cdot D(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \quad (3.2)$$

wobei h das Plancksche Wirkungsquantum, ν die Frequenz des Photonen, c die Lichtgeschwindigkeit und k_B die Boltzmann-Konstante bezeichnen.

Wie in Abbildung 3.2 zu sehen ist, steigt die vom Schwarzen Strahler emittierte Energie mit der Temperatur. Experimente von Josef Stefan (1835-1893) im Jahre 1879 führten

3.1. Grundlagen der Sternspektroskopie

zu einem Ausdruck der Leuchtkraft (bzw. Strahlungsleistung) L eines Sterns in Abhängigkeit von seiner Oberfläche A und seiner Temperatur T :

$$L = A\sigma T^4 \quad (3.3)$$

Ludwig Boltzmann (1844-1906) leitete 5 Jahre später obige Gleichung mithilfe der Thermodynamik und der Maxwell-Gleichung ab, daher ist sie als *Stefan-Boltzmann Gesetz* bekannt. Für einen sphärischen Stern mit Radius R ergibt sich $A = 4\pi R^2$, so nimmt das Stefan-Boltzmann Gesetz folgende Form an:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4 \quad (3.4)$$

wobei $\sigma = 5,670400 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ die Stefan-Boltzmann Konstante und T_e die effektive Temperatur der Sternoberfläche bezeichnet.

Die Photonen wandern jedoch nicht ohne weiteres durch das Universum. Die Sternatmosphäre besteht aus Elektronen und Ionen mit denen die Photonen wechselwirken. Solche Wechselwirkungen müssen daher berücksichtigt werden.

Es gibt zwei grundlegende Prozesse. Das Kontinuum im Spektrum wird durch *frei-frei* Prozesse (engl. free-free, f-f) und *gebunden-frei* Prozesse (engl. bound free, b-f) dargestellt. Zu den f-f Prozessen gehören sowohl Thomson- als auch Rayleigh-Streuung, da hierbei die Stoßpartner sowohl vor als auch nach dem Stoß als freie ungebundene Teilchen angesehen werden. Während die Photonen aus dem Sterninneren die Photosphäre des Sterns durchqueren, kann es jedoch auch zu einem weiteren Prozess kommen, den b-f Prozess. Hat das Photon im Anfangszustand genügend Energie, so kann es die Atome, mit denen es zusammenstoßt, ionisieren. Hierbei kommt es zwischen Photon und Elektron des Atoms zu einer elektromagnetischen Wechselwirkung bei der die Photonenenergie $E_\gamma = h\nu$ an das Elektron übertragen wird. Dadurch besitzt das Elektron genügend Energie um aus dem elektrostatischen Potential des Atomkerns zu entkommen, was die Ionisation des Atoms zur Folge hat. Da der Stoßpartner bei diesem Prozess zunächst gebunden ist, spricht man vom bound-free Prozess.

Gebunden-frei Wechselwirkungen machen sich im Spektrum über Absorptionskanten bemerkbar, wie beispielsweise die Balmerkante, die bei Ionisation von Wasserstoffatomen im ersten angeregten Zustand auftritt (siehe Abb. 3.3).

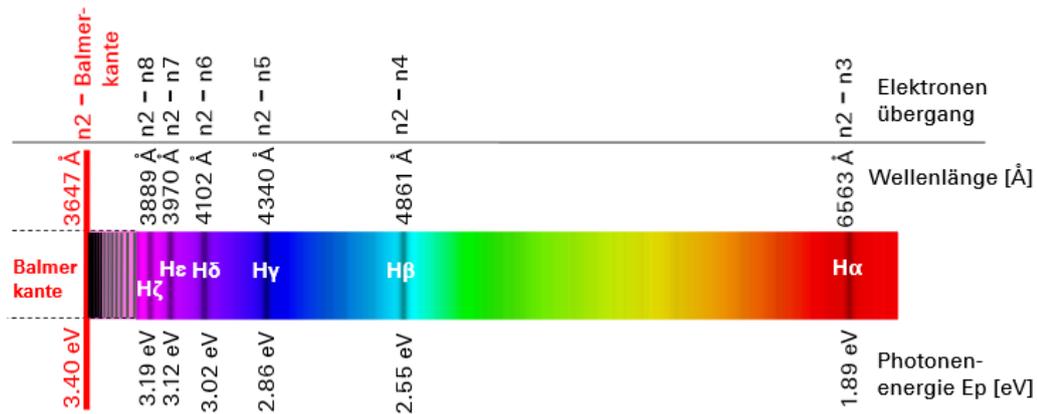


Abb. 3.3: Balmerserie des Wasserstoff-Spektrums. Links befindet sich die Balmerkante, welche die Balmerserie mit ihrer kurzwelligsten Linie bei $\lambda = 3647\text{\AA}$ beendet. Hier rücken die Absorptionslinien immer weiter zusammen und stellen dadurch eine Barriere für Photonen mit diesen Wellenlängen auf, was einen Intensitätsabfall des Kontinuums zur Folge hat.[9]

Die Absorptionslinien im Spektrum entstehen, im Gegensatz zum Kontinuum, aus dem sog. bound-bound Prozess. Hat ein Photon eine geeignete Energie, so ist es möglich ein Elektron in sein nächsthöheres diskretes Energieniveau anzuheben. Diese Anregung kann durch verschiedene Prozesse entstehen: Absorption, Rekombination oder Stoßanregung mit Elektronen. Der angeregte Zustand des Elektrons ist kein stabiler Zustand. Daher fällt es nach kurzer Zeit wieder auf sein ursprünglichen Zustand zurück unter Emission eines Photons. Da das Elektron sowohl vor als auch nach dem Prozess an den Atomkern gebunden ist, bezeichnet man diesen Prozess als *gebunden-gebunden* (engl. bound-bound, b-b) Übergang. Betrachten wir den Flug der Photonen durch die Sternatmosphäre, so wird jeder Prozess durch den Photonen verschwinden als *Absorption* bezeichnet. Dies enthält sowohl Streuprozesse wie bspw. Compton-Effekt als auch reelle Photonenabsorption zur Anregung von Elektronen in höhere Energieniveaus. Die Änderung der Strahlungsintensität von Strahlung einer bestimmten Wellenlänge λ ist proportional zu seiner Intensität, der zurückgelegten Strecke ds und der Dichte des Gases ρ :

$$dI_\lambda = -\kappa_\lambda \rho I_\lambda ds \quad (3.5)$$

wobei das negative Vorzeichen bedeutet, dass die Intensität der Strahlung aufgrund der Photonenabsorption mit zunehmender Strecke s abschwächt. κ_λ bezeichnet hierbei den Absorptionskoeffizienten, auch *Opazität* genannt, der von der Wellenlänge der emittierten Strahlung abhängt. Die Opazität eines Gases ist im Allgemeinen abhängig von der chemischen Zusammensetzung des Gases, sowie von seiner Dichte und Temperatur. Verglichen mit f-f sowie mit b-f Prozessen besitzen b-b Prozesse eine höhere Opazität κ_λ . Betrachten wir die von den Photonen zurückgelegte Strecke durch die Sternatmosphäre, so ist die sog. *optische Tiefe* gegeben durch:

$$d\tau_\lambda = -\kappa_\lambda \rho ds \quad (3.6)$$

3.1. Grundlagen der Sternspektroskopie

die ebenfalls Wellenlängenabhängig ist. Die Streckendifferenz zwischen $s = 0$ und seiner Endposition nach durchlaufen einer Strecke s ist somit gegeben durch:

$$\Delta\tau_\lambda = \tau_{\lambda,f} - \tau_{\lambda,0} = - \int_0^s \kappa_\lambda \rho ds \quad (3.7)$$

Da das Licht des Sterns auf dem Weg zum Sternäußeren durch verschiedene Materialien wandert, besitzt die Differenz der optischen Tiefe ein negatives Vorzeichen. Wird der Startpunkt der optischen Tiefe bei $\tau_{\lambda,f} = 0$ gesetzt (was das Vakuum bezeichnet und somit den "Rand des Sterns" beschreibt), so erhalten wir für den Anfangspunkt:

$$\tau_\lambda = \int_0^s \kappa_\lambda \rho ds \quad (3.8)$$

Diese Wellenlängenabhängigkeit hat zur Folge, dass für bestimmten Wellenlängen die Opazität größer ist als die für Photonen die nicht absorbiert werden. Diese Wellenlängen sind genau die, die in Resonanz mit den anregbaren Energieniveaus der gebundenen Elektronen liegen. Dies hat zur Folge, dass ein Beobachter der Erde nur das Licht sieht, dass aus den oberen kühleren Schichten der Sternatmosphäre stammt.

3.1.3 Spektrallinienprofil

Da das Profil einer Spektrallinie eine Vielzahl an Informationen über die Umgebung ihrer Entstehung enthält, ist es wichtig die Faktoren kennenzulernen, die die Profilform der Linie bestimmen.

Die Skizze einer Spektrallinie (in diesem Fall einer Absorptionslinie) ist in Abbildung 3.4 zu sehen.

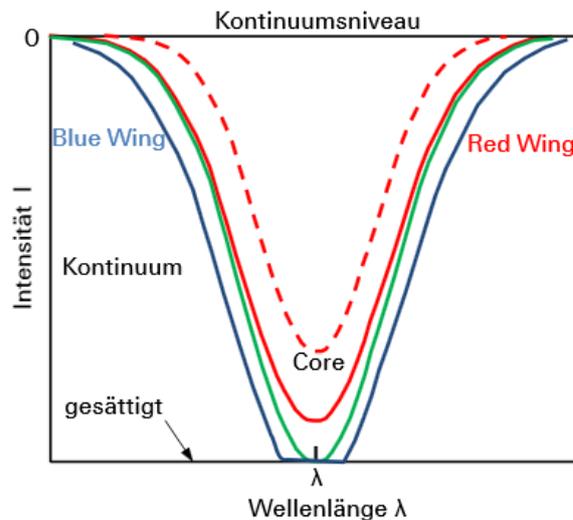


Abb. 3.4: Profile typischer Spektrallinien unterschiedlicher Stärke. Die roten Linien sind ungesättigt, die grüne gesättigt und die blaue übersättigt. [9]

Obige Abbildung zeigt das Profil einer typischen Absorptionslinie mit unterschiedlicher Stärke. Das Profil lässt sich in relativ guter Näherung durch eine Gauß-Kurve beschreiben, solange die Linien nicht gesättigt sind. Die Wellenlänge λ wird als der sog. *Kern* (engl. Core) bezeichnet, während die seitlichen zum Kontinuum hinauf wandernde Anteile der Funktion als *Flügel* (engl. Wings) der Linien bezeichnet werden. Hierbei wird der kurzwellige Wing als *Blue Wing* und der langwellige Wing als *Red Wing* bezeichnet. Spektrallinien können unterschiedlich breit, sowie unterschiedlich stark sein. Die Stärke der Linie gibt ebenfalls ein Maß für den Sättigungsgrad an (siehe Abb. 3.4). Je Stärker und deformierter die Gauß-Kurve, umso gesättigter ist die Linie.

Über Abweichungen der gemessenen Spektrallinien vom obigen Idealfall kann einiges an Information über das betrachtete Objekt ermittelt werden. Es werden nun verschiedene physikalische Mechanismen erläutert welche die Profilform für jede Spektrallinie beeinflussen. Zunächst werden die Verbreiterungen relativ zum Absorptionskoeffizienten betrachtet.

Natürliche Linienverbreiterung

Die *Heisenbergsche Unschärferelation* besagt, dass zwei komplementäre Eigenschaften eines Teilchens niemals gleichzeitig mit unbegrenzter Genauigkeit messbar sind, da die Messung einer Eigenschaft zwangsläufig eine Störung der Messung der anderen zur Folge hat. Da ein angeregtes Elektron nur für sehr kurze Zeit Δt in diesem angeregten Zustand verweilt und anschließend wieder in seinen Ausgangszustand zurückfällt, kann die Energie E dieses Orbitals keinen präzisen Wert ergeben. Nach Heisenberg steigt mit Verringern der Messzeit die Unsicherheit der Energiemessung:

$$\Delta E \Delta t \approx \frac{\hbar}{2\pi} \quad (3.9)$$

Dies hat eine natürliche Linienverbreiterung der Spektrallinie zur Folge, die durch die Energie eines Photons $E_\gamma = hc/\lambda$ wie folgt ausgedrückt werden kann:

$$\Delta \lambda \approx \frac{\lambda^2}{2\pi c} \left(\frac{1}{\Delta t_i} + \frac{1}{\Delta t_f} \right) \quad (3.10)$$

mit Δt_i die Lebensdauer des Elektrons in seinem ursprünglichen Zustand und Δt_f seine Lebensdauer im angeregten Zustand.

Die dadurch entstandene Linienverbreiterung führt zu einem Lorentz-Profil.

Thermische Linienverbreiterung

Da die Temperatur eines Systems einen großen Einfluss auf die Bewegung deren Atome hat, führt auch diese Eigenschaft zu einer Verbreiterung der Spektrallinien. Die Ursache hierfür liegt in der statistische Physik. Betrachten wir ein Gas das aus einer großen Anzahl an Teilchen besteht. Jedes Teilchen besitzt eine unterschiedliche Geschwindigkeit und Energie, weshalb eine genaue Betrachtung jedes einzelnen Teilchens nahezu unmöglich ist. Wir betrachten daher das Gesamtsystem, dessen Eigenschaften wie bspw.

3.1. Grundlagen der Sternspektroskopie

Temperatur, Druck oder Dichte bekannt sind. Analog zur statistischen Physik resultiert mit Annahme der Quasiergodenhypothese, dass der wahrscheinlichste Zustand des Systems dem *thermischen Gleichgewicht* entspricht ².

Betrachten wir nun unser Gas im thermischen Gleichgewicht, so gleicht die Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen einer *Maxwell-Boltzmann Verteilung*.

Absorbiert oder emittiert ein sich bewegendes Atom Strahlung, so erfolgt eine Linienverschiebung aufgrund der Dopplerverschiebung. Über die Dopplerformel:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \pm \frac{|v_r|}{c} \quad (3.11)$$

mit v_r der Radial- und c der Lichtgeschwindigkeit, ergibt sich für die Linienverbreiterung aufgrund der Temperatur des Gases:

$$\Delta\lambda \approx \frac{2\lambda}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \quad (3.12)$$

Die Verschiebung der Linien hängt also mit einer Linienverbreiterung zusammen, da sich sehr viele Linien Überlagern. Die Verbreiterung der Spektrallinien aufgrund thermischer Effekte hängt von der Temperatur des Gases und dem jeweiligen Atomgewicht ab. Zur Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten, wo eine genaue Messung der Wellenlänge erforderlich ist, eignen sich vor allem dünne scharfe Linien. Aufgrund des obigen Zusammenhangs weisen Spektrallinien bei hohen Temperaturen ein breiteres Profil auf. Aufgrund ihrer Atommasse sind daher Linien möglichst schwerer Elemente für eine genaue Bestimmung der Wellenlänge am besten geeignet.

Druckverbreiterung

Wird das Atomorbital beim aneinander Vorbeifliegen der Elektronen über elektrische Felder von Ionen beeinflusst (sog. *Stark-Effekt*), so wird dies *Druckverbreiterung* genannt. Diese Art Wechselwirkung hat direkten Einfluss auf die Dichte eines Gases und somit auch auf den Druck. Die Berechnung der Verbreiterung des Linienprofils ist recht kompliziert. Die Form des Profils bei der Hälfte des Maximums für die natürliche Linienverbreiterung ist i.A. vergleichbar groß und hat die Form:

$$(\Delta\lambda)_{1/2} = \frac{\lambda^2}{\pi c} \frac{1}{\Delta t_0} \quad (3.13)$$

und skaliert mit der Elektronendichte.

Das Profil der Druckverbreiterung kann in gegebenen Fällen jedoch über eine Größenordnung größer sein. Für Kollisionen kann Δt_0 als mittlere Zeitdauer eines Zusammenstoßes interpretiert werden. Mit der mittleren freien Weglänge $l = 1/n\sigma$, der mittleren Kollisionsdauer Δt_0 und v_{mp} erhält man für die Druckverbreiterung einer Spektrallinie:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{c} \frac{1}{\pi \Delta t_0} \approx \frac{\lambda^2}{c} \frac{n\sigma}{\pi} \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \quad (3.14)$$

²Dieser Absatz stellt eine kleine Hommage an Prof. Dr. Gerd Schröder-Turk dar, der mir die große Relevanz der Statistischen Physik in unserer Welt näher gebracht hat.

Die Druckverbreiterung ist daher proportional zur Anzahldichte n der Elektronen. Eine Druckverbreiterung verursacht daher eine Verbreiterung der Linien die in dichteren Sternatmosphären entstehen, wie bspw. Hauptreihensterne, da dort die meisten Wechselwirkungen zwischen Elektronen und Atomen vorkommen.

Das durch die Druckverbreiterung erzeugte Linienprofil kann auch in diesem Fall durch ein Lorentz-Profil beschrieben werden.

Linienverbreiterung aufgrund von Turbulenzen

Sterne sind keine starre Körper, sondern bestehen aus Materie welche sich in ständiger Bewegung befindet. Dadurch kann es zur Ausbildung von Konvektionszonen kommen, die sich durch eine turbulente Bewegung von Materie in tiefere oder höhere Schichten charakterisieren. Da diese Bewegung hauptsächlich radial geschieht, verursacht dies eine Dopplerverschiebung die sich wiederum auf eine Verbreiterung der Spektrallinien auswirkt. Je nach Größe der Turbulenzen in Relation zur Druckskalenhöhe unterscheidet man zwischen Mikro- und Makroturbulenzen. Ist der Durchmesser der Konvektionszelle sehr klein gegenüber der Druckskalenhöhe, spricht man von *Mikroturbulenz*. Ist der Durchmesser der Konvektionszelle jedoch viel größer als die Druckskalenhöhe, so wird diese als *Makroturbulenz* bezeichnet.

Bei Makroturbulenzen ist es jedoch nötig beide Bestandteile zu betrachten. Zum einen findet ein Aufsteigen von heißeren Elementen statt, welches ein blau-verschobenen Anteil liefert. Zum Anderen liefert das Absinken von kühleren Elementen einen rotverschobenen Anteil. Ihre unterschiedliche Temperatur hat auch eine unterschiedlich stark ausgeprägte Linie zur Folge, was zu einer asymmetrischen Überlagerung führt (siehe Abb. 3.5).

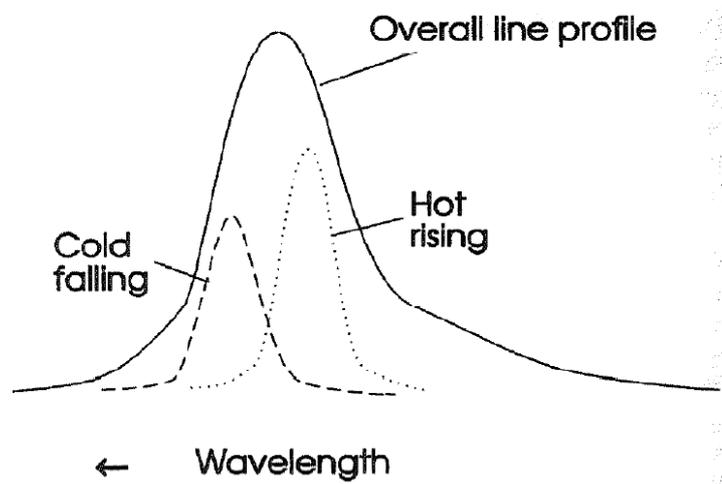


Abb. 3.5: Skizze des Effekts von Makroturbulenzen auf das Linienprofil. Linie welche aus absinkenden kühlen Material entsteht und Linie welche aus aufsteigendem heißen Material entsteht Überlagern sich zu einem asymmetrischen Linienprofil. (Emerson [43])

Die bisher betrachteten Mechanismen, die die Profilform der Spektrallinien beeinflussen

3.2. Spektroskopie von Doppelsternsystemen

können, sind mikroskopischer Natur und verlaufen unabhängig voneinander. Aufgrund dieser Unabhängigkeit, kann das Zusammenwirken der Verbreiterungsmechanismen mathematisch als Faltung beschrieben werden. Es handelt sich hierbei um die Faltung von Gauß-Funktionen mit Lorentz-Profil. Da die Faltung von Gauß-Funktionen wiederum eine Gauß-Funktion ergibt, erhält man eine symmetrische Linienverbreiterung. Nun werden die Verbreiterungen relativ zum Intensitätsprofil betrachtet.

Einfluss der Rotation

Eine weitere Doppler-Verschiebung die es bei der Messung von Radialgeschwindigkeiten der Sterne zu beachten gibt ist die Eigenrotation des Sterns. Diese Rotation resultiert aus der Drehimpulserhaltung der ursprünglichen Gaswolke bzw. der Prozesse bis zur Formation des Sterns. Sollte der Beobachter nicht direkt auf die Rotationsachse schauen, so bewegt sich ein Teil des Sterns auf ihn zu, während sich der andere Teil von ihm wegbewegt. Dies resultiert in einer Dopplerverschiebung die sich in den Spektren des Sterns als Blau- bzw. Rotverschiebung deutlich macht. Da jedoch diese zwei Bereiche des Sterns nicht aufgelöst werden können, findet man eine symmetrische Verbreiterung der Spektrallinien vor.

Bisher wurden ungerichtete Mechanismen zur Linienverbreiterung betrachtet. Es existieren ebenfalls gerichtete Prozesse (Magnetfeld), wie bspw. der Zeeman-Effekt, die das Linienprofil beeinflussen können. Sie führen nicht direkt zu einer Linienverbreiterung, sondern eher zu einer Linienaufspaltung. Kann dies nicht aufgelöst werden, so erscheint es als Verbreiterung.

3.2 Spektroskopie von Doppelsternsystemen

Da in dieser Bachelorarbeit Hot Subdwarfs auf mögliche unsichtbare Begleiter untersucht werden, muss die dafür benutzte Technik erläutert werden. Die hier verwendete Technik besteht in der Messung von Variationen der Radialgeschwindigkeit des Sterns. Die Radialgeschwindigkeit eines Sterns bezeichnet die auf der Sichtlinie gemessene Geschwindigkeitskomponente. Hat ein Stern einen Begleiter, so hat dies Auswirkungen auf seine Bewegung. Ein Doppelsystem bewegt sich somit auf einer Keplerbahn um den gemeinsamen Schwerpunkt. Ebenso beeinflusst dies die gemessenen Sternspektren. Die gemessenen Spektrallinien des Sterns weisen aufgrund des Dopplereffekts Verschiebungen gegenüber der Laborwellenlängen (Ruhewellenlängen) auf. Wird nun diese Verschiebung in den aufgenommenen Sternspektren gemessen, so kann die Radialgeschwindigkeit V_{rad} des Sterns mithilfe der Dopplerformel berechnet werden:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{V_{rad}}{c} \quad (3.15)$$

mit $\Delta\lambda$ der Wellenlängenverschiebung, λ_0 der Ruhewellenlänge und c der Lichtgeschwindigkeit. Aufgrund der unbekanntenen Inklination i der Bahn des Begleiters, stellt die be-

rechnerische Radialgeschwindigkeit zugleich eine untere Schranke für seine Bahngeschwindigkeit dar (siehe Abb. 3.6):

$$V_{rad} = V \cdot \sin(i) \quad (3.16)$$

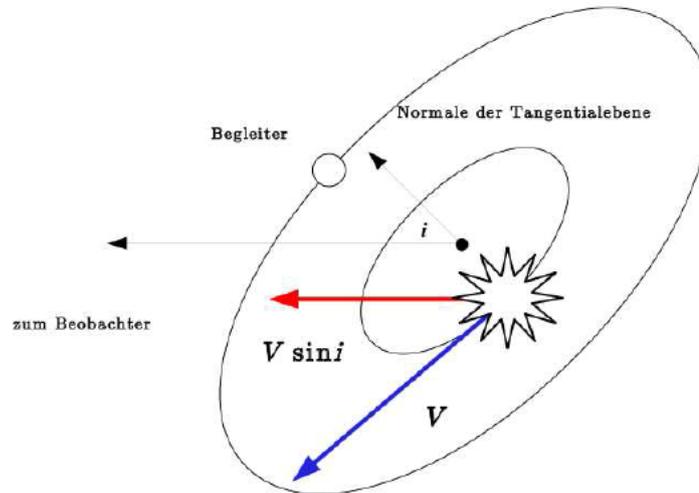


Abb. 3.6: Skizze der Bewegung von Stern und Begleiter um den gemeinsamen Schwerpunkt. Der Winkel i bezeichnet die Inklination der Bahn des Begleiters. (L. Classen 2011, [51])

Ebenso kann die Radialgeschwindigkeit des betrachteten Objekts zum oder vom Beobachter weg gerichtet sein. Ist diese zum Beobachter hin gerichtet, so erscheinen die gemessenen Wellenlängen verkürzt und das Spektrum ist blauverschoben. Ist die Radialgeschwindigkeit wiederum vom Beobachter weg gerichtet, so erscheinen die Wellenlängen verlängert und das Spektrum ist rotverschoben.

Aufgrund der Bewegung des Sterns um den gemeinsamen Schwerpunkt, beobachtet man ein Vorbeiziehen des Sterns am Beobachter. Die Bewegung um den gemeinsamen Schwerpunkt kann für enge Doppelsternsysteme als kreisförmig angesehen werden, da diese die energetisch günstigere Bahn darstellt und sich somit durch Gezeitenkräfte innerhalb kürzester Zeit einstellt.

3.2.1 Heliozentrische bzw. baryzentrische Korrektur

Die Erde ist ein bewegtes Bezugssystem und daher ungeeignet. Hierzu benutzt man die baryzentrische bzw. heliozentrische Korrektur. Mit ihr wird ein festes Bezugssystem im Massenschwerpunkt der Sonne bzw. des Planetensystems (Baryzentrum) gewährleistet. Diese Korrektur kann über die genaue Aufnahmezeit, die Position des Teleskops und die Koordinaten des aufgenommenen Sterns mittels Programme, wie bspw. MIDAS, erhalten werden. Hierdurch erhält man ein Geschwindigkeitsbetrag der zu der nicht korrigierten ermittelten Radialgeschwindigkeit addiert wird. Dies ergibt die tatsächliche Radialgeschwindigkeit des Sterns. Sind die zur Auswertung benutzten Spektren bereits reduziert,

3.2. Spektroskopie von Doppelsternsystemen

muss in den entsprechenden Header Dateien der Spektren nach einer möglichen Korrektur gesucht werden. Manche Spektren stehen bereits baryzentrisch oder heliozentrisch korrigiert zur Verfügung.

3.2.2 Radialgeschwindigkeitskurve

Trägt man nun die gemessenen Radialgeschwindigkeiten gegen die Zeit auf, so entsteht, unter der Annahme einer Kreisbahn, eine Sinuskurve aus der sowohl Bahnperiode P wie auch Geschwindigkeitsamplitude A bestimmt werden können:

$$V_{rad}(t) = A \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{P}(t - t_0)\right) + \gamma \quad (3.17)$$

wobei t_0 einen frei wählbaren Anfangszeitpunkt darstellt und γ die Systemgeschwindigkeit. Mittels des dritten Keplerschen Gesetzes kann folgender Ausdruck für die Summe der Halbachsen des Systems aufgestellt werden:

$$(a_1 + a_2)^3 = \frac{GP^2}{4\pi^2}(M_1 + M_2) \quad (3.18)$$

mit $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{kg} \cdot \text{s}^2$ der Gravitationskonstante und M_1 bzw. M_2 der Masse des Sterns bzw. des Begleiters. Somit kann über die Parameter, die aus der Radialgeschwindigkeitsfunktion ermittelt werden, ebenfalls eine ungefähre Aussage über die Masse des Begleiters gemacht werden. Da der Begleiter nicht sichtbar ist kann nur die Radialgeschwindigkeitskurve des Hauptsterns vermessen werden.

Ein Beispiel für eine solche Radialgeschwindigkeitskurve ist in Abb. 3.7 gezeigt. Hier sieht man eine der wohl berühmtesten Radialgeschwindigkeitskurven, die Michel Mayor und Didier Queloz 1995 bekannt gaben. Es handelt sich hierbei um die Entdeckung eines Begleiters auf einer Kreisbahn um den Stern 51 Pegasi, ein Planet dem etwa eine halbe Jupitermasse zugeordnet werden konnte.

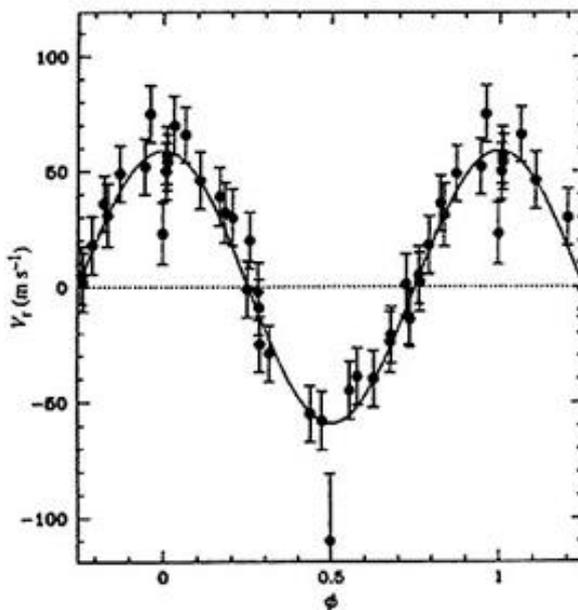


Abb. 3.7: Radialgeschwindigkeitskurve des Sterns 51 Pegasi aufgrund eines bis dahin unbekanntem Begleiters. [12]

Über den Schwerpunktsatz: $M_1 \cdot a_1 = M_2 \cdot a_2 = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} a$ und dem Gleichgewicht zwischen Gravitations- und Zentrifugalkraft ergibt sich für die Massenfunktion von Doppelsternsystemen:

$$f(M) = \frac{(M_2 \sin(i))^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{P A_1^3}{2\pi G} \quad (3.19)$$

Wäre das gemessene Spektrum des Systems doppellinig, so könnten beide Geschwindigkeitsamplituden, sowohl die vom Stern als auch von seinem Begleiter, bestimmt werden. Ebenso könnten in diesem Fall die Massen der beiden Komponenten bis auf den Faktor $(\sin(i))^3$ bestimmt werden. Ist das Spektrum jedoch einzellig, so stellt die Massenfunktion $f(M)$ selbst bereits eine untere Grenze für die Masse des Begleiters dar. Daher ist zur genaueren Massenbestimmung eine aus anderen Methoden bestimmte Masse des Primärsterns erforderlich (üblicherweise aus Spektraltyp). Ist der Begleiter massearm, so kann der Ausdruck vereinfacht werden zu:

$$M_2 \sin(i) = \sqrt[3]{M_1^2 \frac{P A_1^3}{2\pi G}} \quad (3.20)$$

wobei ebenfalls die Masse des Begleiters nur bis auf ein Faktor $\sin(i)$ bestimmt werden kann. Für genauere Bestimmungen benötigt man daher Informationen über die Inklination i des Systems, die bspw. durch Photometrie gewonnen werden kann.

Betrachtet man dieses Problem aus Sicht der Statistik, so kann man unter Annahme einer Gleichverteilung der Inklinationen eine Aussage über die Wahrscheinlichkeit

3.2. Spektroskopie von Doppelsternsystemen

bestimmter Inklinationsbereiche machen:

$$P(i_{min} < i < i_{max}) = \frac{\int_{i_{min}}^{i_{max}} P(i) di}{\int_0^{\pi/2} P(i) di} \quad (3.21)$$

woraus man für die verschiedenen Winkel folgern kann:

- $P(i > \phi) = \cos(\phi)$
- $P(i < \phi) = 1 - \cos(\phi)$

Hierdurch können somit erste Abschätzungen gemacht werden, welche auf Inklinationen und somit auch auf die Begleitemasse schließen lässt. Diese Abschätzungen sind natürlich nur für größere Stichproben von Doppelsternen nützlich.

4 Instrumente zur Datenaufnahme

Zur Vermessung von Spektrallinien werden Spektrographen genügend hoher Auflösung benötigt. Dies kann mit sog. *Echelle-Spektrographen* realisiert werden. Die in dieser Bachelorarbeit untersuchten Daten stammen vom Echelle-Spektrograph HIRES des KECK Observatory in Hawaii und dem Spektrograph ISIS am William Herschel 4m Teleskop des Roque de los Muchachos Observatory auf La Palma.

4.1 Echelle-Spektrograph

Um das vom Stern ausgesandte Licht in ein Spektrum zu verwandeln, ist es nötig, das Licht der überlagerten Wellenlängen in dessen einzelnen Wellenlängen aufzuteilen. Dies ist die Aufgabe eines dispergierenden Elements. Ein Spektrograph besteht aus folgenden Komponenten:

- *Eintrittsspalt*: dient zur Abschirmung vor Streulicht, wobei die Spaltbreite die Auflösung des Spektrographen bestimmt. Je kleiner der Spalt, umso höher die Auflösung.
- *Kollimator*: ist Zuständig dafür, dass das Sternlicht parallel auf das Dispersions-element fällt und dadurch ein sinnvolles Interferenzmuster entsteht.
- *Dispersionselement*: teilt das Licht in seine einzelnen Wellenlängen und besteht entweder aus einem Prisma oder einem Blaze-Gitter.
- *Kamera-Objektiv*: Bildet das durch das Dispersionselement erzeugte Spektrum auf den CCD-Detektor ab.
- *CCD Detektor*: erzeugt ein digitales Bild der eingefangenen Daten (Spektrum).

Der Echelle-Spektrograph benutzt zur Aufteilung des Lichts ein sog. *Blaze-Gitter*, das ein spezielles Beugungsgitter ist. Dieses Blaze-Gitter besitzt eine hohe Effizienz der Beugungen in vielen hohen Beugungsordnungen, was die Aufnahme eines hochaufgelösten Spektrums über einen sehr großen Wellenlängenbereich ermöglicht. Herkömmliche hochauflösende Beugungsgitter können stattdessen nur einen begrenzten und im Vergleich schmalen Wellenlängenbereich aufnehmen[13]. Dies hat zur Folge, dass zur Aufnahme mehrere CCDs nebeneinander oder ein sehr langer CCD-Chip benutzt werden müsste um das vollständige Spektrum zu erhalten. Der Echelle-Spektrograph ermöglicht jedoch bspw. die Aufnahme des gesamten optischen Spektralbereichs mit einem vergleichbar viel kleineren CCD-Chip.

4.1. Echelle-Spektrograph

Ein Blaze-Gitter, wie in Abb. 4.1 zu sehen ist, besteht aus eingravierte Furchen, die das eintreffende Licht über eine Verspiegelung der Vorderseite zurückreflektiert so dass ein Beugungsmuster entsteht.

Da im Falle der Blaze-Gitter der Spaltabstand sehr klein ist, entsteht ein dementsprechend großer Spektralbereich. Durch das Gitter entsteht jedoch ebenfalls viele sich überlappenden Beugungsordnungen. Dieser Effekt kann durch ein zweites senkrecht zum ersten angeordnetes Gitter (oder Prisma) gelöst werden (siehe Abb. 4.2), das die Ordnung senkrecht zur Dispersionsrichtung auseinanderzieht. Somit entsteht ein aus den einzelnen Ordnungen bestehendes zweidimensionales Spektrum. Blaze-Gitter sind durch

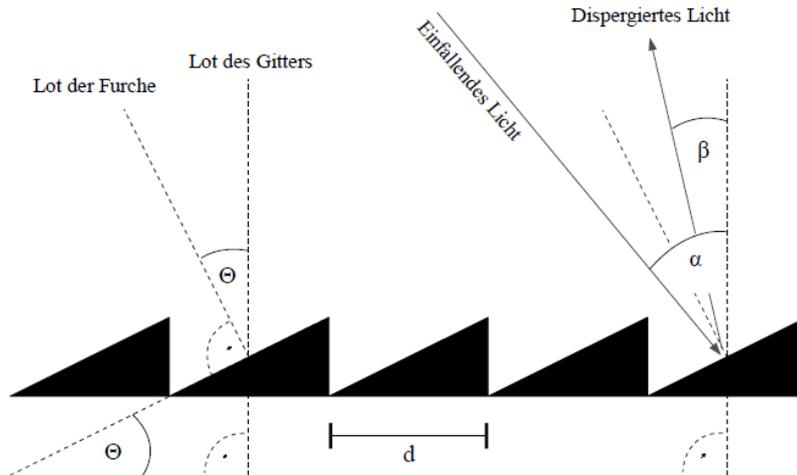


Abb. 4.1: Skizze des Profils eines Blaze-Gitters. Hierbei bezeichnet d der Spaltabstand, θ der Blaze-Winkel, α der Einfallswinkel und β der Ausfallwinkel des Lichts. [52]

einen großen Blaze-Winkel θ_B charakterisiert. Dieser Blaze-Winkel bezeichnet nichts anderes als den Winkel unter dem die Stufen des Echelle-Gitters verkippt sind (siehe Abb. 4.1). Um die maximale Effizienz der Reflexion zu erreichen, wird θ_B nach der Littrow-Anordnung gerichtet:

$$\theta_B = \arcsin\left(\frac{n\lambda}{2d}\right) \quad (4.1)$$

wobei n die betrachtete Beugungsordnung bezeichnet.

Der Blaze-Winkel steht in direkter Abhängigkeit zur Winkeldispersion und somit zur Auflösung R des Spektrums:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\beta} \frac{d\beta}{d\lambda} \quad (4.2)$$

wobei $d\beta/d\lambda$ die Winkeldispersion und $\delta\beta$ die Winkelverteilung des monochromatischen Lichts, das das Gitter verlässt, bezeichnet. Die Winkeldispersion ist hierbei ein Maß für die Wellenlängenaufspaltung einer polychromatischen Quelle durch ein optisches Gitter. Des Weiteren hängt die Auflösung eines Spektrographen von dem Eintrittsspalt ab. Die Auflösung eines Gitters ist gegeben durch:

$$R = n \cdot N \quad (4.3)$$

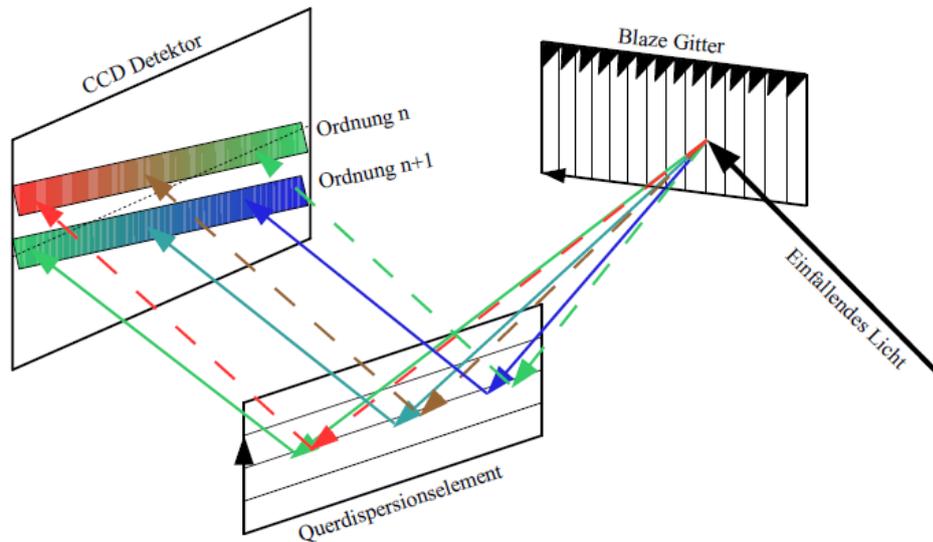


Abb. 4.2: Funktionsweise eines Echelle-Spektrographen. Das Licht wird durch zwei senkrecht zueinander stehenden Blaze-Gitter geschickt um überlappende Beugungsordnungen zu minimieren. [14]

mit n der Beugungsordnung und N der Zahl der ausgeleuchteten Spalten. Die tatsächliche Auflösung ist jedoch meist kleiner.

Für eine korrekte Kalibration der Spektren ist eine Datenreduktion notwendig. Zwei wichtige Schritte dieser Korrektur sind die Wellenlängenkalibration und die Flatfieldkorrektur. Die Wellenlängenkalibration bestimmt die Dispersionsrelation mithilfe einer Thorium-Argon (ThAr) Lampe deren Emissionslinien sehr genau bekannt sind. Hierbei wird jeder Pixelposition x eine Wellenlänge λ zugeordnet. Die Flatfieldkorrektur basiert auf der Aufnahme des sog. *Flatfields*, d. h. das Spektrum einer kontinuierlichen (emissions- und absorptionsfreien) Quelle. Innerhalb einer Ordnung wird der Intensitätsverlauf von der Blaze-Funktion dominiert. Diese hat ein Maximum bei der Blaze-Wellenlänge und fällt an den Seiten stark ab. Um die einzelnen Beugungsordnungen zu einem einzelnen Spektrum zu kombinieren, muss dieser Effekt korrigiert werden. Dies wird durch Division des Sternspektrums durch das Flatfield realisiert.

4.2 HIRES

Die analysierten Daten des sdO-Sterns BD +28°4211 stammen vom Spektrograph HIRES des Keck I Teleskops. HIRES (High Resolution Echelle Spectrometer) ist ein Echelle-Spektrograph des KECK Observatory in Hawaii, das in Abb. 4.3 zu sehen ist. Es besteht aus zwei "zwillings"-Teleskopen, Keck I und Keck II genannt, die mit einem Spiegeldurchmesser von 10 Meter zu den größten optischen und infraroten Teleskopen der Welt gehören. Keck I wurde im Mai 1993 in Betrieb genommen während dies für Keck II im Oktober 1996 der Fall war. Jedes Teleskop wiegt in etwa 300 Tonen, jedoch arbeiten sie mit Nanometerpräzision. Die 10 Meter Spiegeldurchmesser sind durch 36 hexagonale Segmente realisiert, die als ein großer Spiegel arbeiten.



Abb. 4.3: Aufnahme des W. M. KECK Observatory am Gipfel des 4200 Meter hohen schlafenden Vulkans Mauna Kea, Hawaii[14]

Der Spektrograph HIRES gehört zu Keck 1 und nimmt i.A. Spektren mit einer Auflösung R zwischen 25000 und 85000 auf. Der Aufbau von HIRES ist in Abb. 4.4 zu sehen. HIRES besitzt zwei Moden in welchen es Daten aufnehmen kann, HIRESb und HIRESr, die für den blauen bzw. roten Spektralbereich optimiert sind. Diese unterscheiden sich bezüglich des kreuz-dispersiven Elements sowie Kollimatoren. Ein Umschalten zwischen den Betriebsmoden innerhalb einer Beobachtungsnacht ist jedoch nicht möglich.

HIRES deckt Spektren im Standardmodus bis zu einer Wellenlänge von 6200 Å ab. Mittels verschiedenen Echelle-Einstellungen kann jedoch eine größere Abdeckung zu größeren Wellenlängen ermöglicht werden, wobei jedoch bei langen Wellenlängen Lücken zwischen den Ordnungen entstehen. Da der Spektrograph auf einer Nasymth Plattform montiert ist, rotiert das aufgenommene Feld während der Belichtungszeit. Dies kann auf Wunsch jedoch durch ein Bildrotator korrigiert werden der nach belieben herausgenommen werden kann.

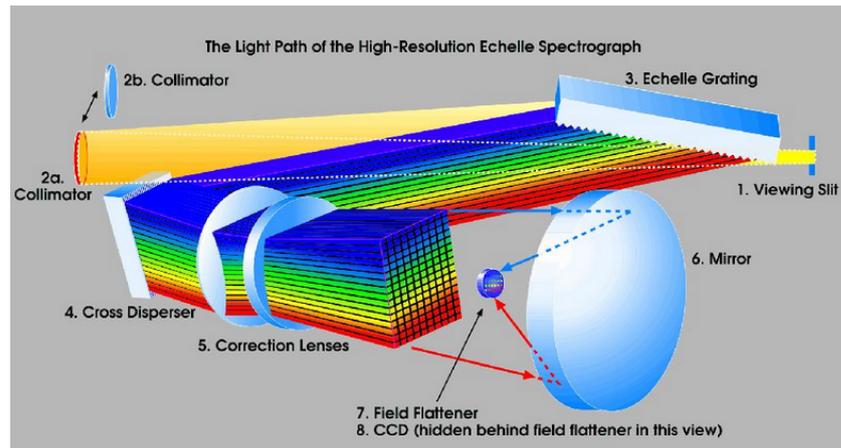


Abb. 4.4: Aufbau des HIRES Echelle Spektrographs des Keck I Teleskops.[15]

4.3 ISIS

Der Spektrograph ISIS ist eines der Instrumente die am William Herschel Telescope (WHT) montiert ist. Das WHT ist mit einem Spiegeldurchmesser (Primärspiegel) von 4,2 Meter eines der größten optischen Teleskopen Europas. Es gehört zum Roque de los Muchachos Observatory (ORM) (siehe Abb. 4.5), das sich, wie der Name schon andeutet, am Hang des Roque de los Muchachos auf der kanarischen Insel La Palma befindet und im Jahr 1987 eröffnet wurde.



Abb. 4.5: Aufnahme des Roque de los Muchachos Observatory in 2400 Metern Höhe auf der kanarischen Insel La Palma.[17]

ISIS (Intermediate dispersion Spectrograph and Imaging System) ist an dem Cassegrain Fokus des WHT montiert (siehe Abb. 4.6) und bezeichnet ein hoch effizienten Spektrographen mit mittlerer Auflösung ($R \approx 4000$, je nach gewähltem Gitter unterschiedlich). Konkret handelt es sich um ein zweikanal-Spektrograph (2 Kameras), wobei der Strahl

4.3. ISIS

durch ein Strahlteiler aufgeteilt wird. Ein Kanal ist für die Aufnahme des blauen und einer für die des roten Bereichs des Spektrums verantwortlich. Für den blauen Spektralbereich wird aktuell der blau-sensitiver CCD *EEV12* ($13,5 \mu m$) benutzt, während *RED+* ($15 \mu m$) der für den roten Bereich verantwortliche CCD bezeichnet. Die Spektren vom zweiten untersuchten Objekt WD 1148-230 wurden aus dem für den blauen Bereich zuständigen CCD gewonnen.

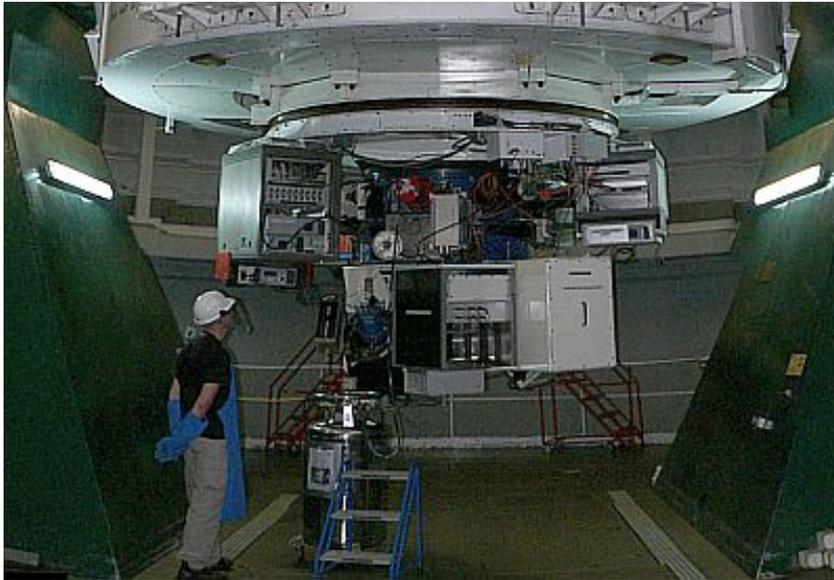


Abb. 4.6: Aufnahme von ISIS am Fokus des WHT.[17]

5 Fehlerrechnung

Es ist bekannt, dass jede Messung mit Fehlern behaftet ist, daher gilt dies auch bei der Messung und Auswertung von Sternspektren. Zum Einen kann es statistische Fehler geben, die aufgrund des zur Datenaufnahme benutzten Instruments zu Stande kommen. Zum Anderen ist die Auswertung der Spektren mit Fehlern verbunden wie bspw. bei der Wellenlängenbestimmung. Um die Ergebnisse einer Radialgeschwindigkeitsstudie korrekt abschätzen zu können ist es daher notwendig alle möglichen Fehlerquellen so gut wie möglich miteinzubeziehen.

5.1 Fehler bei der Datenreduktion und Datenauswertung

Wie schon erwähnt müssen die gewonnenen Daten vor der Auswertung erst einmal mittels einer Datenreduktion auf eine zur wissenschaftlichen Verarbeitung passenden Form gebracht werden. Der erste Schritt hierbei besteht darin die Rohdaten mittels Bias Frames (Aufnahmen kurzer Belichtungszeit und ohne Lichteinfall), Dark Frames (Aufnahmen mit geschlossenem Verschluss und Integrationszeit entsprechend der Belichtungszeit des eigentlichen Bildes) und Flat Fields (Aufnahme einer homogen ausgeleuchtete Fläche) zu kalibrieren um damit den Fehler zu minimieren. Obwohl dieses Verfahren die Genauigkeit der anschließenden Messung verbessern soll, kann auch durch fehlerbehaftete Referenzlinien der Kalibrationslampe bei Aufnahme von Bias Frames, Dark Frames und Flat Fields ein systematischer Fehler entstehen. Diese wirken sich direkt auf die beobachteten Wellenlängen aus, weshalb dies ebenfalls ein Fehler der Radialgeschwindigkeit zur Folge hat.

Nach der Datenreduktion und der heliozentrischen oder baryzentrischen Korrektur können nun die Spektren auf die Radialgeschwindigkeiten ihrer Emissions- und Absorptionslinien untersucht werden. Hierzu werden die beobachteten Linien mit bereits bekannten Ruhewellenlängen verglichen und dessen Abweichungen gemessen. Die benutzten Ruhewellenlängen aus der *NIST Atomic Spectra Database Lines Data* sind bis auf eine Genauigkeit von 4 Nachkommastellen in Einheiten von Å angegeben. Da die mit dem Programm SPAS bestimmten Wellenlängen der Sternspektren jedoch nur mit einer Genauigkeit von 2 Nachkommastellen (in Å) gemessen werden können, wurden die Ruhewellenlängen in dieser Studie generell auf 3 Nachkommastellen (Å) gerundet. Während dieser Arbeit ist aufgefallen, dass die in NIST angegebenen Ruhewellenlängen etwas von aktuellen gemessenen Ruhewellenlängen abweichen. Somit ist zu beachten, dass auch die Angabe von vielen Nachkommastellen nichts bringt, wenn diese Ruhewellenlängen einen größeren Fehler aufweisen. Ein Fehler der Ruhewellenlängen hat auch direkten Einfluss auf den Fehler der berechneten Radialgeschwindigkeit. Auf die Korrektheit der nachge-

5.1. Fehler bei der Datenreduktion und Datenauswertung

schlagenen Ruhewellenlängen hat der Untersuchende jedoch keinerlei Einfluss.

Ein relevanter Fehleranteil in diesem Schritt besitzt jedoch der Ablesefehler bzw. Messfehler. Das Programm SPAS bietet die Möglichkeit einen Lorentz-Gauss-Fit an die Emissions- bzw. Absorptionslinien zu fitten und misst somit die beobachtete Wellenlänge. Jedoch kann hierbei, gerade für Spektren niedriger Auflösung, größere Fehler entstehen, wie es im Fall des betrachteten sdO's WD 1148-230 ist. Aufgrund der fast 10fach niedrigeren Auflösung können die Wellenlängen für die Spektren von BD +28°4211 mit einer Genauigkeit von approx. 0,025Å bestimmt werden, während sie für WD 1148-230 nur mit approx. 1Å-Genauigkeit bestimmt werden können. Dies wird ebenfalls in den erhaltenen Radialgeschwindigkeitsmessungen ersichtlich (siehe Abschnitt 6: Auswertung). Für die Genauigkeit der Messung ist die Auflösung ein ausschlaggebender Faktor. Je mehr Messpunkte pro Wellenlängenbereich zur Verfügung stehen, umso genauer kann das Maximum bzw. Minimum einer Emissions- bzw. Absorptionslinie bestimmt werden. Gleichzeitig spielt die intrinsische Breite der Spektrallinie eine wichtige Rolle. Je breiter die Linie, umso ungenauer wird die Messung der zentralen Wellenlänge. Die Wasserstoff- und Heliumlinien weisen im Vergleich zu bspw. Sauerstofflinien ein sehr unterschiedliches Profil auf. Da Wasserstoff und Helium die wesentlichen Bestandteile der betrachteten Sterne bilden, kommen Atome dieser Elemente viel häufiger vor als bspw. Sauerstoffatome. Aufgrund der Druckverbreiterung entstehen somit stark verbreiterte Flügel der Spektrallinien. Dagegen sind Linien schwererer Elemente weniger verbreitert (schärfer), da sie im Vergleich viel weniger auftreten. Die thermische Linienverbreiterung ist hier ebenfalls zu berücksichtigen, wobei sich diese besonders auf Linienkerne auswirkt. Nach Gleichung 3.12 geht hervor, dass die thermische Linienverbreiterung proportional zur Temperatur und invers proportional zur Atommasse ist. Da sdO-Sterne wie BD+28°4211 oder WD 1148-230 sehr hohe Temperaturen aufweisen ($T_{eff} = 80000$ K), sind ihre Spektrallinien verbreiteter als die von kühleren Sternen. Zugleich zeigen Spektrallinien von leichteren Elementen eine größere Linienverbreiterung auf als die von schweren Elementen. Zur Verdeutlichung kann eine Beispielrechnung für BD+28°4211 durchgeführt werden, die die thermische Linienverbreiterung der H α Linien mit der SiIV Linie bei 4654,323Å vergleicht:

$$\Delta\lambda_{H\alpha} \approx \frac{2 \cdot 6562,8}{c} \sqrt{\frac{2 \cdot k_B \cdot 80000}{1,008u}} = 0,000572nm \quad (5.1)$$

$$\Delta\lambda_{SiIV_{465,4nm}} \approx \frac{2 \cdot 465,4}{c} \sqrt{\frac{2 \cdot k_B \cdot 80000}{1,008u}} = 0,0000769nm \quad (5.2)$$

Die Linienverbreiterung der H α Linie ist deutlich größer als die der Si IV Linie. Somit zeigen schwere Elemente viel schärfere Linienprofile als bspw. Wasserstoff und eignen sich daher am besten für Radialgeschwindigkeitsuntersuchungen.

5.2 Statistische Fehler bei Datenaufnahme

Ein Fehler während der Aufnahme von Daten ist schwer zu verhindern, jedoch kann dieser durch Verbesserung der Messtechniken erheblich vermindert werden. Hier spielt die CCD-Kamera eine wesentliche Rolle, da diese für die Aufnahme des Sternspektrums verantwortlich ist. Dementsprechend bedeutet ein Fehler der CCD ebenfalls ein Fehler in den Spektren des aufgenommenen Sterns. Die Genauigkeit eines CCDs kann durch Verunreinigungen auf dem CCD-Chip, eine ungleichmäßige Empfindlichkeit der verschiedenen nebeneinanderliegenden Pixel oder je nach verwendeter Optik gestört werden, indem es einen gestörten Helligkeitsunterschied auslöst. Diese Fehler können mittels der oben erläuterten Datenreduktion minimiert werden. Ebenso ist eine bestmögliche Abkühlung des CCD-Chips während der Datenaufnahme wichtig, da das Rauschen (thermisch erzeugte Elektronen) proportional zur Temperatur ansteigt. Trotzdem ist das Schützen des CCDs vor Staub, Feuchtigkeit und anderen Störfaktoren eine wichtige Maßnahme für eine minimal fehlerbehaftete Messung. Ebenso ist die korrekte Fokussierung der Kamera für eine möglichst hohe Auflösung wichtig.

Viele im KOA zur Verfügung stehende Spektren können in bereits reduzierter Form heruntergeladen werden. Da eine zusätzliche Reduktion von Rohdaten den Rahmen einer Bachelorarbeit sprengen würde, wurden für die Analyse sowohl für BD +28°4211 als auch für WD 1148-230 reduzierte Spektren benutzt.

Um die zugehörigen Sternspektren auf einen möglichen systematischen Fehler zu untersuchen wird die Kalibrierung über tellurische Linien überprüft.

Überprüfung der Kalibrierung von Sternspektren über tellurische Linien

Bei Teleskopen die sich auf der Erdoberfläche befinden stellt auch die Erdatmosphäre ein beeinflussender Faktor dar. So kann das vom Stern stammende Licht auf seinem Weg durch die Erdatmosphäre in dieser absorbiert werden, was sich als sog. *tellurische Linien* in den Spektren bemerkbar macht (siehe Abb. 5.1). Meist handelt es sich hierbei um Wasserstoff- und Sauerstoff-Linien. Normalerweise ist dies ein unerwünschter Effekt, der bei Möglichkeit heraus korrigiert wird, da es das ursprüngliche Sternspektrum verfälscht und die zu untersuchende Linien unterdrückt. Im Fall der Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten kann das Auftreten von tellurischen Linien in Sternspektren jedoch ganz praktisch sein, da die Kalibrierung des Spektrum überprüft werden kann. Da sich die Erdatmosphäre immer mit dem Beobachter mitbewegt, sollten tellurische Linien im Spektrum, wenn vorhanden, keine Dopplerverschiebung aufweisen. Wird jedoch eine Verschiebung der gemessenen Wellenlängen gegenüber der Laborwellenlängen gemessen, so deutet dies auf einen systematischen Fehler hin. Wie auch bei der Bestimmung von Absorptions- oder Emissionslinien des Sterns, muss auch für tellurische Linien die heliozentrische bzw. baryzentrische Korrektur berücksichtigt werden. Mithilfe der Dopplerformel

$$\frac{V_{rad}}{\lambda_0} = \frac{\Delta\lambda}{c} \quad (5.3)$$

5.3. Unsicherheiten der Radialgeschwindigkeitsmessung

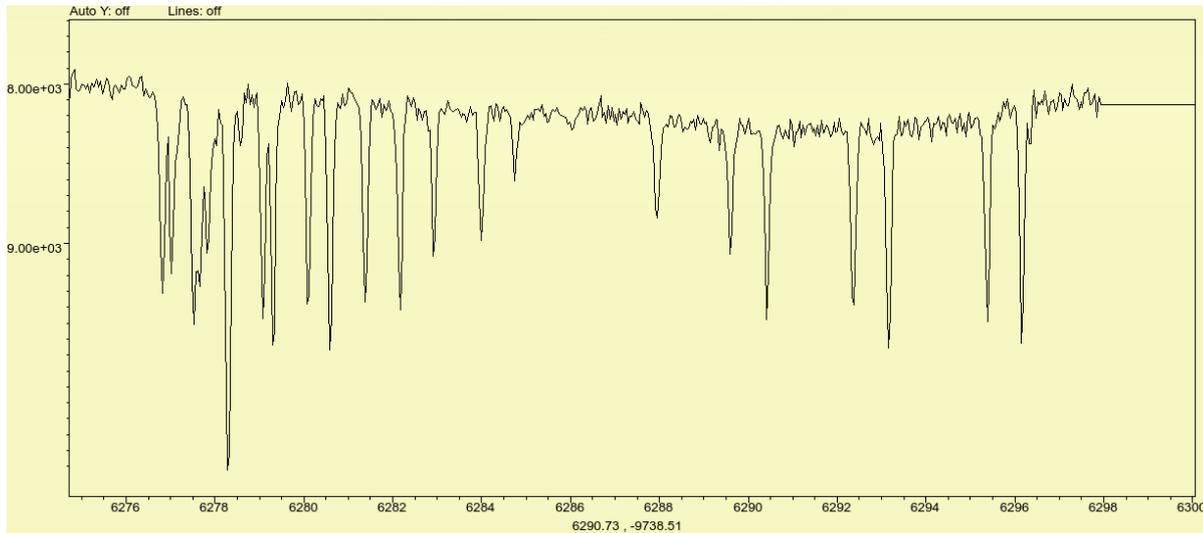


Abb. 5.1: Beispiel der tellurischen Linien in den Spektren von BD+28°4211 zwischen 6276Å und 6298Å, die zur Kalibrierung benutzt werden.

kann über die angegebene heliozentrische bzw. baryzentrische Geschwindigkeit die ursprüngliche Position der tellurischen Linien berechnet werden. Stimmt diese nun mit den Ruhewellenlängen überein, so wurde das Spektrum korrekt kalibriert. Im Allgemeinen ist bei korrekter Kalibrierung nur eine geringe Abweichung zu messen, jedoch kann auch diese benutzt werden um den Fehler der Messung zu minimieren. Tellurische Linien weisen ein extrem scharfes Linienprofil im Vergleich zu den Spektrallinien des Sterns auf. Dies liegt daran, dass die Temperatur in der Erdatmosphäre sehr viel kleiner ist als die des gemessenen Sterns und somit die thermische Linienverbreiterung wesentlich geringer ist. Vergleicht man die thermische Linienverbreiterung durch Einsetzen in 3.12 erhält eine noch viel geringere Verbreiterung als die im Spektrum beobachtete. Dies liegt daran, dass die Verbreiterung so gering ist, dass die Auflösung des Spektrographen nicht ausreicht um die tatsächliche Breite der Linie darzustellen. Somit entspricht die Linienverbreiterung die im Spektrum gemessen wird eigentlich der Auflösung des Spektrographen. Der große Schärfeegrad der tellurischen Linien hat einen großen Vorteil, da sie dank ihrem Profil sehr genau vermessen werden können.

Im Fall der hier analysierten Spektren wurden aus den für BD +28°4211 bereits korrigierten Spektren die heliozentrische Korrektur herausgerechnet. Für WD 1148-230 war dies nicht nötig, da die Spektren nicht helio- oder baryzentrisch korrigiert waren. Die entsprechende Korrektur musste wiederum für die Radialgeschwindigkeitsstudie berechnet werden.

5.3 Unsicherheiten der Radialgeschwindigkeitsmessung

Außer die Fehler die durch die Instrumente oder der Datenreduktion entstehen können, müssen letztendlich die Unsicherheiten der Radialgeschwindigkeitsberechnung berücksichtigen.

sichtigt werden, die mit der Datenauswertung eng verknüpft sind. Als erstes werden die Abweichungen der beobachteten Emissions- bzw. Absorptionslinien von deren Ruhewellenlängen betrachtet. Hierbei gilt es zu beachten, dass jeder vermessene Stern unterschiedlich viele solcher Linien aufweist. Wie in vorherigen Kapiteln bereits erläutert wurde, besitzen die in dieser Bachelorarbeit betrachteten Sterne sehr hohe Temperaturen, was demnach zu weniger zu vermessenden Spektrallinien führt. Da, wie bei jeder Messung, der Fehler durch eine steigende Anzahl von Messungen verringert werden kann, ist dieser Aspekt zu berücksichtigen. Die untersuchende Person hat hierauf jedoch keinen Einfluss. Daher wird zur Fehlerminimierung die größtmögliche Anzahl an Spektren eines Sterns vermessen. Wie in obigen Abschnitten erklärt, können atmosphärische Phänomene des Sterns zu Fehlern führen. Dies kann zu gewissen Abweichungen der Radialgeschwindigkeiten zwischen Emissions- und Absorptionslinien führen, weshalb diese Typen von Spektrallinien zunächst getrennt voneinander untersucht werden müssen. Als nächstes wird die Radialgeschwindigkeit jeder einzelnen Spektrallinie berechnet. Da die Abweichung zwischen verschiedenen Elementen vernachlässigt wird, wird von einem homogen dopplerverschobenen Spektrum ausgegangen. Daher wird der Mittelwert über die Spektrallinien eines Spektrums gebildet um den statistischen Fehler zu minimieren:

$$V_{rad,mean} = \frac{\sum_i V_{rad,i}}{N} \quad (5.4)$$

mit N der Anzahl an Spektrallinien welche in einem Spektrum ausgewertet werden. Der zum Mittelwert dazugehörige Fehler ist die Standardabweichung des Mittelwertes, welche durch folgende Form gegeben ist:

$$\Delta V_{rad,mean} = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (V_{rad,i} - V_{rad,mean})^2} \quad (5.5)$$

Diese Form erlaubt die Annahme einer wachsenden Genauigkeit des Mittelwertes mit steigender Anzahl von Messungen sowie eine Verringerung des Messfehlers über eine reziprok-proportionale Relation mit der Wurzel aus der Anzahl an Messungen. Somit erhält man für jeder Spektrum eine Radialgeschwindigkeit in der Form:

$$V_{rad} = V_{rad,mean} \pm \Delta V_{rad,mean} \quad (5.6)$$

Werden nun alle Werte in einem Plot zusammengefügt und über die Zeitskala aufgetragen, so kann der Stern auf eine Variation seiner Radialgeschwindigkeit untersucht werden. Dazu muss natürlich eine Zeitserie vorhanden sein. Liegt eine zeitlich konstante Variation seiner Radialgeschwindigkeit vor, die außerhalb der Fehlerbalken erkennbar ist, so ist dies ein starkes Indiz für einen Begleiter.

6 Auswertung

Im Folgenden werden die Resultate der Radialgeschwindigkeitsuntersuchung der sdO-Sterne BD +28°4211 und WD 1148-230 dargestellt. Ziel dieser Untersuchung ist es, diese Sterne auf mögliche bisher unbekannte Begleiter zu prüfen. Ist dies der Fall, so erwartet man eine Evolution der Radialgeschwindigkeit des Sterns analog zu Abb. 3.7 (unter Annahme einer Kreisbahn).

6.1 BD +28°4211

Sowohl seine Helligkeit als auch seine hohe effektive Temperatur und das relativ simple Spektrum haben BD+28°4211 zu einem Standardstern gemacht. Er gilt ebenfalls als Kalibrationsstern für UV Untersuchungen von Weltraumteleskopen wie HST (Hubble Space Telescope), IUE (International Ultraviolet Explorer) oder FUSE (Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer). Der sdO-Stern BD +28°4211 wurde bereits in den 90ern in verschiedenen Studien spektroskopisch untersucht, jedoch handelte es sich hierbei nicht um die Suche nach einem möglichen Begleiter. Die erste spektroskopische Untersuchung des Sterns wurde von Napiwotzki 1993 durchgeführt. Mittels NLTE-Modelle bestimmte er eine Temperatur $T_{eff} = 82000$ K, sowie den Wert $\log g = 6,2$. BD+28°4211 weist das sog. *Balmer Line Problem* auf (siehe Publikation von M. Latour, 2013 [53] [50]). Bei sdO-Sterne mit Temperaturen von über 70000 K, bestehen Schwierigkeiten die Balmer Serie der Wasserstofflinien in Spektren konsistent zu fitten. So ergeben sich, je nach gefitteter H-Linie, sehr stark variierende effektive Temperaturen des Sterns. Beispielsweise ergibt der Fit der H α -Linie meist eine geringere effektive Temperatur als die durch Fit an die H δ -Linie. Dies wird als *Balmer Line Problem* bezeichnet (Werner K., 1997,[48]; Werner K. et al., 2003,[49]).

Die bisher gefundenen Hot Subdwarfs mit Begleiter bilden Systeme mit Perioden $P \leq 30$ Tagen. Da für BD +28°4211 Spektren vieler Jahre zur Verfügung stehen, ist es ein guter Kandidat um nach einer langperiodischen Variation zu suchen. Ein solches System wurde bisher nicht nachgewiesen und die Frage nach dessen Existenz ist noch offen.

Der Ausgangspunkt für die Radialgeschwindigkeitsanalyse bildet die Publikation von G. H. Herbig (1999,[6]). Hierbei wurden Spektren der Jahre 1995, 1997 und 1999 untersucht, wobei auffällige Besonderheiten im Spektrum dieses Sterns analysiert worden. Von besonderem Interesse waren, ausgenommen des Balmer Line Problems, eng aneinanderliegende Absorptionslinien mehrfachionisierter leichter Elemente (z.B. O IV, siehe Abb. 6.9), scharfe Emissionslinien mit eigenartigem Profil (z.B. N V, siehe Graph 6.10) sowie Emissionskerne der Balmer- und He II- Linien (siehe Abb. 6.11, 6.12, 6.13 und 6.14).

Das Resultat von Radialgeschwindigkeitsberechnungen dieser Analyse ist in Abb. 6.1 zu sehen. Um die Messungen bzw. die benutzte Messmethode dieser Bachelorarbeit zu

TABLE 1
KECK HIRES SPECTROGRAMS OF BD +28°4211

Date	UT	V_{\odot} (km s ⁻¹)	σ	No. of Lines
1995 July 16	14:41	+18.8	0.5	33
1997 Aug 12	12:41	+22.3	0.7	12
1999 May 10	14:46	+21.8	0.5	14
1999 May 11	14:42	+22.5	0.7	19

Abb. 6.1: Resultate von G. H. Herbig für V_{rad} . [6]

verifizieren, werden 2 der Spektren von G. H. Herbig erneut untersucht und die daraus ermittelte Radialgeschwindigkeit des Sterns mit der in Abb. 6.1 verglichen. Die analysierten Spektren des HIRES Spektrographs sind im KOA Archive ([44]) frei zugänglich. Es wurden die Spektren vom 12.08.1997 und vom 11.05.1999 herausgesucht, da diese das bessere Signal-zu-Rausch Verhältnis aufweisen (SNR: 74 bzw. 104).

Das Spektrum vom 12.08.1997 ist in Abb. 6.2 zu sehen und überdeckt den Wellenlängenbereich zwischen 4400Å und 6700Å auf. Das Spektrum weist ein welliges Kontinuum auf, was an der schlechten Reduktion der Rohdaten liegt. Da dies jedoch keinen quantitativen Einfluss auf die Wellenlängen hat, die für diese Analyse wichtig sind, kann das Spektrum bedenkenlos untersucht werden. Für genauere Messungen von Linienprofilen wäre es jedoch ungeeignet. Der Abfall der Intensität entspricht ebenfalls nicht dem korrekt reduzierten Spektrum, da hier eine entsprechende Normierung fehlt.

Um eine möglichst genaue Messung zu erhalten wurden so viel Linien wie möglich analysiert. Wie in Abb. 6.2 zu sehen, weist das Spektrum sowohl Absorptions- als auch Emissionslinien auf. Aufgrund verschiedenster atmosphärische Phänomene von Sternen kann es zwischen diesen beiden Linienarten wesentliche Unterschiede geben. Nach G. H. Herbig ist der Unterschied der berechneten Radialgeschwindigkeiten zwischen Emissions- und Absorptionslinien vernachlässigbar klein. Dies wird ebenfalls nochmals überprüft. Die identifizierten Linien dieser Spektren sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Zugleich sind in Graphen 6.3, 6.4, 6.5 und 6.6 Ausschnitte des Spektrums abgebildet und die identifizierten Linien aus Tabelle 6.1 eingezeichnet.

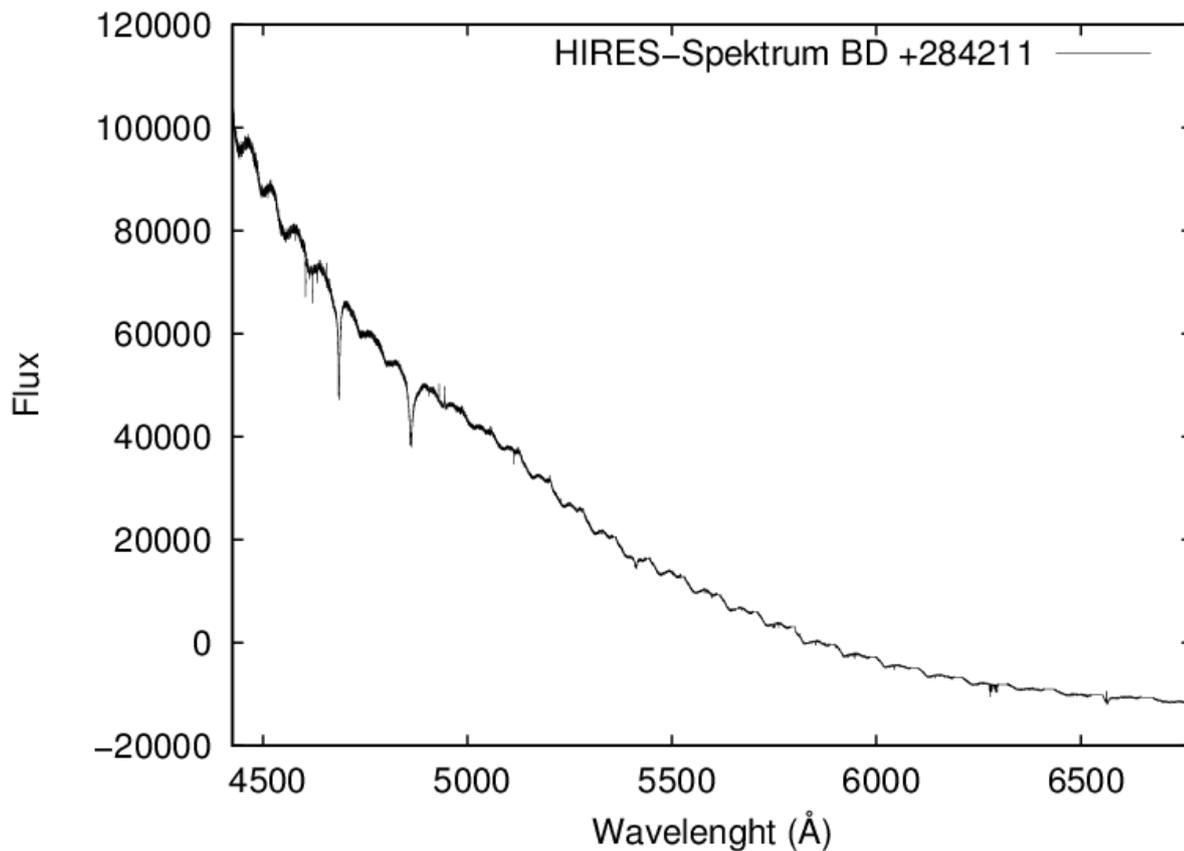


Abb. 6.2: Spektrum von BD+28°4211 vom 12.08.1997. Deutlich zu erkennen sind die breiten Linien der Balmer-Serie sowie einige andere Emissions- und Absorptionslinien.

Absorptionslinien		Emissionslinien	
<i>Ion</i>	$\lambda_{Ruhe}[\text{\AA}]$	<i>Ion</i>	$\lambda_{Ruhe}[\text{\AA}]$
N V	4603,730	Si IV	4654,323
N V	4619,980	He II	4685,682
O IV	4631,780	H β	4861,32
O IV	4632,200	O V	4930,27
O V	5114,07	N V	4944,56
O V	5580,12	N V	5200,4
O V	5583,23	N V	5204,29
O V	5597,91	C IV	5811,98
		N IV	6380,77
		O V	6500,24
		He II	6560,1
		H α	6562,8

Tabelle 6.1: Tabelle der identifizierten Absorptions- bzw. Emissionslinien der HIRES Spektren vom 12.08.1997 und 11.05.1999. Die Spektren überdeckten den Wellenlängenbereich von ca. 4500Å bis ca. 6700Å.

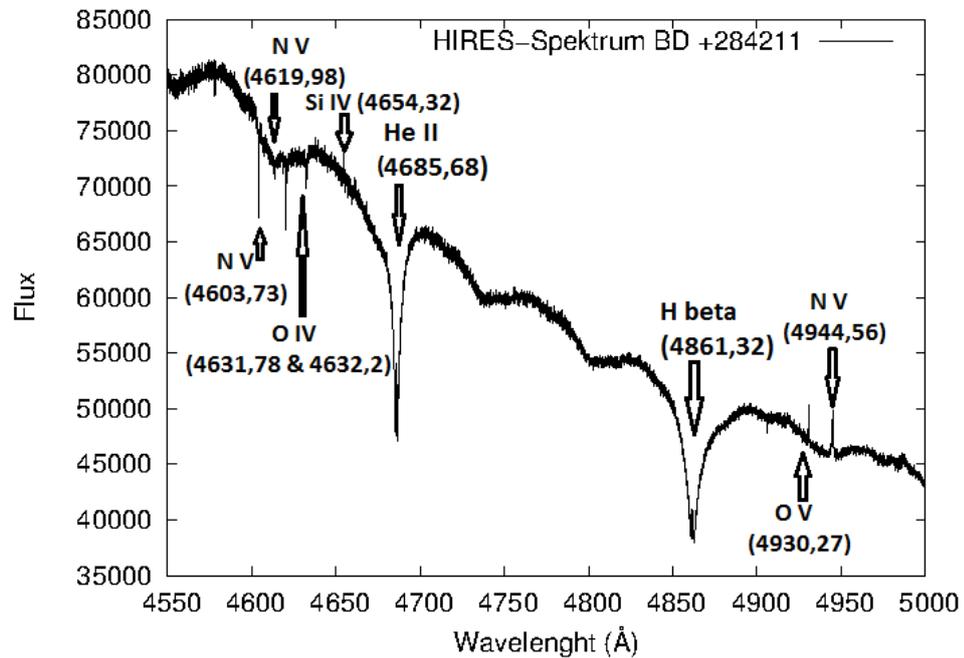


Abb. 6.3: Spektrum von 4550 Å bis 5000 Å. Deutlich zu erkennen sind die Balmer und He I Linien, für die die Druckverbreiterung eine starke Rolle spielt, im Gegensatz zu N,O und Si Linien, für die die thermische Verbreiterung dominiert

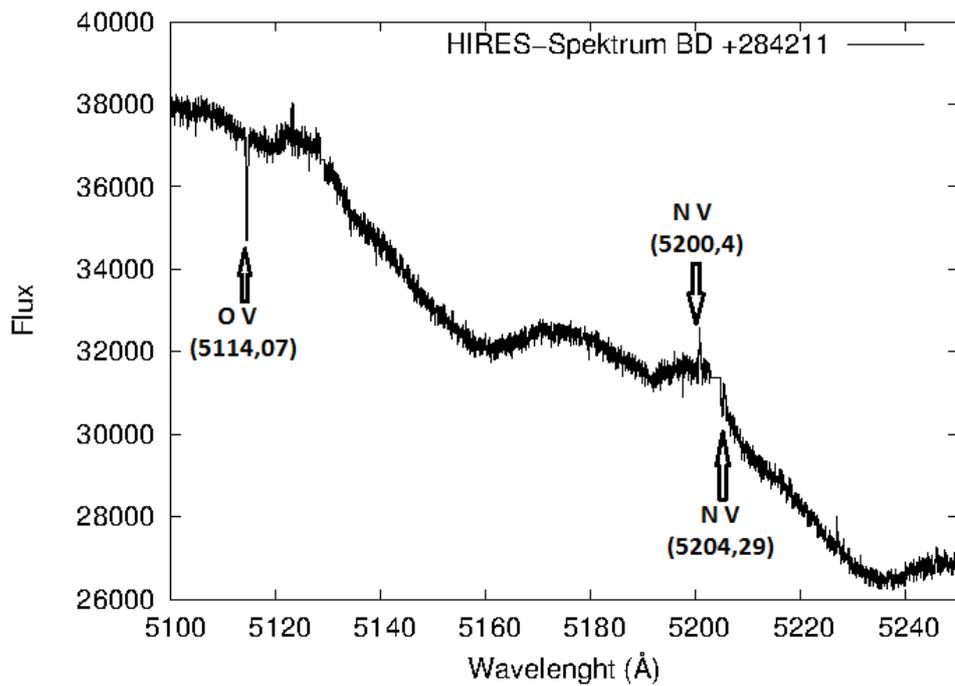


Abb. 6.4: Spektrum von 5100 Å bis 5240 Å

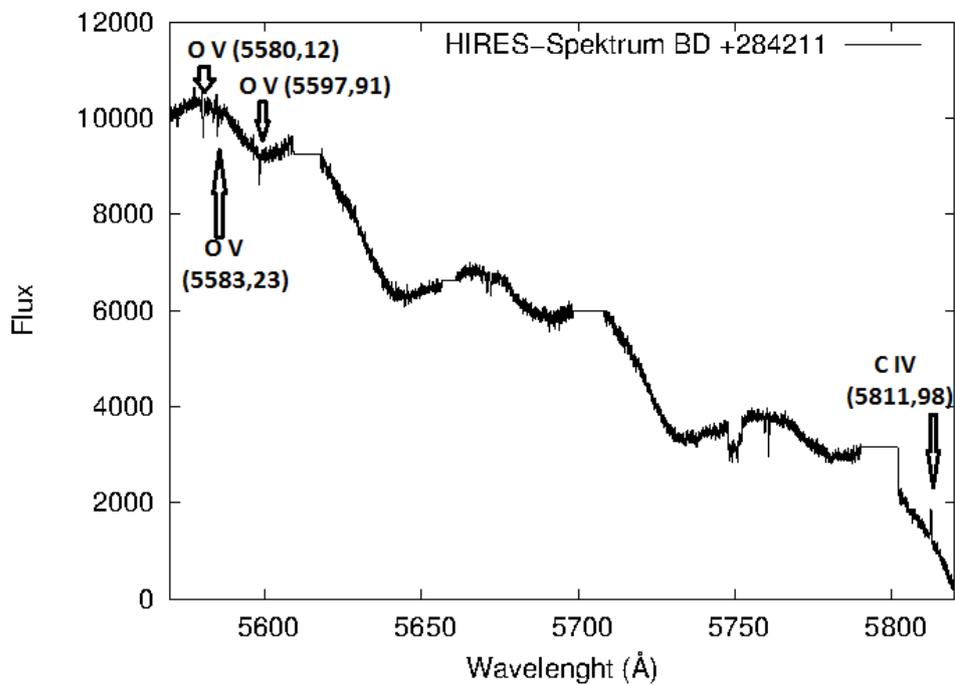


Abb. 6.5: Spektrum von 5570 Å bis 5820 Å

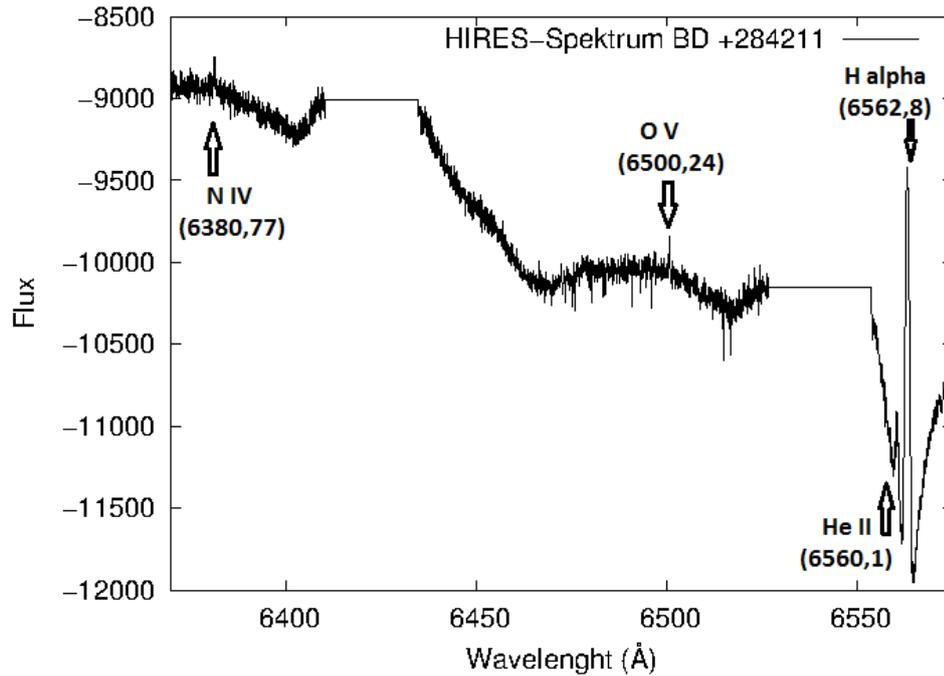


Abb. 6.6: Spektrum von 6370 Å bis 6575 Å

Weiterhin müssen nun die Abweichungen $\Delta\lambda = \lambda_{gemessen} - \lambda_{Ruhe}$ der gemessenen Wellenlängen von den Ruhewellenlängen berechnet werden und daraus, die respektiven Radialgeschwindigkeiten jeder Linie.

Bei Untersuchungen dieser Art ist es wichtig, die vorgenommene Reduktion der Daten des jeweiligen Spektrographen zu kennen. Die von HIRES in der KOA Datenbank zur Verfügung gestellten Spektren werden auf Vakuum-Wellenlängen reduziert, was die Berechnung von Radialgeschwindigkeiten stark verfälscht. Die Daten müssen auf Standard-Air Wellenlängen transformiert werden. Die heliozentrische Korrektur ist im Fall der HIRES Spektren bereits während der Reduzierung durchgeführt worden und musste somit nicht mehr berücksichtigt werden.

Ist $\Delta\lambda$ ermittelt, so kann durch einsetzen in die Dopplerformel:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_{Ruhe}} = \frac{V_{rad}}{c} \quad (6.1)$$

und Auflösen nach der Radialgeschwindigkeit V_{rad} :

$$V_{rad} = \frac{\Delta\lambda \cdot c}{\lambda_{Ruhe}} \quad (6.2)$$

die Werte der Radialgeschwindigkeit jeder gemessenen Linie berechnet werden. Im Fall der überprüften Spektren von G. H. Herbig ergeben sich die Werte in Tabelle 6.2.

Datum	# Linien	$V_{rad}(tot) \pm \sigma$ [km/s]	$V_{rad}(EM) \pm \sigma$ [km/s]	$V_{rad}(ABS) \pm \sigma$ [km/s]
12.08.1997	14	22,491 \pm 0,641	23,081 \pm 0,852	21,704 \pm 0,959
11.05.1999	17	23,010 \pm 0,565	23,020 \pm 0,972	22,999 \pm 0,580

Tabelle 6.2: Erhaltenen Werte der erneuten Analyse von 2 der Spektren die bereits von G. H. Herbig untersucht wurden.

Wie zu sehen ist, weichen die Werte für Absorptions- und Emissionslinien nur gering vom totalen Mittelwert ab. Emission und Absorption muss somit nicht getrennt voneinander analysiert werden. Im Vergleich mit 6.1 kann ebenfalls festgestellt werden, dass die gemessenen Werte nur wenig von den von G. H. Herbig erhaltenen Werte abweichen. Außerdem befinden sich die überprüften Werte innerhalb des ursprünglichen Fehler und der neue Fehlerwert hat sich sogar verringert.

Die hier benutzte Methode zur Berechnung der Radialgeschwindigkeit eines Sterns ist somit verifiziert und kann für weitere Spektren benutzt werden.

Um langperiodische Variationen der Radialgeschwindigkeit nachweisen zu können, müssen nun mehrere Spektren des Sterns analysiert werden. Hierbei werden insgesamt 23 Spektren des Sterns untersucht, die eine Zeitspanne zwischen 1997 und 2011 überdecken. Zusätzlich zu den in Tabelle 6.1 angegebenen Linien, kann in den meisten Spektren weitere Linien identifiziert werden. Somit ergibt sich für BD+28°4211 folgende Tabelle von identifizierten Linien:

Absorptionslinien		Emissionslinien	
<i>Ion</i>	λ_{Ruhe} [Å]	<i>Ion</i>	λ_{Ruhe} [Å]
O III	3961,573	Si IV	4340,46
O V	4119,42	Si IV	4654,323
O V	4123,99	He II	4685,682
O V	4125,49	H β	4861,32
N V	4603,730	O V	4930,27
N V	4619,980	N V	4944,56
O IV	4631,780	N V	5200,4
O IV	4632,200	N V	5204,29
O V	5114,07	He II	5411
O IV	5326,88	C IV	5811,98
O IV	5327,47	N IV	6380,77
O V	5580,12	O V	6500,24
O V	5583,23	He II	6560,1
O V	5597,91	H α	6562,8
Si V	6701,207		

Tabelle 6.3: Tabelle der identifizierten Absorptions- bzw. Emissionslinien der 23 analysierten HIRES Spektren mit ihren zugehörigen Ionen. Die He II Linie bei 5411Å wird nicht in die Auswertung miteinbezogen, da die Linie nicht deutlich genug für eine Messung ist.

Von den in Tabelle 6.3 aufgelisteten Linien wurden diejenigen ausgewählt, die fast in allen Spektren messbar waren. Die Analyse liefert die in Tabelle 6.4 aufgelisteten Werte für die Radialgeschwindigkeit.

Datum	# Linien	$V_{rad} \pm \sigma$ [km/s]
12.08.1997	14	$22,491 \pm 0,641$
12.08.1997	18	$22,262 \pm 0,543$
11.05.1999	17	$23,010 \pm 0,565$
11.05.1999	17	$22,546 \pm 0,626$
14.09.1999	12	$22,467 \pm 0,774$
14.09.1999	9	$22,085 \pm 0,962$
11.11.1999	13	$22,063 \pm 0,566$
12.08.2005	19	$22,202 \pm 0,635$
21.10.2005	15	$20,791 \pm 0,565$
08.11.2005	15	$21,387 \pm 0,451$
08.11.2005	15	$22,054 \pm 0,596$
01.08.2006	8	$24,174 \pm 0,541$
01.08.2006	11	$22,996 \pm 0,660$
01.08.2006	17	$22,454 \pm 0,523$
27.06.2008	15	$22,115 \pm 0,574$
18.07.2008	20	$21,54 \pm 0,518$
13.07.2009	16	$22,097 \pm 0,477$
06.06.2011	18	$22,299 \pm 0,501$
07.08.2011	19	$21,757 \pm 0,479$
03.10.2011	18	$21,399 \pm 0,773$
03.10.2011	18	$21,824 \pm 0,799$
04.10.2011	18	$21,54 \pm 0,713$
04.10.2011	17	$21,278 \pm 0,887$

Tabelle 6.4: Erhaltenen Werte für die Radialgeschwindigkeitsmessung von 23 Spektren von BD +28°4211 mit zugehörigen Fehlern und Anzahl der in die Berechnung eingegangenen Linien

Betrachtet man die Werte aus Tabelle 6.4 näher, so kann man keine signifikante Variation erkennen. Um dies übersichtlicher zu machen, wird die Radialgeschwindigkeit gegen eine Zeitachse aufgetragen. Das Resultat ist in Abb. 6.7 zu sehen.

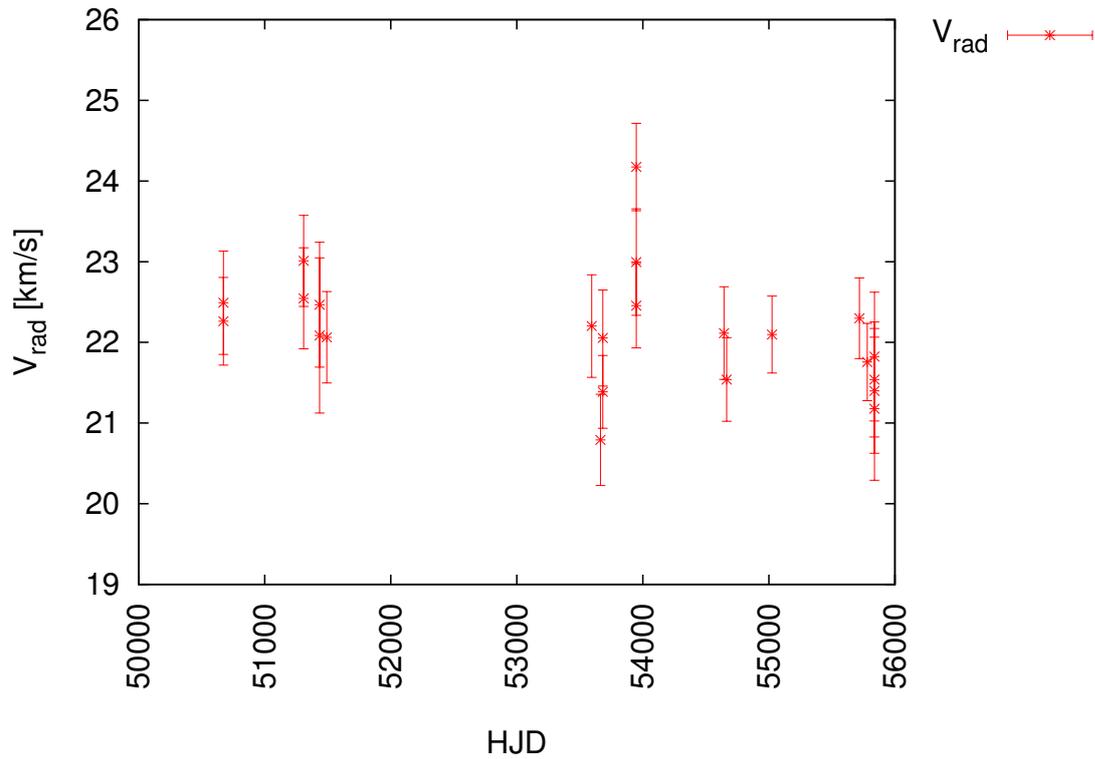


Abb. 6.7: Radialgeschwindigkeit aufgetragen gegen die Zeitachse (HJD: Heliocentric Julian Date) von 23 HIRES Spektren von BD+28°4211. Es ist keine signifikante Variation von V_{rad} zu erkennen die deutlich außerhalb des Fehlers liegt.

Sowohl aus den Daten als auch aus der Abbildung ist zu erkennen, dass für BD+28°4211 keine signifikante Radialgeschwindigkeitsvariation innerhalb der hier betrachteten Zeitspanne besteht. Es ist lediglich ein Ausreißer zu sehen, der jedoch innerhalb des Fehlerbereichs liegt (siehe Abb. 6.8).

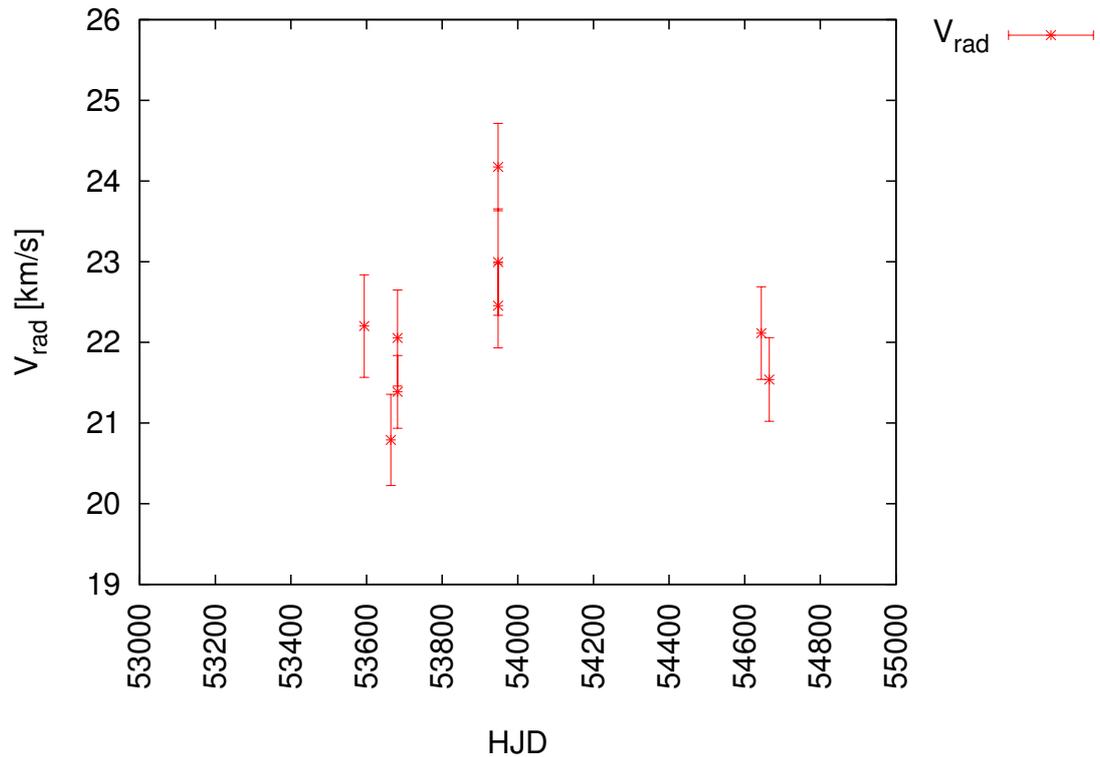


Abb. 6.8: Ausreißer der Radialgeschwindigkeitsmessung. Da er den Fehlerbereich fast verlässt könnte es auch eine tatsächliche lokale Variation sein.

Der Stern weist eine recht konstante Radialgeschwindigkeit auf. Somit kann die Anwesenheit eines Begleiters nicht bestätigt werden.

Die speziellen *Features* im Spektrum von BD+28°4211 sind anhand der Beobachtungsnacht vom 12.08.1997 in folgenden Abbildungen dargestellt. Zum Einen finden sich Linien mehrfachionisierter leichter Elemente, in diesem Fall O IV (siehe Graph 6.9). Weiterhin gibt es Linien die ein ungewöhnlich verbreitertes Profil aufweisen, wie in diesem Fall eine N V Emissionslinie (siehe Graph 6.10). Letztlich finden sich sowohl Balmer Linien als auch He II als Emissionskerne vor (siehe Graphen 6.11, 6.12, 6.13 und 6.14).

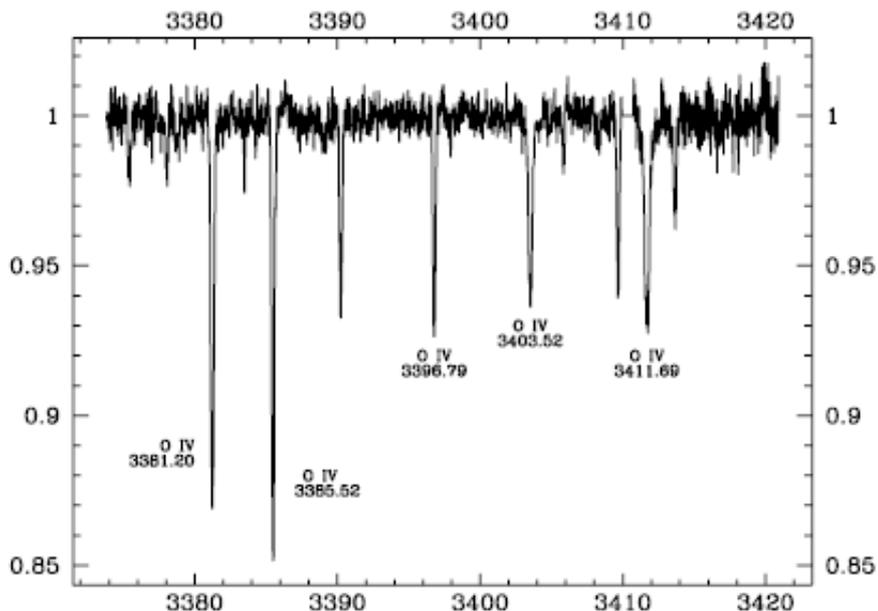


Abb. 6.9: Eng aneinanderliegende und scharfe OIV Absorptionslinien.(G. H. Herbig, 1999,[6])

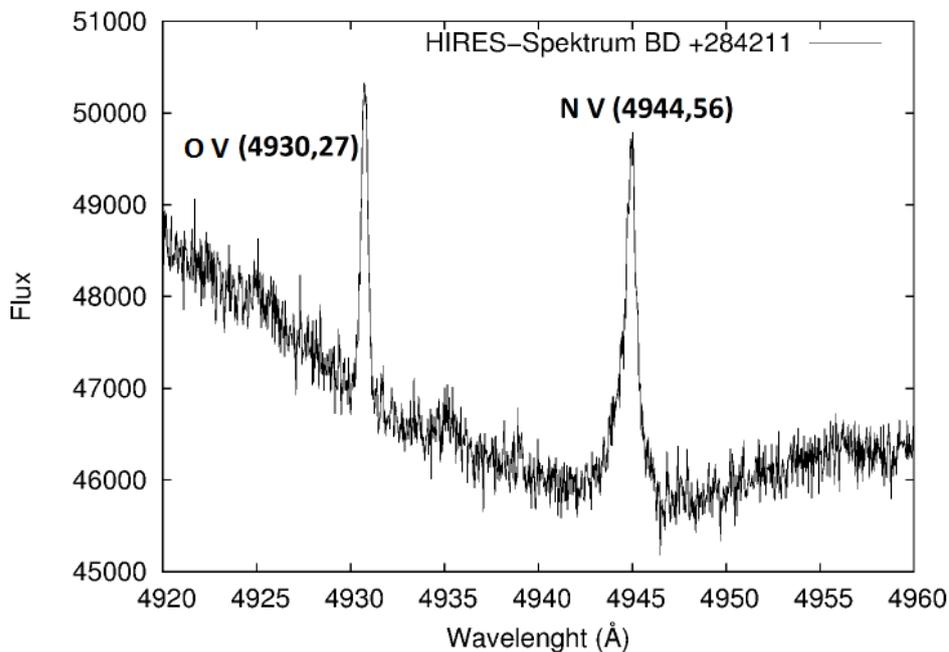
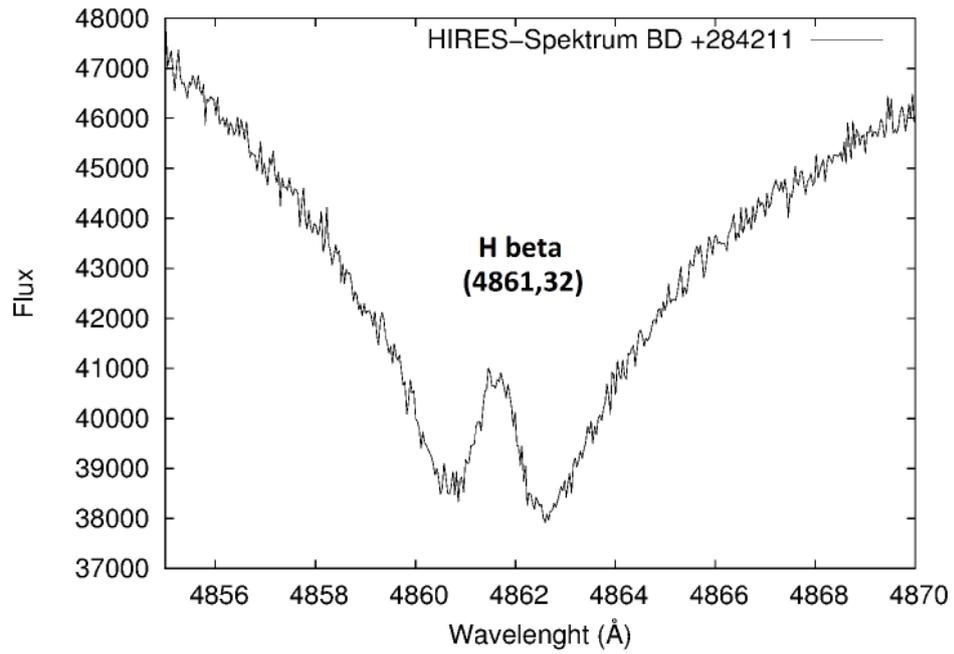
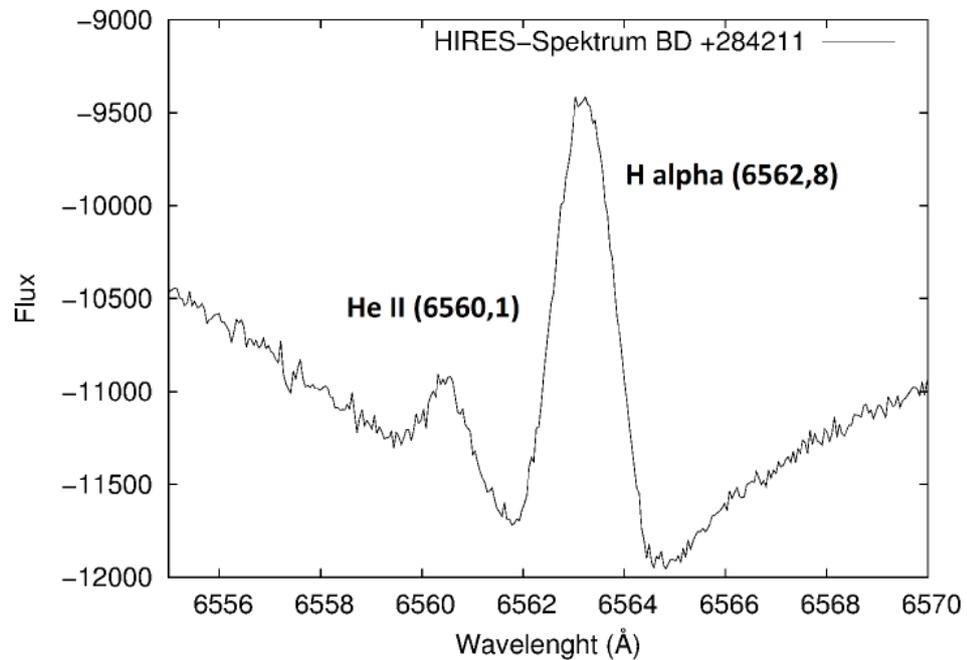


Abb. 6.10: O V bzw. N V Emissionslinie bei 4930,37Å bzw. 4944,56Å. Die N V Linie weist ein eigenartiges verbreitetes Profil auf, dass in aktuellen Studien auf Variationen untersucht wird.

Abb. 6.11: H β Linie in Emission bei 4861,32ÅAbb. 6.12: He II Linie in Emission bei 6561,1Å, nahe der H α Linie in Emission bei 6562,8Å

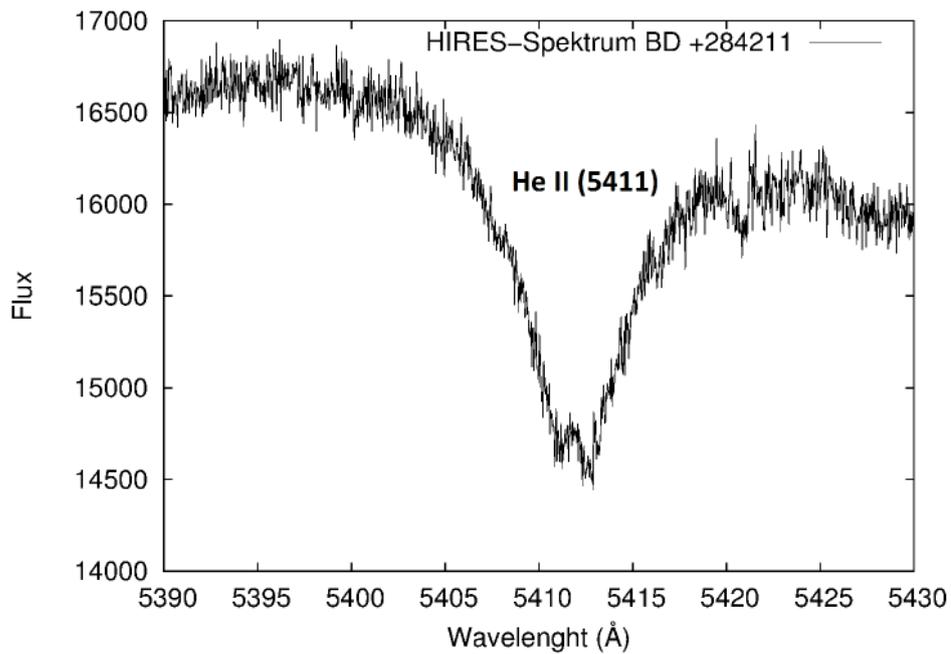


Abb. 6.13: He II Linie in Emission bei 5411Å

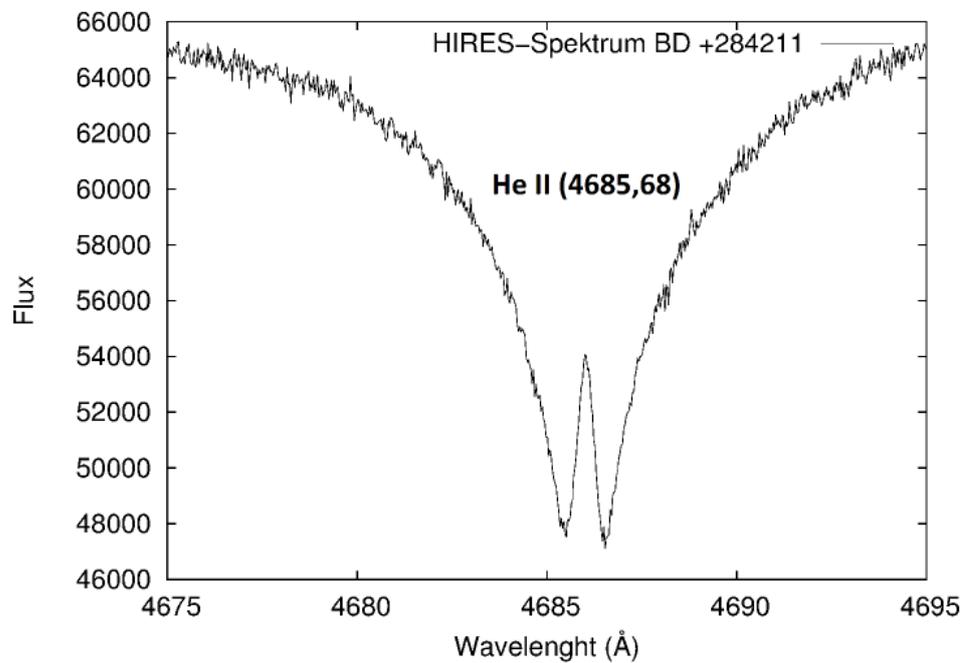


Abb. 6.14: He II Linie in Emission bei 4685,68Å

6.2 WD 1148-230

Der sdO-Stern WD 1148-230 (auch EC-11481-2303) wurde erstmals im Edinburgh-Cape Blue Object Survey entdeckt ([45]). Es wurde ebenfalls ein lichtschwacher Begleiter entdeckt, allerdings im Abstand von $6''{,}6$. Dies ist zu weit entfernt um einen Einfluss auf die Entwicklung des sdO-Sterns zu haben.

Stys. et al (2000,[46]) führte erstmals eine spektroskopische Untersuchung von WD 1148-230 durch. Es wurde sowohl der UV- als auch der optischer Bereich des Spektrums untersucht und LTE (Local Thermodynamik Equilibrium) atmosphärische Modelle zum Fitten der Balmer Serie benutzt. Hierbei wurde, wie auch bei BD+28°4211, das sog. *Balmer Problem* vorgefunden. Durch Annahme verschiedener Modelle schloss Stys. et al ([46]) auf eine effektive Temperatur $T_{eff} = 41790$ K sowie auf $logg = 5,84$ und die Relation $He/H = 0,014$. Trotz allem konnte das Spektrum von WD 1148-230 nicht zufriedenstellend gefittet werden. 2010 wurden weitere spektroskopische Untersuchungen des Sterns vorgenommen (Rauch et al. 2010, [41]). Hierbei konnte mittels eines NLTE-Modells die Balmer Serie gefittet werden und ergab die Werte $T_{eff} = 55000 \pm 5000$, $logg = 5,8 \pm 0,3$ und $H/He = 100 \pm 0,3dex$, wobei zusätzlich die Opazität der Metalle berücksichtigt wurde.

Der sdO-Stern WD 1148-230 zeigt also ein eigenartiges Verhalten und weist untypische Charakteristika in dessen Spektrum auf. Liegt die Ursache möglicherweise in einem Begleiter? Eine Radialgeschwindigkeitsuntersuchung des Sterns soll weitere Hinweise liefern.

Für diese Analyse wurden insgesamt 53 ISIS Spektren aus 3 Beobachtungsnächte untersucht. Die überdeckte Zeitspanne beträgt nur 5 Tage, da ein kurzer Blick auf die Spektren bereits Anzeichen auf Variationen ergab. Dies soll näher untersucht werden. In diesem Fall muss die baryzentrische Korrektur mit dem Programm MIDAS berechnet werden, wobei die genau Position des Teleskops, die Koordinaten des Sterns sowie der exakte Aufnahmezeitpunkt des Spektrums nötig sind. Diese Korrektur wird den später berechneten Radialgeschwindigkeiten addiert.

Ein Beispielspektrum von WD 1148-230 ist in Abb. 6.15 zu sehen.

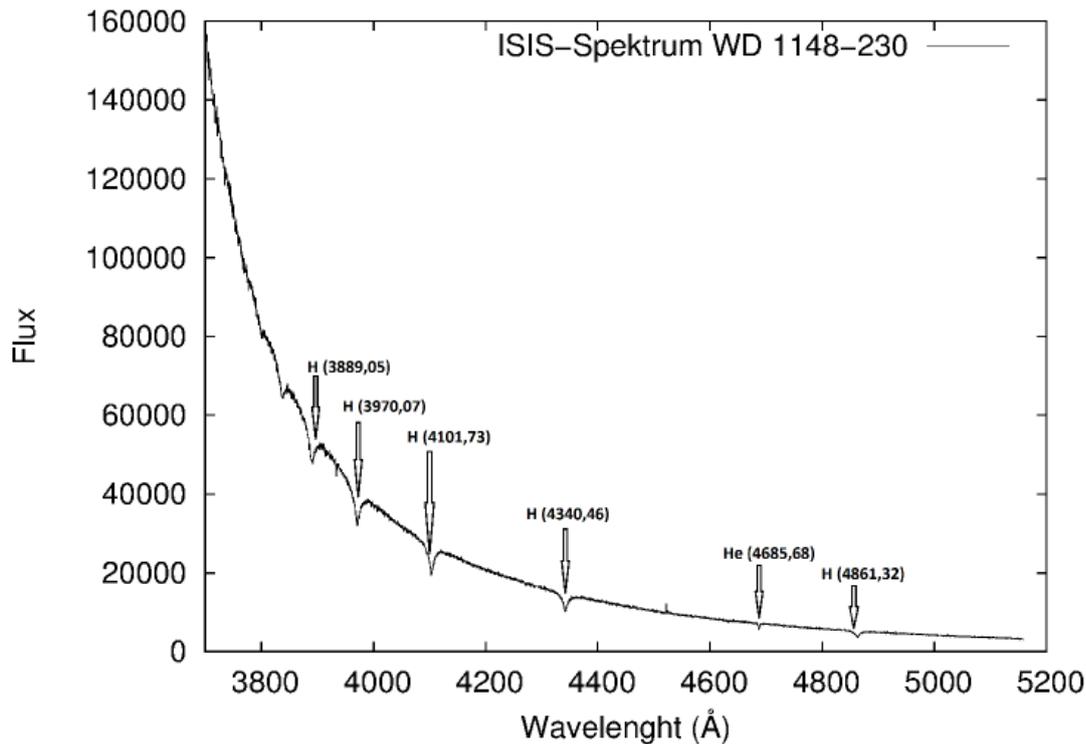


Abb. 6.15: Spektrum von sdO-Stern WD 1148-230 vom 03-06-2013 (22:21:00) von ca. 3750 Å bis ca. 5200 Å. Das Spektrum weist nur wenige Linien auf. Die zu analysierenden Linien begrenzen sich auf einige Linien der Balmer Serie und eine He II Linie bei 4685,682 Å

Wie in Abb. 6.15 zu erkennen ist, ist das Spektrum des Sterns relativ linienarm. Außer Linien der Balmer Serie ist nur eine He II Linie (4685,683 Å) zu erkennen. Tabelle 6.5 zeigt die Ruhewellenlängen der analysierten Linien. In diesem Fall handelt es sich ausschließlich um Absorptionslinien.

<i>Ion</i>	$\lambda_{Ruhe}[\text{Å}]$
H	3889,05
H ϵ	3970,07
H δ	4101,73
H γ	4340,46
He II	4685,682
H β	4861,32

Tabelle 6.5: Tabelle der identifizierten Absorptionslinien der 53 analysierten ISIS Spektren mit ihren zugehörigen Ionen.

Die Auflösung der ISIS Spektren ist um etwa einen Faktor 10 schlechter als die der HIRES Spektren. Die mit dem Programm SPAS ermittelten Wellenlängen betragen somit einen viel größeren Fehler, welcher bis zu 1Å betragen kann. Dies hat direkte Auswirkungen auf die daraus ermittelten Radialgeschwindigkeiten, die mit einem Fehler von

bis zu 20 km/s behaftet sein können. Es wäre daher notwendig weitere Spektren des Sterns besserer Auflösung zu analysieren, bspw. mit einem anderen Teleskop.

Die Analyse wird wie bei BD+28°4211 fortgeführt. Zunächst werden die Wellenlängenvariationen $\Delta\lambda = \lambda_{gemessen} - \lambda_{Ruhe}$ bestimmt. Anschließend werden mittels Dopplerformel die Radialgeschwindigkeiten der Linien ermittelt. Die erhaltenen Werte sind in Tabelle 6.6 aufgelistet, wobei die Anzahl der analysierten Linien gleich der in Tabelle 6.5 ist.

03.06.13		06.06.13		07.06.13	
UT	$V_{rad} \pm \sigma [km/s]$	UT	$V_{rad} \pm \sigma [km/s]$	UT	$V_{rad} \pm \sigma [km/s]$
22:02:58	92.714 ± 11.454	21:25:27	89.584 ± 11.246	21:09:07	30.214 ± 8.698
22:05:11	92.134 ± 13.663	21:32:06	97.973 ± 7.831	21:11:19	35.095 ± 7.077
22:07:25	100.240 ± 11.129			21:15:34	33.753 ± 8.926
22:12:18	101.002 ± 8.911			21:17:49	19.512 ± 2.825
22:12:31	104.998 ± 9.095			21:20:04	23.709 ± 7.229
22:14:43	118.661 ± 13.067			21:22:11	39.413 ± 16.039
22:18:48	124.123 ± 10.073			21:26:25	27.854 ± 15.553
22:21:00	119.986 ± 10.240			21:28:41	35.799 ± 19.657
22:25:13	112.815 ± 6.557			21:28:56	30.095 ± 13.455
22:25:26	116.784 ± 9.826			21:33:11	35.614 ± 13.573
22:27:38	106.828 ± 10.191			21:35:26	32.641 ± 12.151
22:31:51	107.663 ± 11.626			21:37:42	33.682 ± 10.212
22:36:53	107.920 ± 4.419			21:37:57	29.225 ± 11.938
22:39:09	101.506 ± 6.143			21:42:12	30.864 ± 9.086
22:41:25	105.263 ± 10.817			21:44:27	31.798 ± 7.361
22:45:32	101.586 ± 7.484			21:46:37	40.181 ± 13.542
22:47:47	114.730 ± 13.394			21:50:49	39.926 ± 14.676
22:48:03	95.688 ± 10.677			21:51:04	28.717 ± 11.884
22:50:17	103.488 ± 9.149			21:55:19	44.425 ± 17.447
22:54:32	110.340 ± 16.984			21:57:34	39.027 ± 11.049
22:54:49	103.916 ± 7.737			21:59:49	34.520 ± 12.878
23:00:52	122.775 ± 12.876			22:02:04	41.143 ± 13.704
				22:08:35	45.327 ± 20.340
				22:12:49	39.690 ± 17.992
				22:13:05	40.454 ± 15.233
				22:19:11	31.951 ± 7.278
				22:21:26	46.698 ± 9.191
				22:23:42	54.733 ± 10.629
				22:23:42	66.757 ± 17.402

Tabelle 6.6: Erhaltenen Werte für die Radialgeschwindigkeitsmessung von 53 Spektren von WD 1148-230 mit zugehörigen Fehlern.

Da in diesem Fall wegen geringerer Wellenlängenabdeckung keine tellurischen Linien in den Spektren vorzufinden waren, konnten diese nicht zur Überprüfung der Kalibration

herangezogen werden.

Bereits bei näherer Betrachtung von Tabelle 6.6 ist zu sehen, das es erhebliche Variationen in der Radialgeschwindigkeit des Sterns innerhalb kürzester Zeit gibt. Dies wird bei Betrachtung von Abb. 6.16 und 6.17 deutlich. Obwohl der Fehler relativ groß ist, deutet sich dennoch eine periodische Variation der Werte an. Abb. 6.16 zeigt eine interessante Erhöhung der Radialgeschwindigkeit von ca. 92 km/s auf ca. 120 km/s innerhalb von nur 16 Minuten. Danach variieren die Werte wiederum leicht. Im Gegensatz dazu variieren die Radialgeschwindigkeiten 4 Tage später nur wenig (siehe Abb. 6.17)

Noch klarer wird die Variation bei Betrachtung des Radialgeschwindigkeitsverlaufes der 3 Beobachtungsnächte, der in Graph 6.18 zu sehen ist.

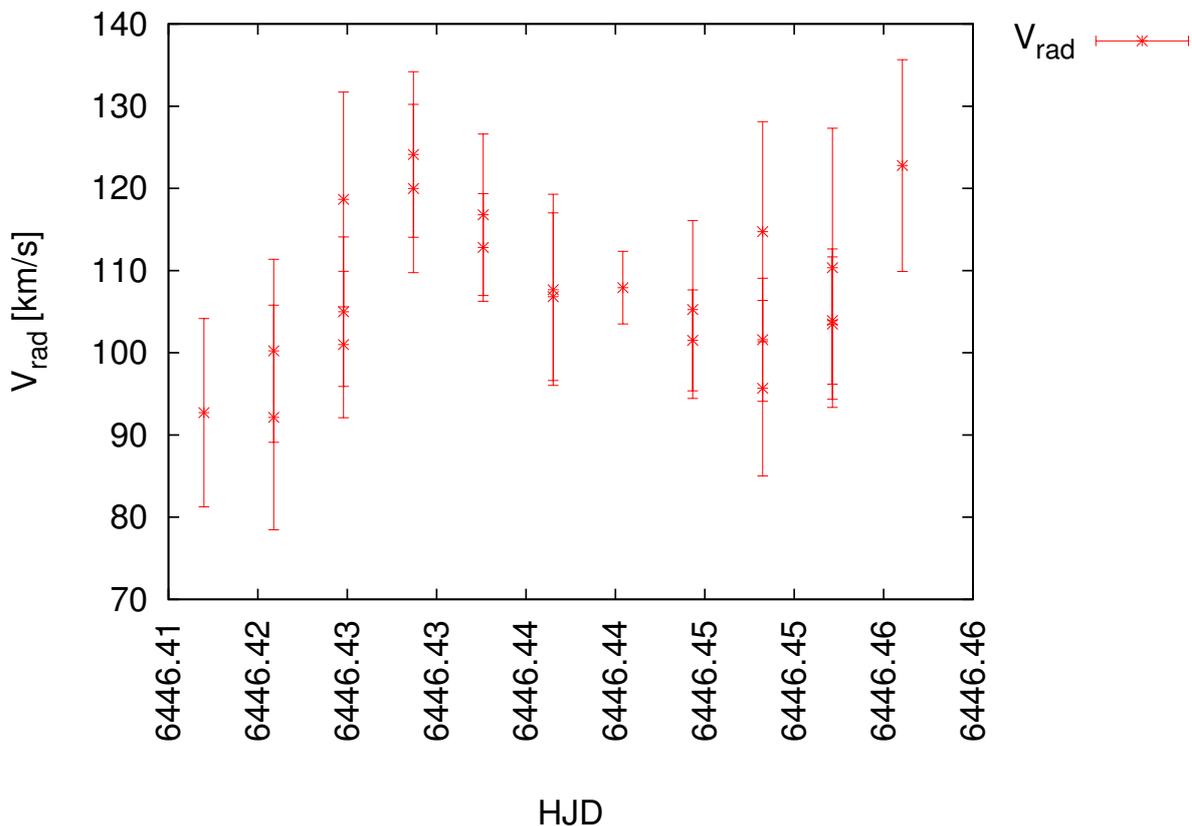


Abb. 6.16: Radialgeschwindigkeitsberechnungen für WD 1148-230 für die Beobachtungsnacht des 03.06.2013 (HJD= Heliocentric Julian Date)

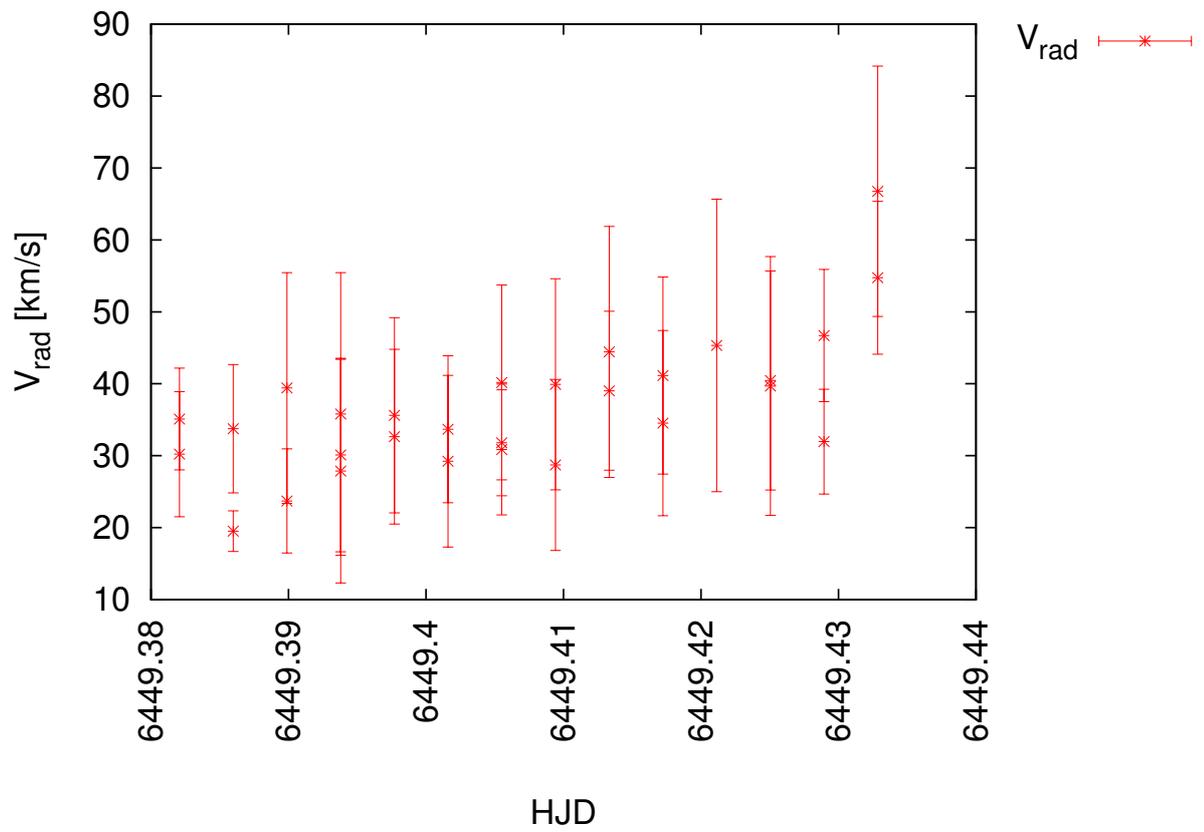


Abb. 6.17: Radialgeschwindigkeitsberechnungen für WD 1148-230 für die Beobachtungsnacht des 07.06.2013 (HJD= Heliocentric Julian Date)

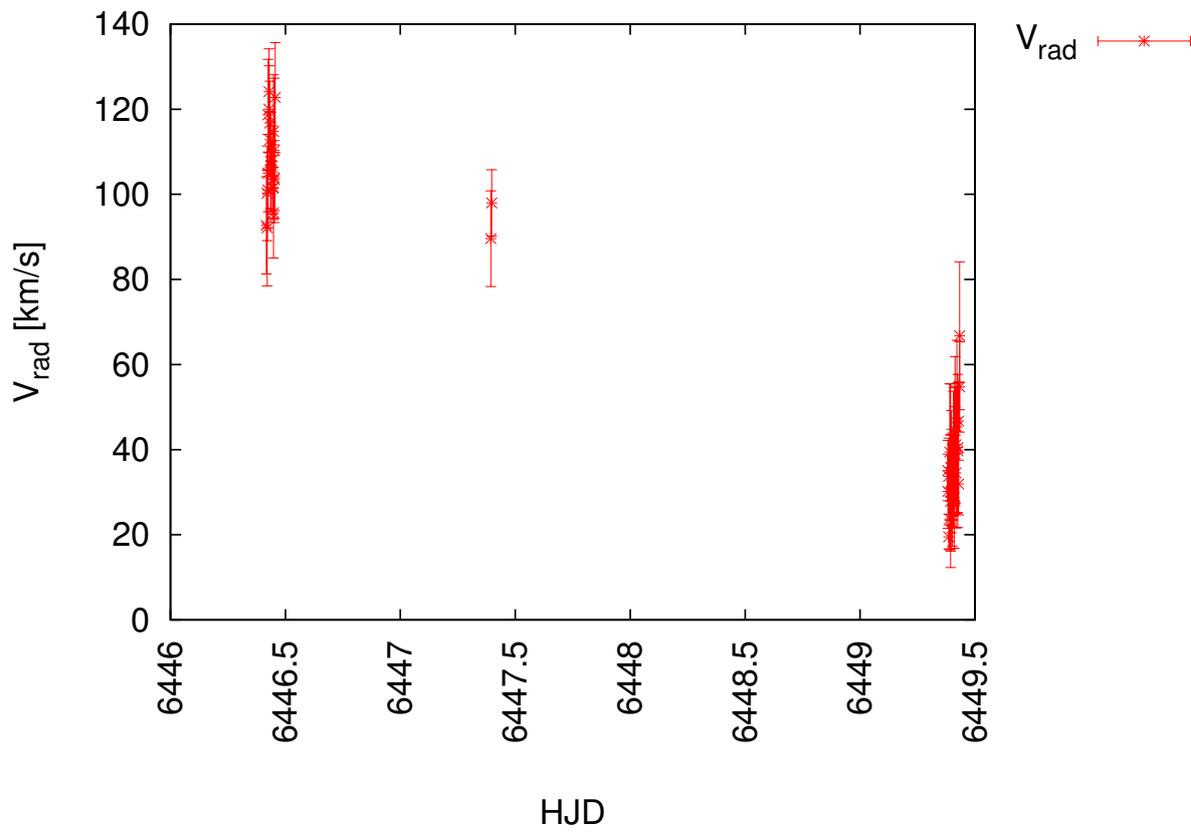


Abb. 6.18: Radialgeschwindigkeitsverlauf von WD 1148-230 zwischen dem 03.06.2013 und dem 07.06.2013 (HJD= Heliocentric Julian Date). Es ist eine signifikante Variation erkennbar.

Die Radialgeschwindigkeiten des Sterns ändern sich in wenigen Tagen um ca. 70 km/s im Mittel. Trotz der großen Fehler der Werte ist die Variation von V_{rad} deutlich erkennbar. Eine variable Radialgeschwindigkeit für WD 1148-230 ist somit verifiziert. Besonderes Augenmerk liegt darin, dass der Stern sowohl Variationen auf Minutenskala wie auch auf Tagesskala aufweist und diese Variationen unterschiedlicher Form sind. Dies lässt vermuten, dass beide Variationen unterschiedliche Ursachen zu Grunde liegen. WD 1148-230 bildet somit ein komplexes System in dem mehrere Faktoren eine Rolle spielen. Der sdO-Stern ist also ein Kandidat für die Suche nach einem möglichen Begleiter. Es stellt sich die Frage ob eine kurzperiodische und/oder langperiodische Variation vorliegt. Die genauen Gründe für das eigenartige Verhalten des Sterns ist nicht bekannt. Eine weitere Beobachtung des Sterns und Aufnahmen von Spektren über eine längere Zeit wäre hier also sehr interessant.

7 Diskussion der Ergebnisse

Die Auswertung der Spektralanalyse von BD+28°4211 und WD 1148-230 liefert sehr unterschiedliche Ergebnisse.

BD+28°4211 ist ein sdO-Stern, der schon sehr lange bekannt ist. Sein ungewöhnliches Spektrum (Balmer Line Problem, andere Besonderheiten siehe Abschnitt 6.1) konnte bis heute nicht genau begründet werden. Ein möglicher Begleiter dieses Sterns ist nicht bekannt. Jedoch wurden bisher nur Systeme von Hot Subdwarfs und Begleiter entdeckt mit Perioden von $P \leq 30$ Tagen. Eine Radialgeschwindigkeitsuntersuchung über ca. 14 Jahre soll auf die Möglichkeit eines langperiodischen Systems Aufschluss bringen. Es wurden insgesamt 23 Spektren für BD+28°4211 des Spektrographen HIRES untersucht. Die resultierenden Radialgeschwindigkeiten weisen keine erkennbare Variationen auf, obwohl die Spektren eine sehr gute Auflösung besitzen und der Fehler somit auf ca. 0,5 km/s begrenzt ist. Demnach sieht es nicht danach aus, dass ein Begleiter Ursache für das charakteristische Spektrum des Sterns ist. Die Besonderheiten des Spektrums (verbreiterte N V Linie, H und He II in Emissionskernen) weisen vielmehr auf andere Faktoren hin, die den Stern beeinflussen. Danach wird der Stern weiterhin untersucht, u.A. in einer aktuellen Studie von Marilyn Latour [50].

WD 1148-230 ist ein sdO-Stern der im Jahr 2000 erstmals spektroskopisch untersucht wurde (Stys et al. [46]). Hierbei wurde ebenfalls das Balmer Line Problem vorgefunden. Es wurde weiterhin versucht die Balmer Serie zu Fitten (T. Rauch et al. 2010,[41], A. Stroer et al. 2006,[40]). Eine Untersuchung auf Variationen in der Radialgeschwindigkeit des Sterns wurden jedoch bisher nicht vorgenommen. Die Auswertung von 53 ISIS Spektren die in einem Zeitraum weniger Tage aufgenommen wurden, liefern interessante Ergebnisse. Sowohl in sehr kurzer Zeit (Minuten) als auch länger betrachtet (5 Tage) sind Variationen erkennbar. Die Auflösung der Spektren war, in diesem Fall, wesentlich schlechter als bei BD+28°4211 (etwa um Faktor 10 geringere Auflösung). Trotzdem können Variationen ausgemacht werden, die außerhalb des Fehlerbereichs liegen.

Innerhalb weniger Minuten ist bereits eine deutliche Variation der Radialgeschwindigkeit beobachtbar, wenn auch der große Fehlerbereich keine sicheren Aussagen machen lässt. In der Beobachtungsnacht des 03.06.2013 ist neben der periodischen Variation auch ein leichter Anstieg der Radialgeschwindigkeit zu erkennen. Die Beobachtungsnacht des 07.06.2013, hingegen, weist keine deutlich erkennbare periodische Variation auf. Dies könnte ein Hinweis auf eine zusätzliche Variation auf längerer Zeitskala sein. Die Variation der 3 Beobachtungsnächte ist wiederum sehr deutlich. Innerhalb von 5 Tagen hat sich die Radialgeschwindigkeit des Sterns um ca. 70 km/s reduziert. Diese Variation ist sogar größer als der Fehlerbereich, womit eine tatsächliche Variation der Radialgeschwindigkeit verifiziert ist. Auf Zeitskala von einigen Tagen ist der sdO-Stern WD 1148-230 also tatsächlich variabel. Die 3 Beobachtungsnächte liefern leider noch keine klare Radi-

algeschwindigkeitskurve, daher ist eine weitere Beobachtung des Sterns notwendig. WD 1148-230 könnte somit ein potentieller Kandidat für den Besitz eines Begleiters sein. Eine Analyse weiterer Spektren über einen größeren Zeitraum könnte mehr Hinweise auf die Ursache dieser starken Variationen liefern. Die Aufnahme weiterer Spektren besserer Auflösung ist, aufgrund der hier erhaltenen Resultate, bereits veranlasst. Es werden demnächst neue Spektren des Sterns zur Verfügung stehen. Dank der besseren Auflösung können ebenfalls die Variationen auf kurzer Skala näher untersucht werden.

8 Schlussfolgerung

Die Ergebnisse dieser Bachelorarbeit sind zweigeteilt. Der sdO-Stern BD+28°4211 zeigt weiterhin keine Anzeichen auf einen Begleiter und gilt somit als Einzel-sdO. Dies stärkt die Theorien die eine solche Hot Subdwarf Entwicklung erklären, wie bspw. das Merger-Szenario. Der sdO-Stern WD 1148-230 wurde erstmals auf Radialgeschwindigkeitsvariationen untersucht und diese wurden bestätigt. Weitere Untersuchungen könnten auf einen möglichen Begleiter schließen, wodurch wiederum Szenarien wie bspw. CEE gestärkt werden. Da die Theorie besteht dass sdO- und sdB-Sterne durch unterschiedliche Prozesse entstehen, würden diese Resultate ebenfalls zu diesen Annahmen passen.

Literaturverzeichnis

- [1] Hot Subdwarf Stars; Ulrich Heber; Annual Review of Astronomy and Astrophysics 2009, 47:211-51
- [2] Asteroseismology of Hot Subdwarf Stars; Raquel Obeiro Rey <http://www.slac.stanford.edu/econf/C0307073/papers/R0.pdf>, Zugriff 23.08.14
- [3] The Origin of helium-rich Subdwarf O stars: <http://astro.uni-tuebingen.de/~rauch/HYDEF07/Presentations/20.09./napiwotzki.pdf>; Ralf Napiwotzki; 2011
- [4] Pulsations in Subdwarf B Stars: <http://www.ias.ac.in/jaa/junsep2005/jaa440.pdf>; C. Simon Jeffery; 2005
- [5] Binäre sdB-Sterne mit substellaren Begleitern; Patrick Brünner, 2012
- [6] The Optical Spectrum of the O-Type Subdwarf BD +284211; G. H. Herbig, 1999; <http://www.jstor.org/stable/pdfplus/10.1086/316426.pdf?acceptTC=true>
- [7] High Resolution Spectroscopy of the Star Feige 34; Han I.; Burkalova T.; Valyavin G.; Kim H. S.; Galazutdinov G.; Zharikov S.V.; Lee B.-C.; Kim K.-M.; Kholtygin A.; Shulyak D.; Chavez M.; Bertone E., 2011
- [8] Über das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum; Max Planck; 1900; Annalen der Physik. 309, Nr. 3: <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/andp.19013090310/epdf>
- [9] Analyse und Interpretation astronomischer Spektren; Richard Walker, 2013
- [10] An Introduction to Modern Astrophysics; Bradley W. Carroll; Dale A. Ostlie; Pearson International Edition, 2007
- [11] <http://www.uni-heidelberg.de/studium/journal/2007/05a/exoplanet.html>
- [12] <http://www.khalisi.com/vhskurse/exoplanets/exoplanets.html>
- [13] <http://www.uni-tuebingen.de/index.php?id=4258>
- [14] <http://www.baader-planetarium.de/news/baches/baches.htm>

- [15] <http://www2.keck.hawaii.edu/inst/hires/>
- [16] <http://www.keckobservatory.org/about>
- [17] <http://www.iac.es/divulgacion.php?op1=16&id=675&img=840>
- [18] <http://www.ing.iac.es/Astronomy/instruments/isis/index.html>
- [19] The Palomar-Green catalog of ultraviolet-excess stellar objects, Green, R. F.; Schmidt, M; Liebert, J; Astrophysical Journal Supplement Series, vol. 61, June 1986, p. 305-352
- [20] Hot subluminoous stars at high galactic latitudes. I - Spectra and Stromgren photometry; Moehler, S.; Richtler, T.; de Boer, K. S.; Dettmar, R. J.; Heber, U.; 1990, A/AS, p. 86-53
- [21] Hot subdwarfs from the ESO Supernova Ia Progenitor Survey: II. Atmospheric parameters of subdwarf O stars; Stroerer, A.; Heber, U.; Lisker, T.; Napiwotzki, R.; Dreizler, S.; Christlieb, N.; Reimers; 2007, Astronomy and Astrophysics 462, p. 269-280
- [22] Evolution of Stars: The Photospheric Abundance Connection, Heber. U; 1991, IAU Symposium, Vol. 145
- [23] Planetary Nebulae: Their Evolution and Role in the Universe; Werner, K.; Deetjen, J.L.; Dreizler, S.; Rauch, T.; Kruk, J.W.; 2003, IAU Symposium, Vol. 209
- [24] The Edinburgh-Cape blue object survey. II. Zone 1 - the North Galactic Cap; D. Kilkenny, D. O'Donoghue, C. Koen, R.S. Stobie; A. Chen; 1997; Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 287, 867
- [25] Discovery of A New Class of Pulsating Stars: Gravity-Mode Pulsators among Subdwarf B Stars; Green, E. M.; Fontaine, G.; Reed, M. D.; Callera, K.; Seitenzahl, I. R.; White, B. A.; Hyde, E. A.; Ostensen, R.; Cordes, O.; Brassard, P.; Falter, S.; Jeffery, E. J.; Dreizler, S.; Schuh, S. L.; Giovanni, M.; Edelmann, H.; Rigby, J.; Bronowska, A.; 2003, ApJ 583, L31
- [26] Mass loss in globular cluster red giants - an evolutionary investigation; Castellani, M.; Castellani, V.; 1993; ApJ 407, 649
- [27] On the frequency of planetary nebula nuclei powered by helium burning and on the frequency of white dwarfs with hydrogen-deficient atmospheres; Iben, I., Jr.; 1984; ApJ 277, 333
- [28] Effects of Helium Mixing on the Evolution of Globular Cluster Stars; Sweigart, Allen V.; 1997; ApJ 474, L23
- [29] Hot Subluminoous stars: On the Search for Chemical Signatures of their Genesis, Hirsch, H.A.; 2009

- [30] Flash Mixing on the White Dwarf Cooling Curve: Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer Observations of Three He-rich sdB Stars; Lanz, Thierry; Brown, Thomas M.; Sweigart, Allen V.; Hubeny, Ivan; Landsman, Wayne B.; 2004; ApJ, 602, 342
- [31] The origin of subdwarf B stars – II; Han, Z.; Podsiadlowski Ph.; Maxted P. F. L.; Marsh, T. R.; 2003, MNRAS, 341,669
- [32] The origin of subdwarf B stars - I. The formation channels; Han, Z.; Podsiadlowski, Ph.; Maxted, P. F. L.; Marsh, T. R.; Ivanova, N.; 2002; MNRAS, 336,449
- [33] Podsiadlowski, P., Han, Z., Lynas-Gray, A. E., Brown, D. 2008, in Hot Subdwarf Stars and Related Objects, eds. U. Heber, C. S. Jeffery, R. Napiwotzki, ASP Conf. Ser., 392, 15
- [34] Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and Type I supernovae; Webbink, R. F.; 1984; ApJ 277, 355
- [35] Napiwotzki R.; 2008; In: U. Heber; C. S. Jeffery, and R. Napiwotzki (ed.) Hot Subdwarf Stars and Related Objects, Vol. 392. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 139
- [36] Can Planets Influence the Horizontal Branch Morphology?; Soker, Noam; 1998; AJ 116, p. 1308-1313
- [37] Spinning-up the envelope before entering a common envelope phase; Bear, Ealeal; Soker, Noam; 2010; New Astronomy, Volume 15, Issue 5, p. 483-490
- [38] Evolution of Close Binaries. IV; Paczyński, B.; 1967; Acta Astronomica 17, 193-206
- [39] <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>
- [40] Hot subdwarfs from the ESO supernova Ia progenitor survey: <http://www.aanda.org/articles/aa/pdf/2007/04/aa5564-06.pdf>; A. Stroeer; U.Heber; T.Lisker; R. Napiwotzki; S. Dreizler; N. Christlieb; and D. Reimers; 2006
- [41] EC11481-2303 - A Peculiar Subdwarf OB Star Revisited: <http://fr.arxiv.org/pdf/1001.5115v1>; Thomas Rauch; Klaus Werner; Jeffrey W. Kruk; 2010
- [42] <http://www.uni-leipzig.de/~energy/pdf/freusd1.pdf>
- [43] Interpreting Astronomical Spectra; D. Emerson; 1996
- [44] KECK KOA Archive: <https://koa.ipac.caltech.edu/cgi-bin/KOA/nph-KOAlgin>
- [45] The Edinburgh-Cape Blue Object Survey - II. Zone 1 - the North Galactic CAP; Kilkenny, D.; O'Donoghue, D.; Koen, C.; Stobie, R. S.; Chen, A.; 1997; Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 287, Issue 4, pp. 867-893; <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1997MNRAS.287..867K>

- [46] EC 11481-2303: A Peculiar Hot High-Gravity Pre-White Dwarf; Stys, D.; Slevinsky, R.; Sion, E. M.; Saffer, R.; Holberg, J. B.; O'Donoghue, Darragh; Kilkenny, D.; Stobie, R. S.; Koen, C.; 2000; The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Volume 112, Issue 769, pp. 354-358; <http://www.jstor.org/stable/10.1086/316525>
- [47] <http://iopscience.iop.org/1538-4357/457/1/L39/fulltext/5647.text.html>
- [48] On the Balmer Line Problem; Werner K.; 1997; *Astrophys. J.* 457, L39 - L41
- [49] Werner, K., Dreizler, S., Deetjen, J. L., et al. 2003, in: *Stellar Atmosphere Modeling*, eds. I. Hubeny, D. Mihalas, K. Werner, The ASP Conference Series Vol. 288 (San Francisco ASP), p. 31
- [50] A NON-LTE Analysis of the Hot Subdwarf O Star BD+28°4211. II. The Optical Spectrum; M. Latour; G. Fontaine; E.M. Green; P. Brassard; To be submitted to *Astronomy and Astrophysics*
- [51] Suche nach substellaren Begleitern bei Hot Subdwarfs; L. Classen; 2011
- [52] Anleitung zum astronomischen Praktikum an der Dr. Karl Remeis Sternwarte in Bamberg
- [53] A NLTE Analysis of the Hot Subdwarf O Star BD+28°4211. I. The UV Spectrum; M. Latour; G. Fontaine; P. Chayer; P. Brassard; 2013